DTU Bibliotek

Denne fil er downloadet fra

Danmarks Tekniske Kulturarv

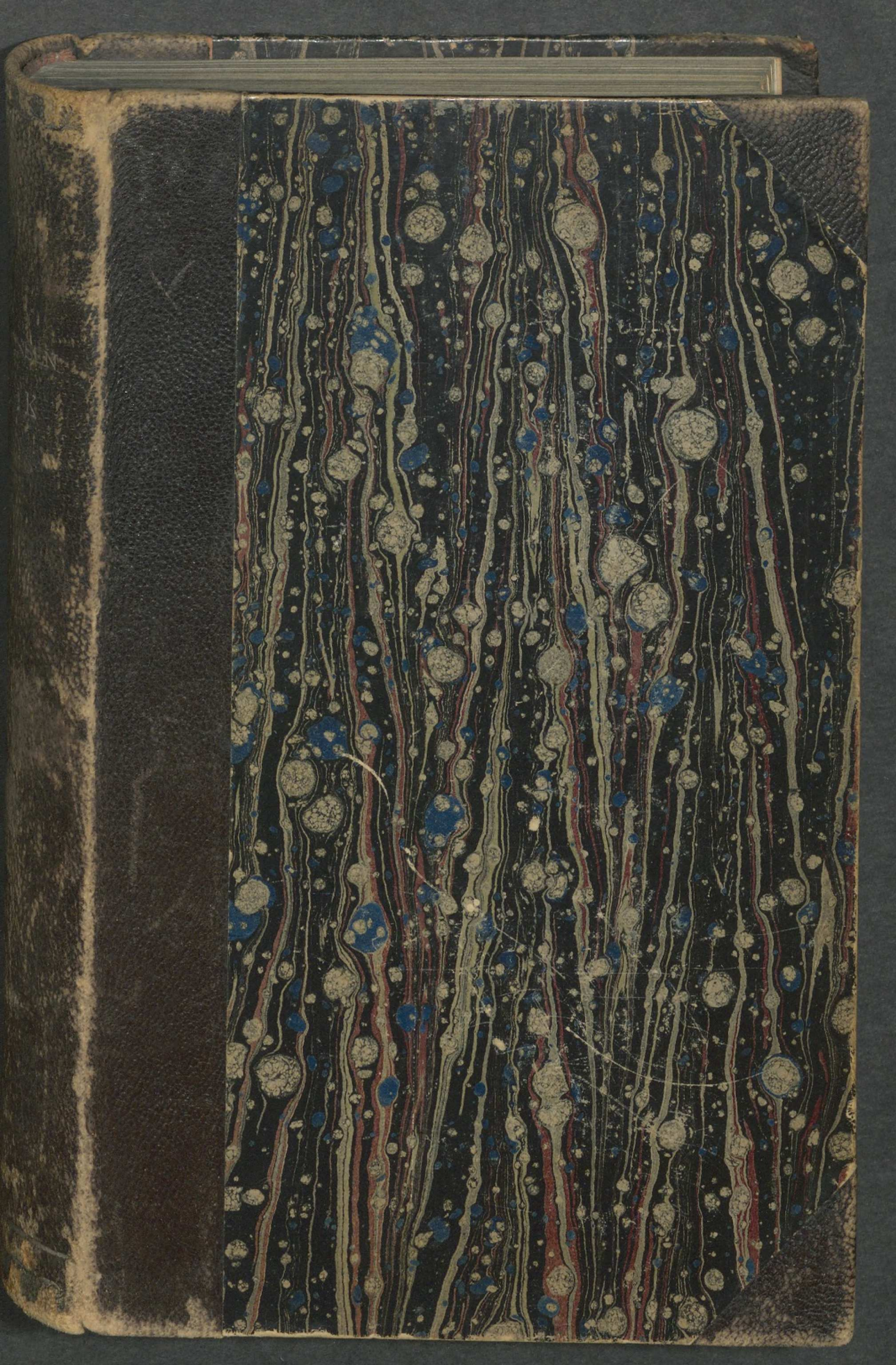
www.tekniskkulturarv.dk

Danmarks Tekniske Kulturarv drives af DTU Bibliotek og indeholder scannede bøger og fotografier fra bibliotekets historiske samling.

Rettigheder

Du kan læse mere om, hvordan du må bruge filen, på *www.tekniskkulturarv.dk/about*

Er du i tvivl om brug af værker, bøger, fotografier og tekster fra siden, er du velkommen til at sende en mail til *tekniskkulturarv@dtu.dk*



C. CHRISTIANSEN

LÆREBOG I FYSIK

TIL BRUG VED POLYTEKNISK LÆREANSTALT

ANDEN UDGAVE

KØBENHAVN
DET NORDISKE FORLAG
ERNST BOJESEN
1903

TRYKT IALT I
2500 EKSPL.
H. H. THIELES
BOGTRYKKERI

SIDEN første Udgave af denne Bog udkom, er der foregaaet en Omordning af Undervisningen i Fysik ved Polyteknisk Læreanstalt, idet Professor Prytz nu foredrager den rent mekaniske Del samt Læren om de fysiske Maalinger, hvilket Omraade han har behandlet i sin Bog »Fysiske Maalemetoder« 1901. Jeg har under disse Omstændigheder anset det for rigtigst at lade de dertil svarende Afsnit udgaa af denne Udgave, ligesom enkelte andre Afsnit, saaledes Lydlæren, er udeladte som mindre vigtige for Læreanstaltens studerende. Til Gengæld er Elektricitetslæren udvidet noget, idet Læren om elektriske Svingninger og om de nye Straaler er behandlet udførligt.

For den Hjælp, jeg fra forskellige Sider har modtaget, bringer jeg herved de paagældende min bedste Tak, jeg henvender den især til Fru mag. sc. K. Meyer, Direktør Ad. Paulsen og cand. mag. Th. S. Hovgaard, der har udarbejdet det udførlige Sagregister.

København, November 1903.

FORFATTEREN

INDHOLDSFORTEGNELSE.

Side

FØRSTE AFSNIT. **Mekaniske og termiske Grundsætninger** 1

Faldet. Tyngdekraften. Newtons Love for Bevægelsen. Massens Uforanderlighed. Energimængdens Uforanderlighed. Entropien vokser bestandig. Beviserne. Enhederne.

ANDET AFSNIT. **Varmeteoriens første Hovedsætning** 9

Varmens Natur. Energiens Forvandling til Varme. Varmeækvivalentet. Omdannelse af Varme til Arbejde. Varmeteoriens første Hovedsætning. Energiens Forvandlinger. Anvendelse paa Luftarter.

TREDJE AFSNIT. **Varmeteoriens anden Hovedsætning** 32

Umuligheden af et Perpetuum mobile. Carnots Teorem. Bestemmelse af Carnots Konstant. Anvendelse paa Kogning og Smeltning. Anvendelse paa et galvanisk Element. Reversible og irreversible Processer. Entropisætningen. Eksempler paa Anvendelse af Entropisætningen.

FJERDE AFSNIT. **Om Luftarterne** 50

Luftformige Legemer. Luftens Vægtfylde. Maaling af Vægtfylde. Grundstoffernes Damptætheder. Luftformige Forbindelsers Vægtfylde. Maaling af Varmefylde. Varmefylde ved konstant Tryk. Hvorledes Forholdet k kan maales. Luftblandinger. Højdemaaling med Barometret. Diffusion. Diffusionens Teori. Diffusion gennem porøse Legemer. Atmolyse. Luftarternes kinetiske Teori.

FEMTE AFSNIT. **Om Vædskerne** 88

Draabeflydende Legemer. Vædskernes Sammentrykkelighed. Udvidelse ved Varme. Vædskers Vægtfylde. Varmefylde. Luftabsorption i Vædsker. Luftarters Diffusion i Vædsker. Vædskeblandinger. Saltopløsningers Rumfangsforhold. Saltopløsningers Vægtfylde. Saltopløsningers Varmefylde. Varmetoning ved Fortynding af Opløsninger. Neutralisationsvarme. Termoneutralitet. Diffusion.

SJETTE AFSNIT. **Haarrørsvirkning** 124

Teori. Plateaus Forsøg. Overfladespænding. Polyedre af Vædskehinder. Vedhængning. Haarrørsvirkning. Maaling af Haarrørskonstanten, C. Vædskers Udbredelse paa hverandre. Den sorte Plet paa en Sæbeboble.

Side

SYVENDE AFSNIT. **Om Dampe** 138

Mættet og umættet Damp. Maaling af mættede Dampes Tryk. Maksimumsspændingens Størrelse. Kogning. Fordampningsvarme. Mættede Dampes Vægtfylde. Leidenfrost's Forsøg. Dampdiffusion. Fugtighedsmaaling. Fortætning af Luftarter. Nyere Undersøgelser. Flydende Luft. Kritisk Temperatur og Tryk. Andrews Forsøg. Cagniard de la Tours Forsøg. James Thomsons Hypotese. Tilstandsligninger. Afvigelser fra Mariottes Lov ved mindre Tryk. Afvigelser fra Mariottes Lov ved større Tryk. Mariottes Lov og v. d. Waals's Teori. Luftarternes Sammentrykkelighed ved meget lave Tryk. Luftarters Udvidelse ved Opvarmning. Saltopløsningers Maksimumsspænding. Saltopløsningers Kogepunkt. Vædskeblandinger.

OTTENDE AFSNIT. **Om de faste Legemer** 195

Faste Legemer. Strækning. Sammentrykkelighed. Bøjning. Snoning. Potentiel Energi. Kohæsion. Glassets termiske Modstandskraft. Elastisk Eftervirkning. Brudstyrken bestemt af Overfladens Natur. Udvidelse ved Varme. Vægtfylde. Varmefylde. Luftarters Diffusion i faste Legemer. Adsorption.

NIENDE AFSNIT. **Smeltning** 230

Smeltepunktet. Smeltevarme. Rumfangsforhold. Trykket og Smeltepunktet. Opløsningers Frysepunkt. Kuldeblandinger. Isens Dannelse og Egenskaber.

TIENDE AFSNIT. **Strømning og Gnidning** 241

Torricellis Teorem. Draabedannelse. Bevægelse i en ideal Vædske. Indre Gnidning i en Vædske. Effusion. Transspiration. Maxwells Teori.

ELLEVTE AFSNIT. **Varmeledning** 261

Luftarternes Varmeledningsevne. Vædskers Varmeledningsevne. Faste Legemers Varmeledningsevne.

TOLVTE AFSNIT. **Elektrostatik** 274

Gnidningselektricitet. Coulombs Lov. Cavendish's Forsøg. Den fuldstændige Fordeling. Spændingsforskel. Potentialet. Gauss's Sætning. Elektricitetens Fordeling paa en Leders Overflade. Luftkondensator, Kapacitet. Elektroskopet. Bohnenbergers Elektroskop. Kvadrantelektrometret. Lord Kelvins absolutte Elektrometer. Maaling af Kapaciteter. Potential i Isolatorer. Elektricitetstab til Omgivelserne. Dielektricitetskonstanten. Maaling af Dielektricitetskonstanter. Restladning. Den elektriske Gnist. Unipolaritet. Elektrostatisk Energi. Elektrisermaskiner. Fordelingsmaskiner.

TRETTENDE AFSNIT. **Magnetiske Kræfter** 335

Magneter. Magnetisering. Jærnets og Staalets magnetiske Forhold. Magnetisk Moment. Coulombs Forsøg. En Magnets Virkning paa en Magnetpol. Kræfter, som virke mellem Magneter. Jordmagnetismen. Jordens Magnetisme. Magnetisk Potential. Gauss's Sætning. Jordmagnetismens Variationer.

FJORTENDE AFSNIT. **Elektromagnetisme** 362

Ørsteds Forsøg. Biot og Savarts Forsøg. Maaling af den elektriske Strøm. Maaling af Elektricitetsmængder. En sluttet Strøms magnetiske Virkninger. Maxwells Sætning. En Magnets Virkning paa en elektrisk Strøm. Ampères elektrodynamiske Teori.

Side

FEMTENDE AFSNIT. **Ohms og Joules Love** 389

Ohms Lov. Ohm, Volt og Farad. Anvendelser af Ohms Lov. Kirchhoffs Love. Ledningsevnen. Joules Lov.

SEKSTENDE AFSNIT. **Om Legemernes magnetiske Egenskaber** 410

Elektromagneter. Magnetiseringsintensitet. Kraftlinier i en Magnets Indre. Magnetiske Kredsløb. Hysterese De magnetiske Metaller. Magnetisme og Diamagnetisme. Magnetisering og Ledningsevne.

SYTTENDE AFSNIT. **Induktion** 427

Faradays Forsøg. Den inducerede elektromotoriske Kraft. Induktion ved Jordmagnetismen. Maaling af magnetiske Kræfter. Induktion i Metalmasser. Transformatorer. Induktionskoefficienter. Gensidig Induktion. Selvinduktion. Selvinduktionskoefficienten. Vekselstrømme I. Vekselstrømme II. Induktion ved Vekselstrøm. Aabningsgnisten. Induktionsapparater. Magnetoelektriske Maskiner. Grammes Maskine. Fordeling og Regulering. Frølichs Teori. Jævnstrømsmotorer. Vekselstrømsmaskiner. Vekselstrømsmotorer. Telefonen. Telegrafonen. Den syngende Buelampe.

ATTENDE AFSNIT. **Elektriske Svingninger** 486

Feddersens Forsøg. Den oscillerende Udladnings Teori. Hertz's Forsøg. Kohereren. Telegrafering uden Traad.

NITTENDE AFSNIT. **Termoelektricitet** 499

Termoelektrisk Kraft. Kraftens Afhængighed af Temperaturen. Peltiers Varmetoning. Lord Kelvins Varmetoning. Termoelektricitetens Teori. Vædsker og Metaller. Anvendelse af Termoelektriciteten.

TYVENDE AFSNIT. **Elektrisk Lys** 510

Glødelamper. Den elektriske Lysbue. Elektrisk Lys i fortyndet Luft. Katodestraalerne. Katodestraalernes Bøjning. Katodestraalernes Teori. Katodepartiklernes Natur. Røntgens Straaler. Becquerelstraalerne. Radioaktive Stoffer. Vægttab ved Udstraaling. Lyselektriske Forsøg. Luftens elektriske Ledningsevne. Flammers Ledningsevne.

EN OG TYVENDE AFSNIT. **Om Elektrolyterne** 539

Elektrolysen. Faradays elektrolytiske Love. Polarisation. Akkumulatoren. Ionernes Vandring. Elektrolyters Ledningsevne. Ionernes Ækvivalentledningsevne. Ionernes Hastighed. De paa Ionerne virkende Kræfter. Temperaturens Indflydelse paa Ledningsevnen. Dissociationsteorien. Vandets Dissociation. Beregning af osmotisk Tryk. Sorets Forsøg. Opløsningers Dampspænding. Elektrolyters Diffusion. Elektriske Dobbeltlag. Kapillarelektricitet. Konstante galvaniske Elementer.

TO OG TYVENDE AFSNIT. **Lysets almindelige Egenskaber** 578

Lysets Hastighed. Lysteorier. Lysets Interferens. Newtons Ringe. Lysets Bøjning. Normalspektre. Det ultraviolette Normalspektrum. Det ultrarøde Normalspektrum. Dopplers Princip. Høje Interferenser.

Side

TRE OG TYVENDE AFSNIT. **Spektralanalyse** 599

Spektralanalysens Historie. Spektroskopet. Emissionsspektre. Absorptionsspektre.. Solspektret.

FIRE OG TYVENDE AFSNIT. **Tilbagekastning og Brydning** 610

Lovene for Tilbagekastning og Brydning. Brydning i et Prisma. Legemernes Brydningsforhold. Brydning og Vægtfylde. Brydning og Absorption. Brydning i en Kugleflade. Billeder i Planspejl og Kuglespejl. Billeddannelse i en Linse. Linsesystemer. Akromatisme. Astigmatisk Straalesystem. Sfærisk Aberration.

FEM OG TYVENDE AFSNIT. **Polarisation og Dobbeltbrydning** .. 637

Polariseret Lys. Dobbeltbrydning. Polarisationsapparater. Dobbeltbrydning i Krystalplader. Polarisationsplanets Drejning. Polarisationsplanets Drejning ved Magnetisme. Metalrefleksion. Lysmaaling.

SEKS OG TYVENDE AFSNIT. **Udstraaling og Indsugning** 656

Udstraaling og Temperatur. Cosinusloven. Spektret og Temperaturen. Straaling ved kemiske Processer. Lysets mekaniske Ækvivalent. Elektroluminescens. Indsugning. Solkonstanten. Fluorescens. Fosforescens. Lysets kemiske Virkninger.

SYV OG TYVENDE AFSNIT. **Den elektromagnetiske Lysteori** .. 679

Elektriske Strømme i Isolatorer. Plane elektriske Bølger. Fresnels Formler. Lysets Tilbagekastning. Zeemans Opdagelse.

FØRSTE AFSNIT.

Mekaniske og termiske Grundsætninger.

NUTIDENS Fysik er kun en meget lille Del af det, som man i Oldtiden og Middelalderen kaldte med dette Navn. Da forstod man ved Fysik Læren om den synlige og sanselige Verden, Fysikken omfattede dengang alle Naturvidenskaberne. Men i Tidens Løb have enkelte Dele skilt sig ud fra den og danne nu særlige Videnskaber som Zoologi og Botanik, Astronomi og Kemi. Det er vistnok umuligt med Ord at angive, hvad der hører under Fysikken; dens Grænser ere vel for en Del bestemte ved Sagens Natur, men for en stor Del ogsaa ved den historiske Udvikling. Til Fysik regne vi Læren om Legemernes ydre Egenskaber, deres Bevægelser, Formforandringer, Farver og lignende, dernæst og ganske særligt Læren om de saakaldte Naturkræfter, Tyngde, Varme, Lys, Magnetisme og Elektricitet.

Vor fysiske Viden hviler paa Iagttagelse og Forsøg; i Grunden kunne vi først tale om Fysik fra den Tid af, da man begyndte at anstille Forsøg, at eksperimentere. Den første egentlige Fysiker er Galilei. Hans Forsøg over Legemernes Fald lagde ikke alene Grundvolden for Læren om Tyngden, men denne Undersøgelse blev tillige Forbilledet for alle senere fysiske Undersøgelser.

Ved et Forsøg faar man at vide, hvad der vil ske under visse givne Omstændigheder. Vil man vide, hvor langt et Legeme kan falde i en vis Tid, behøver man kun at maale Vejen og Tiden, man har da Svaret, og i mange Tilfælde er det alt, hvad der ønskes. Paa den Maade er der eksperimenteret, saa længe Verden har staaet, men saadanne Eksperimenter danne ingen Videnskab, de give os kun en Viden. Først naar det lykkes at sammenfatte en Mængde Forsøg og Erfaringer under et enkelt Udtryk, en Lov, bliver det til Videnskab i den Betydning, hvori vi tage Ordet, naar der er Tale om de eksakte Videnskaber.

FALDET. Galilei lagde Grundvolden for Læren om Tyngden ved sin Opdagelse af, at Faldet fulgte to Love, nemlig:

Første Faldlov. Alle Legemer falde lige hurtigt.

Anden Faldlov. Faldrummet forholder sig som Tidens Kvadrat.

Disse Faldlove ere dog kun gyldige, naar Faldet foregaar i et lufttomt Rum.

Disse Love ere vel udledede af Erfaringen, men kunne ikke i strengeste Forstand siges at være beviste ved den. Galilei kunde ikke tilvejebringe et lufttomt Rum, og selv om man nu er naaet meget vidt i at fortynde Luften, er det dog umuligt at tilvejebringe et virkelig lufttomt Rum, og det vil sikkert til alle Tider være det. Desuden ere alle Tids- og Rummaalinger i større eller mindre Grad unøjagtige, og endelig har man ikke anstillet Forsøg med alle Legemer.

Naar alligevel Galilei kunde anse sig for berettiget til at opstille saa omfattende Sætninger om Faldet, laa det i, at de Afvigelser fra disse Love, som han iagttog, i alle Tilfælde lod sig forklare af de Betingelser, hvorunder Forsøgene anstilledes. Det har dernæst saa overordentlig store Fordele at kunne udtrykke Erfaringerne i faa og simple Udtryk, hvorved de gøres let anvendelige under andre Forhold. Endelig have vi en Anelse om, at der, trods al den tilsyneladende Forvirring, dog maa findes en vis Simpelhed og Lovmæssighed i Naturen.

Naar det saaledes lykkes at sammenfatte mange Iagttagelser under en enkelt Lov, som alle Legemer maa lyde, er det naturligt at antage, i Analogi med Forholdene i de menneskelige Samfund, at alle Legemer adlyde een Herre, en Naturkraft, som vi i dette Tilfælde kalde Tyngdekraften.

TYNGDEKRAFTEN. Det er nu let af Faldlovene at udlede den Slutning, at et faldende Legemes Hastighed forholder sig som Faldtiden, eller, hvad der siger det samme, at Hastigheden vokser jævnt med Tiden; Accelerationen er altsaa konstant. Galilei opfattede dette saaledes: naar et Legeme ikke er paavirket af en Kraft, bliver det ved med at bevæge sig med den Hastighed, det har; virker Tyngden paa Legemet, tager Hastigheden til med en Størrelse, der er uafhængig af Bevægelsestilstanden.

Men Tyngdekraften har ogsaa en anden Virkning. Er et Legeme forhindret i at falde, udøver det et Tryk paa Underlaget. Dette Tryks Størrelse afhænger dels af Tyngdekraftens Størrelse

paa Stedet, dels af hvad vi kalde Legemets Vægt. I Fysikken maales Vægten altid ved Hjælp af en Vægtskaal ved Sammenligning med Vægtlodder. Vægten bestemt paa denne Maade kalde vi Legemets Masse, og Trykket, som et Legeme udøver paa Underlaget, forholder sig da baade som Massen og som Accelerationen.

NEWTONS LOVE FOR BEVÆGELSEN. Efter Newton ere de Størrelser, der maa tages Hensyn til ved Bevægelsen, fornemmelig det bevægede Legemes Masse og dets Hastighed. Ved *Masse* ses bort fra Legemets Form, Farve, Varmegrad, o. s. v.; man tænker da kun paa, hvad der bestaar uafhængig af alle disse foranderlige Forhold, og Ordet Masse er netop skikket til at betegne dette, da det egentlig er et latinsk Ord, der betyder Dejg. Newton maaler da Massen ved Legemets Vægt, maalt ved Hjælp af en Vægtskaal. Hvilken Talværdi man tillægger Massen kommer altsaa an paa, hvilke Enheder der vælges for Vægt. Men benyttes samme Enheder vil man, ligegyldigt hvor man maaler Vægten af et Legeme, finde den samme Værdi derfor.

Ved et Legemes Hastighed forstaas Forholdet mellem den af Legemet gennemløbne Vej og den dertil anvendte Tid; er Hastigheden foranderlig, maa man gøre Tiden uendelig kort. Hastighedens Talværdi afhænger altsaa af Enhederne for Længde og Tid. Udmaalingen af Længde medfører ingen principielle Vanskeligheder, hvilket derimod er Tilfældet med Tidens Maaling, da den egentlig forudsætter, at der findes en Bevægelse som foregaar med jævn Hastighed. Man nødes derfor til at gaa ud fra, at saadanne Bevægelser eksistere; ved den almindelige Tidsmaaling gaas saaledes ud fra, at Jordens Omdrejningshastighed om sin Akse er konstant. Man ser en Bekræftelse herpaa i den Omstændighed, at der er et konstant Forhold imellem Jordens Rotationstid og dens Omløbstid omkring Solen. Endvidere har det vist sig, at der kan opnaas en Tidsmaaling ved Ure, i hvilken Tiden maales ved at tælle Svingningstiderne for et Pendul eller en svingende Fjeder. Naar disse nemlig svinge under nøjagtig de samme Betingelser, maa man ogsaa antage, at Tiden som medgaar til en Svingning forbliver uforandret. Dette forudsætter, at ingen Aarsager gribe ind i Bevægelsen, som vi ikke ere i Stand til at paavise.

Produktet af et Legemes Masse og dets Hastighed kaldes dets Bevægelsesmængde; ved denne Størrelse maa man, ligesom

ved Hastigheden, tage Hensyn til Retningen. Mens Massen bestemmes ved et enkelt Tal, udfordres der tre til Bevægelsesmængdens fuldstændige Bestemmelse.

Newtons Love med de af ham tilføjede Forklaringer lyde i ordret Oversættelse saaledes:

Første Lov. Et Legeme forbliver i den Tilstand, i hvilken det er, Hvile eller jævn Fremskriden, saalænge ingen ydre Kræfter tvinger det til at forandre sin Tilstand.

En udskudt Kugle vilde bevæge sig fremad i en ret Linie, hvis den ikke standsedes af Luftens Modstand og droges nedad af Tyngden. En Snurre, hvis enkelte Dele hindres ved deres indbyrdes Sammenhæng i at bevæge sig i rette Linier, hører kun op med at dreje sig, fordi Luften gør Modstand mod Bevægelsen. Planeterne og Kometerne blive derimod længe ved at bevæge sig baade fremad og om deres Akser paa Grund af deres store Masse og den ringe Modstand som Himmelrummet frembyder.

Anden Lov. Forandringen i et Legemes Bevægelsesmængde forholder sig som den bevægende Kraft og sker i Kraftens Retning.

Naar en given Kraft frembringer en Bevægelsesmængde, saa vil en dobbelt saa stor Kraft frembringe en dobbelt saa stor, en tredobbelt Kraft en tredobbelt Bevægelsesmængde; det er det samme, enten Kraften virker stødvis eller jævnt. Da den Bevægelsesmængde, som Kraften frembringer, gaar i Kraftens Retning, maa den lægges til den Bevægelsesmængde, som Legemet i Forvejen har, hvis de begge gaa i samme Retning, eller trækkes fra den, hvis de gaa i modsatte Retninger, eller de maa sættes sammen med hinanden, hvis deres Retninger danne en hvilken som helst Vinkel med hinanden.

Tredje Lov. Modvirkningen er lig Virkningen og gaar i modsat Retning af den, eller de Kræfter, hvormed to Legemer virke paa hinanden, ere bestandig lige store og gaa i modsatte Retninger.

Naar et Legeme trykker paa eller trækker i et andet, vil det andet trykke lige saa stærkt paa eller trække i det første. Hvis man trykker paa en Sten med en Finger, saa trykker Stenen ogsaa paa Fingeren. Hvis en Hest trækker en Sten af Sted ved et Tov, saa trækker Stenen lige saa stærkt i Hesten. Thi Tovet bliver strakt og søger at vende tilbage til sin oprindelige Længde, Tovet drager derfor Hesten tilbage med samme Kraft, som det trækker Stenen fremad med. Hvis et Legeme støder mod et

andet og derved forandrer dettes Bevægelsesmængde, saa vil dets egen Bevægelsesmængde undergaa en lige saa stor Forandring i den modsatte Retning; her have vi nemlig to modsat rettede Tryk, Tryk og Modtryk. Det er vel at mærke ikke Hastighederne, men Bevægelsesmængderne, der forandres lige meget, og de Legemer, hvorom der tales, maa være fuldkommen fri, ikke paavirkede af andre Kræfter. Hastighedernes Forandringer tagne i modsatte Retninger forholde sig omvendt som Masserne.

Disse Love danne altsaa Grundvolden for Bevægelseslæren, men i Virkeligheden for hele Fysikken. For af dem at udlede de forskellige Virkninger maa man dog endnu kende de Kræfter, der virke mellem Legemerne. For Tyngdens Vedkommende er Loven bekendt, og for saa vidt man tillige kender de enkelte Legemers Masser, er alt givet, hvad man behøver for at udlede Bevægelserne. Men i de øvrige Dele af Fysikken forholder det sig anderledes. Vel kunne en Række elektriske og magnetiske Fænomener forklares ved at gaa ud fra, at de elektriske og magnetiske Kræfter forholde sig omvendt som Afstandens Kvadrat, men derved er netop forudsat, at der findes særegne »Fluider«, Elektricitet og Magnetisme, som ikke ere Legemer i Ordets sædvanlige Betydning; der er altsaa dog indført noget nyt.

MASSENS UFORANDERLIGHED. Da det er Hensigten i dette Afsnit at fremstille de Egenskaber ved Legemerne og Kræfterne, som gælde for alt og alle, skulle vi nu se, hvilke Fremskridt der i den Henseende er gjort siden Newtons Tid. Her maa da først nævnes, at navnlig *Lavoisier* og efter ham mange andre, navnlig Kemikere, have paavist, at et Legemes Vægt er en uforanderlig Størrelse. Hvilke fysiske eller kemiske Paavirkninger Legemet end maa undergaa, vil dog dets Vægt forblive uforandret, enhver tilsyneladende Forandring viser sig at hidrøre fra, at en Del af Legemet er borttaget og vil da kunne eftervises andetsteds, eller ogsaa er der kommen noget til fra Omgivelserne, som da have tabt i Vægt. Skønt denne Sætning er af den allerstørste Betydning for Fysikken, er der dog ingen Grund til her at opholde sig yderligere ved den, da vi kunne betragte den som et Laan fra Kemien.

ENERGIMÆNGDENS UFORANDERLIGHED. Alt hvad der kan arbejde, siges at indeholde Energi. Derfor er der Energi i

ethvert Legeme, som bevæger sig, i en spændt Fjeder, i Damp, i en ladet Leidnerflaske osv. Idet nu Legemet arbejder, mister det en tilsvarende Energimængde, og vi komme til det Resultat, at Energimængden derved skifter Form, men bliver uforandret i Størrelse. Et Legemes absolutte Energiindhold kendes ikke; man maa gaa ud fra en vilkaarlig valgt Tilstand og kan da angive, hvor megen Energi der udkræves for at bringe Legemet over i en hvilken som helst anden Tilstand. Regnes den Energimængde, et Legeme modtager, positiv, den det afgiver, negativ, vil Forøgelsen i et Legemes Energi være lig Summen af de tilførte Energimængder.

Man siger, at et Legeme har udført en Kredsproces naar det, efter at have modtaget forskellige Paavirkninger, bringes tilbage til sin oprindelige Tilstand. Er det virkelig kommet tilbage til denne, saa maa dets Energiindhold ogsaa være det samme, og vi have altsaa den almindelige Sætning:

Summen af de Energimængder, der under en Kredsproces tilføres et Legeme, er lig Nul.

ENTROPIEN VOKSER BESTANDIG. Man bliver let opmærksom paa, at de fleste fysiske og kemiske Processer give Anledning til Opvarmning af de Legemer, som tage Del i dem. Forbrænding, Gnidning, elektriske Strømme, Belysning fremkalde alle Varme. Derimod er det sjældnere, at Varme omdannes til andre Former, og da kun for en ringe Del. Endvidere lægge vi Mærke til, at Legemer, der ere varmere end deres Omgivelser, stadig afkøles; Varmen »synker« fra højere til lavere Temperatur. Af alt dette har *Clausius* uddraget en Naturlov, der kan udtrykkes paa følgende Maade: Vi tænke os, at der i en enkelt Del af et System er en Varmemængde dQ. Vi dividere den med den paagældende Dels absolutte Temperatur ϑ og faa da det, som vi kalde denne Dels Entropi, som vi ville betegne med dS. Altsaa er

$$dS = \frac{dQ}{\vartheta}.$$

Hele Systemets Entropi er saaledes bestemt; lad den være S.

Hvis forskellige Dele af Systemet have forskellig Temperatur, vil der ved Ledning og Straaling gaa Varme fra de varmere Dele til de koldere Dele; gaar en Varmemængde dQ altsaa fra et Sted,

hvor Temperaturen er ϑ_1, til et, hvor den er ϑ_2, bliver Entropien *forøget* fra

$$\frac{dQ}{\vartheta_1} \text{ til } \frac{dQ}{\vartheta_2},$$

eftersom ϑ_2 er mindre end ϑ_1; Systemets Entropi forøges altsaa.

Støde to Dele af Systemet sammen, vil der tabes Bevægelsesenergi, men dannes Varme; den første Energiform har ingen Entropi, medens Varmen har, altsaa er ogsaa derved Entropimængden forøget.

Paa denne Maade bliver det forstaaeligt, at de Processer, der foregaa i Naturen, altid fremkalde en Forøgelse af Entropien; vi skulle for øvrigt gaa nærmere ind paa denne Sætning og vise Eksempler paa dens Anvendelse i et følgende Afsnit.

BEVISERNE. Vi have i det foregaaende opstillet 6 Grundsætninger, som skulde gælde under alle Forhold, nemlig:

1. Inertiens Lov,
2. Kraftens Maaling,
3. Aktion og Reaktion,
4. Massens Uforanderlighed,
5. Energimængdens Uforanderlighed.
6. Entropisætningen.

Hertil kunde man endnu føre Tyngdeloven. Man kan nu med Rette spørge, om vi nu ogsaa kunne være ganske sikre paa disses Rigtighed. Hertil maa svares, at de for saa vidt ere rigtige, som man hidtil ikke har kunnet paavise nogen Afvigelse fra dem. De ere anvendte paa utallige Tilfælde, paa de forskelligste Processer i Naturen, uden at nogen Afvigelse fra dem har kunnet paavises. Man kan derfor med stor Sikkerhed benytte dem i ethvert forefaldende Tilfælde, og saa længe man bevæger sig paa de Omraader, hvor man hidtil har anvendt dem, ville de sikkert nok slaa til.

Derimod tør man ikke udenvidere paastaa, at de ogsaa ville slaa til, hvis man skulde opdage nye Naturkræfter. Da *Ørsted* iagttog, at den elektriske Strøm virkede paa en Magnet, var han i sin gode Ret, naar han gik ud fra, at Magneten ogsaa virkede paa Strømlederen, men lige saa vist var det nødvendigt at gøre Forsøget, for at se om Loven om Aktion og Reaktion ogsaa her var gyldig. Og saaledes maa det være overalt.

ENHEDERNE. I Fysikken anvendes nu gennemgaaende det saakaldte absolutte Maalsystem. Til Grund for det ligge Enhederne for Længde, Vægt og Tid. Tanken om et saadant System er oprindelig fremsat af *Gauss*; hans Grundtanke har man fastholdt, kun med noget andet Valg af Enhedernes Størrelse.

Længdeenheden er *Centimetren*, som er $^1/_{100}$ af en Meter, der igen, i hvert Fald med stor Tilnærmelse, er $^1/_{10^7}$ af en Jordkvadrant fra Polen til Ækvator.

Centimetren betegnes her med cm, en Kvadratcentimeter betegnes med cm^2, Kubikcentimetren med cm^3.

Vægtenheden er *Grammet*, som er $^1/_{1000}$ af et Kilogram. Den er paa det nærmeste lig Vægten af en Kubikcentimeter destilleret Vand ved 4^0 C.

Rumfangsenheden er en Kubikcentimeter, som er bekendt, naar Centimetren er bekendt. Dog er det almindeligst at bestemme Rumfang ved Vejning, derfor har man vedtaget at definere Kubikcentimetren som det Rumfang, et Gram Vand af 4^0 C indtager. Den saaledes bestemte Rumfangsenhed kaldes ogsaa en Milliliter.

Naar her tales om Vand ved 4^0 C., menes egentlig Vand, der har sin største Vægtfylde.

Tidsenheden er *Sekundet*.

Kraftenheden kaldes en *Dyn*. Derved forstaas den Kraft, der kan give et Gram en Hastighed af 1 cm. i Sekundet ved at virke paa det i et Sekund.

Et Tryk maales ved den Kraft, hvormed det virker paa en Overflade, der er 1 cm^2. Er Trykket f. Eks. angivet at være lig B mm. Kvægsølv ved 0^0 C., bliver Trykket i absolut Maal $^1/_{10}\, B \cdot \varrho \cdot g$, hvor ϱ er Kvægsølvets Vægtfylde ved 0^0 C og g Tyngdens Acceleration paa Stedet. I København er $g = 981$. Er $B = 760$, bliver Trykket i absolut Maal $76 \cdot 13.595 \cdot 981 = 1.0133 \cdot 10^6$. Man kalder undertiden 10^6 Dyn en Megadyn og har da, at det saakaldte normale Lufttryk er lig 1.0133 Megadyn.

Det Arbejde, som en Kraft lig 1 Dyn udfører, naar det paavirkede Legeme bevæger sig 1 cm. i Kraftens Retning, kaldes en *Erg*.

Stød = En stor Kraft som virker i kort Tid

Levende Kraft = Det Arbejde som Legemet er i Stand til at udføre

ANDET AFSNIT.

Varmeteoriens første Hovedsætning.

VARMENS NATUR. Naar man fæster sin Opmærksomhed paa de almindelig forekommende Tilfælde af Opvarmning og Afkøling, kommer man naturligt til at betragte Varmen som et Stof, der kan optages af Legemerne og atter afgives af dem. Der er dog ogsaa mange velbekendte Iagttagelser, der vanskeligt kunne forstaas paa denne Maade; naar et Legeme opvarmes ved Gnidning eller Stød, kan Varmen ikke komme fra noget andet Legeme, den synes da at være dannet paa Stedet. Saadanne Iagttagelser lade formode, at Varmen er en Bevægelse i Legemernes Dele, og denne Antagelse var almindelig hos Oldtidens Filosoffer, og er i den nyere Tid hævdet stærkt af Cartesius og hans Tilhængere. Idet vi nu her lade andre Muligheder ude af Betragtning, spørge vi da: er Varmen et Stof, eller er den en Bevægelse. I første Tilfælde er det naturligt at antage, at Varmen, ligesom alle andre Stoffer, maa have en Vægt, og det maa derfor undersøges, om et Legeme har samme Vægt, enten det er koldt eller varmt. For at afgøre dette er der i Slutningen af forrige Aarhundrede anstillet en stor Mængde Forsøg. Man bragte to Legemer i Ligevægt paa en Vægtskaal, opvarmede det ene af dem og undersøgte, om Ligevægten derved blev forstyrret. Ved de fleste Forsøg fandt man virkelig en Vægtforandring, men da man snart fandt, at Legemerne bleve tungere, og snart at de bleve lettere ved Opvarmningen, maatte Aarsagen søges i Forhold, der ikke havde noget med Varmen selv at bestille. Saaledes ville mange Metaller ved Opvarmning ilte sig og altsaa blive tungere; andre, som de ædle Metaller, iltes ikke, men de opstigende Luftstrømninger, som finde Sted omkring det varme Metal, ville gøre det lettere.

Rumford har anstillet meget omhyggelige Forsøg for at faa Spørgsmaalet endelig besvaret. Han forskaffede sig tre lige store

Flasker, som indeholdt lige store Vægte af Vand, Vinaand og Kvægsølv; i de to Flasker med Vand og Vinaand var der tillige anbragt Termometre; Flaskerne bleve derefter tilsmeltede, og han sørgede for, at de ved almindelig Temperatur nøjagtig fik samme Vægt, ved at binde Sølvtraad om Halsen paa dem. Derefter anbragtes de i to Døgn i et Rum, hvis Temperatur var noget lavere end Frysepunktet. Vandet frøs derved til Is, medens de to andre Vædsker kun afkøledes; paa Grund af den lange Tid Forsøget varede, antoge de alle nøjagtigt den samme Temperatur. Han sammenlignede nu Flaskernes Vægt og fandt, at den ingen som helst Forandring havde lidt, uagtet Vandet ved Frysningen havde afgivet en meget betydelig Varmemængde. Rumford uddrog af sine Forsøg den Slutning, at den Forandring, et Stykke Gulds Vægt lider ved at opvarmes fra Vandets Frysepunkt til Rødglødhede, ikke er en Milliontedel af Guldets Vægt, og han mener derfor, at det er fuldstændig umuligt at paavise nogen Virkning af Opvarmningen paa Legemernes Vægt.

Heraf kan man dog ikke slutte, at Varmen ikke er noget Legeme, eftersom vi ikke kunne sige, at et Legeme nødvendigvis maa have Vægt. Rumford har imidlertid ved andre Forsøg paa en meget overbevisende Maade godtgjort, at Varme ikke i samme Forstand som Ilt eller Jærn kan betragtes som et Stof, og navnlig ikke som et Grundstof. Om Grundstofferne antages jo, at de ere til Stede i uforanderlige Mængder; kan man nu frembringe Varme paa et Sted, uden at tage Varme bort fra andre Steder, altsaa skabe Varme, saa er Varmen intet Grundstof. Rumford havde bemærket, at de Spaaner, som fremkom ved Udboringen af Kanoner, vare meget varme, og han søgte at gøre sig klart, hvorfra denne Varme hidrørte; navnlig forekom det ham vigtigt at vide, om den Omstændighed, at Metallet ved Boringen deltes i mindre Dele, var af Vigtighed. Han erstattede derfor det skarpe Bor med et stumpt Bor og trykkede det saa haardt imod Borehullets Bund, at Modstanden mod Bevægelsen blev den samme som tidligere. Saa vidt han kunde skønne, havde dette aldeles ingen Indflydelse paa Varmeudviklingen. Han lod derefter Gnidningen ske i et Kar med Vand og fandt, at Vandet opvarmedes desto mere, jo længere Gnidningen fortsattes; efter $2^1/_2$ Times Forløb kom Vandet i Kog. Da nu denne Varmeudvikling maa kunne fortsættes saa længe det skal være, og da intet tilsvarende Varmetab kan paavises, sluttede Rumford heraf, at Varmen ikke

er et Stof, men at den maa være en Bevægelse. Han fortsætter derefter saaledes:

»Det er meget langt fra, at jeg gør Fordring paa at vide, hvorledes denne særegne Art af Bevægelse fremkaldes, vedligeholdes og udbredes, og jeg vil ikke her fremsætte løse Formodninger, allermindst da det angaar en Sag, som de mest oplyste Tænkere i saa mange tusinde Aar forgæves have søgt at forstaa. Men selv om Varmens mekaniske Forklaring skulde være et af de Naturmysterier, som ligge uden for den menneskelige Forstands Rækkeevne, maa dette ingenlunde gøre os modløse eller svække vor Iver for at udforske Lovene for Varmens Virkninger. Hvor vidt kan vi gaa frem ad de Stier, som Videnskaben har aabnet for os, inden vi finde os omgivne af de tykke Taager, som paa alle Sider begrænse den menneskelige Forstands Horizont? Men hvor rig og hvor interessant er alligevel den Mark, som det er givet os at undersøge!«

Rumford beregnede, at den Varmemængde, som frembragtes i det ovennævnte Forsøg, var i Stand til at opvarme 12 Kilogram Vand fra Frysepunktet til Kogepunktet; den kan altsaa sættes lig 1200000 cal. Da Forsøget medtog $2^1/_2$ Time, var den i Sekundet frembragte Varmemængde 133 cal.; han bemærker tillige, at Arbejdet, der udfordres for at overvinde Gnidningsmodstanden, ikke var større, end at en Hest uden Vanskelighed kunde udføre det. Dog var det en meget kostbar Varme, man erholdt paa denne Maade, eftersom man vilde faa en større Varmemængde ved at forbrænde Hestens Foder.

Samtidig med Rumford eksperimenterede *Humphry Davy* i samme Retning. Han bandt to Isstykker til Jærnplader og gned Isstykkerne mod hinanden, indtil de smeltede. I et andet Forsøg lod han et Metalhjul gnide imod en Plade, der opvarmedes saa stærkt, at noget Voks smeltede derved; Apparatet var anbragt i et lufttomt Rum. Hensigten med disse Forsøg var nærmest at vise, at den ved Gnidningen frembragte Varme ikke kunde være frembragt ved, at de gnidende Legemers Varmefylde formindskedes; fandt nemlig en saadan Forandring Sted, vil der fremkomme et Overskud af Varme, men denne Forklaring er i hvert Fald uanvendelig ved Davys første Forsøg, eftersom Isens Smeltning netop udfordrer Varmetilførsel og Vandets Varmefylde er større end Isens; Davys andet Forsøg viser tillige, at Iltning ikke kan være Aarsagen.

ENERGIENS FORVANDLING TIL VARME. Naar en Kraft virker paa et Legeme, der frit kan bevæge sig, vil Legemet komme i Bevægelse; derved erholder Legemet en levende Kraft, som er lig det af Kraften udførte Arbejde. Er der derimod Hindringer for Bevægelsen, bliver den frembragte levende Kraft mindre end det udførte Arbejde. Der tabes altsaa Arbejde. Det ligger nu nær at undersøge, om dette Arbejde helt gaar tabt, og en nærmere Betragtning viser da, at der hver Gang dette synes at finde Sted, foregaar Forandringer i de bevægede Legemer, som maaske kunne træde i Stedet for Arbejdet. Gnidningen giver saaledes Anledning baade til Udvikling af Varme og Elektricitet, og da disse Naturkræfter igen kunne udføre Arbejde, er det ikke usandsynligt, at de træde i Stedet for det tabte Arbejde eller den forsvundne levende Kraft. Varmen og Elektriciteten skulle altsaa kort sagt være Former af Energien. Rigtigheden af denne Anskuelse er især bleven forfægtet af *L. A. Colding* og *J. R. Mayer*. Skønt deres Arbejder forbleve næsten upaaagtede og kun have haft ringe Indflydelse paa Videnskabens Udvikling, ere de dog af stor Interesse.

Colding har selv meddelt, hvilke Betragtninger det var, der ledede ham ved hans Undersøgelser; han udtrykker sig saaledes derom:

»Det var min fulde Overbevisning, at de Naturkræfter, der nu fremtræde for os, baade i den organiske og uorganiske Verden, i Plante- og Dyreriget, saavel som i den livløse Natur ikke alene have eksisteret fra Verdens første Begyndelse, men at disse samme Kræfter bestandigt have været virksomme i at udvikle Verden til det Maal, som var givet med Skabelsen selv. Det var ved disse Kræfter, at Himmellegemerne have udviklet sig af den første uhyggelige Taagemasse, hvori alt dengang befandtes; det er ved de samme Kræfter, at de endnu udvikle sig og fremdeles bestandig ville vedblive at udvikle sig; ja, det er disse Kræfter, som endnu bestandig give hele Plante- og Dyreriget sit Indhold og Værdi, Skønhed og Kraft.«

Den Forestilling om Kræfternes Uforgængelighed som Colding gik ud fra, fandt han ogsaa bekræftet ved nærmere Betragtning:

»Jeg undersøgte da først Fænomenerne i Naturen, saaledes som de forelaa, og man vil indse min Glæde ved straks at gøre den Iagttagelse, at overalt, hvor vi i Naturen se, at Virksomhederne

svinde bort for vore Øjne under Udførelsen af de Arbejder, hvortil Kræfterne benyttes, der se vi ogsaa stedse nye Kræfter at fremtræde ligesom af intet; thi deri laa den Tanke skjult, som jeg har udviklet i mine Afhandlinger, at der egentlig i Naturen kun eksisterer en eneste Grundkraft, der kan antage alle de forskellige Former, hvori vi kende Naturkræfterne. Men derved havde jeg dog intet Bevis for Kræfternes Uforgængelighed; thi dertil udkrævedes, at jeg skulde godtgøre, at Virksomhedsmængderne i alle de nye Kræfter tilsammentagne netop vare lige saa store som Virksomhedsmængderne i den tabte Kraft.«

»Jeg maatte altsaa først godtgøre ved Eksperiment, at naar vi under et Arbejdes Udførelse tabe en vis Arbejdsmængde, og vi indrette det hele saaledes, at vi ikke erholde andre nye Kræfter end Varme udviklet under Arbejdets Udførelse, hvilket vi kunne, saa vil den udviklede Varmemængde, uafhængig af de Legemer, hvorved den udvikles, stedse staa i Forhold til den tabte Arbejdsmængde, og det saaledes, at den udviklede Varmemængde i ethvert Øjeblik er i Stand til at frembringe en Arbejdsmængde, der er lige stor med den tabte.«

Det Apparat, Colding benyttede, bestod af en Slæde, hvis Meder vare belagte med Strimler af tykt Spejlglas; paa dem lagdes Metalskinner, der holdtes fast med Skruer, som gik gennem Huller i Glasstrimlerne. Disse Huller vare langagtige for at give Plads for Udvidelse. Underlaget for Slæden bestod af to lange Metalskinner, der ogsaa laa paa Spejlglas; disse Skinner vare befæstede paa samme Maade som Skinnerne paa Slæden selv; ved Banens ene Ende vare Skinnerne fast forbundne med Underlaget. Slæden belæssedes med Kanonkugler og blev med Haandkraft trukken fra den Ende, ved hvilken Skinnerne sad fast, til den anden Ende; derpaa løftedes Slæden, bares tilbage og blev atter trukken til den anden Ende. Ved Gnidningen opvarmedes Skinnerne og bleve altsaa forlængede; Længdeforøgelsen maaltes med en Vægtstang, hvis korte Arm støttede sig til den ene Skinnes frie Ende, medens den lange Arm viste paa en Gradbue. Hver Grad paa denne svarede til en Forøgelse i Skinnens Længde paa $^1/_{45}$ mm.; Skinnerne paa Banen vare altid af Messing; af deres bekendte Længde og Udvidelseskoefficient beregnedes, at denne Udvidelse svarede til en Opvarmning af $^1/_2{}^0$ C. Resultatet af Forsøgene ses af følgende Tabel:

Slæden belagt med	Gnidning i Pund F.	Skinnernes Længde-tilvækst l.	$1000\frac{l}{F}$
Messing	30.3	2.00	66
—	19.7	1.32	67
—	11.0	0.72	65
Zink	20.3	1.50	74
—	13.7	0.86	63
Bly	26.8	1.63	61
—	19.5	1.27	65
Lindetræ	18.5	1.20	65
Lindetræ omviklet med Flonel	15.75	1.13	72
Jærn	19.2	1.30	68

Det bemærkes, at Længdeforøgelsen l er angivet i Grader paa den ovenfor omtalte Gradbue, Kraften F, som udfordredes for at trække Slæden, maaltes med et Dynamometer. Den ved Gnidningen frembragte Varme vil fornemmelig findes i de fastliggende Skinner, da de ere mange Gange længere end de Skinner, der fandtes paa Slæden selv; da nu Tabellen viser, at Forholdet mellem den frembragte Varmemængde og det til Gnidningen anvendte Arbejde er konstant, saa følger det af disse Forsøg, at den udviklede Varmemængde er uafhængig af de gnidende Legemers Beskaffenhed, men proportional med det udførte Arbejde. Ved andre Forsøg viste Colding endvidere, at Bevægelsens Hastighed ingen Indflydelse havde paa Varmeudviklingen; hvilket stemmer med det foregaaende, eftersom Gnidningen er uafhængig af Hastigheden. I Slutningen af den samme Afhandling fremsætter Colding endelig en Betragtning, der maa tillægges stor Vægt. Han siger nemlig:

»Tænker man sig en bevægende Kraft anvendt paa en ret fordelagtig Maade paa en Maskine, saa erholdes derved ikke alene en vis Bevægelsesmængde, men der fremkommer tillige andre virksomme Kræfter, saasom Elektricitet, Varme o. s. v.; men dersom man nu havde indrettet det hele saaledes, at ogsaa disse Kræfter kunde opsamles og benyttes ret fordelagtigt til at frembringe Bevægelse, saa spørges, om den paa saadan Maade erholdte Virkning ikke vilde være i Stand til at frembringe en større Virkning end den oprindelige Kraft. Her er der da aabenbart lige saa stor Grund til at forvente en større som en mindre Virkning, naar man ikke vil antage, at netop den samme derved vilde fremkomme, og man ser saaledes, at om man ikke tør antage den fremsatte Sætning

som rigtig, saa tør man heller ikke afgøre, om det nogen Sinde vil lykkes at konstruere et Perpetuum mobile.«

Den Afhandling, hvori Colding meddelte disse Resultater, indleveredes til Videnskabernes Selskab 1843, men blev først trykt 1856. Allerede 1847 havde Colding dog givet en Beretning om en større Forsøgsrække efter samme Metode, som Videnskabernes Selskab havde sat ham i Stand til at udføre. Af de sidstnævnte Forsøg beregnede han Varmeækvivalentets Størrelse; da Mayer og Joule vare komne ham i Forkøbet dermed, skulle vi ikke her opholde os derved.

J. R. Mayer kom ad en ganske anden Vej ind paa den samme Sag. Ved sin Lægevirksomhed bragtes han til at tænke over Oprindelsen til det mekaniske Arbejde, som de levende Væsener ere i Stand til at udføre, og han mente at kunne paavise, at en Del af den Varme, som frembringes i Organismen ved kemiske Processer, i Musklerne omdannes til Arbejde; var dette nemlig ikke Tilfældet, vilde man kunne anstille følgende Betragtning. Gaar man ud fra, at den Varmemængde, der udvikles i Organismen, er bestemt ved de kemiske Processer alene, vil et Menneske, der udfører et Arbejde, som ved Gnidning omdannes til Varme, udvikle en større Varmemængde end et andet Menneske, i hvis Legeme de samme Processer foregaa, men som ikke udfører noget Arbejde. Dette var efter Mayers Mening urimeligt, og han sluttede deraf, at Varmen i Organismerne delvis kan omdannes til mekanisk Kraft eller Arbejde. Den samme Betragtningsmaade anvendte han nu paa alle Naturkræfterne, og han offentliggjorde Resultatet af sine Overvejelser i en Afhandling, som blev trykt 1842. I dette Arbejde findes dog ingen Forsøg af nogen Betydning; hvad der giver Afhandlingen sit Værd er, at han af Luftens Opvarmning ved Sammentrykning beregner, at der til at opvarme et Kilogram Vand en Grad udfordres et Arbejde, der er i Stand til at løfte et Kilogram til en Højde af 365 Meter. At Mayer kunde beregne Varmeækvivalentet ad denne Vej, vil blive vist i det følgende.

VARMEÆKVIVALENTET. Ifølge det, som ovenfor er udviklet, maa det anses for højst sandsynligt, at det Arbejde, som anvendes til at overvinde Gnidningsmodstanden, bliver omdannet til Varme. Da den udviklede Varmemængde ikke afhænger af de gnidende Legemers Natur, maa den være bestemt ved Arbejdet

alene, og der maa altsaa medgaa en bestemt Arbejdsmængde, naar en Varmeenhed frembringes; denne Arbejdsmængde, eller Energi, kaldes Varmeækvivalentet. De første nøjagtige Bestemmelser af denne Størrelse skyldes *J. P. Joule.*

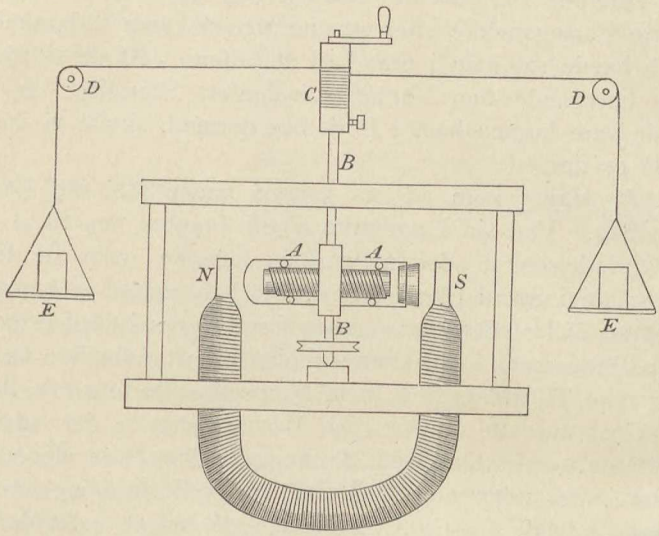


Fig. 1.

Hans Forsøg gik oprindelig ud paa at bestemme den Varmemængde, som udvikles af den elektriske Strøm, og han fandt ogsaa, som det vil blive vist i Elektricitetslæren, Lovene for denne Varmeudvikling. Nu kan man frembringe elektriske Strømme ved at bevæge en Leder forbi Polerne at en Magnet; til denne Bevægelse udfordres der et Arbejde, og Joule søgte nu at finde Sammenhængen mellem det udførte Arbejde og den udviklede Varmemængde. Det Apparat, som han brugte ved disse Forsøg, er fremstillet i Fig. 1. Det bestod af et Glasrør *AA*, i hvilket der fandtes et Bundt Jærnstænger, hvorom en Kobbertraad var viklet mange Gange; Traadens Ender vare forbundne med hinanden; Røret blev fyldt med Vand og lukket med en Prop. Det befæstedes til en lodret Akse *BB*, der foroven bærer en Cylinder *C*; om den er der viklet to Traade, der gaa over de faste Tridser *DD* og bære Vægtskaalerne *EE*. *NS* er en stor Elektromagnet, som kan magnetiseres ved Strømmen fra et galvanisk Batteri. Naar der ingen Strøm var i Magneten, kunde en Vægt paa 1.270 Kilo-

gram, anbragt paa hver af Skaalerne, dreje Røret *A* 600 Gange rundt i Minuttet; sendtes derimod Strømmen fra 10 Daniellske Elementer, der vare forbundne paa den hensigtsmæssigste Maade, gennem Vindingerne paa den store Elektromagnet, udfordredes 2.360 Kilogram for at vedligeholde den samme Bevægelse. Da Skaalerne i hvert Minut sank 10.5 Meter, er altsaa det hele Arbejde, som medgik til at frembringe de elektriske Strømme $2 \times (2.360 - 1.270) \times 10.5$ eller 22.9 Kilogrammeter i Minuttet. For at bestemme den udviklede Varmemængde var der paa Aksen *B* anbragt en Remskive; ved at lægge en Snor om den, som gik hen til et større Hjul, drejedes Apparatet rundt med den ovenfor angivne Hurtighed i 15 Minutter; inden Bevægelsen begyndtes, maaltes Vandets Temperatur i Røret *A*; det samme skete ved Bevægelsens Slutning; Temperaturforøgelsen var 1.37^0 C., medens Vægten af Vandet i Røret *A* med Tillæg af Glasrørets, Jærnets og Vindingernes Vandværdi var 0.505 Kilogram. Vælges den Varmemængde, der udfordres til at opvarme et Kilogram en Grad Celsius, til Varmeenhed, bliver den hele Varmemængde 0.505×1.37 eller 0.692 Varmeenheder. Det Arbejde, som udfordres til at frembringe denne Varmemængde, er 15×22.9 eller 343.5 Kilogrammeter. Til at frembringe en Varmeenhed medgaar altsaa 343.5/0.692 eller 496 Kilogrammeters Arbejde. Joule har anstillet mange flere Forsøg efter den samme Metode; han uddrog af dem, at Varmeækvivalentet paa det nærmeste maatte være 460 Kilogrammeter.

Dette vigtige Resultat blev meddelt den 21. August 1843 i et Møde af engelske Naturforskere i Cork. Joule blev dog ikke staaende derved. I de her beskrevne Forsøg foregik Omdannelsen af Arbejde til Varme med Elektricitet som Mellemled; men han indsaa snart, at dette Mellemled kunde undværes; han søgte derfor at bestemme Varmeækvivalentet af den ved Gnidning udviklede Varme. Derved benyttede han to Metoder.

Naar Vand strømmer igennem et snævert Rør, ville de Vanddele, som berøre Rørvæggen, være i Hvile, medens Hastigheden vokser ind imod Rørets Akse. Som Følge heraf finder der Gnidning Sted imellem Vanddelene, hvorved Vandet opvarmes. Maales denne Opvarmning og bestemmes tillige det Arbejde, som udfordres for at drive Vandet igennem Røret, kan man finde, hvor stort det Arbejde er, der er anvendt til at frembringe en Varmeenhed. Da denne Metode dog ikke fandtes at være let anvendelig, modificerede Joule den paa følgende Maade.

A, Fig. 2, er et Kalorimeter af Messing, igennem dets Laag gaar der en Akse *B*, der bærer et Antal Skovle, hvis Form ses af Figuren; til Karvæggene ere nogle Plader befæstede, som ere udskaarne paa en saadan Maade, at Skovlene netop kunne gaa forbi dem. Kalorimetret fyldes med Vand; Aksen drejes rundt paa samme Maade som ved de ovenfor beskrevne Forsøg; naar Vægtskaalene ere sunkne ned til Gulvet, løftes de igen op og falde paa ny. Faldet foregaar med en ganske ringe Hastighed. Man indser, at saavel det udførte Arbejde som den udviklede Varmemængde paa denne Maade let kan findes. Forsøget gav for Varmeækvivalentet, som vi i det følgende ville kalde $\mathcal{J}$, Værdien

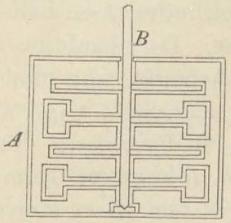


Fig. 2.

$$\mathcal{J} = 425.$$

Med et lignende Apparat, som var forfærdiget af Jærn og fyldt med Kvægsølv fandtes

$$\mathcal{J} = 425.5.$$

Den anden Metode bestod i, at han erstattede Gnidningen i en Vædske med Gnidningen mellem to Metalplader *a* og *b* (Fig. 3), som ved Hjælp af Vægtstangen *c* kunde trykkes imod hinanden. Derved fandtes

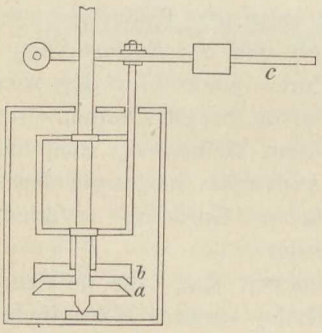


Fig. 3.

$$\mathcal{J} = 426.$$

Joule har ogsaa senere fortsat sine Undersøgelser, og det Resultat, som han er kommet til, er at Varmeækvivalentet er

$$\mathcal{J} = 423.7.$$

Senere har *Rowland* i Baltimore udført et meget omfattende Arbejde over Varmeækvivalentet. Han benytter det i Fig. 2 angivne Apparat, og hans Metode var i det hele den samme som Joules, men hans Forsøg anstilledes i en stor Maalestok, og Kalorimetrets Temperatur varieredes fra 5 til 40° C. Det viste sig

derved, at Varmeækvivalentet aftog med voksende Temperatur; han fandt saaledes

Temperatur	Varmeækvivalent
10	428.5
20	426.4
30	425.6
35	425.8

Aarsagen dertil er, at Vandets Varmefylde aftager fra 0 til 30° C., hvorefter den igen vokser.

Sættes Vandets Varmefylde ved 18.6° C. lig 1, bliver Varmeækvivalentet i absolut Maal efter Grätz

$$\mathcal{J} = 4.18 \times 10^7.$$

Det er denne Værdi af $\mathcal{J}$, som her skal benyttes. Søger man det Antal Kilogrammeter, som i København kan opvarme et Kilogram Vand fra 18.1° til 19.1° C., faar man

$$\frac{1000\,\mathcal{J}}{981 \times 1000 \times 100} = 426.1.$$

Rowlands Tal er lidt større, da Baltimores Bredde er mindre end Københavns.

OMDANNELSE AF VARME TIL ARBEJDE. Naar Arbejdet kan omdannes til Varme, ligger det nær at antage, at Varmen ogsaa kan omdannes til Arbejde; i Virkeligheden have vi ogsaa i Dampmaskinen et Middel til at opnaa dette. Det er dog ikke uden videre klart, at der i denne Maskine foregaar en saadan Forvandling; vel modtager Dampen i Dampkedelen en stor Mængde Varme, men denne Varme afgives igen i hvert Fald for største Delen til Kondensatoren, og efter den ældre Teori for Dampmaskinen, som navnlig skyldes *Saadi Carnot*, skulde den Varmemængde, der afgaves i Kondensatoren, være lig den, der optoges i Kedelen. Var dette rigtigt, saa fandt der i Virkeligheden ingen Forvandling af Varme til Arbejde Sted. Denne meget vigtige Sag er bleven undersøgt af *G. A. Hirn*. Hans Fremgangsmaade var i det væsentlige følgende:

Naar et Kilogram Vand ved 0° C. omdannes til mættet Damp ved T° C., optager det efter Regnault $605.5 + 0.305\,T$ Varmeenheder. Opvarmes eller, som man siger, overhedes denne Damp til en

højere Temperatur T', optager den, naar C er Dampens Varmefylde, $C(T'-T)$ Varmeenheder, hvor Størrelsen C paa det nærmeste er lig 0.5. Vi kunne altsaa antage, at Dampen træder ind i Cylindren med en Varmemængde

$$Q = 606.5 + 0.305\ T + 0.5\ (T'-T).$$

Den hæver nu Stemplet, udfører altsaa et Arbejde, og ledes derefter over i Kondensatoren, som vi her tænke os erstattet af et Kalorimeter. I dette omdannes Dampen til Vand af Temperaturen t og afgiver tillige en Varmemængde q til Kalorimetret; regnet fra 0^0 C. indeholdt Dampen altsaa i det Øjeblik, da den forlod Cylindren, Varmemængden

$$Q' = q + t.$$

Nu fandt Hirn, som man maatte formode, at Q var større end Q'; Spørgsmaalet er da, om Varmemængden $Q-Q'$ er omdannet til Arbejde. Man maa derfor, enten ved Hjælp af Watts Indikator eller ved Hjælp af Pronys Bremse, maale det Arbejde A, som Maskinen har udført, medens et Kilogram Damp er gaaet gennem Cylindren, og Forholdet $A/(Q-Q')$ skal da være Varmeækvivalentet J. Efter Hirns oprindelige Beregning var dette dog ikke Tilfældet, men Clausius har paavist en væsentlig Fejltagelse i denne (Hirn havde kun taget Hensyn til det Arbejde, der udførtes under Ekspansionen); rettes denne Fejl, giver Hirns Forsøg Værdier for Varmeækvivalentet, der ligge imellem 310 og 390. Skønt disse Værdier afvige temmelig meget fra Joules Værdi for den samme Størrelse, anser man dog ikke denne Afvigelse for større, end at den kan forklares ved at tage Hensyn til de store Vanskeligheder, saadanne Forsøg medføre.

Det stod, som allerede bemærket, klart for Mayer, at Menneskets og Dyrenes fysiske Arbejde maa udføres paa Bekostning af Varmeudviklingen. Ved første Øjekast synes dette rigtignok at stride imod den daglige Erfaring, der viser, at man bliver varm ved at arbejde. Sammenhængen dermed er dog den, at Arbejdet fremkalder, især hos den uøvede Arbejder, en forøget Varmeudvikling, der er mere end tilstrækkelig til at erstatte det Varmetab, som Arbejdet medfører. Arbejdet betinger altsaa et større Forbrug af Næringsmidler i samme Tid, Arbejderen maa altsaa have mere Føde end den, der ikke arbejder. Denne Konsekvens af Varmeteorien har Hirn ogsaa prøvet. Han benyttede dertil en lukket

Trækasse, der var saa stor, at han kunde opholde sig i den. I dette Kammer fandtes en Stol og en Trædemølle, hvis Akse gik ud igennem Væggen, og var forsynet med en Pronys Bremse, som maalte det Arbejde han udførte, naar han gik i Trædemøllen. Han antog nu, at Energiudviklingen i hans Legeme var proportional med den Iltmængde, han absorberede; for at maale den, aandede han igennem en Slags Respirator, som var forsynet med to Rør, der gik til to Gasometre; fra det ene Gasometer indaandede han Luft, medens den udaandede Luft gik ind i det andet Gasometer. Ved Analyse af den udaandede Luft kunde den søgte Iltmængde findes. For at faa en Forestilling om Størrelsen af den Varmemængde, som afgaves til Omgivelserne, lod Hirn en Brintflamme brænde inde i det omtalte Kammer, indtil Temperaturen blev konstant. Kaldes det Antal Gram Brint, som forbrænder i Timen, p, og er V den Varmemængde et Gram Brint udvikler ved sin Forbrænding, bliver Vp Varmeudviklingen i en Time. Samtidig maalte Hirn Temperaturen T i Kammeret og t udenfor, og han antog, at Temperaturforskellen $T-t$ var proportional med Varmeudviklingen, altsaa at

$$Vp = C(T-t),$$

hvorved Konstanten C kunde bestemmes. Ved nu under Forsøgene at iagttage T og t kan den Varmemængde, som afgaves af den Person, der befandt sig i Kammeret, beregnes. Resultatet af Forsøgene var, at Varmeudviklingen under Arbejdet var langt mindre, end man skulde vente efter Iltforbruget; for saa vidt svarede Forsøget til Forventningerne; om en Bestemmelse af Varmeækvivalentet kunde der dog ikke være Tale ad denne Vej. Clausius antager, at det ligger i, at man vanskelig kan bestemme Legemets Energitab ved Fordampning fra Huden; tillige maa det erindres, at Mennesket ikke som Dampmaskinen kan arbejde bestandig; selv om Ernæringen er tilstrækkelig, indtræder dog Trætheden, hvis egentlige Natur er ubekendt.

VARMETEORIENS FØRSTE HOVEDSÆTNING. For at kunne anvende det, som her er udviklet om Arbejdets Forvandling til Varme, paa den rigtige Maade, maa man lægge Mærke til, at det kun er under ganske bestemte Betingelser, at et Arbejde frembringer den dermed ækvivalente Varmemængde og omvendt. Naar man f. Eks. strækker en Metaltraad, udføres der et Arbejde,

hvis Størrelse let kan findes. Det Arbejde, som er medgaaet hertil, fremkalder dog ingen Opvarmning, tværtimod finder man, at Traaden afkøles ved Strækningen. Paa dette Tilfælde finder Læren om Arbejdets Forvandling til Varme ikke Anvendelse, fordi Legemet, efter at Arbejdet er udført, er i en anden Tilstand end tidligere. Udspændes Traaden derimod, og giver man straks slip igen paa den, vender den tilbage til sin oprindelige Tilstand; man finder da, som *Edlund* har vist, at Traaden er bleven opvarmet, og den Tilvækst i Varmemængde, som Traaden har modtaget, findes at være ækvivalent med det udførte Arbejde.

Hvorledes det forholder sig, ses bedst ved at tænke sig, at et Legeme undergaar en saakaldet Kredsproces. Som Eksempel paa en saadan Proces kunne vi betragte de Temperatur- og Tilstandsforandringer, som Vandet undergaar i en Dampmaskine. Vandet opvarmes i Kedelen, bliver til Damp, ledes ind i Dampcylinderen, hvor Dampen udvider sig; derefter fortættes Dampene i Kondensatoren og drives nu ved Fødepumpens Hjælp paa ny ind i Dampkedelen og er nu igen i den Tilstand, hvorfra vi gik ud. Under denne Proces har Vandet til en Tid modtaget Varme, til en anden Tid har det afgivet Varme; det har udført et Arbejde i Cylinderen og har modtaget Arbejde igen, da det blev drevet ned i Kondensatoren og derefter over i Dampkedelen. Lad den Varmemængde, Vandet eller Dampen har modtaget, være Q_1, og den, det har afgivet Q_2; derved bliver den hele Varmemængde, det har modtaget $Q_1 - Q_2$. Er det af Vandet eller Dampen udførte Arbejde A_1, det Arbejde, det har modtaget A_2, saa er det Arbejde, der i Virkeligheden er udført, lig $A_1 - A_2$. Da Vandet nu er bragt tilbage til dets oprindelige Tilstand, maa Arbejdet være fremkommen ved, at den modtagne Varme er omdannet til Arbejde; man maa altsaa have, idet $\mathcal{J}$ er Varmeækvivalentet, at

$$A_1 - A_2 = \mathcal{J}(Q_1 - Q_2).$$

Det er dette, man kalder den første Hovedsætning i Varmeteorien. Man kan ogsaa udtrykke den saaledes: Naar et Legeme befinder sig i en vis Tilstand, derefter undergaar en Række Forandringer og endelig bringes tilbage til sin oprindelige Tilstand, saa vil det Arbejde, som Legemet under denne Proces har afgivet eller modtaget, være ækvivalent med den Varmemængde, det samtidig har modtaget eller afgivet.

Da Arbejdet er en Form af Energi, maa Varmen ogsaa være

det; meddeles der en Varmemængde Q til et Legeme, vil det altsaa faa en Energiforøgelse lig $\mathcal{J}Q$, hvis det ikke samtidig udfører et Arbejde. Udfører det Arbejdet A, bliver den virkelige Energiforøgelse

$$\Delta U = \mathcal{J}Q - A.$$

Da vi ikke kunne bringe et Legeme i en Tilstand, i hvilken det ingen Energi besidder, maa vi nøjes med at angive Differensen mellem Legemets Energi i forskellige Tilstande.

ENERGIENS FORVANDLINGER. Næsten al den Energi, der findes paa Jorden, hidrører fra Solstraalerne. Under deres Indvirkning fordamper Vandet fra Havenes og Fastlandets Overflade. Dampene stige til Vejrs, afkøles ved Udstraaling til Himmelrummet og fortættes. Regnen danner Vandløb, disse besidde Energi, dels ved deres levende Kraft eller, som vi hellere kalde det, deres kinetiske Energi, dels derved, at Vandet, de indeholde, er hævet op over Havets Overflade; den Energi, Vandet af den Grund indeholder, kalde vi dets potentielle Energi. Denne Energi benytter Mennesket til at drive forskellige Møller; sin Hovedbetydning har den dog derved, at den opløser og findeler Bjergarterne og derved betinger Dannelsen af Muld. Den Energi, som anvendes hertil, omdannes dels ad kemisk, dels ad mekanisk Vej til Varme. Dampdannelsen i Forbindelse med Luftens Opvarmning af Solstraalerne frembringer Luftstrømninger i Atmosfæren; deres Energi er fornemmelig kinetisk; en Del af den omdannes ved Gnidning til Varme i Luften selv; en anden Del af den frembringer Bølgebevægelser i Havene, som opvarmer Vandet; en yderst ringe Del benyttes af Mennesket til at frembringe Bevægkraft ved Vindmøller og Vindmotorer.

De Solstraaler, der falde paa Plantevæksten, indsuges næsten ganske af denne; ved Hjælp af det saakaldte Bladgrønt dekomponere Solstraalerne Luftens Kulsyre; Ilten frigøres, medens Kulstoffet optages af Planten og danner de brændbare Forbindelser, der ere Planteverdenens Hovedbestanddel. Disse tjene igen til Næring for Mennesker og Dyr, som ere Arnesteder for en Forbrænding, hvorved Kulsyren dannes igen. Planterne ere altsaa at betragte som Opsamlere og Gemmesteder for Energien, der i de levende Væsener igen omdannes til Varme og dermed maa anses for tabt, da den ikke mere kan benyttes til Livets Vedligeholdelse.

En anden Del af den, navnlig i Træerne ophobede Energi, anvendes i Ildsteder til Opvarmning og gaar derved tabt.

Overalt iagttage vi den samme Tendens hos Energien til at blive til Varme, hvorved dens Anvendelighed gaar tabt. Den Energi, der findes i et bevæget Legeme, i en spændt Fjeder eller i en Solstraale, kan anvendes paa mangfoldige Maader; men er denne Energi bleven til Varme, er det meget vanskeligt at drage Nytte af den. Varmen søger bestandig at udbrede sig uden Grænse og derved at udjævne alle Temperaturdifferenser; det synes derfor, at al Energi til sidst maa blive til Varme, og at Temperaturen overalt maa blive den samme.

Med Menneskets fysiske Arbejde gaar det naturligvis paa samme Maade. En Smed eller en Snedker arbejder i Jern eller i Træ; derved udvikles Varme; Varmemængden er ækvivalent med det udførte Arbejde, men denne Varme opbevares ikke i den forarbejdede Genstand; den afgives til Luften og er i Virkeligheden aldeles værdiløs. Heraf følger, at man bør udføre sit Arbejde med det mindst mulige Forbrug af fysisk Arbejde; dette opnaas navnlig ved at anvende det bedste Værktøj, som kan erholdes, eller ved at bringe det Stof, som bearbejdes, i en Tilstand, i hvilken det let lader sig forme; af denne Grund opvarmes Jernet, inden det smedes, og Støbning anvendes overalt, hvor det lader sig gøre.

ANVENDELSE PAA LUFTARTER. Naar man fortynder Luften i en Glasklokke ved Hjælp af en Luftpumpe, dannes der ved hvert Pumpeslag en svag Taage i Klokken, naar Luften i den er fugtig. Det ligger nær at antage, at Aarsagen dertil er, at Luften afkøles, idet den udvider sig; at det virkelig forholder sig saaledes, har *Dalton* godtgjort. Han anbragte et følsomt Termometer under Klokken og saa, at det sank, naar Luften pludselig fortyndedes. Omvendt iagttog han, at Temperaturen steg, naar Luften igen strømmede ind i Pumpen. Skønt denne Varmetoning kun er ringe, antog Dalton dog, at der maatte kunne fremkomme store Temperaturvariationer paa denne Maade; Vanskeligheden laa i, at Luften hurtig opvarmes igen ved Berøring med Klokkens Inderside. Denne Formodning bekræftedes paa en slaaende Maade ved Opfindelsen af det pneumatiske Fyrtøj. Det synes, at en Arbejder i en fransk Geværfabrik, der havde lagt Mærke til, at der fremkom en stærk Opvarmning ved at lade en Vindbøsse, er

den første, der har bemærket, at man ved hurtig Sammentrykning af Luft kunde antænde Fyrsvamp. Dette vakte i sin Tid overordentlig Opsigt og blev Genstand for mange Undersøgelser; her skal kun nævnes, at *Biot* ved hurtigt at sammentrykke Knaldluft antændte den; Eksplosionen var saa voldsom, at Pumperøret sprængtes derved.

Man antog almindelig, at den her omtalte Varmetoning fremkom paa følgende Maade. Varmen var et Stof, nærmest at ligne ved en Luftart; sammentrykkes nu Luften i et Rum, maa samtidig dermed ogsaa Varmens Tæthed forøges, hvilket vil give sig til Kende som en Opvarmning; og paa samme Maade forstaar man, at en Udvidelse vil være ledsaget af en Afkøling. At denne Forklaring ikke er tilstrækkelig fremgaar dog af Forsøg af *Clement* og *Desormes*, samt af *Joule*.

Joule havde to Metalbeholdere, der hver havde et Rumfang af 2,24 Liter; i den ene af dem pumpedes Luft ind til et Tryk af 22 Atmosfærer, den anden Beholder blev gjort lufttom. De vare forbundne ved et Rør med Hane. Det hele blev nu anbragt i et Kalorimeter, der indeholdt 8 Kilogram Vand. Naar Hanen aabnedes, strømmede Luften med stor Voldsomhed over i den tomme Beholder, men der var ingen Varmetoning at iagttage paa Termometret. Derefter bleve Beholderne stillede hver i sit Kalorimeter, og Forsøget udførtes for øvrigt paa samme Maade som tidligere. Resultatet var da, at det Kalorimeter, hvori Beholderen med fortættet Luft befandt sig, afgav 0.6 Kilogramkalorier, medens det andet Kalorimeter modtog en lige saa stor Varmemængde. Begge Forsøg give altsaa samme Resultat.

Vi se heraf, at Luft, der udvider sig, kun afkøles, naar den maa overvinde en Modstand, og vi kunne udtrykke dette ved at sige, at Luften afkøles, fordi den udøver et Arbejde; ligeledes maa Luft, som sammentrykkes, modtage Arbejde, som fremtræder i Luften i Form af Varme. At det virkelig forholder sig saaledes, er yderligere paavist af *Joule*.

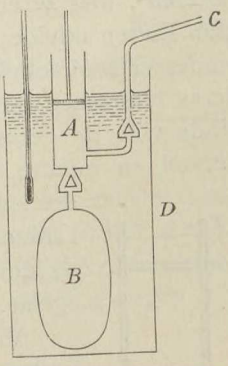


Fig. 4.

Hans Apparat er fremstillet i Fig. 4. Det bestod af en Fortætningspumpe *A*, som sammentrykkede atmosfærisk Luft i Beholderen *B*. Inden Luften gennem Røret *C* blev

ledet ind i Pumpen, blev den først tørret og derefter ledet gennem et Svalerør, hvis Temperatur var den samme som Vandets Temperatur i Kalorimetret D, hvori Pumpen med Tilbehør var nedsænket. Naar nu Luften sammentrykkedes i B, udvikledes en vis Varmemængde, som kunde maales paa sædvanlig Maade. Ligesom ved andre Kalorimeterforsøg var der ved en Omrører sørget for, at Vandets Temperatur var den samme i hele Kalorimetret.

Resultatet af alle Joules Forsøg efter denne Metode var, at Varmeækvivalentet, beregnet af Forsøg, ved hvilke Luften i Beholderen erholdt et Tryk af 21 Atmosfærer, var 452, derimod ved Sammentrykning til 10 Atmosfærer, 437. Men Betydningen af disse Forsøg ligger i Virkeligheden i, at det fremgaar af dem, at det Arbejde, der medgaar til Luftens Sammentrykning ved konstant Temperatur, omdannes til Varme; under disse Omstændigheder optager Luften altsaa ingen potentiel Energi.

Hermed maa det betragtes som godtgjort, at den ældre Forestilling om Luftens Natur, ifølge hvilken der skulde virke frastødende Kræfter imellem Luftdelene, ikke er rigtig. Luftens Udvidsomhed kan heller ikke antages at hidrøre fra, at dens enkelte Dele ere at ligne ved Fjedre, der søge at udvide sig og derved trykke saavel imod Nabodelene som imod Karrets Vægge. Derimod stemmer det bedre med den Opfattelse, ifølge hvilken Luftarterne bestaa af Smaadele, Molekyler, der ere i en hurtig Bevægelse, hvis Størrelse afhænger af Temperaturen alene. Under denne Forudsætning er Luftens Energi kinetisk og kan sættes lig $^1/_2 \Sigma m u^2$, idet m er et Molekyls Masse, u dets Hastighed. Lader man Luften udvide sig, uden at den har nogen Modstand at overvinde, ville Molekylerne udbrede sig over hele Rummet, uden at deres Hastighed forandres; have de derimod en Modstand at overvinde ville de derved tabe en Del af deres levende Kraft; de faa derved en mindre Hastighed eller, hvad der efter Hypotesen er det samme, en lavere Temperatur. Sammentrykkes Luften derimod, modtage Molekylerne levende Kraft, og deres Temperatur vil da faa en tilsvarende Forøgelse.

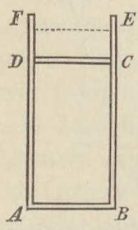


Fig. 5.

Vi tænke os nu, at et Gram af en eller anden Luftart er indeholdt i Cylinderen $ABCD$. der foroven er lukket med det bevægelige Stempel CD. Dens Rumfang er v, dens Tryk p og dens Temperatur $t^0 C$, altsaa dens absolute Temperatur $\vartheta = 273 + t$. Idet

vi nu først holde Rumfanget konstant, opvarme vi den til $\vartheta + d\vartheta$; dertil medgaar der en Varmemængde

$$dQ_1 = c_v d\vartheta,$$

hvor c_v er Luftartens Varmefylde ved konstant Rumfang.

Nu hæves Stemplet langsomt et lille Stykke $CE = dh$. Luftens Tryk paa Stemplet har da udført et Arbejde, som findes saaledes: Er Stemplets Areal S, saa er den hele Kraft, der virker paa det, Sp, og Arbejdet er da $Sp \cdot dh$. Men $S\,dh$ er Rumfangsforøgelsen, altsaa dv, og det af Luften udførte Arbejde er følgelig pdv. Til at udføre dette Arbejde forbruges Varmemængden

$$dQ_2 = \frac{pdv}{\mathcal{J}},$$

naar $\mathcal{J}$ er Varmeækvivalentet.

Men samtidig har Luften indtaget et større Rum, Luftdelene have altsaa fjernet sig fra hinanden; man kunde tænke sig, at dette vilde give Anledning til en Varmetoning, og saaledes gaar det ogsaa i alle andre Tilfælde, kun ikke med Luften. Joule har jo nemlig vist os, at Luft ikke forandrer sin Temperatur, naar den udvider sig uden at gøre Arbejde.

Den hele Varmemængde dQ, som behøves, for at et Gram Luft skal opvarmes $d\vartheta^\circ C$ og udvide sig dv ccm., er altsaa Summen af dQ_1 og dQ_2 eller

$$dQ = c_v d\vartheta + \frac{1}{\mathcal{J}} pdv. \qquad (a)$$

Men af *Mariottes* og *Gay-Lussac's* Love følger, at man har

$$pv = R\vartheta, \qquad (b)$$

hvor R er konstant for en given Luftart.

Fig. 6 forestiller et Koordinatsystem, hvor Abscissen er Luftens Rumfang, Ordinaten dens Tryk. Et vilkaarligt Punkt A med Koordinaterne p_0 og v_0 bestemmer da Luftens Tilstand fuldstændigt, eftersom dens Temperatur ϑ_0 er bestemt ved Ligningen

$$p_0 v_0 = R\vartheta_0.$$

Vi kunne nu lade Luften undergaa forskellige Forandringer.

1. Vi tænke os, at dens Rumfang holdes konstant, og at der tilføres den Varme, indtil dens Temperatur er bleven ϑ_1.

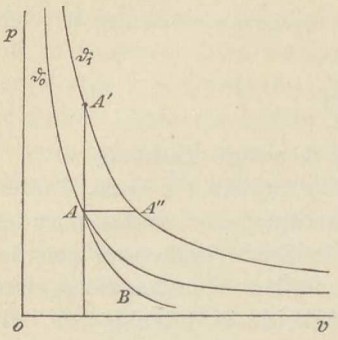


Fig. 6.

Dens Tryk er da vokset til $p = AA'$ og man har

$$pv_0 = R\vartheta_1.$$

Da der intet Arbejde udføres af Luften, bliver den forbrugte Varmemængde

$$Q = c_v(\vartheta_1 - \vartheta_0).$$

2. Lader man derimod Luften udvide sig paa en saadan Maade, at dens Tryk holdes konstant, medens Rumfanget vokser fra v_0 til v_1, bliver den forbrugte Varmemængde

$$Q = \int dQ = c_v(\vartheta_1 - \vartheta_0) + \frac{1}{\mathcal{J}} p_0(v_1 - v_0).$$

Tillige er $p_0 v_0 = R\vartheta_0$, $p_0 v_1 = R\vartheta_1$,

altsaa $$Q = \left(c_v + \frac{R}{\mathcal{J}}\right)(\vartheta_1 - \vartheta_0).$$

Heraf følger at

$$c_v + \frac{R}{\mathcal{J}} = c_p \qquad (c)$$

er Luftens Varmefylde ved konstant Tryk.

3. Vi lade Luften udvide sig ved konstant Temperatur; Punktet A vil da følge den ligesidede Hyperbel, hvis Ligning er

$$pv = R\vartheta_0.$$

Her er den forbrugte Varmemængde

$$\int dQ = \frac{R\vartheta_0}{\mathcal{J}} \int_{v_0}^{v} \frac{dv}{v} = \frac{R\vartheta}{\mathcal{J}} \text{ log. nat. } \frac{v}{v_0}.$$

4. Vi tænke os endelig, at Cylinderen og Stemplet ere uigennemtrængelige for Varme, Processen siges da at være adiabatisk, og hæve nu Stemplet langsomt i Vejret. Da der nu ikke tilføres Luften nogen Varme, bliver $dQ = 0$ og vi have altsaa

$$0 = c_v\, d\vartheta + \frac{1}{\mathcal{J}} p\, dv.$$

Tillige have vi $pv = R\vartheta$ og kunne derfor omskrive Ligningen til

$$0 = c_v\, d\vartheta + \frac{R\vartheta}{\mathcal{J}} \frac{dv}{v}.$$

Ved Integration heraf faas:

$$\text{const.} = c_v \text{ log. nat. } \vartheta + \frac{R}{\mathcal{J}} \text{ log. nat. } v.$$

Af (c) faas, at $\frac{R}{\mathcal{J}} = c_p - c_v$. Altsaa er

$$\text{const.} = c_v \text{ log. nat. } \vartheta + (c_p - c_v) \text{ log. nat. } v.$$

Sættes $c_p/c_v = k$, faas endelig

$$\vartheta v^{k-1} = \text{const.} \qquad p \cdot v = R \cdot \vartheta \qquad \text{(d)}$$

Heraf i Forbindelse med (b) faas

$$pv^k = \text{const.} \qquad \text{(e)}$$

Tænke vi os, at en Luftmasse, der oprindelig har Rumfang v_0 og Tryk p_0, udvider sig uden at modtage Varme fra Omgivelserne, vil dens Rumfang v og Tryk p være forbunden med de oprindelige Værdier ved Ligningen

$$pv^k = p_0 v_0^k.$$

Denne Lov er først opdaget af *Poisson*, efter hvem den almindelig benævnes. En saadan Udvidelse kaldes adiabatisk eller ogsaa isentropisk. Den adiabatiske Kurve er i Figuren antydet ved AB.

Af Poissons Lov i Forbindelse med Tilstandsligningen $pv = R\vartheta$ følger, at

$$\left(\frac{\vartheta}{\vartheta_0}\right)^k = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{k-1}.$$

5. Vi ville antage, at Luftens Tryk og Rumfang forandres paa en hvilken som helst Maade, fremstillet ved $A_0 BA_1$ (Fig. 7). For at dette skal ske, maa den modtage Varmemængden

$$\int dQ = c_v (\vartheta_1 - \vartheta_0) + \frac{I}{\mathcal{J}} \int_{v_0}^{v_1} p dv,$$

idet ϑ_0 og ϑ_1 er Begyndelses- og Slutningstemperaturen. Det første Led paa højre Side angiver den Varmemængde, der er medgaaet til Luftens Opvarmning, det andet Led den, der er anvendt til

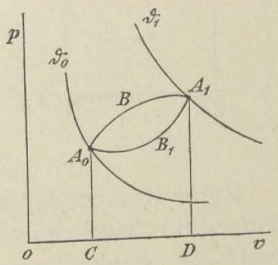


Fig. 7.

Arbejde. Det udførte Arbejde er lige stort med Arealet CA_0A_1D. Havde Luftmassen udvidet sig efter Kurven $A_0B_1A_1$, vilde den hele forbrugte Varmemængde have haft en anden Værdi. Man ser heraf, at den Varmemængde, der behøves for at frembringe en given Forandring i Luftens Tilstand, retter sig efter den Vej, ad hvilken Forandringen foregaar.

Lad os beregne Summen af de tilførte Varmemængder, dividerede med den tilsvarende absolutte Temperatur. Man har da

$$\frac{dQ}{\vartheta} = c_v \frac{d\vartheta}{\vartheta} + \frac{1}{\mathcal{J}} \frac{pdv}{\vartheta}.$$

Men af (b) faas $\qquad \frac{p}{\vartheta} = \frac{R}{v},$

altsaa er

$$S_1 - S_0 = \int \frac{dQ}{\vartheta} = c_v \text{ log. nat. } \frac{\vartheta_1}{\vartheta_0} + \frac{R}{\mathcal{J}} \text{ log. nat. } \frac{v_1}{v_0}. \qquad (f)$$

Denne Størrelse har *Clausius* givet Navnet Entropi; da den er bestemt ved Begyndelses- og Slutningstilstanden alene, vil den tilførte Entropi være den samme, ad hvilken Vej Overgangen end sker. Enhver Tilstand af en Luftmasse har altsaa en bestemt Entropi; ved Forsøg kunne vi dog kun finde Entropidifferenser, dens absolutte Værdi er ubekendt.

6. Naar et Legeme, efter at have været underkastet forskellige Paavirkninger, bringes tilbage til sin oprindelige Tilstand, siges det at have gennemgaaet en Kredsproces. I vort Koordinatsystem (Fig. 8) vil en saadan Proces være fremstillet ved en lukket Kurve. Er Legemets oprindelige Tilstand bestemt ved A og bringes det gennem Tilstanden B, C, D, tilbage til A, vil det under Kredsprocessen have afgivet til Omgivelserne Arbejdet $D'DABB'$ og fra samme modtaget Arbejdet $D'DCBB'$. Overskuddet er lig Arealet $ABCD = A$, som er det under Processen af Legemet til Omgivelserne afgivne Arbejde.

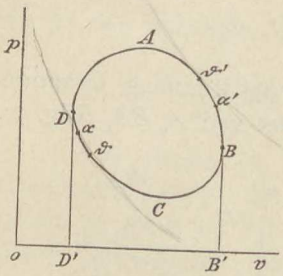


Fig. 8.

Rører Kurven de isoterme Kurver θ og θ', saa vil Legemets Temperatur have været voksende paa Strækningen $\vartheta A\vartheta'$ og synkende paa Strækningen $\vartheta' C\vartheta$.

Rører det de adiabatiske Kurver i α og α', vil det modtage

Varme fra Omgivelserne paa Strækningen $\alpha A \alpha'$ og afgive Varme til dem paa Strækningen $\alpha' C \alpha$. Er den paa den første Strækning modtagne Varmemængde Q, den paa den sidste afgivne Varmemængde Q', saa er den Varmemængde, der under Processen er omdannet til Arbejde, lig $Q - Q'$; vi have altsaa

$$A = \mathcal{J}(Q - Q'). \qquad (g)$$

Da Entropitilvæksten ifølge (f) er bestemt ved Begyndelses- og Slutningstilstanden alene, og da de her falde sammen, maa den være o for en Kredsproces; for en saadan have vi altsaa

$$\int \frac{dQ}{\vartheta} = 0. \qquad (h)$$

TREDJE AFSNIT.

Varmeteoriens anden Hovedsætning.

UMULIGHEDEN AF ET PERPETUUM MOBILE. Mange have forsøgt at bygge en Maskine, der stadig kan gøre Arbejde uden at modtage Energi udenfra. Gaa vi ud fra, at Arbejde kun kan opstaa ved Omdannelse af andre Energiformer, f. Eks. Varme, Lys eller Elektricitet, er et Perpetuum mobile aabenbart en Umulighed. Thi samtidig med at Maskinen gør Arbejde, maatte der forsvinde een af de andre Energiformer, og Maskinen var da ikke, hvad den gav sig ud for. Omvendt kan man ogsaa gaa ud fra Umuligheden af Perpetuum mobile og deraf drage den Slutning, at en Energiform kun kan opstaa ved, at en anden forsvinder, at der altsaa i Naturen foregaar stadige Omdannelser af Energi, men ingen ny Skabelse deraf, hvorved vi altsaa faa et Bevis for den første Hovedsætning i Varmeteorien.

Men selv om dette nu betragtes som en afgjort Sag, var der dog en Mulighed for at naa til en praktisk tilfredsstillende Løsning af Problemet om Perpetuum mobile. Varmen er jo til stede i alle Legemer, altsaa i en overvældende Mængde. Kunde man nu f. Eks. omdanne Varmen i Havvandet til Arbejde, vilde man i Virkeligheden have alt, hvad man kunde ønske. Vi vide, at Varmen kan omdannes til Arbejde, f. Eks. ved Hjælp af Dampmaskinen. Men i den have vi altid med Legemer med ulige Temperatur at gøre, med det varme Vand i Kedelen og det kolde i Fortætteren. Have vi overhovedet to Legemer med ulige Temperatur, vil i det mindste en Del af det varme Legemes Varme kunne omdannes til Arbejde. For at komme til et Perpetuum mobile maatte man nu have en Maskine, der kan bringe Varmen igen tilbage fra Fortætteren til Kedelen. Saadanne Maskiner kendes ogsaa, vi kalde dem Ismaskiner. I dem tages Varmen f. Eks. fra Vand, som derved bringes til at fryse, Varmen føres over til et

andet Legeme, som derved opvarmes. Vi kunne nu tænke os, at en Ismaskine og en Dampmaskine samtidig ere i Virksomhed; Dampmaskinen drives af den Varme, som Ismaskinen »løfter« op; men Ismaskinen kræver Tilførsel af Arbejde for at gaa, dette Arbejde maa Dampmaskinen levere. Spørgsmaalet er nu, om ikke alt det Arbejde, som Dampmaskinen kan udføre, vil medgaa til Ismaskinens Drift. Er dette ikke Tilfældet, saa ville vi her have et virkelig Perpetuum mobile.

CARNOTS TEOREM. I Aaret 1824 udgav Saadi Carnot en Afhandling om Varmens bevægende Kraft, som har faaet en meget stor Betydning for Varmelærens senere Udvikling. Han gik ud fra en ideal Dampmaskine, som tænkes indrettet paa følgende Maade:

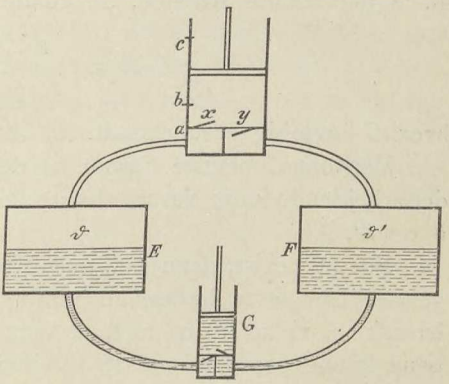


Fig. 9a.

E (Fig. 9a) er en Dampkedel, der holdes ved en konstant Temperatur ϑ. Den staar i Forbindelse med Cylinderen *ac*, hvis Vægge antages at være uigennemtrængelige for Varme. *F* er Fortætteren, som holdes ved den konstante Temperatur ϑ', der er lavere end ϑ, *G* er Fødepumpen; dens Vægge ere ogsaa uigennemtrængelige for Varme. Det samme gælder om de Rør, der forbinde Maskinens forskellige Dele. Vi tænke os nu, at Stemplet løftes langsomt op fra *a* til *b*, indtil der er kommet et Gram Damp ind i Cylinderen. Under denne Bevægelse har Dampen udført Arbejdet *aABb* (se Fig. 9b). Nu lukkes Ventilen *x*, Stemplet løftes, Dampen udvider sig adiabatisk, man fortsætter hermed indtil Damptrykket har faaet samme Værdi som i Fortætteren. Under denne Udvidelse udføres Arbejdet *bBCc*. Samtidig med

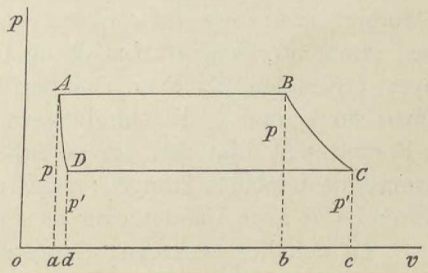


Fig. 9b.

at Dampen fortættes, løftes Fødepumpens Stempel saaledes, at 1 Gr. Vand kommer ind i Pumpen. Under Fortætningen tilføres der Maskinen udefra et Arbejde $dDCc$. Endelig sammenpresses Vandet i Fødepumpen, indtil det har faaet det Tryk, som findes i Dampkedelen, og Vandet kan nu igen komme ind i Kedlen, hvor det paa ny bliver dampformigt, og saaledes kan Processen stadig fortsættes.

Carnot antog, at den Varmemængde Q, Dampen modtog, afgaves igen i Kondensatoren; jo større den overførte Varmemængde var, desto større maatte ogsaa det af Maskinen afgivne Arbejde være. Han sammenligner Varmens Overgang fra Kedlens højere til Fortætterens lavere Temperatur med et Fald og kom derved til, at det udførte Arbejde, A, kunde skrives under Formen

$$A = Q \frac{\vartheta - \vartheta'}{C},$$

hvor C foreløbig er ubekendt.

Men om C beviste Carnot, at den maatte være uafhængig af det arbejdende Stofs Natur, altsaa kun afhængig af Temperaturerne ϑ og ϑ'.

For at bevise denne vigtige Sætning, bemærke vi først følgende. Den foran beskrevne Dampmaskine kan ogsaa bruges som Ismaskine, vi tænke os blot, at Ventilerne ombyttes, saa at Dampene kunne gaa den modsatte Vej af før. Hæves Stemplet nu fra a til c vil et Gram Vand i F blive til Damp, derved bindes Varmemængden Q, som tages fra Omgivelserne. Nu drives Stemplet ned først fra c til b, under hvilken Bevægelse Dampen sammentrykkes adiabatisk og opvarmes, derefter drives den over i Kedelen E, hvor Dampen bliver til Vand, idet den afgiver sin Varme Q til Omgivelserne. Endelig føres Vandet over i Fortætteren, idet den gør et Arbejde i Pumpen. I en virkelig Ismaskine udelades Pumpen; paa Grund af, at Trykket er større i E end i F gaar Vandet over af sig selv.

Til den her beskrevne Gang af Apparatet svarer nu Fig. 9b, kun at Kredsløbet i den gaar modsat før. Vi gaa ud fra D; der dannes Damp, som gør et Arbejde $dDCc$. Nu tilføres udefra først Arbejdet $cCBb$, derpaa Arbejdet $bBAa$, endelig gør Vædsken Arbejdet $aADd$ i Pumpen. For at drive Ismaskinen er her tilført Arbejdet $ABCD$, til Gengæld derfor er Varmemængden Q løftet fra Temperaturen θ' til θ.

Vi ville nu tænke os, at vi have en Dampmaskine D og en Ismaskine $\mathcal{J}$ arbejdende mellem de samme Temperaturer θ og θ'. I den første synker en Varmemængde Q fra θ til θ', i den anden hæves den samme Varmemængde fra θ' til θ. Hvis nu Dampmaskinen afgiver et Arbejde A_1, af hvilken en Del A_2 medgaar til at drive Ismaskinen, saa er herved indvundet et Arbejde $A_1 - A_2$, og da alt andet forbliver uforandret, vilde vi heri have et Perpetuum mobile. Altsaa kan A_1 ikke være større end A_2. Var A_1 mindre end A_2, saa kunde man bruge Dampmaskinen som Ismaskine og Ismaskinen som Dampmaskine; man vilde da indvinde Arbejdet $A_2 - A_1$. Men da dette af samme Grund er en Umulighed, maa man have $A_1 = A_2$.

BESTEMMELSE AF CARNOTS KONSTANT. Efter at man havde faaet at vide, at Arbejde kan forvandles til Varme, at Varme altsaa baade kan opstaa og forsvinde, syntes det, at Carnots Teorem maatte være urigtigt, eftersom han antog, at hele den Varmemængde, der førtes ind i Cylinderen, atter med Dampen gik over i Kondensatoren Det er imidlertid klart, at man godt kan lade denne Antagelse falde og antage, at en Del af den Varmemængde, Dampen bringer med sig ind i Cylinderen, omdannes til Arbejde. Gør man det, kan man, som *Clausius* har vist, tillige bestemme Konstanten C, som indgaar i Carnots Teorem.

Et Gram Luft antages at være i den ved A (Fig. 10) bestemte Tilstand, og at have Temperaturen ϑ. Man lader Luften udvide sig, medens Temperaturen holdes konstant; denne Udvidelse vil foregaa hen ad Isotermen AB, under denne Udvidelse modtager Luften Varmemængden Q. Dernæst udvides Luften adiabatisk fra B til C, hvorved Temperaturen falder til ϑ'. Nu sammentrykkes Luften isotermt til D, og afgiver imens Varmemængden Q'. Endelig sammentrykkes den adiabatisk til A.

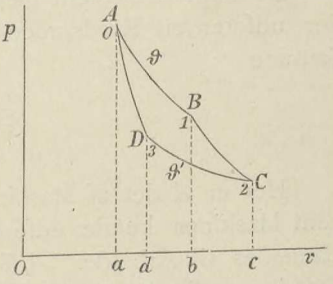


Fig. 10.

Luften har nu gennemgaaet en Kredsproces og er derved bragt tilbage til sin oprindelige Tilstand; dens Energiindhold maa da ogsaa være det samme. Da den har optaget Varmemængden $Q - Q'$

og udført Arbejdet $ABCD$, som vi betegne ved A, maa man have

$$A = \mathcal{J}(Q - Q'). \qquad (a)$$

Men i forrige Afsnit er det vist, at Entropien ikke forandres under en Kredsproces, der udføres af en ideal Luftart, at altsaa

$$\int \frac{dQ}{\vartheta} = 0.$$

I nærværende Tilfælde har Luften modtaget Varmemængden Q under Udvidelsen fra A til B, derved er Entropien forøget med Q/ϑ, under Sammentrykningen fra C blev der afgivet en Varmemængde Q', Entropien er altsaa formindsket med Q'/ϑ'. Ifølge den nævnte Sætning er da

$$\frac{Q}{\vartheta} = \frac{Q'}{\vartheta'}. \qquad (b)$$

Af (a) og (b) faas da

$$A = \mathcal{J}(Q - Q') = \mathcal{J}Q\frac{\vartheta - \vartheta'}{\vartheta}.$$

Ved Sammenligning med Carnots Teorem:

$$A = Q\frac{\vartheta - \vartheta'}{C}$$

faas

$$C = \frac{\vartheta}{\mathcal{J}}.$$

Da Carnots Teorem gælder for et hvilket som helst Legeme, der udfører en Kredsproces, have vi altsaa den almengyldige Sætning

$$\frac{A}{\mathcal{J}Q} = \frac{\vartheta - \vartheta'}{\vartheta}.$$

Her er A det af Maskinen udførte Arbejde, $\mathcal{J}Q$ det Arbejde, som Maskinen kunde udføre, hvis al den forbrugte Varme omdannedes til Arbejde. $A/\mathcal{J}Q$ er altsaa Maskinens Nyttevirkning. Da den er lig $(\vartheta - \vartheta')/\vartheta$, ser man, at Nyttevirkningen nærmer sig desto mere til Enheden, jo lavere Kondensatorens Temperatur bliver.

ANVENDELSE PAA KOGNING OG SMELTNING. Lad Vædskens Kogepunkt ved Trykket p være ϑ, ved Trykket p' der-

imod ϑ', lad et Gram af Vædsken ved Temperaturen ϑ have Rumfanget v_2, medens dens mættede Dampe ved samme Temperatur have Rumfanget v_1. Udfører et Gram af Vædsken nu den ved $ABCD$ (Fig. 11) antydede Kredsproces, haves $AB = v_1 - v_2$, $DA = p - p^1$. Arbejdet A bliver da $(p - p^1)(v_1 - v_2)$, den forbrugte Varmemængde er netop Dampens bundne Varme, som vi ville kalde L, man har altsaa

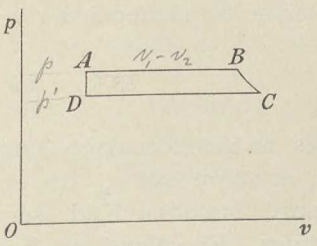


Fig. 11.

$$\frac{(p - p^1)(v_1 - v_2)}{\mathcal{J}L} = \frac{\vartheta - \vartheta'}{\vartheta}. \qquad (a)$$

Vi kunne anvende den paa Vand ved 100° C. I dette Tilfælde have vi

for 100° C. $\vartheta = 373$, $p = 760$ mm. Hg.,
- 99° C. $\vartheta' = 372$, $p^1 = 733{\cdot}3$ — — .

Trykket af 1 mm. Kvægsølv er lig Trykket af 1.359 Gram, i absolut Maal $1.359 \cdot 981 = 1333$. Sættes $\mathcal{J} = 4.18 \cdot 10^7$ og haves $L = 537$

faas
$$\frac{26.7 \cdot 1333 (v_1 - v_2)}{4.18 \cdot 10^7 \cdot 537} = \frac{1}{373},$$
$$v_2 - v_1 = 1690.$$

Da Vandets Rumfang her kan sættes lig 1, bliver Rumfanget af et Gram mættet Damp ved 100° C. lig 1691 cm.^{3}. Man vilde have faaet et nøjagtigere Resultat ved at sætte

$$\frac{p - p^1}{\vartheta - \vartheta'} = \frac{dp}{d\vartheta},$$

som indsat i ovenstaaende Ligning (a) giver

$$\frac{dp}{d\vartheta} = \frac{\mathcal{J}L}{\vartheta (v_1 - v_2)}. \qquad (b)$$

De samme Formler kunne anvendes paa Smeltning. Sættes Rumfanget af et Gram Vædske lig v_2, af et Gram af Legemet i fast Form lig v_3, faas da

$$\frac{dp}{d\vartheta} = \frac{\mathcal{J}L}{\vartheta (v_2 - v_3)}.$$

Her er ϑ Smeltepunktet ved Trykket p, L Smeltevarmen. Da

$$d\vartheta = \frac{\vartheta(v_2 - v_3)\,dp}{\mathcal{J}L},$$

ses, at Smeltepunktets Temperatur stiger med voksende Tryk, hvis v_2 er større end v_3, det er, hvis Legemet udvider sig ved Smeltning. I modsat Fald, som ved Vand, synker den, naar Trykket stiger. For Vand og Is er $v_2 = 1$, $v_3 = 1.09$, $\vartheta = 273$, $L = 80$, altsaa er

$$d\vartheta = -\frac{273 \cdot 0.09}{4.18 \cdot 10^7 \cdot 80}\,dp.$$

Sættes dp lig en Atmosfæres Tryk, altsaa lig $760 \cdot 1333 = 1.0133 \cdot 10^6$, faas

$$d\vartheta = -0.007.$$

ANVENDELSE PAA ET GALVANISK ELEMENT. *Helmholtz* har gjort en interessant Anvendelse af Carnot-Clausius's Teorem paa galvaniske Elementer. Lad f. Eks. A (Fig. 12a) være

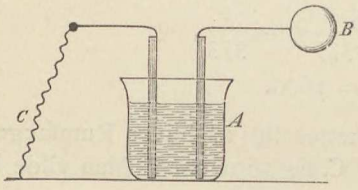


Fig. 12a.

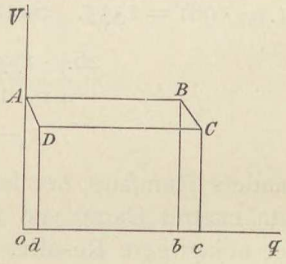


Fig. 12b.

et Daniells Element, hvis positive Pol er forbunden med den isolerede Leder B, medens den negative Pol ved C er forbunden med Jorden. Vi underkaste nu dette Element en Kredsproces, som er skematisk antydet i Fig. 12b, hvor Absisserne forestille den Elektricitetsmængde q, som er gaaet igennem Elementet, og Ordinaterne den elektromotoriske Kraft V i Volt.

1. Vi antage, at Elementet oprindelig er i den ved A bestemte Tilstand; dets Varmegrad holdes konstant ved Temperaturen ϑ, medens man langsomt borttager Elektricitet fra det; denne Proces fremstilles ved AB (Fig. 12b) og den fortsættes, indtil vi

have berøvet Elementet 1 Coulomb; Elementet har da afgivet Energien $10^7 V$ og modtaget en vis Varmemængde Q fra Omgivelserne.

2. Man bliver ved at føre Elektricitet bort fra Elementet, men forhindrer Varmeudveksling med Omgivelserne, derved synker Spændingen til V^1 og Temperaturen til ϑ^1. Elementet er nu kommet i Tilstanden C.

3. Derefter føres positiv Elektricitet til Elementet; dets Spænding V^1 og Temperatur ϑ^1 holdes konstant, medens det til Omgivelserne afgiver Varmemængden Q^1. Denne Proces fremstilles ved CD.

4. Endelig forhindres igen Varmeudvekslingen, men der føres stadig positiv Elektricitet til Elementet, indtil det er kommen tilbage til Tilstanden A.

Elementet har afgivet positiv Elektricitet paa Strækningen ABC, men modtaget lige saa meget paa Strækningen CDA; under den første er der opløst Zink, men udskilt Kobber, under den anden er det modsatte sket og netop i lige Mængde; Elementet er derfor fuldkommen bragt tilbage til sin oprindelige Tilstand.

Paa Strækningen AB har Elementet modtaget udefra Varmemængden Q. Tillige er der foregaaet en kemisk Proces, hvilket giver Anledning til en vis Varmeudvikling. Kaldes den Varmemængde, som udvikles, naar et Ækvivalent Zink uddriver Kobber af en Opløsning, H, saa vil 1 Coulomb udvikle $H/96330$ Varmeenheder.

Den hele Varmemængde, som er disponibel under AB, er altsaa

$$Q + \frac{H}{96330}.$$

Den er anvendt til elektrisk Arbejde, som her er lig $10^7 V$, vi have altsaa

$$\mathcal{J}\left(Q + \frac{H}{96330}\right) = 10^7 V. \qquad (a)$$

Under AB udførte Elementet Arbejdet $10^7 V = 10^7 ABbo$, under CD modtog det Arbejdet $10^7 CcdD$; hvis V og V^1 ligge meget nær ved hinanden, kan man uden mærkelig Fejl sætte det hele af Elementet under Kredsprocessen gjorte Arbejde lig $10^7 ABCD = 10^7 (V - V^1)$.

Men heraf følger, at vi ifølge Carnot-Clausius's Princip maa have

$$\frac{10^7 (V - V^1)}{\mathcal{J} Q} = \frac{\vartheta - \vartheta'}{\vartheta}. \qquad \text{(b)}$$

Sættes $\frac{V - V^1}{\vartheta - \vartheta^1} = \frac{dV}{d\vartheta}$, faas altsaa af (a) og (b)

$$10^7 \vartheta \frac{dV}{d\vartheta} = 10^7 V - \frac{\mathcal{J} H}{96330}. \qquad \text{(c)}$$

Heraf faas en vigtig Oplysning om de galvaniske Elementer. Er et Elements elektromotoriske Kraft konstant, altsaa $dV/d\vartheta = 0$, saa er højre Side i (c) lig Nul; det vil sige, at den hele ved den kemiske Proces udviklede Varme medgaar til at vedligeholde Strømmen. Dette er tilnærmelsesvis Tilfældet i Daniells Element. Men i de fleste Elementer afhænger den elektromotoriske Kraft af Varmegraden; stiger den elektromotoriske Kraft med Varmegraden, saa forbruger Strømmen mere Energi, end den kemiske Proces kan yde, et saadant Element vil da afkøle sig selv. Er det modsatte Tilfældet, vil Elementet af sig selv opvarmes.

REVERSIBLE OG IRREVERSIBLE PROCESSER. Vi tænke os en Luftmasse, der er indesluttet i en Cylinder, som er lukket i den ene Ende; i den anden Ende er et Stempel, der kan bevæge sig uden Gnidningsmodstand. Paa Stemplet udøves et Tryk, der er lig Luftartens eget Tryk. Cylindrens Vægge have en uendelig stor Ledningsevne for Varme og befinder sig i et uendelig udstrakt Stof med uendelig stor Ledningsevne. Forøges Trykket ganske langsomt, vil Luftens Rumfang formindskes, dens Tryk forøges, men dens Varmegrad bliver uforandret. Formindskes Trykket paa samme Maade, vil man igen komme tilbage til den oprindelige Tilstand. Man siger derfor. at den her beskrevne Proces er reversibel. Der kan tænkes mange saadanne, og de Processer, der ere beskrevne i nærværende Afsnit, have alle været af denne Slags. De udmærke sig ved at kunne foregaa lige godt i modsatte Retninger, og deraf have de faaet deres Navn.

En irreversibel Proces have vi f. Eks. i Varmens Ledning; den sker altid i en bestemt Retning og kan ikke vendes om.

Reversible Processer kunne tænkes, men de kunne ikke realiseres; dette hindres navnlig af Varmeledningen og af Gnidningsmodstanden. De reversible Processer kunne dog benyttes til at udlede Egenskaber ved Legemerne, og derpaa have vi haft Eksempler.

Den anden Sætning i Varmeteorien gælder kun for reversible Processer; naar vi saaledes have fundet Nyttevirkningen af en Dampmaskine lig $(\vartheta - \vartheta')/\vartheta$, hvor ϑ er Kedelens, ϑ' Kondensatorens absolutte Temperatur, er dette en Maksimumsværdi, som aldrig naas i Virkeligheden, men som man nærmer sig desto mere til, jo mindre Rolle Gnidningen og Varmeledningen komme til at spille. Derfor vil man f. Eks. nærme sig desto mere til den teoretiske Nyttevirkning, jo større Maskinen gøres.

ENTROPISÆTNINGEN. I det foregaaende er Forestillingen om en Maskine, der udfører en Carnots Kredsproces, lagt til Grund. Denne Fremgangsmaade udmærker sig ved sin Anskuelighed, idet alt kan føres tilbage til Processer analoge med dem, Vandet udfører i en Dampmaskine. Vi skulle nu vise, at de samme Resultater ogsaa kunne naas ad en anden Vej.

Vi tænke os, at et Legeme er i den ved Punkt M (Fig. 13) bestemte Tilstand og undergaar Forandringer i Tryk, Rumfang og Temperatur, som svare til Kurven $MAA'NCC'M$. Til Punktet A antages at svare en Temperatur ϑ; under Overgangen fra Tilstanden A til Tilstanden A' optager Legemet en Varmemængde dQ; dets Entropi forøges altsaa med dQ/ϑ. Under Overgangen fra C til C' afgiver det derimod Varmemængden dQ' ved Temperaturen ϑ' og mister altsaa Entropien dQ/ϑ'. Nu kunne vi antage, at ADC' og $A'BC$ ere isentrope Kurver, medens AB og DC ere de til Temperaturerne ϑ og ϑ' svarende isoterme Kurver. I Stedet for at lade Legemet gaa umiddelbart over fra Tilstanden A til Tilstanden A', kunde man først lade det udvide sig isotermt fra A til B og derefter sammentrykke det isentropisk fra B til A'. Da Legemet under Overgangen fra B til A' hverken modtager eller afgiver Varme, vil den Varmemængde dq, det har modtaget under Overgangen fra A til B, være bestemt derved, at man ifølge den første Hovedsætning har for et Legeme, der udfører den ved $AA'BA$ bestemte Kredsproces,

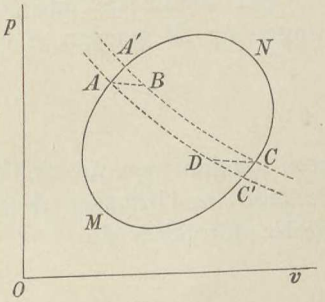


Fig. 13.

$$\int dQ - \int dq = AA'BA.$$

Da nu dQ og dq ere proportionale med AA' og med AB, medens Arealet $AA'BA$ er proportionalt med anden Potens af disse Længder, kan man, naar AA' er uendelig lille, sætte $dq = dQ$. Paa samme Maade indses, at den Varmemængde, der afgives af Legemet fra C til C', er lig den, der afgives fra C til D.

Da nu $ABCDA$ svarer til Carnots Kredsproces, haves, at

$$\frac{dQ}{\vartheta} = \frac{dQ'}{\vartheta'}.$$

Entropien forøges altsaa lige saa meget ved Overgangen fra A til A', som den formindskes ved Overgangen fra C til C'. Behandles de øvrige Elementer af Kurven $MANCM$ paa samme Maade, faar man, at Entropien ingen Forandring lider ved, at Legemet undergaar en Kredsproces. Man udtrykker dette ved at sætte

$$\int \frac{dQ}{\vartheta} = 0, \qquad \text{(d)}$$

hvor Integrationen udstrækkes fra M over N tilbage til M igen.

Det samme kan udtrykkes paa en anden Maade. Under Overgangen fra M gennem A til N vil Entropien vokse med

$$\int \frac{dQ}{\vartheta},$$

hvor Integrationen udstrækkes fra M over A til N. Gik Legemet derimod fra Tilstanden M gennem C til N, kunde Entropiens Forøgelse udtrykkes ved

$$\int \frac{dQ'}{\vartheta};$$

udføres hele Kredsprocessen fra M gennem A, N, C tilbage til M, haves ifølge (d)

$$\int \frac{dQ}{\vartheta} - \int \frac{dQ'}{\vartheta'} = 0,$$

altsaa er

$$\int \frac{dQ}{\vartheta} = \int \frac{dQ'}{\vartheta'}.$$

Men heraf følger, at Entropien forøges lige meget ved Overgangen fra en Tilstand M til en anden Tilstand N, ad hvilken Vej end Overgangen sker. Man kan altsaa sige, at dens Størrelse afhænger alene af Legemets Tilstand og ikke af den Maade, paa

hvilken Legemet er bragt i denne Tilstand. Derved adskiller Entropien sig saavel fra det Arbejde, som Legemet har udført, som fra den Varmemængde det har optaget. Disse sidste ville være ganske forskellige, eftersom Legemet under Overgangen fra M til N er gaaet gennem A eller gennem C.

Gaar et Legeme altsaa over fra den ved p_0 og v_0 bestemte Tilstand til en vilkaarlig nu ved p og v bestemt Tilstand, vide vi, at Entropiforøgelsen alene afhænger af disse to Tilstande, og vi kunne derfor sætte

$$\int \frac{dQ}{\vartheta} = f(p,v) - f(p_0, v_0).$$

Altsaa har man ogsaa

$$\frac{dQ}{\vartheta} = \frac{df}{dp}dp + \frac{df}{dv}dv.$$

Har man nu i et givet Tilfælde

$$\frac{dQ}{\vartheta} = Pdp + Vdv,$$

saa maa man tillige have

$$\frac{dP}{dv} = \frac{dV}{dp}.$$

Eller almindelig: er

$$\frac{dQ}{\vartheta} = Xdx + Ydy, \qquad \text{(a)}$$

kvor x og y bestemmer Legemets Tilstand, saa har man tillige

$$\frac{dX}{dy} = \frac{dY}{dx}. \qquad \text{(b)}$$

EKSEMPLER PAA ANVENDELSE AF ENTROPISÆTNINGEN. I. *En Luftarts indre Energi.* Et Gram af en Luftart er indesluttet i en Cylinder med let bevægeligt Stempel; man tilfører den Varmemængden dQ og har da

$$JdQ = dU + pdv,$$

naar U betegner Luftmassens indre Energi. Vi antage, at den er udtrykt som en Funktion af v og ϑ og kunne da sætte

$$JdQ = \frac{dU}{d\vartheta}d\vartheta + \left(\frac{dU}{dv} + p\right)dv.$$

Anvendes Sætningen (b) paa dette Tilfælde, faas

$$\frac{dU}{dv} = \vartheta \frac{dp}{d\vartheta} - p.$$

For en Luftart, som følger Mariottes og Gay-Lussacs Love, haves $pv = R\vartheta$, som giver

$$\frac{dU}{dv} = 0.$$

En saadan Luftmasses indre Energi er uafhængig af dens Rumfang.

II. *Anvendelse paa mættet Damp.* Vi tænke os, at der i en lignende Cylinder findes x Gram mættet Vanddamp og $1-x$ Gram Vand ved Temperaturen ϑ og det dertil svarende Tryk p. Er v_1 og v_2 Rumfanget henholdsvis af et Gram Damp og af et Gram Vand, bliver Blandingens Rumfang

$$v = v_1 x + v_2 (1 - x).$$

Betegnes de tilsvarende Energimængder ved U, U_1 og U_2, haves ligeledes

$$U = U_1 x + U_2 (1 - x).$$

Tilføres Varmemængden dQ, have vi nu

$$\mathcal{J} dQ = dU + p dv;$$

idet her ϑ og x benyttes som uafhængige variable, haves altsaa

$$\mathcal{J} dQ = \left(\frac{dU}{dx} + p \frac{dv}{dx}\right) dx + \left(\frac{dU}{d\vartheta} + p \frac{dv}{d\vartheta}\right) d\vartheta.$$

Anvendes (b) paa dette Tilfælde, faas

$$\frac{dU}{dx} = \left(\vartheta \frac{dp}{d\vartheta} - p\right) \frac{dv}{dx}.$$

Indsættes nu Værdierne for dU/dx og dv/dx, faas endelig

$$U_1 - U_2 + p(v_1 - v_2) = (v_1 - v_2) \vartheta \frac{dp}{d\vartheta}.$$

Men nu er $U_1 - U_2 + p(v_1 - v_2)$ ækvivalent med Dampens bundne Varme, sættes den lig L, komme vi til en Ligning, som tidligere er bevist S. 37 (b).

III. *Mættet Damps Varmefylde.* Den samme Opgave kan behandles paa en anden Maade, hvorved et vigtigt Resultat naas.

Sagen er denne. Naar man opvarmer en vis Mængde mættet Damp, og samtidig lader den udvide sig, saaledes at dens Tryk bliver uforandret, hører Dampen op med at være mættet; vil man derimod have, at Dampen under Opvarmningen skal vedblive at være mættet, maa man samtidig formindske dens Rumfang, altsaa udføre et Arbejde, som omdannes til Varme; det er nu et Spørgsmaal, om ikke denne Varmemængde alene er tilstrækkelig til at opvarme Dampen; i saa Fald vilde de mættede Dampes Varmefylde være Nul; maaske vil der endog paa denne Maade tilføres Dampen mere Varme, end der udfordres til dens Opvarmning; man maatte da tage Varme fra Dampen for at holde den mættet under Sammentrykningen.

Er h_1 den Varmemængde, som maa tilføres et Gram Damp for at opvarme den en Grad, naar den hele Tiden holdes mættet, og er h_2 den tilsvarende Størrelse for Vædsken, have vi med de samme Betegnelser som i II

$$dQ = (h_1 x + h_2 (1 - x))\, d\vartheta + L dx.$$

Entropisætningen fører da til, at

$$h_1 - h_2 = \frac{dL}{d\vartheta} - \frac{L}{\vartheta}.$$

For Vand kan man sætte $h_2 = 1$ og $L = 606.5 - 0.695\,(\vartheta - 273)$, altsaa er

$$h_1 = 1 - \frac{796}{\vartheta}.$$

Naar ϑ er mindre end 796, Temperaturen altsaa under 523^0 C., bliver h_1 følgelig negativ; for $\vartheta = 373^0$, bliver $h = -1.1$.

Den fysiske Betydning heraf er, at man for at opvarme mættet Vanddamp af 100^0 C. en Grad, saaledes at den stadig er mættet, maa tilføre — 1.1 Varmeenheder for hvert Gram Vand; det vil sige, at man maa lade den afgive 1.1 Varmeenhed til Omgivelserne. Derfor vil Damp, som sammentrykkes, høre op med at være mættet, eller, som man siger, blive overhedet, forudsat at Sammentrykningen foregaar saa hurtigt, at Dampen ikke faar Tid til at afgive Varme til Omgivelserne. Omvendt vil der udfordres Varmetilførsel for at holde Vanddamp i mættet Tilstand, naar den udvider sig; tilføres der ingen Varme, vil en Del af Dampen fortættes. Derfor fortættes en Del af Vanddampene i Dampmaskinens Cylinder under Ekspansionen.

At det virkelig forholder sig saaledes, viste *Hirn* ved at lade Vanddamp, der var underkastet et stort Tryk i et Rør, hvis Ender vare lukkede med Spejlglasplader, udvide sig pludseligt; der fremkom da en Taage i Røret til Tegn paa, at en Del af Dampen fortættedes. Anvendes Æterdamp, faar man ingen Fortætning under Udvidelsen; derimod fortættes Æterdamp delvis, naar man formindsker dens Rumfang. Beregningen viser ogsaa, at h_1 er positiv for Æterdamp.

IV. *Varmetoning ved Sammentrykning.* Tilføres en Vædske Varmemængden dQ, have vi som sædvanlig

$$\mathcal{J}dQ = dU + pdv.$$

Vi vælge nu p og ϑ til uafhængige variable, betragte altsaa U, v og p som Funktioner af disse. Derved faas

$$\mathcal{J}dQ = \left(\frac{dU}{d\vartheta} + p\frac{dv}{d\vartheta}\right)d\vartheta + \left(\frac{dU}{dp} + p\frac{dv}{dp}\right)dp.$$

Anvendes Entropisætningen, faas heraf, at

$$\frac{dU}{dp} + \vartheta\frac{dv}{d\vartheta} + p\frac{dv}{dp} = 0.$$

Indsættes dette i ovenstaaende Ligning, faas

$$\mathcal{J}dQ = \left(\frac{dU}{d\vartheta} + p\frac{dv}{d\vartheta}\right)d\vartheta - \vartheta\frac{dv}{d\vartheta}dp.$$

Koefficienten til $d\vartheta$ er Vædskens Varmefylde ved konstant Tryk, vi sætte derfor, idet M er Vædskemassens Vægt

$$\mathcal{J}dQ = \mathcal{J}Mc_p d\vartheta - \vartheta\frac{dv}{d\vartheta}dp.$$

Sammentrykkes Vædsken adiabatisk, haves $dQ = 0$ og altsaa

$$d\vartheta = \frac{\vartheta}{\mathcal{J}Mc_p}\frac{dv}{d\vartheta}dp.$$

Heraf følger, at en Vædske vil opvarmes ved Sammentrykning, naar den udvider sig ved Opvarmning, hvilket jo i Almindelighed er Tilfældet. Kun for Vand under 4^0 C. vil Sammentrykning fremkalde en Afkøling.

Den her beskrevne Varmetoning har *Ørsted* først søgt at eftervise; nøjagtige Forsøg derover ere anstillede af *Joule*. Han sammen-

trykkede Vædsken i et Piezometer og maalte Temperaturvariationerne med et Termoelement af Jern og Kobber, hvorved han kunde paavise $^1/_{300}{}^0$ C. Opvarmning. De Vædsker han undersøgte vare Tran og Vand. Han fandt, at Temperaturforandringen forholdt sig ligefrem som Trykket, for Vandets Vedkommende fandt han, i Overensstemmelse med Teorien, at Varmetoningen var negativ under 4^0 C. Varmetoningen er i Almindelighed meget lille; den kan beregnes naar man kender Rumfangets Afhængighed af Temperaturen. For et Gram Vand har man, at

$$v = 1 - 61 \cdot 10^{-6} t + 77 \cdot 10^{-7} t^2,$$

hvor $t = \vartheta - 273$. Altsaa er for $t = 0^0$ C:

$$\frac{dv}{d\vartheta} = - 61 \cdot 10^{-6},$$

som giver

$$d\vartheta = - \frac{273}{4.18 \cdot 10^7} \cdot 61 \cdot 10^{-6}\, dp.$$

Er Trykforøgelsen 1 Atmosfære, bliver dp i absolut Maal lig $1.0133 \cdot 10^6$ og $d\vartheta = -0.000\,4^0$ C.

V. *Varmetoning ved Strækning.* Man tænke sig, at en Metaltraad strækkes med en Vægt q, Stangens Tilstand vil da være bestemt ved ϑ og q, faar dens Længde en Tilvækst dl, vil Tyngden tilføre den en Energimængde $qg\,dl$; modtager den samtidig Varmemængden dQ, vil Traadens Energi forøges med dU, og man har, at

$$dU = \mathcal{J} dQ + q g\, dl.$$

Antage vi, at U og l afhænge af ϑ og q, faas da, at

$$\mathcal{J} dQ = \left(\frac{dU}{d\vartheta} - q g \frac{dl}{d\vartheta}\right) d\vartheta + \left(\frac{dU}{dq} - qg \frac{dl}{dq}\right) dq.$$

Ved Hjælp af Entropisætningen faas heraf, at

$$\mathcal{J} dQ = \mathcal{J} MC\, d\vartheta + g\vartheta \frac{dl}{d\vartheta} dq.$$

Strækkes en Traad med en Vægt dq. og kan den ingen kendelig Varme modtage fra Omgivelserne, vil der fremkomme en Varmetoning

$$d\vartheta = - \frac{g\vartheta}{\mathcal{J} MC} \frac{dl}{d\vartheta} dq.$$

Hvis som sædvanlig $l = l_0(1 + \gamma t)$, bliver

$$d\vartheta = -\frac{g\vartheta l_0 \gamma}{\mathcal{J}MC} dq.$$

Denne Formel skyldes Lord *Kelvin*.

Varmetoningen ved Strækning er undersøgt af *Edlund*. Han benyttede dertil en Metaltraad, hvis øverste Ende var gjort fast, medens dens nederste Ende var befæstet til en enarmet Vægtstang, og hen ad den kunde et Vægtlod forskydes saaledes, at den strækkende Kraft kunde forøges eller formindskes ganske jævnt. Han fandt da følgende Resultater:

	Sølv	Kobber	Messing	Staal
Den strækkende Kraft i Kilogram	23	23	30	58
Traadens Tværsnit i mm.^{2}	0.9	0.9	1.3	0.9
Varmetoning i ^{0}C.	— 0.33	— 0.24	— 0.23	— 0.34

Senere har *Haga* genoptaget disse Forsøg. Han bestemte ikke alene Varmetoningen, men ogsaa Traadenes Varmefylde og Udvidelseskoefficient og fik Resultater, der stemme godt med Teorien.

Strækkes en Traad først, og borttages straks derefter den strækkende Kraft, vil Traaden findes at være bleven opvarmet. Den frembragte Varmemængde maa her være ækvivalent med det under Strækningen udførte Arbejde, hvilket ogsaa Edlund fandt var Tilfældet.

Af Lord Kelvins Formel følger, at Strækning maa frembringe Opvarmning, naar γ er negativ. Nu har *Gough* iagttaget, at en Strimmel Kautschuk, der strækkes, bliver saa stærkt opvarmet, at man tydelig kan mærke det ved at berøre Strimlen med Læberne. Heraf kan man slutte, at Kautschuk maa have en negativ Udvidelseskoefficient. Joule har undersøgt det nærmere. Han benyttede vulkaniseret Kautschuk og bestemte først Vægtfylden af dette Stof ved forskellige Temperaturer; det viste sig, at den aftog stærkt, naar Temperaturen steg; under disse Omstændigheder har Kautschuk altsaa en positiv Udvidelseskoefficient. I Overensstemmelse hermed blev en Strimmel Kautschuk afkølet ved at strækkes lidt. Han tog dernæst en Strimmel Kautschuk, hvis Tværsnit var 2.3 cm.^{3} og hang en Vægt af 20 Kilogram op i den. Han bestemte nu Udvidelseskoefficienten og fandt den lig — 0.00159; under disse Omstændigheder frembragte en Forøgelse af Strimlens Længde en kendelig Opvarmning.

VI. *Det galvaniske Element.* Elementets Energi antages bestemt ved dets Temperatur og ved den Elektricitetsmængde, der allerede er strømmet igennem det. Lad os antage, at det til et vist Øjeblik har den indre Energi U_0, efter at der er gaaet q Coulomb igennem det, vil dets Energi (slgn. S. 39) være

$$U = U_0 - \frac{\mathcal{J}H}{96330} q.$$

Vi kunne nu sætte

$$\mathcal{J}dQ = dU + 10^7 \, V dq.$$

eller

$$\mathcal{J}dQ = \frac{dU}{d\vartheta} d\vartheta + \left(\frac{dU}{dq} + 10^7 \, V\right) dq.$$

Ved at anvende Entropisætningen faas heraf, at

$$10^7 \, \vartheta \frac{dV}{d\vartheta} = \frac{dU}{dq} + 10^7 \, V,$$

der ved at benytte ovenstaaende Udtryk for U, giver

$$\vartheta \frac{dV}{d\vartheta} = V - \frac{4.18 \, H}{96330}.$$

FJERDE AFSNIT.

Om Luftarterne.

LUFTFORMIGE LEGEMER. For nærmere at undersøge Legemernes Egenskaber vil man naturlig søge at lette Arbejdet ved at inddele dem i Grupper, saaledes at de, der have vigtige Egenskaber tilfælles, komme i samme Gruppe. I Fysikken har man fra Oldtiden af betragtet fire saadanne Grupper, som man har kaldet Jord, Vand, Luft og Ild. Jorden betegner da de Legemer, vi nu kalde faste, Vandet de draabeflydende og Luften de luftformige Legemer. For Ilden, som nærmest vilde svare til det vi nu kalde Energi, har Nutidens Fysik derimod ikke Brug som Betegnelse for en Tilstandsform. Efter at man i Slutningen af det forrige Aarhundrede var kommen til Erkendelse af, at der findes mange forskellige Luftarter, viste Faraday, at de fleste af dem kunde fortættes til Vædsker; Vædskerne kunne igen ved Afkøling fryse, altsaa danne faste Legemer. Som Følge deraf er man nu kommen til Erkendelse af, at det samme Stof kan optræde i tre forskellige Tilstandsformer, enten som fast, draabeflydende eller luftformigt.

Det er de faste Legemer, hvis Egenskaber først ere blevne fysisk undersøgte, om end kun i deres groveste Træk, af Archimedes og Galilei; derefter vendte man sig til Vædskerne og sidst til Luftarterne. Naar vi alligevel her betragte Luftarterne først, saa ligger det i, at vort Kendskab til Luftarterne maa betragtes som langt mere indtrængende end Kendskabet til Vædskerne og de faste Legemer. Alt synes at tyde paa, at det kun ved et omhyggeligt Studium af Luftarterne vil blive muligt at vinde klare Forestillinger om de andre Tilstandsformer.

Det er bekendt, at Luftarterne med større eller mindre Tilnærmelse følge Mariottes og Gay-Lussacs Love, og dette gælder ikke alene om de almindelige Luftarter, men ogsaa om Dampene.

Nu have baade Regnaults og senere Arbejder tilfulde godtgjort, at disse Love ikke ere absolut gældende for en eneste Luftart; men det synes, at jo mere man lader Luftarternes Rumfang vokse, desto mere nærme de sig til at følge de nævnte Love. Vi kunne derfor antage, at de gælde for alle Luftarter, naar vi bringe dem til at have et tilstrækkelig stort Rumfang. Men vi overføre den samme Betragtning ogsaa paa Dampene. Vanddamp afviger temmelig stærkt fra Lovene, men lader man den udvide sig stærkt ved Formindskelse af Tryk og Forøgelse af Temperatur, synes de nævnte Love ogsaa at gælde for Vanddamp. Man antager overhovedet, at enhver Damp kan bringes i en saadan Tilstand, at Mariottes og Gay-Lussacs Love finde Anvendelse paa den, og vi skulle nu i dette Afsnit behandle de Egenskaber, som Luftarterne og Dampene besidde, naar de tilfredsstille denne Betingelse.

LUFTENS VÆGTFYLDE. I mange Dele af Fysikken forekommer der Opgaver, til hvis Løsning det udkræves, at man kender Vægten af et givet Rumfang Luft, og det er derfor nødvendigt at undersøge Luftens Vægtfylde med særlig Omhu. At finde den er imidlertid forbundet med store Vanskeligheder. Her skal kun vises, hvorledes *Regnault* bar sig ad dermed. Inden Regnaults Fremgangsmaade beskrives, er det nødvendigt nærmere at bestemme, hvori Opgaven bestaar. Den atmosfæriske Lufts Hovedbestanddele ere som bekendt Ilt, Kvælstof, Kulsyre og Vanddamp. De to sidst nævnte Stoffer ere til Stede i foranderlige Mængder; man plejer derfor, hvor det er muligt, først at befri Luften for dem, hvilket kan ske ved at lede Luften gennem Rør, der indeholde Kali eller Natron og Klorkalcium eller andre vandsugende Stoffer. Der bliver altsaa kun Ilt og Kvælstof tilbage. Det er nu et Spørgsmaal, om Forholdet mellem Mængderne af disse to Stoffer er konstant eller ikke. Absolut uforanderligt kan dette Forhold sikkert ikke være, da Ilten stadig optages og afgives under de mangeartede kemiske Processer, der foregaa i Atmosfæren, medens Kvælstoffet næsten slet ikke tager Del i disse. Store Variationer finde dog ikke Sted, hvilket fremgaar af, at den eudiometriske Undersøgelse af Luften næsten altid giver samme Mængdeforhold. Saaledes fandt Marignac i Genf, at 100 Rumfang Luft indeholdt 20.81 Rumfang Ilt; Bunsen i Heidelberg fandt 20.96 og Regnault i Paris 20.90 til 21.0 Rumfang Ilt. *Jolly* i München har, ved ad galvanisk Vej at bringe en Kobbertraad til at gløde

i en afspærret Luftmasse og iagttage den derved fremkomne Trykformindskelse, fundet, at Iltmængden kunde variere omtrent en halv Procent; den syntes at afhænge af Vindretningen, idet Iltmængden var størst med nordlige, mindst med sydlige Vinde. Dog vil dette kun have en yderst ringe Indflydelse paa Luftens Vægtfylde, da Iltens og Kvælstoffets Vægtfylde kun ere lidt forskellige.

Luftens Vægtfylde afhænger af Trykket og Temperaturen; er den bekendt for et vist Tryk og en vis Temperatur, kan den findes for enhver anden Værdi af disse Størrelser ved Mariottes og Gay-Lussacs Lov. Den Størrelse, man søger, er derfor Luftens Vægtfylde ved 0° C. og et Tryk af 760 mm. Kvægsølv. Dertil anvendte Regnault en Glasflaske A, hvis Rumfang var omtrent 10 Liter. Den var forsynet med en Hane. Den stilledes i smeltende Sne eller Is, fyldtes med tør og kulsyrefri Luft, hvis Tryk H maaltes. Foruden Flasken A benyttede han ogsaa en anden Flaske B, som nøjagtig havde det samme ydre Rumfang som A. Begge Flasker ophængtes nu hver ved sin Vægtskaal paa en følsom Vægt, og Ligevægt bragtes til Veje ved Tarering. Er der en Gang Ligevægt, vil den ikke forstyrres selv om den ydre Lufts Tryk, Temperatur og Sammensætning forandres, da Opdriften stadig er lige stor for begge Flaskers Vedkommende. Derefter toges A bort fra Vægten, anbragtes paa ny i smeltende Is, hvorpaa Luften fortyndedes stærkt i den, og det nye Tryk h maaltes. Anbringes A nu igen under Vægten ligesom før, maa der lægges en Vægt, lad den være p Gram, paa Skaalen for at bringe Ligevægt til Veje. Den udpumpede Luft har altsaa vejet p Gram. Kaldes Vægten af en Kubikcentimeter Luft ved 0° C. og et Tryk af 760 mm. ϱ_0, haves altsaa ifølge Mariottes Lov, at

$$\frac{\varrho_0 (H-h)}{760} = \frac{p}{V},$$

naar Flaskens Rumfang ved 0° C. er V Kubikcentimeter.

Derpaa tages Flasken A igen bort, sættes ned i smeltende Is og fyldes med destilleret Vand, som ogsaa faar Temperaturen 0° C. Man bestemmer nu ved Vejning Vægten P af Vandet, som Flasken indeholder; kaldes Vandets Vægtfylde ved 0° C. f_0 haves da, at

$$P = Vf_0.$$

Da V herved er bestemt, kan Luftens Vægtfylde ϱ_0 findes. Regnault fandt, at $\varrho_0 = 0.00129321$ Gram. Dette Resultat gælder nu for

Regnaults Laboratorium. Kaldes Tyngdens Acceleration paa dette Sted g, medens den under 45^0 Bredde er g_{45}, har man, da Luftens Vægtfylde ϱ forholder sig ligefrem som Trykket, at Vægtfylden ϱ_{45} ved 45^0 Bredde, maa kunne beregnes af Ligningen

$$\frac{\varrho_{45}}{\varrho} = \frac{g_{45}}{g},$$

som giver $\varrho_{45} = 0.00129278$. I Almindelighed er, naar g er Accelerationen, t Temperaturen og B Trykket, Luftens Vægtfylde udtrykt ved

$$\varrho = \frac{0.00129278}{1 + \alpha t} \frac{B}{760} \frac{g}{g_{45}}.$$

Maales Lufttrykket i absolutte Kraftenheder (Dyn) paa Kvadratcentimeteren haves, naar Trykket i dette Maal er p, at

$$p = \frac{B}{10} \times 13.596 \times g;$$

altsaa er

$$\varrho = \frac{0.00129278 \cdot p}{(1 + \alpha t) \cdot 76 \cdot g_{45} \cdot 13.596},$$

som giver

$$\varrho = 1.2759 \times 10^{-9} \frac{p}{1 + \alpha t}.$$

Ved at maale Kvælstoffets Vægtfylde efter Regnaults Metode, blev Lord *Rayleigh* i 1892 opmærksom paa, at den fandtes omtr. $^1/_2$ % større, naar Kvælstoffet var taget af den atmosfæriske Luft end naar den var udskilt af en kemisk Forbindelse. Han har senere i Forbindelse med *Ramsay* undersøgt denne Sag nøjere, og det har da vist sig, at det, man hidtil har kaldt Kvælstof i Atmosfæren, i Virkeligheden er en Blanding af Grundstoffet Kvælstof og flere andre Luftarter, af hvilke Argon er det, der forekommer i størst Mængde; dets Vægtfylde er omtr. 1.5 Gange større end Kvælstofs Vægtfylde.

MAALING AF VÆGTFYLDE. Hvorledes den atmosfæriske Lufts Vægtfylde bestemmes i Forhold til Vand ved 4^0 C. er omtalt i det foregaaende Stykke; den Metode, som der er anvendt, kan benyttes ved alle de almindelige Luftarter; derimod kan den ikke anvendes paa de Legemer, der først ved højere Temperaturer antage Luftform, eller hvis Damptryk ved almindelig Temperatur

er saa ringe, at Vejning af Dampene er umulig. Man plejer dog ikke at angive Vægtfylden for en Luftart i Forhold til Vand, men i Forhold til atmosfærisk Luft ved samme Tryk og Temperatur. Da vi her forudsætte, at Mariottes og Gay-Lussacs Love gælde, vil Vægtfylden, naar den defineres saaledes, være en konstant Størrelse. Vægtfylden, udtrykt paa denne Maade, ville vi kalde φ. At gaa ud fra den atmosfæriske Luft, naturligvis befriet for Vanddamp og Kulsyre, har betydelige praktiske Fordele, men det maa dog erindres, at Luftens Sammensætning næppe er ganske konstant; dog vil den Fejl, som derved kan fremkomme, kun i de sjældneste Tilfælde være af nogen Betydning.

Vi skulle nu angive de vigtigste Metoder, som have været anvendte til at maale luftformige Legemers Vægtfylde.

Regnaults Metode. En større Glasbeholder, der er forsynet med en Hane, og som staar i smeltende Is, fyldes med den Luftart, som skal undersøges, Lufttrykket B maales, hvorpaa Hanen lukkes. Beholderen ophænges nu under den ene Skaal af en Vægt, og holdes i Ligevægt af en lige saa stor Glasbeholder, som er ophængt under den anden Skaal, og af tilføjede Vægtlodder. Derefter sættes den igen i Is, Luften pumpes ud af den, indtil Trykket er blevet meget ringe, lad det være b; naar Beholderen nu igen ophænges under Skaalen paa Vægten, maa der tilføjes en Vægt ω for at bringe Ligevægt til Veje. Vi se altsaa, at den Luftmængde, som ved 0^0 C. har Beholderens Rumfang V og Trykket $B—b$, vejer ω Gram. Fyldes Beholderen nu med Vand ved 0^0 C., kan Rumfanget V findes. Da en Kubikcentimeter atmosfærisk Luft ved 0^0 C. og 760 mm. Tryk vejer 0.001293 Gram, vil Vægten a af V ccm. Luft ved 0^0 C. og $(B—b)$ mm. Tryk være

$$a = 0.001293 \frac{B—b}{760} \cdot V$$

Man faar altsaa, at den søgte Vægtfylde er

$$\varphi = \frac{\omega}{a}.$$

Dumas's Metode. Man anvender ved denne Metode en Glasbeholder, hvis Rumfang er omtrent 400 ccm., med en lang Hals, der er trukken ud i en fin Spids (Fig. 14). Den renses og tørres særdeles omhyggeligt; derefter opvarmes den lidt, hvorpaa Spidsen stikkes ned i den Vædske, hvis Damptæthed skal maales. Paa

den Maade bringes nogle Kubikcentimeter Vædske ind i Beholderen. Derefter anbringes den i et Kar, som indeholder et Stof, hvis Kogepunkt T ligger højt over Vædskens Kogepunkt. Nu fyres der under Karret, Vædsken i Beholderen kommer i Kog, og man ser en Dampstraale fare ud af Røret. Den vil rive Luften med sig, saaledes at Beholderen næsten ganske fyldes med Damp. Saa længe Kogningen varer, er Dampen mættet; ved fortsat Opvarmning vil den ydre Vædske ogsaa komme i Kog, Dampene i Beholderen overhedes, og der indtræder et Øjeblik, da der er strømmet saa megen Damp ud af Beholderen, at Trykket i denne er lig det ydre Tryk; samtidig dermed ophører Udstrømningen, og saa snart det er sket, tilsmeltes Spidsen. Naar det hele nu er afkølet, tages Beholderen op og vejes, den sættes derpaa med Spidsen ned i Vand (eller Kvægsølv), Spidsen brækkes af og Beholderen fyldes med Vand. I Almindelighed viser der sig da en Luftboble i Beholderen til Tegn paa, at Luften ikke har været helt uddrevet. Denne Boble kan man bringe over i et Maaleglas og derved finde dens Volumen; deraf beregnes igen det Tryk, som den har udøvet i det Øjeblik, da Spidsen tilsmeltedes, lad det være b. Man bestemmer nu ved Vejning af Vandet Beholderens Rumfang, tømme den igen og vejer den fyldt med Luft. Paa denne Maade findes Vægten ω af Dampen, som Beholderen indeholdt; kaldes Lufttrykket B har man, at den Luftmængde, som Beholderen kunde indeholde, ved Trykket $B—b$ og Forsøgstemperaturen T er, idet V er Beholderens Rumfang ved 0^0 C. og γ dens Udvidelseskoefficient,

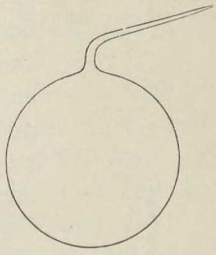


Fig. 14.

$$a = 0.001293 \frac{B—b}{760} \frac{1}{1+\alpha T} V(1+\gamma T).$$

Man har nu, at Dampens Vægtfylde er $\varphi = \omega/a$.

Denne Metode udmærker sig ved sin Simpelhed og den kan anvendes, selv om Temperaturen, hvorved Dampene undersøges, er meget høj, den har dog den store Ulempe, at Beholderens Vægt let kan undergaa Forandringer under Forsøgene, navnlig paa Grund af Glassets Evne til at tiltrække Vanddamp.

Gay-Lussacs og Hofmanns Metode. Lad AB (Fig. 15) være et Barometer, hvis øverste Del er udvidet til en Beholder; Barometerrøret er omgivet af et Glasrør C, som er lukket foroven,

men forneden befæstet til Barometret ved en Korkprop. Gennem Røret D ledes Dampene af en Vædske, som har et tilstrækkelig højt Kogepunkt, ind i Apparatet; Dampene ledes ud igen gennem Røret E. Af den Vædske, hvis Damp skal undersøges, bringes en ringe Mængde i en lille Flaske med Glasprop; man finder ved Vejning Vædskens Vægt ω. Denne Flaske lader man nu stige op i Barometerrøret, hvor Vædsken omdannes til Damp og Kvægsølvet trykkes derved et Stykke h ned, som aflæses paa en ned ad Røret afsat Millimeterdeling. Barometerrøret er tillige i Forvejen udmaalt saaledes, at Dampenes Rumfang V kan aflæses. Saavel h som V maa nu korrigeres for Kvægsølvets og Glassets Udvidelse; kaldes de korrigerede Værdier h_0 og V_0, findes Vægten a af det Rumfang Luft, som ved Apparatets Temperatur T kan frembringe Trykket h_0, at være

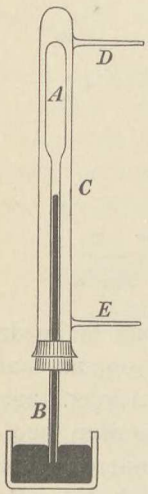


Fig. 15.

$$a = 0.001293 \frac{V_0 h_0}{760} \frac{1}{1 + \alpha T}$$

og Dampens Vægtfylde er da $\varphi = \omega/a$.

V. Meyers Metode. Meyers Apparat bestaar i Hovedsagen af et længere Glasrør A, som ender i en større Beholder B. C er et Siderør, der ender lige under Overfladen af Vandet i Karret D; E er et inddelt Prøveglas, der er fyldt med Vand, og som staar over Mundingen af C. Det Stof, hvis Damptæthed skal findes, kommes i en lille Flaske. Man opvarmer nu Beholderen B, kaster Flasken derned, lukker A med en Prop. Stoffet antager nu Dampform og uddriver en Del Luft gennem C, denne Luft opsamles i Røret E; den vil nu mætte sig med Vanddamp; har Luften i E et Rumfang V, en Temperatur t og er H Luftens og Vanddampens samlede Tryk i E, medens de mættede Vanddampes Tryk ved t^0 er lig b, saa vil den Luftmængde, som er opsamlet i E, have Vægten

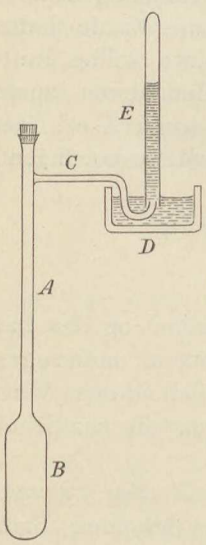


Fig. 16.

$$a = 0.001293 V \frac{H - b}{760} \frac{1}{1 + \alpha t}.$$

Var den afvejede Stofmængde lig ω, saa har den

altsaa fortrængt en Vægt Luft lig a, som havde samme Tryk og Temperatur, som Dampen, der dannedes. Dennes Vægtfylde er altsaa ω/a. Det er et stort Fortrin ved denne Metode, at det ikke er nødvendigt, at kende de dannede Dampes Temperatur.

GRUNDSTOFFERNES DAMPTÆTHEDER. De almindelige luftformige Grundstoffers Vægtfylde er, som man kunde vente, uafhængig af Tryk og Temperatur; V. Meyer finder, at Ilt, Brint og Kvælstof have samme Vægtfylde ved 1500° som ved almindelig Temperatur; derimod aftager Vægtfylden for de Luftarter, der let kunne fortættes til Vædske, men den nærmer sig dog i Reglen til en Grænseværdi og bliver derefter konstant. Saaledes fandt E. Ludwig for Klor:

Temperatur	20°	50°	100°	150°	200°
Vægtfylde	2.481	2.478	2.468	2.461	2.450.

Stærkere varierer Bromdampenes Vægtfylde; efter Jahn har man:

Temperatur	103°	176°	228°
Vægtfylde	5.73	5.60	5.42

Særlig mærkværdige Forhold finde Sted for Joddampenes Vedkommende, hvilket fremgaar af de følgende Angivelser, der skyldes V. Meyer:

Temperatur	253°	450°	586°	842°	1027°	1570°
Vægtfylde	8.86	8.84	8.72	6.76	5.75	5.63.

Heraf synes at følge, at Joddampene have en Vægtfylde paa omtrent 8.8 fra 300 til 500° C.; derpaa aftager Vægtfylden indtil 1600° eller længere og nærmer sig til en ny Værdi, der muligvis er halv saa stor, som den første. Man antager, at der finder Dissociation Sted, idet Jodmolekylet spaltes. Lignende Forhold vise sig ved flere andre Grundstoffer. Mærkværdig konstant er derimod Kvægsølvdampenes Vægtfylde, der kan ikke med Sikkerhed paavises nogen Forandring i den fra 400 til 1700° C.

I omstaaende Tabel ere Hovedresultaterne af Undersøgelser over Grundstoffernes Vægtfylde i Luftform angivne.

Ved at betragte de i Tabellen under φ/A anførte Tal ses, at denne Kvotient næsten er konstant for Flertallet af de undersøgte Grundstoffer, den er omtrent lig 0.069. For Kvægsølv, Kadmium og Zink er Kvotienten omtrent lig det halve, nemlig 0.035; medens Jod ved lavere Temperaturer synes at maatte stilles i den første Gruppe, nærmer dette Stof sig ved højere Tempera-

Grundstoffernes Vægtfylde i Luftform.

	Atom-vægt A	Vægt-fylde φ	Tem-pera-tur	$\frac{\varphi}{A}$	Molekular Vægt	
H Brint	1	0.0695	»	0.0695	2	Regnault.
N Kvælstof ..	14	0.9714	»	0.0694	28	»
O Ilt	16	1.1056	»	0.0691	32	»
P Fosfor	31	4.36	500	0.141	124	Dumas.
S Svovl	32	2.20	1700	0.0687	64	Biltz og V. Meyer.
Cl Klor	35.5	2.450	200	0.0690	71	E. Ludwig.
Zn Zink	65.4	2.4	1400	0.0367	65.4	Mensching & V. Meyer.
As Arsenik ...	75	10.6	670	0.141	300	Mitscherlich.
Se Selen	79	5.70	1420	0.0722	158	Deville og Troost.
Br Brom	80	5.52	230	0.0690	160	H. Jahn.
Cd Kadmium ..	112.1	3.94	1040	0.0351	112.1	Deville og Troost.
Te Tellur	125.2	9.09	1440	0.0726	250.4	» »
J Jod	126.9	8.84	450	0.0696	253.8	V. Meyer.
» »	»	5.63	1570	0.0444	(126.9)	»
Hg Kvægsølv..	200.4	7.0	»	0.0349	200.4	Dumas.

turer til den anden Gruppe. Efter *Ampère* og *Avogadro* kan dette opfattes saaledes. Grundstofferne antages at bestaa af Atomer, meget smaa Masser, der, saa vidt man hidtil kan skjønne, ere fuldkommen identiske for hvert Grundstofs Vedkommende. Kaldes Vægten af et Brintatom α, saa er Vægten af et Iltatom 16 α, af et Bromatom 80 α, og almindelig er Vægten af et Atom, hvis Atomtal er A, lig $A\,\alpha$. Disse Atomer optræde nu i Virkeligheden enten enkeltvis eller forbundne med hinanden og danne da Molekyler. Her have vi kun med Molekyler, der bestaa af identiske Atomer, at gøre; er der i Molekylet n Atomer, hvor n er et helt Tal, bliver Molekylets Vægt altsaa $nA\alpha$. Hvor mange saadanne Molekyler, der findes i en Kubikcentimeter ved 0^0 C. og 760 mm. Tryk vides ikke; kaldes Antallet N, bliver Vægten af en Kubikcentimeter af Stoffet lig $NnA\alpha$. Betegner nu a Vægten af en Kubikcentimeter Luft ved samme Tryk og Temperatur, bliver Vægten af den Mængde af Stoffet, som indeholdes i dette Rumfang, lig φa, og vi have derfor, at

$$NnA\alpha = \varphi a,$$

altsaa

$$\frac{\varphi}{A} = Nn\frac{\alpha}{a}.$$

Her er α og a konstante Størrelser; for den største Del af de undersøgte Grundstoffer er φ/A ogsaa konstant, altsaa maa Nn, som er det Antal Atomer, der findes i Rumfangsenheden, være konstant; vi komme altsaa til det Resultat, at lige store Rumfang af Grundstofferne *H*, *N*, *O*, *S*, *Cl*, *Se*, *Br* og *Te* i Luftform indeholde lige mange Atomer. For Gruppen *Hg*, *Cd* og *Zn* er Forholdet φ/A ogsaa konstant, altsaa gælder det samme ogsaa om Leddene i den. Da Forholdet φ/A er halvt saa stort for den sidste som for den første Gruppe, ligger det nær at antage, at Antallet n af Atomer i Molekylet er dobbelt saa stort i den første Gruppe som i den sidste, medens Antallet N af Molekyler i Rumfangsenheden er det samme i begge Grupper. Da der ikke vides mere om n sættes n lig 1 for Kvægsølvgruppen og lig 2 for den første Gruppe; Kvægsølvmolekylet kaldes derfor eenatomig, Brintmolekylet toatomig. Paa samme Maade ses, at Fosfor- og Arsenikmolekylerne maa være firatomige.

Under disse Forudsætninger kan man sige, at lige store Rumfang af Grundstofferne i Luftform ved samme Tryk og Temperatur indeholde lige mange Molekyler. Man kalder det Avogadros Lov.

LUFTFORMIGE FORBINDELSERS VÆGTFYLDE. De Metoder, som have tjent til at bestemme de luftformige Grundstoffers Vægtfylde, finde ogsaa Anvendelse paa luftformige kemiske Forbindelser. Her skal dog ikke gaas nærmere ind paa de Resultater, som de enkelte Forbindelsers Undersøgelse have ført til, da man paa Grundlag af en Lov, som *Gay-Lussac* har fundet, kan beregne Vægtfylden, naar Sammensætningen er bekendt. Han fandt, dels af sine egne, dels af ældre Forsøg, at de Rumfang af to Luftarter, der forbinde sig med hinanden, enten ere lige store eller staa i et simpelt Forhold til hinanden, samt at den dannede Forbindelses Rumfang staar i et lignende simpelt Forhold til Bestanddelenes Rumfang. Selvfølgelig er det herved forudsat, at Rumfangene maales ved samme Tryk og Temperatur. Saaledes forbinder to Rumfang Brint sig med eet Rumfang Ilt til to Rumfang Vanddamp, hvoraf Vanddampens Vægtfylde findes saaledes. Er a Vægten af en Kubikcentimeter atmosfærisk Luft, haves:

2 ccm. Brint vejer ..... 0.1390 a
2 — Ilt vejer ..... 1.1056 a
2 — Vanddamp vejer .. 1.2446 a

Vanddampens Vægtfylde er altsaa 0.6223 Gange saa stor som Luftens Vægtfylde. Dette stemmer ogsaa meget godt med de direkte Bestemmelser. Saaledes fandt Cahours ved Dumas Metode

Temperatur	107°	150°	200°	250°
Vanddamps Vægtfylde	0.645	0.6198	0.6192	0.6182.

Regnault har ogsaa maalt Vægtfylden af Vanddamp efter Gay-Lussacs og Hofmanns Metode; han fandt den ved en Temperatur af 50° og et Tryk af 36 mm. lig 0.621.

Anvendes Avogadros Lov paa de luftformige Forbindelser, maa lige store Rumfang af dem indeholde lige mange Molekyler, og deres Antal maa være det samme som Antallet af Molekyler i et lige saa stort Rumfang af et Grundstof i Luftform. Naar man altsaa har, at Vanddampens Molekularvægt er H_2O eller 18, medens Brintens Molekularvægt er 2, bliver Vanddampens Vægtfylde 18/2 eller 9 Gange saa stor som Brintens Vægtfylde, hvilket ogsaa paa det nærmeste stemmer med det foregaaende. I Forhold til Ilt, hvis Molekularvægt er 32, bliver Vanddampens Vægtfylde 18/32, eller, da Iltens Vægtfylde er 1.1056, faas Vanddampens Vægtfylde at være $^{18}/_{32} \times 1.1056$ Gange saa stor som Luftens Vægtfylde. Overhovedet finder man altid en Luftarts Vægtfylde ved at multiplicere dens Molekularvægt med $^{1.1056}/_{32} = 0.03455$ eller ved at dividere den med 28.94. I de enkelte Tilfælde, hvor denne Regel ikke slaar til, antager man, at der er foregaaet en Dissociation, hvorved Vægtfylden maa formindskes, eller ogsaa at den paagældende Luftart er saa nær ved Vædskeformen, at Mariottes og Gay-Lussacs Love ikke finde Anvendelse paa den.

MAALING AF VARMEFYLDE. Det har vist sig at være meget vanskeligt at maale Luftarternes Varmefylde, og der hersker

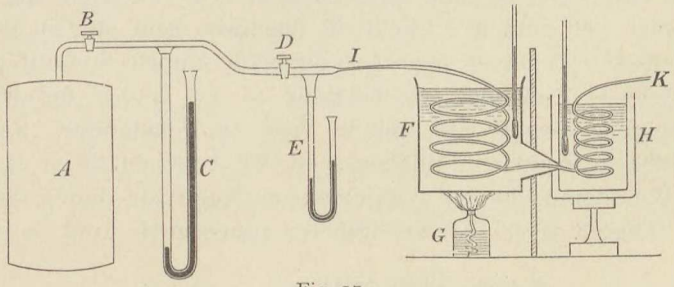


Fig. 17.

endnu paa flere Punkter nogen Usikkerhed med Hensyn dertil. Man antager, at Berard og Delaroche, Regnault og E. Wiedemann

ere komne Sandheden nærmest; da Regnaults Arbejde er det udførligste, skulle vi først vise, hvilken Fremgangsmaade han har anvendt.

Regnault opsamlede den Luftart, som skulde undersøges, i et Metalkar A (Fig. 17), der var saa stærkt, at man i det kunde fortætte Luftarter til 10 Atmosfærers Tryk. Lufttrykket maaltes ved en Trykmaaler C, hvis ene Gren stod i Forbindelse med A, medens den anden var aaben. Naar nu Beholderens Rumfang V, Temperatur t og Lufttrykket H i den, samt Luftartens Vægtfylde φ, ere givne, kan Vægten P af Luften, som findes i den, beregnes; man har nemlig

$$P = 0.001293\,\varphi\,\frac{VH}{760}\,\frac{1}{1+\alpha t}.$$

Her er ikke taget Hensyn til Beholderens Udvidelse ved Trykket. Denne Beregningsmaade kan dog ikke anvendes, naar Luftarten ikke følger Mariottes og Gay-Lussacs Love; i saa Fald kan man af foreløbige Forsøg finde, hvorledes Vægten af den Luft, der indeholdes i Beholderen, afhænger af Trykket og beregne en Tabel, der, naar Trykket er maalt, angiver Luftmassens Vægt.

Inden Luften gaar ind i Kalorimetret H, opvarmes den ved at ledes igennem et spiralsnoet Rør, der ligger i et Vand- eller Oliebad F, som opvarmes ved en Lampe G til en Temperatur T. Kalorimetret H har væsentlig samme Indretning som det almindelige Kalorimeter, men inden i det ligger et Spiralrør af Sølv, som Luften strømmer igennem, og hvoraf den træder ud ved K, efter at være afkølet til det omgivende Vands Varmegrad.

For at skaffe en jævn og langsom Luftstrøm til Veje er der paa Ledningen anbragt en Hane D, der ved en Skrue kan aabnes mer eller mindre; ved I er der i Ledningen indsat et Haarrør, medens E er et Manometer, der viser, hvor stort det Tryk er, som Luften er underkastet. Holdes nu Trykket i E konstant ved Hjælp af Hanen D, vil Luftstrømmens Hastighed i I, og altsaa ogsaa i F og H, være konstant; det vil ikke afvige kendeligt fra det ydre Lufttryk.

Tænker man sig, at der ledes en Luftstrøm gennem F og H, vil den optage Varme i F og afgive den i H, og var der ingen anden Maade, hvorpaa Kalorimetret H kunde optage Varme, vilde det være let at bestemme Varmefylden. Uheldigvis vil ikke

alene den ydre Luft kunne indvirke paa Kalorimetret, men ogsaa Opvarmningsapparatet F vil bestandig afgive Varme til Kalorimetret; dette sker især ved Ledning gennem Røret, der fører Luften ind i Kalorimetret; det maa derfor gøres saa tyndvægget som muligt og af et Stof, der leder Varmen slet, som f. Eks. Glas. For at faa at vide, hvor stor en Varmemængde, der paa denne Maade meddeles Kalorimetret, iagttages Termometret, som staar i Kalorimetret, nogle Minutter før det egentlige Forsøg begynder; deraf beregnes hvor mange Varmeenheder, q, der ad denne Vej kommer til Kalorimetret i Minuttet. Derpaa aabnes Hanen B, Trykket i A maales paa Trykmaaleren C; ved dernæst at aabne Hanen D tilvejebringes en jævn Strøm i hele Ledningen. Efter en passende Tids Forløb lukkes D; Trykket i A aflæses, og deraf bestemmes Vægten M af den Luftmængde, der er gaaet gennem Kalorimetret. Er nu Kalorimetrets Temperatur stegen fra t til t', er m Vandets Vægt og μ Kalorimetrets Vandværdi, har Kalorimetret i alt modtaget Varmemængden

$$(m+\mu)\ (t'-t)+L,$$

naar L er den Varmemængde, der er afgivet til den omgivende Luft; hvorledes den kan maales er angivet i det foregaaende. Kaldes Varmefylden, der skal findes, C og er x det Antal Minutter, Forsøget har varet, bliver den tilførte Varmemængde lig

$$CM\left(T-\frac{t+t'}{2}\right)+qx.$$

Sættes disse to Varmemængder lige store, faas en Ligning hvoraf C kan findes.

VARMEFYLDE VED KONSTANT TRYK. Af den Maade, hvorpaa de beskrevne Maalinger af Varmefylden for Luftarterne udføres, følger, at C angiver, hvor mange Varmeenheder der medgaar til at opvarme et Gram af den paagældende Luft en Grad, naar Luftens Tryk holdes uforandret; C kaldes derfor Luftartens Varmefylde ved konstant Tryk. Idet p nu antages at betegne Trykket, kan man kalde denne Varmefylde c_p. Det er her forudsat, at c_p er en konstant Størrelse; om dette nu er rigtigt eller ikke, maa Forsøget vise. c_p kan tænkes at afhænge af Temperaturen og af Trykket. For at undersøge dette har Regnault anstillet flere Forsøg, hvis Resultater her skulle angives.

Lader man Trykket være lig Atmosfærens Tryk, men forandrer Temperaturen T i Opvarmningsapparatet, finder man efter Regnault, at Varmefylden c_p for den atmosfæriske Luft er uafhængig af Temperaturen. Han fandt nemlig:

T	t	c_p
200	0	0.23751
100	0	0.23741
— 30	10	0.23771.

Man antager nu almindelig, at det samme gælder for de »ideale« Luftarter, navnlig Brint, Ilt og Kvælstof og sandsynligvis ogsaa for alle Stoffer i Luftform, naar de følge Mariottes og Gay-Lussacs Love. Er dette ikke Tilfældet, kan c_p variere stærkt med Temperaturen. Regnault fandt nemlig for Kulsyre:

T	t	c_p
210	10	0.21692
100	10	0.20246
— 30	10	0.18427.

Nyere Undersøgelser af *Mallard* og *Chatelier* synes at tyde paa, at Varmefylden c_p i Virkeligheden for alle Luftarter vokser med Temperaturen.

For at se, hvilken Indflydelse Trykket har paa Varmefylden, anbragtes ved K (Fig. 17) et Haarrør, der var saa snævert, at Trykket i Kalorimetret kunde holdes ved 4 Atmosfærer under Udstrømningen. Derved fandtes for atmosfærisk Luft $c_p = 0.2324$, medens Forsøg, der anstilledes med det samme Apparat med et Tryk af en Atmosfære i Kalorimetret, gav $c_p = 0.2320$. Forskellen mellem den her fundne Værdi for c_p og de ovenfor angivne hidrører fra, at de sidstnævnte Forsøg kun vare indrettede paa at finde Trykkets Indflydelse, men ikke paa at give Varmefylden selv. Lignende Forsøg med Brint gav det samme Resultat, idet der heller ikke var nogen Forandring at iagttage i Varmefylden, naar Trykket forandredes. Disse Forsøg udstraktes ogsaa til Kulsyren, og de førte, mærkeligt nok, til det samme Resultat. Regnaults vigtigste Resultater ere angivne i omstaaende Tabel.

Man ser, at Produktet φc_p næsten er konstant for flere af Luftarterne; navnlig gælder det for Ilt, Brint, Kvælstof, samt for Kvælstoftveilte, Kulilte og Klorbrinte, som alle indeholde 2 Atomer i Molekylet; er der flere Atomer i Molekylet bliver Produktet φc_p større. Da Produktet φc_p kan betragtes som et Maal for den Varmemængde, som medgaar til at opvarme lige store Rumfang

Luftarters Varmefylde efter Regnault.

		Molekular Vægt M	Varme-fylde c_p	Vægtfylde φ	φc_p	Molekular Varme Mc_p	Molekular Varme Mc_v
	Luft	»	0.2374	1.000	0.237	»	»
O_2	Ilt	32	0.2175	1.106	0.240	6.96	4.96
H_2	Brint	2	3.4090	0.069	0.236	6.82	4.82
N_2	Kvælstof	28	0.2438	0.967	0.236	6.83	4.83
Cl_2	Klor	71	0.1210	2.453	0.297	8.58	6.58
Br_2	Brom	160	0.0555	5.528	0.307	8.88	6.88
NO	Kvælstoftveilte .	30	0.2317	1.037	0.240	6.95	4.95
CO	Kulilte	28	0.2450	0.967	0.237	6.86	4.86
HCl	Klorbrinte . . .	36.5	0.1852	1.261	0.234	6.76	4.76
CO_2	Kulsyre	44	0.2025	1.520	0.308	8.92	6.92
N_2O	Kvælstofforilte .	44	0.2262	1.520	0.344	9.94	7.94
SO_2	Svovlsyrling. . .	64	0.1553	2.211	0.343	9.94	7.94
H_2S	Svovlbrinte . . .	34	0.2432	1.175	0.286	8.27	6.27
H_2O	Vanddamp . . .	18	0.4803	0.622	0.299	8.65	6.65
CH_4	Methan	16	0.5930	0.553	0.328	9.49	7.49
NH_3	Ammoniak . . .	17	0.5084	0.587	0.299	8.64	8.64
C_2H_4	Æthylen	28	0.4040	0.967	0.391	11.34	9.31

af de forskellige Luftarter lige meget, kan man ogsaa udtrykke dette ved at sige, at lige store Rumfang af de først nævnte Luftarter udfordre lige megen Varme til samme Opvarmning. Det samme fremgaar i øvrigt ogsaa af de for Molekularvarmen angivne Værdier. Molekularvarmen er for de Luftarter, der indeholde to Atomer i Molekylet, omtrent lig 6.8, naar Klor og Brom undtages.

De Resultater, som *E. Wiedemann* har fundet, ere angivne nedenunder; de stemme, som man ser, godt med Regnaults Maalinger; tillige vise de, hvorledes Varmefylden vokser med Temperaturen.

Luftarters Varmefylde efter E. Wiedemann.

	0^0	100^0	200^0
Luft	0.2389	»	»
Brint	3.410	»	»
Kulilte	0.2426	»	»
Kulsyre	0.1952	0.2169	0.2387
Æthylen	0.3364	0.4189	0.5015
Kvælstofforilte	0.1983	0.2212	0.2442
Ammoniak	0.5009	0.5317	0.5629

HVORLEDES FORHOLDET k KAN MAALES. Da man hidtil ikke direkte har kunnet bestemme Varmefylden ved konstant Rumfang c_v, har Bestemmelsen af Forholdet k mellem Varmefylderne c_p og c_v faaet stor Vigtighed, og der er anstillet mange Undersøgelser derover.

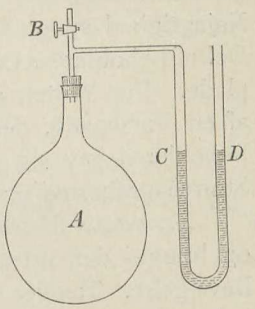


Fig. 18.

Clement og Desormes Metode. Lad A være en stor Glasflaske, som ved Hanen B kan sættes i Forbindelse med den frie Luft, medens et Siderør fører hen til en Trykmaaler, der indeholder Kvægsølv eller en anden Vædske. Man sammentrykker først Luften i A, saaledes at Trykket p_1 er noget større end det ydre Lufttryk p_2; Differensen $p_1 - p_2$ aflæses paa Trykmaaleren. Man venter nu nogen Tid, indtil Temperaturen i A er lig den ydre Lufts Temperatur. Derefter aabnes Hanen B; Luften i A udvider sig da isentropisk, eftersom den ingen Varme modtager; Temperaturen synker derved; lad den blive t_2, medens Trykket bliver lig det ydre Tryk p_2. Naar Ligevægt er indtraadt, lukkes Hanen B. Man har da, som det er vist S. 29, at

$$\frac{\vartheta_1}{\vartheta_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}},$$

naar ϑ_1 og ϑ_2 ere de til t_1 og t_2 svarende absolutte Temperaturer.

Efterhaanden opvarmes nu Luften i A og vil efter nogen Tids Forløb faa samme Temperatur t_1, som den omgivende Luft; derved stiger Trykket fra p_2 til p_3, Differensen $p_3 - p_2$ aflæses igen paa Trykmaaleren. Da Rumfanget v, som et Gram af Luften indtager, ikke forandres, eftersom Hanen B er lukket, og da vi her se bort fra den ubetydelige Udvidelse, der fremkommer ved, at Vædsken synker i C, haves

$$p_2 v = R\vartheta_2 \text{ og } p_3 v = R\vartheta_1.$$

Af disse samt af ovenstaaende Ligning faas, at

$$\frac{p_3}{p_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}},$$

som fører til, at

$$k = \frac{\log p_1 - \log p_2}{\log p_1 - \log p_3}.$$

De ældre Forsøg efter denne Metode gave altfor smaa Værdier for k, sandsynligvis fordi Luften under Udvidelsen modtog Varme fra Karrets Vægge. Man har derfor senere benyttet meget store Luftbeholdere og derved faaet bedre Værdier. Den største Nøjagtighed synes *Røntgen* at have opnaaet. I hans Forsøg var en Del af Beholderens Overflade lukket med en bølgekrummet Nysølvplade. Fra Midten af denne gik en Stang hen til den ene Ende af en Vægtstang, der bar et lille Spejl. Enhver Trykforandring i Beholderen gav sig da til Kende ved en Drejning af Spejlet, hvis Størrelse aflæstes med en Kikkert og en Maalestok.

Assmanns Metode. Staar en Vædske i to samkvemhavende Rør og bringes den ud af Ligevægten vil den komme i en skvulpende Bevægelse. Tænker man sig, at Rørene lukkes foroven, vil Luften i dem sammentrykkes og igen udvides; derved vil Svingningstiden blive kortere. Da vi her kunne antage, at Rumfangsforandringerne ere isentropiske, vil Svingningstiden være afhængig af den Værdi, som k har, og k lader sig derfor udlede af saadanne Forsøg. Efter denne Metode har *P. A. Müller* udført en stor Mængde Maalinger.

Laplaces Metode. Newton har beregnet Lydens Hastighed i Luften under Forudsætning af, at Luften følger Mariottes Lov. Men Sammentrykningerne og Udvidelserne i Lydbølgerne foregaa saa hurtigt, at Mariottes Lov ikke kan finde Anvendelse her, derimod maa Poissons Ligning benyttes. Det kan bevises, at den virkelige Lydhastighed forholder sig til den af Newton beregnede, ligesom $\sqrt{k}$ forholder sig til Enheden. Herpaa grunde flere Metoder til Maaling af k sig; de vigtigste Eksperimentalundersøgelser i denne Retning skyldes *Regnault*, *Kundt*, *Wüllner* og *Strecker*.

Med Hensyn til de fundne Værdier bemærkes følgende. For Luft, Ilt, Brint, Kvælstof, Kulilte, Klorbrinte, Brombrinte og Jodbrinte er k omtrent lig 1.41. For Klor, Brom, Jod, Kulsyre, Ammoniak og Methan ligger Værdien af k i Nærheden af 1.30. For de mere sammensatte Luftarter og Dampe er k betydelig mindre, saaledes for Svovlkulstof 1.19, for Æthylæther 1.03.

Ved Forsøg over Lydens Hastighed i Kvægsølvdamp fandt *Kundt* og *Warburg*, at k for denne Damp var lig 1.67.

Det er vist S 28, at man har

$$c_p = c_v + \frac{R}{\mathcal{J}}.$$

Altsaa er $$k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{c_p}{c_p - \frac{R}{\mathcal{J}}},$$

Naar atmosfærisk Lufts Tryk og Temperatur angives i absolut Maal, have vi, som det er vist S. 53, at dens Vægtfylde i Forhold til Vand ved 4^0 C. er

$$\varrho = 1.2759 \times 10^{-9} \frac{273 p}{\vartheta}.$$

For en Luftart, hvis Vægtfylde er φ Gange saa stor som den atmosfæriske Luft, vil et Gram have et Rumfang v bestemt ved

$$\varphi \varrho v = 1.$$

Af disse Ligninger faas, at

$$pv = \frac{2.876 \times 10^6}{\varphi} \vartheta = R\vartheta,$$

altsaa bliver $$\frac{R}{\mathcal{J}} = \frac{0{,}069}{\varphi}$$

og $$k = \frac{\varphi c_p}{\varphi c_p - 0.069}.$$

Gaar man omvendt ud fra, at k er bekendt, kan man beregne $\mathcal{J}$. Paa denne Maade var det at *Mayer* beregnede Varmeækvivalentet.

I efterfølgende Tabel ere de iagttagne og de beregnede Værdier sammenstillede. Ved Beregningen ere de S. 64 angivne Værdier for φc_p benyttede.

		k iagttag.	k beregn.			k iagttag.	k beregn.
O_2	Ilt	1.40	1.41	CO_2	Kulsyre	1.29	1.30
H_2	Brint	1.41	1.41	N_2O	Kvælstofforilte . .	1.25	1.28
N_2	Kvælstof	1.41	1.41	SO_2	Svovlsyrling . . .	1.25	1.25
Cl_2	Klor	1.33	1.33	H_2S	Svovlbrinte	1.32	1.28
Br_2	Brom	1.30	1.29	H_2O	Vanddamp	1.29	1.30
NO	Kvælstoftveilte . .	1.40	1.40	CH_4	Methan	1.27	1.27
CO	Kulilte	1.41	1.41	NH_3	Ammoniak	1.30	1.30
HCl	Klorbrinte	1.42	1.40	C_2H_4	Æthylen	1.21	1.24

Overensstemmelsen mellem de to Rækker af Værdier for k er, som man ser, i det hele tilfredsstillende og bekræfter den gjorte

Antagelse, at det saakaldte indre Arbejde, det vil sige det Arbejde, der medgaar til at fjerne Luftmolekylerne fra hverandre, er forsvindende lille. Hvor der viser sig en kendelig Afvigelse, kan dette dels ligge i Unøjagtigheder i Forsøgene, dels i, at de paagældende Luftarter ikke forholde sig som ideale Luftarter; navnlig afviger deres Udvidelseskoefficient ganske sikkert fra den antagne Værdi 0.00367.

LUFTBLANDINGER. Den atmosfæriske Luft er en Blanding, der i Hovedsagen bestaar af Ilt og Kvælstof; dens almindelige fysiske Egenskaber findes dog at være de samme som de ublandede Luftarters Egenskaber, og dette gælder ogsaa om alle andre Luftblandinger. Trykket i en saadan Blanding er efter *Dalton* lig Summen af alle de Tryk, som Blandingens Bestanddele hver for sig vilde udøve. Man kan vise dette ved at tage to Glasbeholdere, hver fyldt med sin Luftart og forbundne ved et Rør med en Hane Naar Trykket er det samme i begge Beholdere og Hanen derefter aabnes, ville de blande sig med hinanden, uden at Trykket derved forandres. Vare Beholderne f. Eks. lige store, vil Trykket, som en af Luftarterne udøver, blive formindsket til det halve, ved at den udbreder sig over begge Beholdere; og begge Luftarterne maa derfor tilsammen udøve det samme Tryk efter Blandingen som før denne, hvis Daltons Lov er rigtig.

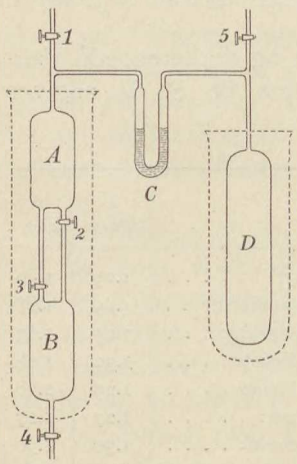


Fig. 19.

Daltons Lov kan dog ikke være absolut rigtig, thi dette vilde udkræve, at Mariottes Lov ligeledes var absolut rigtig, hvilket vi vide ikke er Tilfældet. At Afvigelserne fra Loven dog ere meget ubetydelige, fremgaar af Forsøg, som ere anstillede af *F. Braun*. Han havde to lige store Glasbeholdere, *A* og *B* (Fig. 19), forbundne ved snævre Rør med Haner 2 og 3. *A* stod i Forbindelse med den ene Gren af Trykmaaleren *C*, hvis anden Gren stod i Forbindelse med en Beholder *D*, der havde samme Rumfang som *A* og *B* tilsammen; *A* og *B* saavel som *D* vare omgivne med smeltende Is. Vil man nu undersøge Trykket af en Luftblanding, fyldes *A* med den tungere Luft, *B* med den

lettere Luft, medens D indeholder atmosfærisk Luft. Naar Temperaturen er bleven 0^0 paa begge Sider, aabnes Hanerne 1, 4 og 5, saaledes at Trykmaaleren kommer i Ligevægt. Derpaa lukkes de nævnte Haner igen, hvorpaa Hanerne 2 og 3 aabnes. Den tungere Luftart vil da synke ned gennem Røret 3, medens den lettere Luft stiger op gennem Røret 2; efter faa Minutters Forløb er Blandingen fuldkommen. Forsøget gav i alle Tilfælde en Tilvækst i Trykket ved Blandingen; Tilvækstens Størrelse, maalt i Millimeter Kvægsølvtryk, fandt Braun at være:

Brint—Atm. Luft	0.00
Kvælstof—Brint	0.21
Kulsyre—Atm. Luft	0.35
Kulsyre—Brint	0.97
Kulsyre—Svovlsyrling	1.15
Svovlsyrling—Brint	3.94

Daltons Lov finder ogsaa Anvendelse paa Blandinger af Luft og Damp; selv naar Dampene ere mættede, blive Afvigelserne fra Loven efter *Magnus*, *Regnault* og *Galitzine* kun meget smaa.

Naar der findes flere Luftarter A_1, A_2, . . i samme Rum, hvis Tryk ere p_1, p_2, . . . saa vil deres samlede Tryk B være lig $p_1 + p_2 + \ldots$. Den Luftmængde A_1, som findes i Rumfangsenheden, vil da, hvis den tænkes underkastet Trykket B, indtage Rummet p_1/B, og man plejer derfor at sige, at der findes p_1/B Rumdele af denne Luftart i Rummet, eller at der er $100\, p_1/B$ % af den efter Rumfang. Den Vægt af samme Luftart, som findes i en Kubikcentimeter er, naar φ_1 er Vægtfylden,

$$m_1 = 0.001293\, \varphi_1 \frac{p_1}{760\,(1+\alpha t)},$$

medens den hele Luftmasse, der findes i samme Rum, er

$$M = 0.001293 \frac{p_1\varphi_1 + p_2\varphi_2 + \ldots}{760\,(1+\alpha t)}.$$

Man siger da, at Luften indeholder

$$\frac{m_1}{M} = \frac{p_1\varphi_1}{p_1\varphi_1 + p_2\varphi_2 + \ldots}$$

Dele af Luftarten A_1 efter Vægt eller $100\, m_1/M$ %.

Kaldes Luftblandingens Vægtfylde φ, har man ogsaa

$$M = 0.001293\, \varphi \frac{B}{760\,(1+\alpha t)}.$$

Ved Sammenligning med ovenstaaende Udtryk for M faas heraf, at φ kan beregnes af Ligningen

$$\varphi = \frac{p_1\varphi_1 + p_2\varphi_2 + \cdot\cdot}{p_1 + p_2 + \cdot\cdot}.$$

HØJDEMAALING MED BAROMETRET. Anvendes Daltons Teori for Luftblandingers Forhold paa Trykket i Atmosfæren, maa dens enkelte Bestanddele betragtes for sig. Antages at Atmosfæren bestod af en enkelt Luftart, hvis Vægtfylde ϱ ved en Temperatur t og et Tryk af b cm. Kvægsølv i Forhold til Vand er (S. 53)

$$\varrho = 0.001293\,\varphi\,\frac{b}{76}\,\frac{1}{1+\alpha t}\,\frac{g}{g_{45}},$$

vil man paa følgende Maade kunne finde Trykket b i denne Luftart i en Højde af x cm. over Jordens Overflade, naar dens Tryk ved Jordens Overflade er B cm.

Lad Barometerstanden i Højden x være lig b og i Højden $x + dx$ lig $b + db$. Man har da, at dx cm. Luft holder Ligevægt med $-db$ cm. Kvægsølv; altsaa er

$$\varrho dx = -\,13.596\,db,$$

eller

$$\frac{0.001293}{13.596.76\,(1+\alpha t)}\,\frac{g}{g_{45}}\,\varphi\,dx = -\,\frac{db}{b}.$$

Sættes nu

$$\varepsilon = \frac{0.001293}{13.596.76\,(1+\alpha t)}\,\frac{g}{g_{45}} = \frac{1.2514}{1+\alpha t}\,\frac{g}{g_{45}}\,10^{-6},$$

haves

$$\varepsilon\varphi dx = -\,\frac{db}{b},$$

hvoraf følger, at

$$b = Be^{-\varepsilon\varphi_2 x}.$$

Bestaar Atmosfæren af en Blanding af to Luftarter, hvis Vægtfylder i Forhold til atmosfærisk Luft ere φ_1 og φ_2, og hvis Tryk ved Jordoverfladen ere B_1 og B_2, ville de i Højden x udøve Trykkene b_1 og b_2, og man har da, at

$$b_1 = B_1e^{-\varepsilon\varphi_1 x},\ b_2 = B_2e^{-\varepsilon\varphi_2 x}.$$

Man ser heraf, at Blandingens Sammensætning i Reglen vil

forandre sig med Højden. Procenttilvæksten δ i Rumfang for den første Luftart bliver

$$\delta = 100\left(\frac{b_1}{b_1+b_2} - \frac{B_1}{B_1+B_2}\right)$$
$$= 100\left(\frac{B_1}{B_1+B_2e^{-\varepsilon(\varphi_2-\varphi_1)}} - \frac{B_1}{B_1+B_2}\right)$$

som, naar de to Luftarter ikke ere meget forskellige i Vægtfylde, kan omskrives til

$$\delta = 100\,\frac{B_1}{B_1+B_2}\cdot\frac{B_1}{B_1+B_2}\,\varepsilon(\varphi_2-\varphi_1)\,x.$$

Antages Luften at indeholde 79 % Kvælstof og 21 % Ilt, og er $\varphi_1 = 0.970$, $\varphi_2 = 1.105$, faas for $t=0$, at

$$\delta = 100\times 0.79\times 0.21\times 1.2514\times 10^{-6}\times 0.135\,x,$$

som giver

$$\delta = 2.80.\,10^{-6}x.$$

I en Højde af 10000 Meter vil δ være 2.80, der vil altsaa findes 2.8 % mere Kvælstof i Luften i denne Højde end ved Jordens Overflade.

Der er udført mange Analyser af Luft, tagne i store Højder ved Luftballonens Hjælp; de synes at tyde paa, at Luften højere oppe virkelig indeholder noget mere Kvælstof, men det er dog ikke ganske afgjort. Det er ogsaa let at indse, at der er mange Forhold, der ville bidrage til at udjævne Forskellighederne i Luftens Sammensætning; navnlig ville de op- og nedadgaaende Luftstrømninger bidrage væsentlig dertil.

Se vi bort fra denne i hvert Fald ringe Forskellighed i Luftens Sammensætning, og kalde Luftens Middelvægtsfylde φ, haves Barometerstanden b i en Højde af x Centimeter, naar den ved Jordens Overflade er B, udtrykt ved

$$b = Be^{-\varepsilon\varphi x}.$$

Man faar altsaa

$$x = \frac{1}{\varepsilon\varphi\log e}\log\frac{B}{b},$$

som fører til at

$$x = 1840000\,\frac{1+\alpha t}{\varphi}\,\frac{g_{45}}{g}\log\frac{B}{b}.$$

Herved er det forudsat, at baade Temperaturen t og Vægtfylden φ ere de samme overalt; dette er dog aldrig Tilfældet. I Stedet for t sættes da Middelværdien af Temperaturerne for oven og forneden. Efter *Bruhns* kan man ved Højdemaaling med Barometret benytte følgende Formel

$$x = 18432{,}00\,(1 + 0{,}00390\,t)\,(1 + 0{,}0026\cos 2\beta)\log\frac{B}{b},$$

hvor β er Stedets Bredde.

DIFFUSION. Naar man lader en Luftart, f. Eks. Kulsyre, strømme ud i Atmosfæren, kan man ved en særegen Belysningsmaade i Nærheden af Udstrømningsrøret se Kulsyren som en Straale; efterhaanden som dens Hastighed formindskes ved Gnidning mod Luften, breder Straalen sig ud, blandes med Luften og fordeler sig saaledes, at Kulsyren vil kunne eftervises overalt. Der synes ikke at være nogen Grænse for en Luftarts Udbredelse paa denne Maade; den Kulsyre, der udvikles paa et Sted, maa i Tidens Længde udbrede sig over hele Jorden. Denne Blandingsproces kaldes Diffusion. Der synes ikke at være nogen Grund til at indskrænke den til det Tilfælde, hvor to forskellige Luftarter blande sig; man antager paa samme Maade, at den atmosfæriske Luft, som i Øjeblikket befinder sig i et begrænset Rum, ligeledes diffunderer ud af dette, medens den omgivende Luft diffunderer ind i det samme Rum.

Diffusionen er nøjere undersøgt af *Graham*. Han benyttede dertil et Glasrør A, der var tilsmeltet i den ene Ende; i den anden Ende var anbragt en tilsleben Prop B, hvorigennem der gik et snævrere Glasrør C, som var bøjet. Røret A fyldtes med den Luftart, hvis Diffusion skulde undersøges; var denne Luftart lettere end den atmosfæriske Luft, blev den aabne Ende af C vendt nedad, for at Luftarten ikke skulde strømme ud paa Grund af dens mindre Vægtfylde; var det en tungere Luftart, vendte Mundingen af C op ad. Efter at Apparatet havde henstaaet 4 eller 10 Timer, analyseredes den Luftblanding, som fandtes i Apparatet; i efterfølgende Tabel er Resultatet angivet.

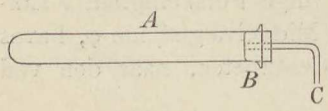


Fig. 20.

	Vægtfylde	Rest efter	
		4 Timer	10 Timer
Brint	0.069	19 %	6 %
Methan	0.553	57 -	37 -
Ammoniak	0.587	59 -	41 -
Æthylen	0.967	66 -	52 -
Kulsyre	1.520	69 -	53 -
Svovlsyrling	2.211	73 -	54 -
Klor	2.453	77 -	61 -

Disse Forsøg vise, at Vægtfylden har en meget stor Indflydelse paa den Hastighed, hvormed Luftarterne diffunderer til Atmosfæren; jo mindre Vægtfylden er, desto stærkere er Diffusionen. En nærmere Betragtning af Diffusionens Størrelse gør det endog højst sandsynligt, at Diffusionshastigheden alene afhænger af Vægtfylden.

Dernæst undersøgte Graham Diffusionen af en Luftblanding til Atmosfæren. Han fyldte Apparatet med en Blanding, der bestod af lige Rumfang Brint og Kulsyre; efter 10 Timers Forløb analyseredes den Luftblanding, Røret indeholdt; Resultatet var

Kulsyre	30.0 %
Brint	3.1 -
Atmosf. Luft	66.9 -
	100.0 %

Man ser heraf, at Brinten er diffunderet langt hurtigere end Kulsyren, og man faar altsaa det mærkelige Resultat, at Blandingens Bestanddele ved Diffusionen skille sig fra hverandre.

Graham har ogsaa undersøgt Diffusionen paa en anden Maade. Han brugte dertil et lodret Glasrør, 57 cm. langt. Den nederste Tiendedel af Røret fyldtes med Kulsyre, Resten med atmosfærisk Luft, hvorpaa Røret lukkedes foroven. Efter en Tids Forløb analyseredes den Luftblanding, der fandtes i den øverste Tiendedel af Røret; dens Procentindhold af Kulsyre er angivet i omstaaende Tabel, som indeholder Resultaterne af 12 Forsøg.

Man ser heraf, at den Kulsyremængde, der i 5 Minutter ved Diffusionen er naaet op til Rørets øverste Ende og altsaa har diffunderet gennem en Vej af omtrent en halv Meter, er ganske betydelig; allerede efter 80 Minutters Forløb er Blandingen saa vidt fremskreden, at der i den øverste Del er næsten 9 % Kul-

Tid Minutter	% Kulsyre		Middel
	Første Forsøg	Andet Forsøg	
5	0.4	0.32	0.36
10	1.47	1.56	1.51
15	1.70	1.68	1.69
20	2.41	2.69	2.55
40	5.60	5.15	5.37
80	8.68	8.82	8.75

syre, altsaa er Blandingen næsten fuldkommen, idet den hele Kulsyremængde, jævnt udbredt over Røret, vil give en Blanding med 10 % Kulsyre. Mærkelig er ogsaa den store Overensstemmelse mellem Resultaterne af de enkelte Forsøgsrækker, som viser, at Tilfældighederne kun spiller en ringe Rolle ved Diffusionen.

Lignende Forsøg med Brint og Luft gave det Resultat, at Brint diffunderer 5 Gange saa hurtigt i Luft som Kulsyre.

DIFFUSIONENS TEORI. Luftarternes Diffusion kan, som *Stefan* har vist, behandles matematisk ved at gaa ud fra meget simple Forudsætninger. Lad *ABCD* (Fig. 21) være et cylindrisk Rør, som forbinder de to Luftbeholdere *R* og *S* med hinanden. Hele Rummet antages at indeholde to Luftarter, f. Eks. Ilt og Brint, som ere fordelte saaledes, at de hver for sig overalt i samme Tværsnit af Røret have samme Tæthed. Til Tyngden tage vi ikke Hensyn. Da der oprindelig antages at være Ligevægt i hele Luftmassen, maa Iltens og Brintens samlede Tryk p være lige stort overalt. Dette Tryk er fremstillet ved Linierne *DE* og *CF*, som ere lodrette paa *DC*. Forbindes *E* og *F* med en ret Linie, kan den siges at fremstille det samlede Tryk i ethvert Punkt af Røret. Ligeledes antages, at *GLPH* er draget saaledes, at Iltens Tryk p_1 i et vilkaarligt Tværsnit *IK* af Røret er fremstillet ved *KL*; *LM* vil da være lig Brinttrykket p_2, idet $p_1 + p_2 = p$. Iltens og Brintens Vægtfylder i For-

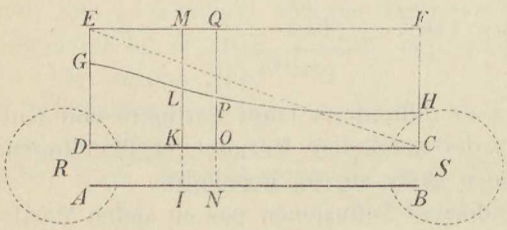


Fig. 21.

hold til Vand kaldes ϱ_1 og ϱ_2. Med den i Figuren antydede Trykfordeling, vil Ilten diffundere i Retningen DC, medens Brinten vil diffundere i den modsatte Retning. Iltens Hastighed kaldes u_1, Brintens Hastighed derimod u_2. Kaldes Tværsnittets Areal S, vil der i en meget kort Tid dt gennem Tværsnittet KI gaa en Iltmængde, hvis Rumfang er Su_1dt, reduceres den til Trykket p, vil dens Rumfang være Su_1p_1dt/p. I samme Tid vil der gennem KI gaa en Brintmængde i den modsatte Retning, hvis Rumfang, reduceret til samme Tryk p, bliver Su_2p_2dt/p. Da det samlede Tryk p ikke forandres ved Diffusionen, maa det Rumfang Ilt, som gaar gennem KI i Retning DC være lig det Rumfang Brint, som gaar gennem det samme Tværsnit i Retningen CD. Hvis altsaa den Iltmængde, reduceret til Trykket p, som vilde gaa gennem Tværsnittet KI i et Sekund, naar Trykfordelingen hele Tiden var den samme, kaldes SV, har man

$$SVdt = \frac{Su_1p_1dt}{p} = \frac{Su_2p_2dt}{p},$$

og altsaa

$$V = \frac{u_1p_1}{p} = \frac{u_2p_2}{p}. \qquad \text{(a)}$$

V er altsaa et Maal for den Luftmængde, som diffunderer gennem en Fladeenhed i et Sekund.

Lad nu ON være et andet Tværsnit gennem Røret, som ligger meget nær ved KI, saaledes at $KO = a$ er en meget lille Størrelse, og er $OP = p'_1$ Ilttrykket og altsaa $PQ = p'_2$ Brinttrykket i dette Tværsnit, saa vil den Iltmængde $Sa\varrho_1$, som findes i Rummet $IKON$, i Retning DC paavirkes af en Kraft, som er

$$S(p_1 - p'_1).$$

Denne Kraft vil for det første virke til at forøge Iltens Hastighed i Retningen CD; kaldes Accelerationen i denne Retning γ_1 vil Kraften, som frembringer den, være

$$Sa\varrho_1 \cdot \gamma_1;$$

for det andet maa den overvinde den Modstand, som Brinten sætter imod Iltens Fremtrængen. Om denne Modstand antager Stefan, at den er proportional med

1. Iltmængden $Sa\varrho_1$,
2. Brintens Vægtfylde ϱ_2,

3. Den relative Hastighed $u_1 + u_2$, med hvilken Ilt- og Brintmolekylerne gaa forbi hinanden,
4. En konstant A_{12}, som afhænger af de to Luftarters Natur.

Man faar altsaa, at

$$\frac{p_1 - p'_1}{a} = \varrho_1 \gamma_1 + A_{12}\, \varrho_1 \varrho_2 (u_1 + u_2).$$

I Reglen sker Diffusionen saa langsomt, at det Led i denne Ligning, der indeholder γ_1, ingen Betydning faar; i dette Tilfælde er

$$\frac{p_1 - p'_1}{a} = A_{12}\, \varrho_1 \varrho_2 (u_1 + u_2). \qquad (b)$$

Sættes

$$\varkappa = \frac{1.2759 \cdot 10^{-9}}{1 + \alpha t}$$

haves (S. 53), at

$$\varrho_1 = \varkappa p_1 \varphi_1, \quad \varrho_2 = \varkappa p_2 \varphi_2.$$

Man faar herved af (a) og (b) at

$$V = \frac{1}{A_{12} \varkappa^2 p^2 \varphi_1 \varphi_2} \frac{p_1 - p'_1}{a} \qquad (c)$$

Kaldes Vægten af det diffunderede Rumfang Ilt M, haves $M = \varkappa p \varphi_1 V$ og altsaa

$$M = \frac{1}{A_{12} \varkappa p \varphi_2} \frac{p_1 - p'_1}{a}; \qquad (d)$$

maalt paa denne Maade forholder Diffusionen sig altsaa omvendt som Trykket p.

Tænker man sig, at R og S ere meget store Beholdere, af hvilke den første er fyldt med Ilt, den anden med Brint, vil der efter en kort Tids Forløb komme en stationær Tilstand i Røret, der forbinder de to Beholdere; der vil da i samme Tid gaa lige store Luftmasser igennem ethvert af Rørets Tværsnit. Ifølge (d) maa Ilttrykket aftage jævnt med Afstanden fra D, medens Brinttrykket tiltager paa samme Maade, og Ilttrykket vil da kunne fremstilles ved den rette Linie EC. Man kan da sætte $p_1 = p$ og $p'_1 = 0$, medens a er Rørets hele Længde, derved bliver

$$M = \frac{1}{A_{12} \varkappa \varphi_2} \frac{1}{a}.$$

Man kommer altsaa til det mærkelige Resultat, at de Masser

af Luft, som diffundere fra den ene Beholder til den anden, ere uafhængige af Trykket.

Ved Forsøg over Diffusionen plejer man at reducere det diffunderende Luftvolumen til Normaltrykket 760 mm., hvilket i absolut Maal er $p_0 = 1.0133 \cdot 10^6$. Kaldes det saaledes reducerede Volumen U og ere p_1 og p'_1 maalte i Atmosfærer q_1 og q'_1, faas af (c), at

$$U = V\frac{p}{p_0} = k\frac{q_1 - q'_1}{a},$$

hvor Diffusionskoefficienten k er bestemt ved Ligningen

$$k = \frac{1}{A_{12}\varkappa^2\varphi_1 p\varphi_2}.$$

Kaldes Diffusionskoefficienten for 0° C. og 760 mm. Tryk k_0, faas at

$$k = (1 + \alpha t)^2\frac{p_0}{p}k_0;$$

den forholder sig altsaa ligefrem som Kvadratet af den absolutte Temperatur og omvendt som Trykket.

Da Trykket bestandig skal være det samme overalt, vil der i en given Tid gaa samme Rumfang Ilt fra C til D, som der gaar Brint fra D til C, naar de maales ved det samme Tryk.

For at finde Diffusionskoefficientens Størrelse, har *Loschmidt* anstillet Forsøg paa følgende Maade. Et Glasrør, en Meter langt, var lukket i begge Ender med Spejlglasplader, i hvilke der var indslebet snævre Glasrør med Haner. Røret var i Midten overskaaret og Endefladerne kittede til Spejlglasplader, som vare adskilte ved en tynd Staalplade, i hvilken der var boret et Hul, hvis Diameter var lige saa stor som Rørets indvendige Diameter. Lignende Huller vare borede i Spejlglaspladerne. Efter den Stilling man gav Staalpladen, kunde Rørets to Halvdele altsaa danne et sammenhængende cylindrisk Rum eller ogsaa deles i to adskilte Rum. Tænker man sig nu, at det sidste er Tilfældet, kan man fylde de to Halvdele hver med sin Luftart ved Atmosfærens Tryk. Derefter flyttes Staalpladen saa meget, at Forbindelsen mellem Rørene er fri; Diffusionen vil da begynde; efter en passende Tids Forløb adskilles Rørets Halvdele igen ved at forskyde Staalpladen; Luftarterne opsamles over Kvægsølv og analyseres. Af saadanne Forsøg ere omstaaende Diffusionskoefficienter beregnede; de gælde for Luft af 0° og et Tryk af een Atmosfære.

	k_0
Brint—Ilt	0.722
Brint—Kulilte	0.642
Brint—Kulsyre	0.556
Ilt—Kulsyre	0.161
Methan—Kulsyre	0.159
Luft—Kulsyre	0.142

DIFFUSION GENNEM PORØSE LEGEMER. 1823 offentliggjorde *Döbereiner* en kort Beretning om en mærkelig Iagttagelse, han tilfældig havde gjort. Han havde opsamlet Brint i en Flaske over Vand; Flasken havde en Revne, og ved længere Henstand viste det sig da, at Vandet steg flere Tommer op i Flasken. Döbereiner antog, at Brintens Atomer vare saa smaa, at de netop kunde gaa igennem Revnen, som derimod ikke tillod den atmosfæriske Luft at gaa igennem. Ved at gentage Döbereiners Forsøg bemærkede Graham, at der ikke alene gik Brint ud gennem Revnen, men at der samtidig trængte Luft ind i Flasken; Vandets Stigning i Flasken fremkom ved, at det Rumfang Brint, som gik ud, var større end det Rumfang Luft, som i samme Tid trængte ind. Da Resultaterne imidlertid vare meget variable, naar han eksperimenterede saaledes, forsøgte han andre Metoder, og det viste sig da, at han erholdt konstante Resultater ved at benytte en Prop af brændt Ler eller Gips.

Man tager et vidt Glasrør *A* (Fig. 22) som er aabent i begge Ender; den ene Ende lukkes med en Prop af Gips, som erholdes ved at drive en Korkprop et Stykke ned i Røret og hælde lidt Gips, som er udrørt i Vand, oven paa Korkproppen; Gipsen størkner da snart, hvorpaa Korkproppen fjernes, Gipsen tørres, og Apparatet er færdigt. Stiller man nu Røret med den aabne Ende i Vand, suges Luften ud af det ved et ombøjet Glasrør, hvorved Vandet stiger op i Røret (dog ikke saa langt, at Gipsen bliver vaad), og ledes derefter Brint gennem Glasrøret ind under Gipsproppen, indtil Apparatet er fyldt med Brint, vil man efter nogle Minutters Forløb finde, at Vandet stiger derinde, og dette kan blive ved, indtil den største Del af Apparatet er fyldt med Vand. Der er da kun nogle faa Procent Brint tilbage, Resten er atmosfærisk Luft. Man ser heraf, at Brinten diffunderer hurtigere igennem Gips end Luften. En nøjere Undersøgelse af Fænomenet

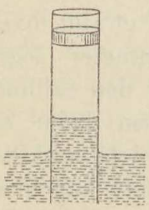


Fig. 22.

førte til det Resultat, at de Rumfang af Brint og Luft, som i samme Tid gik igennem Gipsproppen, forholdt sig omvendt som Kvadratrødderne af disse Luftarters Vægtfylde; og den samme Lov fandtes at gælde for alle Luftarter.

For nærmere at undersøge Luftarternes Diffusion gennem porøse Legemer, anvendte Graham senere et andet Apparat (Fig. 23). Det bestod af et længere Glasrør, som foroven var lukket med en tynd Grafitplade, forneden stod det i en dyb Skaal *E* med Kvægsølv. Til Rørets øverste Del var lufttæt befæstet et videre Rør *B*, der foroven var lukket med en Prop, gennem hvilken der gik to Rør *C* og *D*. For nu at se, hvor hurtigt Brint diffunderer gennem Grafit, ledes Brint ind gennem *C* og ud gennem *D*; Rummet under Grafitpladen fyldes med Brint, og hele Apparatet hæves saa meget op af Kvægsølvet, at Niveaudifferensen bliver 100 mm. Man vil da se, at Kvægsølvet synker langsomt i *A*, og Forsøget fortsættes, indtil et vist Rumfang *R* af Brint er trængt igennem Grafitten. Forsøget gentages dernæst ganske paa samme Maade med en anden Luftart, indtil den samme Mængde er strømmet igennem. Ogsaa paa denne Maade viser det sig, at Diffusionen staar i omvendt Forhold til Kvadratroden af Vægtfylden.

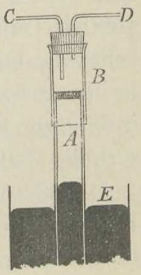


Fig. 23.

ATMOLYSE. Ved at arbejde paa denne Maade opdagede Graham, at blandede Luftarter delvis kunne adskilles ved Diffusion gennem porøse Vægge. Han ledede saaledes i et Forsøg en Blanding af Ilt og Brint hen over den porøse Plade (Fig. 23) og analyserede den Luftblanding, som trængte igennem Pladen og opsamledes over Kvægsølvet. Jo mere Luften i Rummet *A* under Proppen var fortyndet, des mere Brint fandtes der at være gaaet igennem. Han fandt nemlig følgende Resultater:

	Ilt	Brint
Blandingens oprindelige Sammensætning	49·3	50·7
diffunderet under et Trykoverskud af 100 mm. . .	47·0	53·0
— — 400 - . .	37·5	62·5
— — — 747 - . .	22·8	77·2

Barometerstanden var 759 mm. Man ser, at Blandingens Sammensætning forandres desto mere, jo større Trykforskellen bliver, og det er sandsynligt, at Forholdet mellem Ilt- og Brintmængden nærmer sig til 19.6:80.4, som det maatte være, hvis

Brinten gaar fire Gange saa hurtigt igennem som Ilten. At Forskellen ikke er saa stor ved lavere Trykdifferencer ligger da i, at Brinten diffunderer hurtigere tilbage fra *A* til *B* end Ilten.

Denne Maade at adskille blandede Luftarter fra hinanden kalder Graham Atmolyse. Den gaar desto lettere for sig, jo mere forskellige Vægtfylderne for Blandingens Bestanddele ere; have de næsten samme Vægtfylde, saaledes som det er Tilfældet med den atmosfæriske Lufts Bestanddele, vil Sammensætningen kun forandres lidt. Ved at benytte Apparatet Fig. 23 og lade atmosfærisk Luft strømme gennem *B*, medens Rummet *A* næsten var lufttomt, fandtes den Luft, som gik gennem Grafitpladen at indeholde 20 % Ilt og 80 % Kvælstof, medens Luften selv fandtes at indeholde 21 % Ilt og 79 % Kvælstof. Kvælstoffet gaar altsaa virkelig lettere gennem Grafit end Ilt.

Graham har angivet et meget bekvemt Apparat til at anstille Forsøg over Atmolysen (Fig. 24). Det bestaar af et Glasrør, lukket i Enderne med Propper. Igennem dem gaar et porøst Rør, helst Stilken af en hollandsk Kridtpibe; tillige staar Glasrøret ved et snævert Rør, som gaar igennem en af Propperne, i Forbindelse med en Fortyndingspumpe. Ledes en Luftblanding gennem den ene Ende af det porøse Rør, vil den af Bestanddelene, som har den mindste Vægtfylde, fortrinsvis diffundere til det omgivende luftfortyndede Rum; den Luft, som træder ud af det porøse Rør ved dets anden Ende, vil altsaa være rigere paa den tungeste af Bestanddelene. Paa denne Maade kunde man af atmosfærisk Luft erholde en Blanding, der indeholdt 24.5 % Ilt; en Blanding af lige Rumfang Ilt og Brint fandtes efter Atmolysen at bestaa af 95 % Ilt og 5 % Brint.

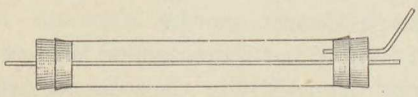


Fig. 24.

Af Undersøgelserne over Diffusion og Atmolyse uddrog Graham den Slutning, at Luftarterne maatte bestaa af Molekyler, der ere i en hurtig Bevægelse; han udtrykker sig herom paa følgende Maade:

»Porerne i den kunstige Grafit synes i Virkeligheden at være saa smaa, at en Luftart overhovedet ikke kan trænge igennem den *i Masse*. Det synes at Molekyler alene kunne trænge igennem; og de maa antages at bevæge sig uden at hindres af Gnidning, thi de mindste Porer, man kan tænke sig i Grafitten, maa være

Tunneler i Sammenligning med Luftarternes Molekyler. Den eneste bevægende Aarsag, som her kan være til Stede, maa være den indre Bevægelse af Molekylerne, som nu almindelig betragtes som en væsentlig Egenskab ved den luftformige Tilstandsform.«

»Ifølge den fysiske Hypotese, som nu antages almindelig, kan man forestille sig, at en Luftart bestaar af faste, fuldkommen elastiske, kugleformige Partikler eller Atomer, som bevæge sig i alle Retninger og have forskellige Hastigheder i forskellige Luftarter. Befinder Luftarten sig i et Kar, støde Delene idelig mod Karrets Vægge og undertiden mod hverandre, uden at der dog derved tabes Bevægelse, eftersom Partiklerne ere fuldkommen elastiske. Er Karret porøst, ville Luftdelene fare ud gennem de aabne Kanaler paa Grund af den omtalte Bevægelighed. Paa samme Tid trænger den ydre Luft ind paa samme Maade og udfylder Pladsen. Denne Atom- eller Molekylbevægelse er Aarsag til den elastiske Kraft og Evne til at gøre Modstand imod Sammentrykning, som Luftarterne besidde. Selv naar samme Luftart findes paa begge Sider af en porøs Skillevæg fortsættes Bevægelsen uden Svækkelse — Molekyler blive ved med at gaa ud af Karret og ind i det i lige Antal, skønt man intet mærker til Rumfangsforandringer eller lignende. Hvis der er to Luftarter med samme Vægtfylde og altsaa samme molekulære Hastighed, som Kvælstof og Kulilte, ville en Del Molekyler bytte Plads uden Rumfangsforandring. Ere de modsatte Luftarter af ulige Tæthed, altsaa med forskellig Bevægelighed, hører Bevægelsen naturligvis op med at være lige stor i begge Retninger.«

Da vi have antaget, at lige store Rumfang af to Luftarter ved samme Tryk og Temperatur indeholde lige mange Molekyler, maa Brintmolekylerne have en fire Gange saa stor Hastighed som Iltmolekylerne; dette vil nemlig bevirke, at Sandsynligheden for at et Brintmolekyl, som befinder sig i Rummet *B* (Fig. 23), træffer en af Aabningerne i Grafitpladen, bliver fire Gange saa stor som Sandsynligheden for, at et Iltmolekyl gør det samme, og der vil da gaa fire Gange saa mange Brint- som Iltmolekyler igennem i samme Tid, hvilket jo ogsaa stemmer med Erfaringen. Vi maa nemlig tænke os, at Molekylerne i et saadant Rum, naar de ramme Væggene, kastes tilbage og saaledes gennemkrydse Rummet. Men jo hurtigere Bevægelsen er, desto tiere vil Molekylet ramme Væggene. Man kan altsaa af Grahams Forsøg uddrage den Slutning, at Molekylernes Hastigheder forholde sig omvendt som Kvadrat-

rødderne af Vægtfylderne. Kaldes Hastighederne u_1 og u_2, Vægtfylderne φ_1 og φ_2, har man altsaa

$$\frac{u_1}{u_2} = \sqrt{\frac{\varphi_2}{\varphi_1}}.$$

Ere m_1 og m_2 de tilsvarende Molekularvægte, har man ogsaa, at

$$m_1 : m_2 = \varphi_1 : \varphi_2,$$

hvilket fører til, at

$$\tfrac{1}{2} m_1 u_1^2 = \tfrac{1}{2} m_2 u_2^2.$$

Man kan altsaa sige, at den levende Kraft, som Luftarternes Molekyler besidde, er den samme for alle Luftarter ved samme Temperatur.

LUFTARTERNES KINETISKE TEORI. *Grahams* Undersøgelser føre altsaa til at betragte en enkelt Luftart som bestaaende af Molekyler, der alle bevæge sig med samme Hastighed. Vi skulle nu se, om Luftarternes andre Hovedegenskaber kunne udledes ved at gaa ud fra disse Forudsætninger.

Mariottes og Gay-Lussacs Love. For Simpelheds Skyld ville vi antage, at den betragtede Luftart findes i et Rum, der har Form af en Kubus som AE (Fig. 25), dens Kant har Længden a, dens Volumen er V. I denne Kubus findes N Molekyler, hver med en Masse m og en Hastighed u. Disse Molekyler bevæge sig i alle mulige Retninger; de støde mod Grænsefladerne og kastes tilbage fra dem efter Lovene for det elastiske Stød. Den samlede Virkning af alle Stødene er Trykket paa Væggene. For at lette Beregningen af Trykket antages, at Bevægelserne ikke, som det i Virkeligheden er Tilfældet, gaa i alle mulige Retninger, men kun i de ved Kanterne AB, AC og AD bestemte Retninger. I Retningen AB bevæge da $\frac{1}{3} N$ Molekyler sig. Naar et Molekyl rammer Fladen BE, kastes det tilbage. Det havde Bevægelsesmængden mu i Retning AB og faar efter Stødet Bevægelsesmængden mu i Retning BA; Væggen BE har altsaa meddelt det Bevægelsesmængden $2mu$ i Retning BA. Ethvert Molekyl rammer BE et Antal $u/2a$ Gange i Sekundet og modtager altsaa i Sekundet en Bevægelsesmængde

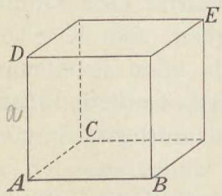


Fig. 25.

$$2mu \cdot \frac{u}{2a} = \frac{mu^2}{a}$$

i Retningen BA. Da der er $N/3$ Molekyler, hvormed det samme er Tilfældet, bliver den hele Bevægelsesmængde, som BA meddeler Luftmassen i Sekundet, lig

$$\frac{Nmu^2}{3a}.$$

Kaldes Trykket, som Fladeenheden udøver paa Luften, p, har man altsaa

$$pa^2 = \frac{Nmu^2}{3a}$$

eller da $a^3 = V$

$$pV = \tfrac{1}{3}Nmu^2. \qquad \text{(a)}$$

Da N, m og u antages konstante faas altsaa, at pV er konstant; Mariottes Lov kan altsaa udledes af denne Teori.

Anvendes (*CGS*) Systemet er, som det er vist S. 53, den atmosfæriske Lufts Vægtfylde ϱ lig

$$\varrho = 1.2759 \cdot 10^{-9} \frac{p}{1 + \alpha t}.$$

Et Rumfang V af en Luftart med Vægtfylden φ har altsaa en Vægt $V\varrho\varphi$; i nærværende Tilfælde er Luftmassens Vægt lig Nm; man faar altsaa, at

$$Nm = 1.2759 \cdot 10^{-9} \frac{\varphi p V}{1 + \alpha t}.$$

Herved faas af (a), a_t

$$u = 48500 \sqrt{\frac{1 + \alpha t}{\varphi}}.$$

Indføres den absolutte Temperatur faas, at

$$u = 48500 \sqrt{\frac{\vartheta}{273\,\varphi}}. \qquad \text{(b)}$$

Heraf ser man, at Molekylets Hastighed forholder sig omvendt som Kvadratroden af Luftartens Vægtfylde, hvilket stemmer med Grahams Iagttagelser. Endvidere forholder Hastigheden sig ligefrem som Kvadratroden af den absolutte Temperatur. Under denne Forudsætning følger Luftarterne Gay-Lussacs Lov.

Naar Temperaturen ϑ og Vægtfylden φ ere givne, kan Molekylernes Hastighed u findes. Man finder f. Eks., at denne Hastighed ved 0^0 C. er:

	u
Brint	1846 Meter
Kvælstof	492 —
Ilt	461 —

Luftarternes Varmefylde. Da vi nu kunne beregne Molekylernes Hastighed, maa den Varmemængde, som medgaar til Luftens Opvarmning, ogsaa kunne findes. Sættes for Kortheds Skyld

$$E = \tfrac{1}{2}\frac{48500^2}{273},$$

haves

$$u^2 = 2\frac{E\vartheta}{\varphi}.$$

En Luftmasse bestaaende af N Molekyler, hver med en Masse m, har ved den absolutte Temperatur ϑ en levende Kraft, som er

$$\tfrac{1}{2}Nmu^2 = \frac{E\vartheta}{\varphi}Nm; \qquad (c)$$

ved Temperaturen $\vartheta + 1$ er dens levende Kraft

$$\tfrac{1}{2}Nmu_1^2 = \frac{E(\vartheta+1)}{\varphi}Nm.$$

For at opvarme den en Grad, maa der altsaa meddeles den en Energimængde, som er

$$\frac{ENm}{\varphi}.$$

Kaldes Luftens Varmefylde c og Varmeækvivalentet $\mathcal{J}$, er den samme Energimængde ogsaa lig $\mathcal{J}cNm$; man har altsaa, at

$$c = \frac{E}{\mathcal{J}\varphi} = \frac{0.1026}{\varphi}. \qquad (d)$$

Da Luftens Rumfang ikke er forandret under Opvarmningen, skulde c være lig Varmefylden ved konstant Rumfang, som vi tidligere have kaldet c_v. Man ser, at c forholder sig omvendt som Vægtfylden φ, hvilket for saa vidt stemmer med Erfaringen, som vi have fundet, at det samme i flere Tilfælde gælder om c_v. Derimod er Talværdien for Varmefylden betydelig mindre end man skulde vente. Som vist S. 66 og 67 have vi $c_p = c_v - R/\mathcal{J}$; tillige er $R/\mathcal{J} = 0.069/\varphi$; heraf faas $c_v = 0.167/\varphi$.

Efter *Clausius* maa det komme af, at Luftarternes Energi er

større end vi have antaget. Foruden at være i en fremskridende Bevægelse, kunne Molekylerne ogsaa rotere om deres Tyngdepunkter; den Energi, som hidrører fra Rotationen, vil sandsynligvis være størst hos de Molekyler, der indeholde mange Atomer. Derimod er det tænkeligt, at den kan være ubetydelig, maaske lig Nul, for de enatomige Luftarter, Kvægsølv f. Eks. For dette Stof faas, idet $\varphi = 7.0$, at Varmefylden c er 0.0147.

For de Luftarter, der indeholde to Atomer i Molekylet, er Varmefylden ved konstant Rumfang, c_v, som sagt, tilnærmelsesvis lig $0.167/\varphi$, medens vi her for c have fundet Værdien $0.1026/\varphi$. Man ser heraf, at $c/c_v = 0.61$ eller omtrent $^2/_3$. For disse Luftarter maa altsaa henved de to Trediedele af Energien hidrøre fra Molekylernes fremskridende Bevægelse, Resten fra Rotationer eller maaske fra Svingninger i Molekylet.

Vi kunne nu ogsaa af den kinetiske Luftteori beregne Varmefylden C ved konstant Tryk. Antages, at Luften opvarmes $d\vartheta$ Grader, og at Rumfanget samtidig faar en Tilvækst dV, der bevirker, at Trykket forbliver uforandret, vil dertil medgaa en Varmemængde $CNmd\vartheta$. Den anvendes for det første til at forøge Molekylernes Hastighed; Varmemængden, som udfordres dertil, er $cNmd\vartheta$. For det andet udføres der et Arbejde, som bestemmes saaledes: Naar enhver af Kanterne a (Fig. 25) faar en Tilvækst da, vil det af Lufttrykket udførte Arbejde være $3pa^2da = pdV$, da $a^3 = V$. Til at udføre dette Arbejde medgaar Varmemængden $pdV/\mathcal{J}$. Man har altsaa, at

$$CNmd\vartheta = cNmd\vartheta + \frac{pdV}{\mathcal{J}}.$$

Naar V faar Tilvæksten dV, medens p ikke forandres, har man ifølge (a), at

$$pdV = \tfrac{1}{3}Nmdu^2.$$

Benyttes (c) faas

$$pdV = \tfrac{2}{3}\frac{ENm}{\varphi}d\vartheta;$$

endelig giver (d), at

$$\frac{pdV}{\mathcal{J}} = \tfrac{2}{3}cNmd\vartheta.$$

Resultatet bliver altsaa, at

$$C = \tfrac{5}{3}c = 1.67c. \qquad \text{(e)}$$

Forholdet C/c, som svarer til den Størrelse, vi tidligere have kaldet k, skulde altsaa efter den kinetiske Luftteori være lig 1.67, medens Iagttagelserne vise, at det er forskellig for de forskellige Luftarter, for Kvægsølvdamp er k fundet lig 1.67, for de Luftarter, der indeholde to Atomer, er k i Almindelighed lig 1.4, og endnu mindre for de Luftarter, der indeholde flere Atomer i Molekylet. For Kvægsølvdampens Vedkommende stemmer Teori og Erfaring altsaa overens, og der kan næppe være nogen Tvivl om, at dette hidrører fra, at denne Damp kun indeholder et Atom i Molekylet.

Luftarternes Diffusion. I det foregaaende have vi antaget, at Molekylerne kun bevæge sig i tre paa hverandre vinkelrette Retninger, medens de i Virkeligheden bevæge sig i alle mulige Retninger. Gaar man ved Beregningen ud derfra, kommer man dog med Hensyn til Trykket og Varmefylden til de samme Resultater. Der er imidlertid andre Egenskaber ved Luftarterne, som ikke synes at stemme med Teorien, selv i denne fuldkomnere Form. Tænker man sig, at der i et lukket Rum oprindelig findes to Luftarter, A og B, af hvilke den ene, A, som vi antage har den mindste Vægtfylde, befinder sig i den øverste Del af Rummet, ville de efterhaanden blande sig med hinanden, og Erfaringen viser, at de efter nogle Timers Forløb ville have udbredt sig ligeligt over det hele Rum. Denne Bevægelse, Diffusionen, behøver altsaa en temmelig lang Tid. Men efter den kinetiske Luftteori skulde den foregaa i en Brøkdel af et Sekund, thi Molekylernes Hastighed er, som det er vist S. 83, flere Hundrede Metre. For at undgaa denne Vanskelighed antog *Clausius*, at Molekylerne støde sammen under deres Bevægelse; et Molekyl vil derfor kun bevæge sig en kort Vejlængde inden det, ved at støde mod et andet Molekyl, kommer til at bevæge sig i en ny Retning. Derved bevirkes aabenbart, at det tager Tid for den ene Luftart at trænge ind i den anden, og Diffusionen bliver derved desto langsommere, jo nærmere Molekylerne ligge hinanden, eller, hvad der er det samme, jo større Trykket er.

Et enkelt Molekyl a vil i et Sekund støde et vist Antal Gange, v, imod andre Molekyler; kaldes Molekylets Hastighed u, bliver $u/v = l$ Middelvejlængden, som a gennemløber imellem to Sammenstød. For at se, hvoraf l afhænger, kan man anstille følgende Betragtning. Er a en Kugle med Radius r, og bevæger a sig i et Rum, der indeholder en Mængde Molekyler, b, med

Radius r', vil der finde et Sammenstød Sted, naar Afstanden mellem Kuglen a og en af Kuglerne b er mindre end $r + r'$. Man ser heraf, at a i et Sekund vil støde sammen med alle de Kugler b, hvis Centre findes i det cylindriske Rum $\pi (r + r')^2 u$; er der nu i Rumfangsenheden n' Kugler af denne Slags, bliver Antallet af Stød

$$\nu = \pi (r + r')^2 u n',$$

og altsaa

$$l = \frac{u}{\nu} = \frac{1}{\pi (r + r')^2 n'}.$$

Har et Molekyl b en Masse m', saa er $m' n' = \varrho'$ Vægtfylden af Systemet b, og man har, at

$$l = \frac{m'}{\pi (r + r')^2 \varrho'};$$

hvoraf følger, at Produktet $l\varrho'$ er konstant. Middelvejlængden forholder sig altsaa omvendt som Vægtfylden. Det maa bemærkes, at vi her have antaget, at alle Molekylerne b vare i Hvile; bevæge de sig med Hastigheden u i alle mulige Retninger, vil, som Clausius har beregnet, Middelvejlængden kun blive $^3/_4$ af den ovenfor angivne Værdi.

Vi have hidtil antaget, at en Luftarts Molekyler ved samme Temperatur alle have samme Hastighed; en nærmere Betragtning viser dog, at dette ikke altid kan være Tilfældet. Findes der saaledes baade Ilt og Brint i samme Rum, og er Temperaturen 0^0 C., ville Iltmolekylerne bevæge sig med en Hastighed af 461 Meter i Sekundet, medens Brintmolekylerne ville have en Hastighed af 1846 Meter. Støde nu et Ilt- og et Brintatom sammen, ville de efter Stødet have andre Hastigheder end før Stødet. Man nødes derfor til at antage, at der ogsaa i en enkelt Luftart ved samme Temperatur kan findes Molekyler, der have forskellige Hastigheder. Denne Sag er navnlig undersøgt af *Maxwell*, som antager, at der i enhver Luftart findes Molekyler med alle mulige Hastigheder; Forskellen mellem de enkelte Luftarters indre Bevægelse giver sig derfor kun til Kende ved, at de ved samme Temperatur have forskellige Middelhastigheder.

FEMTE AFSNIT.

Om Vædskerne.

DRAABEFLYDENDE LEGEMER. Ved Afkøling og Sammentrykning kunne alle luftformige Legemer gøres draabeflydende, altsaa blive Vædsker; ved Afkøling kunne Vædskerne blive faste. Den draabeflydende Tilstandsform kan derfor siges at staa paa Overgangen mellem de to andre Tilstandsformer. Dog er der langt større Lighed mellem Vædskerne og Luftarterne end mellem Vædskerne og de faste Legemer. Baade Luftarterne og Vædskerne ere flydende Legemer, det vil sige, de sætte ingen betydelig Modstand mod Formforandringer. Forskellen mellem dem viser sig navnlig i, at Luftarternes Rumfang forandres meget, naar Tryk og Temperatur forandres, Vædskernes Rumfang forandres derimod meget lidt derved. Det ydre Kendetegn paa en Vædske have vi i dens frie Overflade. Er Overfladen ikke meget lille, kan den betragtes som et vandret Plan. Forstyrres Ligevægten, viser dette sig ved, at Overfladen bliver krum; efter nogen Tids Forløb vil den dog igen blive plan, efter at der er udført en Række Svingninger. Hvor længe dette varer, kommer an paa den indre Gnidning mellem Vædskedelene og mellem Karret og Vædsken. Er denne Gnidning kun ringe, fortsættes Bevægelsen længe. Er Gnidningen derimod meget stor, som i Sirop og Tjære, finder der ingen Svingning Sted, men Overfladen udjævnes efterhaanden. Den indre Gnidning i Vædsker er af en ganske anden Beskaffenhed end Gnidningen mellem faste Legemer; den sidstnævnte Gnidning afhænger af Trykket og af de gnidende Legemers Beskaffenhed; den er derimod uafhængig af Bevægelsens Hastighed. Hos Vædskerne er Trykket uvæsentligt, medens Hastigheden har en stor Indflydelse. Gnidningen i Vædsker forholder sig ligefrem som Hastighedsforskellen hos de gnidende Dele; den bliver derfor mindre, naar Hastigheden aftager, og kan derfor aldrig helt standse

Bevægelsen, saa længe der findes Kræfter, der ville forandre Vædskemassens Form. Denne Egenskab ved Gnidningen er maaske det, der tydeligst adskiller Vædskerne og de faste Legemer; derfor maa et Legeme som Beg regnes mellem Vædskerne; lægges en Klump Beg i et Glas, og lader man det staa hen ved en Temperatur af omtrent 20° C., ser man, at det efter nogle Dages Forløb synker sammen og faar en vandret, spejlende Overflade.

Paa Grund af denne Egenhed ved Gnidningen kan en Vædske ikke antages at bestaa af smaa faste Legemer. Hvor vidt man end driver Fordelingen af et fast Legeme, vil Gnidningen mellem Delene dog hindre dem i at flyde ud og danne en vandret Overflade. Vil man alligevel fastholde den Anskuelse, at Vædskerne ere dannede af faste Dele, Molekyler eller Grupper af saadanne, maa man enten antage, at Gnidningen mellem dem er af en anden Art end Gnidningen mellem faste Legemer, eller ogsaa, at de ikke berøre hinanden, i hvert Fald da kun sjældent. Da der i det foregaaende er paavist mange Forhold hos Luftarterne, der tyde paa, at disse bestaa af adskilte Dele, Molekyler, der ere i en hurtig Bevægelse, maa det anses for sandsynligt, at Vædskerne, som jo kunne fremkomme ved Sammentrykning og Afkøling af Luftarterne, ligeledes bestaa af saadanne Smaadele; Forskellen mellem Vædsker og Luftarter maa da væsentlig betinges af, at Molekylerne ere hinanden nærmere i den flydende end i den luftformige Tilstandsform.

VÆDSKERNES SAMMENTRYKKELIGHED. At Trykket har en meget ringe Indflydelse paa en Vædskes Rumfang viser sig ved mange Lejligheder, og Vædskernes Sammentrykkelighed er i Virkeligheden ogsaa saa lille, at det allerede er svært nok at paavise den og derfor vanskeligt at maale den. At Vædskernes Rumfang kan forandres ved Tryk er først paavist af *Canton*. Han benyttede dertil et Termometerrør med Kugle, som fyldtes med Vand og anbragtes under en Luftpumpes Klokke. Naar Luften pumpedes ud af Klokken, steg Vandet i Røret, og deraf sluttede Canton, at Vandet udvider sig, naar Trykket formindskes. Hans Forsøg ere udførte med megen Omhu; han fandt, at en Atmosfæres Trykforøgelse formindskede Vandets Rumfang med 0.000046 Dele af Rumfanget; for Kvægsølv fandt han for den samme Størrelse Værdien 0.000003.

H. C. Ørsted har konstrueret et særegent Apparat, Piezometret,

ved hvis Hjælp man kan komme til at undersøge Vædskernes Rumfangsformindskelse under meget store Tryk. Det bestaar af en stærk Glascylinder *AA*, som foroven bærer en Messingindfatning *BB* med Røret *C*, inden i hvilket et Stempel *D* kan bevæge sig. Foroven er Røret lukket med en tyk Messingplade *E*, der tillige er Møttrik for Skruen *F*, som er forbunden med Stemplet *D*. *G* er et Rør, der foroven bærer en lille Tragt; Røret kan lukkes ved en Hane. Fyldes det hele med Vand, og driver man Stemplet ned, vil Vandet blive underkastet et stort Tryk; hvor vidt man kan gaa vil afhænge af Glassets Styrke. Til at maale Trykket anvendes Manometret *H*, som bestaar af et Glasrør, der er lukket foroven og fyldt med tør Luft; Rørets nederste Ende staar i en lille Skaal med Kvægsølv. Naar Trykket forøges, stiger Kvægsølvet op i Røret; af Luftens Rumfang og Kvægsølvets Højde i Røret kan Trykket beregnes ved at anvende Mariottes Lov. Den Vædske, som skal undersøges, indesluttes i Glasbeholderen *I*, som ender i det snævre Rør *K*; over dets Munding hænger en Glashætte *L*, som er fyldt med Luft. Selvfølgelig maa Rumfanget saavel af Beholderen *I* som af Røret *K* være nøjagtigt udmaalt. Med dette Apparat fandt Ørsted, at en Atmosfæres Tryk formindskede Vandets Rumfang med 0.000046 og Kvægsølvets Rumfang med 0.0000027.

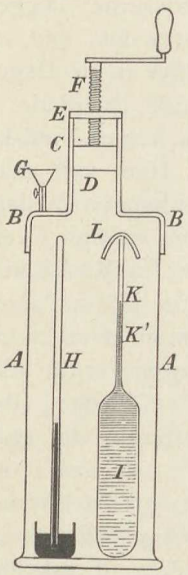


Fig. 26.

Da Glasset er underkastet det samme Tryk fra alle Sider, antog Ørsted, at dets Sammentrykning ingen Indflydelse havde paa Forsøgets Udfald; dette er dog, som *Colladon* og *Sturm* have bemærket, ikke rigtigt.

Vi antage, at Vædsken oprindelig stod ved *K*, og at dens Rumfang var v; idet der nu udøves et Tryk af p Atmosfærer paa den, synker Vædsken til *K'*, svarende til Rumfanget v'; den tilsyneladende Formindskelse i Rumfang er da

$$k' = \frac{v - v'}{vp},$$

svarende til en Atmosfæres Tryk og en Rumfangsenhed; k' er da

den af Ørsted bestemte Størrelse. Men det til K' svarende Rumfang af Beholderen er i Virkeligheden bleven formindsket ved Sammentrykningen. Dets virkelige Rumfang v'' faas af Ligningen

$$v' - v'' = Cpv',$$

hvor Størrelsen C afhænger af Beskaffenheden af det Stof, hvoraf Beholderen er dannet. Vædskens sande Sammentrykkelighed bestemmes nu af Ligningen

$$k = \frac{v - v''}{vp},$$

og man har, at

$$k = \frac{v - v'}{vp} + \frac{v' - v''}{vp} = k' + C\frac{v'}{v},$$

eller, da v og v' ere meget lidt forskellige,

$$k = k' + C.$$

Da C for Glas omtrent er 0.000002, vil den virkelige Sammentrykkelighed k dog ikke afvige meget fra den tilsyneladende Sammentrykkelighed k'. Hvorledes C bestemmes vil blive vist i det følgende. Nogle Resultater af Undersøgelserne over Vædskernes Sammentrykkelighed ere angivne i efterfølgende Tabel.

	^{0} C.	$k \cdot 10^6$	^{0} C.	$k \cdot 10^6$	
Kvægsølv	0	3.9	»	»	Amagat.
Vand	0	51	18	46.5	Röntgen og Schneider.
Æter	13.7	166	99	523	Amagat.
Vinaand	14	101	99.4	202	»
Svovlkulstof	15.6	87	100	174	»
Glycerin	0	25	19	25	Quincke.
Benzol	16	90	99	187	Amagat.

Sammentrykkeligheden forandrer sig noget med Trykket. Saaledes fandt *Cailletet* for Svovkulstof $k = 0.000087$ ved Tryk under 10 Atmosfærer, men $k = 0.000100$ ved 600 Atmosfærers Tryk. For Vinaand var $k = 0.000101$ ved lave Tryk, men $k = 0.000075$ ved 680 Atmosfærers Tryk.

Endnu skal nævnes, at *Andrews* finder Sammentrykkeligheden for flydende Kulsyre ved 13.1^0 C. meget foranderlig med Trykket; hans Resultater ere:

Tryk i Atmosfærer . . .	50	60	70	80	90
$k\,10^5$	590	174	96	66	44

UDVIDELSE VED VARME. Vædskernes Rumfang afhænger af deres Temperatur og stiger i Reglen med denne; kaldes en Vædskes Rumfang ved en given Temperatur, f. Eks. ved 0^0 C., v_0 og ved t^0 C. v, kan man sætte

$$v = v_0(1 + f(t)),$$

hvor $f(t)$ er en ubekendt Funktion af Temperaturen. Idet $f(t) = \beta t$, hvor β er en Funktion af Temperaturen, haves

$$v = v_0(1 + \beta t),\ \beta = \frac{v - v_0}{v_0 t},$$

Udvidelseskoefficienten β betegner altsaa Middelværdien af Rumfangsenhedens Udvidelse ved 1^0 Opvarmning imellem 0^0 og t^0 C.

Har man Vædsken i en Beholder med et snævert Rør, vil en Opvarmning bevirke, at Vædsken stiger kendeligt i Røret; den saaledes fremkomne Stigning bestemmes dels ved Vædskens, dels ved Beholderens Udvidelse; den første vil bringe Vædsken til at stige, den anden derimod vil faa den til at falde i Røret; den iagttagne, eller tilsyneladende, Udvidelse er altsaa mindre end den virkelige Udvidelse. Da Maalingen af Glassets Udvidelse ved Opvarmning er forbundet med store Vanskeligheder, har man søgt at gøre Bestemmelsen af Vædskernes Udvidelseskoefficent uafhængig af Glassets Udvidelse. Dette opnaas ved en af *Dulong* og *Petit* anvendt Fremgangsmaade, som her skal beskrives i en af *Regnault* angiven Form.

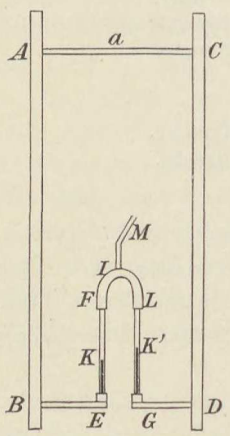


Fig. 27.

Kvægsølvets Udvidelse. *AB* og *CD* ere to lodret stillede Jærnrør, der ere forbundne ved Røret *AC*, som er meget snævert og stillet ganske vandret. Det sidstnævnte Rør har en Aabning ved *a*. *BE* og *GD* ere to andre snævre og vandrette Rør, til hvilke de lodrette Glasrør *EF* og *GL* ere befæstede; disse ere forbundne med hinanden ved Røret *I*, som ved et andet Rør *M* kan sættes i Forbindelse med en

Fortætningspumpe. Rørene AB og CD ere aabne foroven; man fylder dem med Kvægsølv, indtil Kvægsølvet strømmer ud gennem Aabningen a i Røret AC, det staar da lige højt i Rørene EF og GL. AB omgives med et videre Rør, som er lukket forneden og fyldt med Olie, der opvarmes ved en Slags Ovn; Oliens Temperatur T maales med Lufttermometret. CD er ogsaa omgivet med et Rør, hvorigennem der strømmer koldt Vand af Temperaturen t; Glasrørene EF og GL antages at have Luftens Temperatur t_0. De vandrette Rør ere udvendig nøjagtigt afdrejede, saaledes at deres Overflader ere cirkulære Cylindre, de ere tillige udborede saaledes, at Hullet er nøjagtigt midt i Røret. Man maaler nu med Katetometret de lodrette Afstande $AB = H$, $CD = h$, $EK = p$ og $GK' = q$.

Kaldes Kvægsølvets Vægtfylde ved 0^0 C. ϱ_0, og er β Kvægsølvets Udvidelseskoefficient mellem 0^0 og t^0, vil dets Vægtfylde ved t^0 være $\varrho = \varrho_0/(1+\beta t)$. Kaldes Luftens Tryk P, Trykket i Røret K derimod Q, vil man have, at

$$Q = P + \frac{H\varrho_0}{1+\beta T} - \frac{p\varrho_0}{1+\beta t_0} = P + \frac{h\varrho_0}{1+\beta t} - \frac{q\varrho_0}{1+\beta t_0};$$

altsaa er

$$\frac{H}{1+\beta T} - \frac{p}{1+\beta t_0} = \frac{h}{1+\beta t} - \frac{q}{1+\beta t_0}.$$

Dilatometermetoden. Naar man nu gaar ud fra, at Kvægsølvets Udvidelse er bekendt, vil man let kunne finde de andre Vædskers Udvidelse. Man kan dertil bruge et Dilatometer, en Glasbeholder med et snævert, kalibreret Rør. Røret er forsynet med en Inddeling; ved først at fylde Beholderen med Kvægsølv og veje det, og derefter at gøre det samme med en Del af Røret, kan man finde det Rumfang, som en Vædske har, der fylder Apparatet til en given Inddeling af Røret. Derefter bestemmes Glassets Udvidelse ved Varme. Man fylder da Apparatet med Kvægsølv, sætter det i en Blanding af Is og Vand og maaler Rumfanget, lad det være v_0. Derefter opvarmes det til en Temperatur T; Kvægsølvet stiger da i Røret fra B til C og har nu Rumfanget v_1, hvor $v_1 = v_0(1+\beta t)$. Kaldes Rumfanget AC ved 0^0 C. v, saa er det ved t lig v'; er Glassets Udvidelseskoefficient γ, har man da

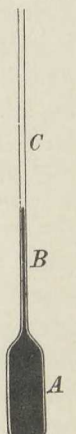


Fig. 28.

$$v' = v(1 + \gamma t);$$

γ betegner da Udvidelsen af en Rumfangsenhed af Glasset ved en Grads Opvarmning. Da nu $v' = v_1$ bliver

$$v_0(1 + \beta t) = v(1 + \gamma t).$$

Tilsyneladende har Kvægsølvet kun udvidet sig fra Rumfanget v_0 til Rumfanget v; sættes altsaa

$$\frac{v - v_0}{v_0 t} = \beta', v = v_0(1 + \beta' t),$$

hvor β' kaldes Kvægsølvets tilsyneladende Udvidelse, faas at

$$1 + \beta t = (1 + \beta' t)(1 + \gamma t), \qquad \text{(a)}$$

som, naar β' og γ ere smaa Størrelser, giver

$$\beta = \beta' + \gamma.$$

Man ser heraf, at Udvidelseskoefficienten for Kvægsølvet er lig Summen af dets tilsyneladende Udvidelseskoefficient og af Glassets Udvidelseskoefficient. Herved er man nu, da β er bekendt og β' kan beregnes af Forsøgene, i Stand til at finde Glassets Udvidelseskoefficient. Det maa bemærkes, at man her kun har med Forholdet mellem de udmaalte Rumfang at gøre; det er derfor ligegyldigt, ved hvilken Temperatur Udmaalingen er foretagen. Er nu saaledes Glassets Udvidelse bekendt, kan man fylde Apparatet med den Vædske, hvis Udvidelse skal undersøges, og finder da ved Formlen (a) dens Udvidelseskoefficient.

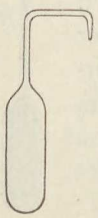


Fig. 29.

Vejningsmetoden. Man kan ogsaa benytte Vejningen til Undersøgelse af Vædskernes Udvidelse. Man fylder Glasapparatet (Fig. 30) med en Vædske ved 0° C. og bestemmer Vædskemassens Vægt P_0; kaldes dens Vægtfylde ved 0° C. ϱ_0, og dens Rumfang V_0, har man da, at $P_0 = \varrho_0 V_0$. Derpaa opvarmes det hele til $t°$; er nu β og γ henholdsvis Vædskens og Beholderens Udvidelseskoefficient, vil Vædskens Vægtfylde blive $\varrho_0/(1 + \beta t)$ og Beholderens tidligere Rumfang V_0 bliver forøget $V_0(1 + \gamma t)$; den vil da kun rumme en Vædskemasse, hvis Vægt P bliver

$$P = V_0(1+\gamma t)\cdot\frac{\varrho_0}{1+\beta t} = \frac{P_0(1+\gamma t)}{1+\beta t}.$$

Man kan altsaa af to Vejninger finde en Vædskes Udvidelseskoefficient β, naar Glassets Koefficient γ er bekendt; den bestemmes, lige som ovenfor, ved et foreløbigt Forsøg med Kvægsølv.

Resultater. Man finder som Regel, at Udvidelseskoefficienten β vokser med Temperaturen; man skriver den da under Formen

$$\beta = a + bt + ct^2.$$

For Kvægsølv har *Broch* beregnet β af *Regnaults* Maalinger; han fandt

$$\beta = 10^{-9}(181792 + 0.175\,t + 0.035166\,t^2).$$

Med Hensyn til de andre Vædsker henvises til Landolts og Børnsteins Tabelværk.

Særlig Interesse har Vandets Forhold. Gaar man ud fra 0^0 C. og opvarmer Vandet, trækker det sig sammen indtil 4^0 C.; derefter udvider det sig igen, faar lidt over 8^0 C. samme Rumfang som ved 0^0 C. og udvider sig derefter stærkere og stærkere. Som Følge heraf har Vandet sin største Vægtfylde ved 4^0 C. Dette mærkelige Forhold er allerede bemærket i det sekstende Aarhundrede af Medlemmerne af det florentinske Academia del Cimento. De opvarmede Vand i et Apparat af den Form, som Fig. 28 viser, og saa da, at Vandet ved Opvarmning fra Frysepunktet af først sank i Røret; de tilskrev dog dette Glassets større Udvidelse, og denne Anskuelse blev længe fastholdt. 1792 fandt *Blayden* og *Gilpin*, at Vandets Rumfang var mindst ved 4^0 C., og dette Resultat er blevet bekræftet af alle senere Undersøgelser. For at bestemme Rumfanget af et Kilogram Vand ved forskellige Temperaturer bestemte *Lefebre Gineau* 1795 en Messingcylinders Vægttab i Vand og fandt, ved at tage Hensyn til Metallets Udvidelse ved Varme, at Vandet havde sin største Tæthed ved 4.4^0 C. Den samme Metode anvendte *Hällström*; han bestemte en Glaskugles Vægttab i Vand; dens egen Udvidelseskoefficient bestemte han ved at maale Længdeudvidelsen af en Glasstang af samme Slags Glas. Hans Forsøg førte til, at Vandets Rumfang ved t^0 var

$$v = v_0(1 - 10^{-10}\cdot t(52939 - 65322\,t + 144.5\,t^2)).$$

Man faar heraf, at v har sin mindste Værdi ved 4.1^0 C. Senere Undersøgelser af Pierre, Kopp, Rosetti og andre, der ere anstillede efter Dilatometermetoden, give det samme Resultat. Man har forgæves forsøgt at fremstille Vandets Rumfang mellem 0^0 og 100^0 C. ved en enkelt Formel; man nøjes derfor med at angive Rumfanget, som svarer til de enkelte Temperaturer.

I de senere Aar er der paa den fysisk-tekniske Rigsanstalt i Charlottenburg ved Berlin af *Thiesen*, *Scheel* og *Diesselhorst* udført et stort Arbejde over Vandets Udvidelse. De benyttede et Apparat, der i det væsentlige var indrettet som Fig. 27. Nogle af deres Resultater ere angivne i følgende Tabel.

Vandets Udvidelse ved Opvarmning:

0^0	1.0001324	22^0	1.0022083
2	1.0000320	24	1.0026847
4	1.0000000	26	1.0032006
6	1.0000320	28	1.0037546
8	1.0001241	30	1.0043456
10	1.0002730	32	1.0049724
12	1.0004756	34	1.0056341
14	1.0007292	36	1.0063297
16	1.0010314	38	1.0070584
18	1.0013799	40	1.0078194
20	1.0017728	42	1.0086121

De angive følgende Udtryk for Vandets Vægtfylde:

$$1 - \frac{(t - 3.98)^2}{503570} \cdot \frac{t + 283}{t + 67.26},$$

som indtil 40^0 C. stemmer udmærket godt med Iagttagelserne.

Vandets Udvidelse ved højere Temperatur kendes ikke saa godt. Efter *Matthiessen* og *Rosetti* har man følgende Værdier for Rumfanget, naar det ved 4^0 C. sættes lig 1:

Vandets Udvidelse ved Opvarmning:

50^0	1.01201	80^0	1.02890
60	1.01697	90	1.03574
70	1.02260	100	1.04315

Kopp har bestemt Udvidelsen for Vinaand af Vægtfylde 0.8095 ved 0^0 C.; hans Resultater ere:

Vinaands Udvidelse ved Opvarmning:

0° C. ... 1.00000	30 ... 1.03242	60 ... 1.06910
10 - ... 1.01052	40 ... 1.04404	70 ... 1.08278
20 - ... 1.02128	50 ... 1.05623	80 ... 1.09735

VÆDSKERS VÆGTFYLDE. Til nøjagtig Bestemmelse af en Vædskes Vægtfylde anvendes det saakaldte Pyknometer (Fig. 30). Det bestaar af en Flaske med en tilsleben Prop, igennem hvilken et Termometerrør gaar; Termometrets Beholder er anbragt omtrent midt i Flasken. Ved Siden af Proppen er der et snævert Rør med et Mærke; Røret kan lukkes med en Prop eller Hætte. Man fylder Flasken med Vædsken, som skal undersøges, sætter Proppen i, borttager den Vædske, som staar over Mærket i Siderøret, lukker dette Rør med Proppen, tørrer Glasset godt af og vejer det hele. Korrigeres for Opdriften fra Luften og trækkes Flaskens bekendte Vægt fra, har man Vædskemassens Vægt P. Kaldes Vædskens Vægtfylde i Forhold til Vand ved 4° C. x, er Flaskens Rumfang ved 0° C. lig V, og er γ dens Rumfangsudvidelseskoefficient, haves, at

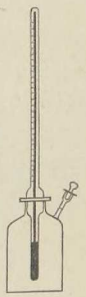


Fig. 30.

$$P = Vx\,(1 + \gamma t),$$

idet t er Forsøgstemperaturen. Foretager man derefter de samme Operationer med Vand, og finder man, at Vandets Vægt er Q, Temperaturen t', og er ϱ Vandets Vægtfylde, haves

$$Q = V\varrho\,(1 + \gamma t').$$

Man har da, at

$$\frac{P}{Q} = \frac{x}{\varrho}\,\frac{1 + \gamma t}{1 + \gamma t'},$$

hvor alle Størrelser ere bekendte paa x nær.

Sørger man for, at Temperaturen er den samme ved begge Forsøgene, behøver man ikke at kende Glassets Udvidelseskoefficient; men selv om der er en lille Forskel mellem t og t', vil en ringe Fejl i Bestemmelsen af γ kun indvirke meget lidt paa den beregnede Værdi for Vægtfylden. γ kan iøvrigt let findes ved at fylde Pyknometret med Kvægsølv ved to forskellige Temperaturer. Ere de fundne Vægte af Kvægsølv P og P', de tilsvarende Vægtfylder og Temperaturer x og x', t og t', faar man

$$\frac{P}{P'} = \frac{x}{x'}\,\frac{1 + \gamma t}{1 + \gamma t'};$$

da nu Kvægsølvets Udvidelse ved Varme er bekendt, er dermed ogsaa Forholdet x/x' givet, og γ kan saaledes beregnes; dens Variation med Temperaturen er uden Betydning.

Iøvrigt har man givet Pyknometret mange andre Former; særlig hensigtsmæssigt er det af Landolt angivne Pyknometer, der er afbildet i Fig. 31. I Flasken A er et Termometer B indsmeltet; desuden er der to Siderør, et snævrere C og et videre D. For at fylde det med Vædske sættes Røret E med den ene Ende paa D; den anden Ende af E dyppes ned i Vædsken. Ved at suge gennem C, kan man da faa Pyknometret fyldt med Vædsken. Derefter tages E bort, Rørene C og D lukkes, og man gaar iøvrigt frem som ovenfor angivet.

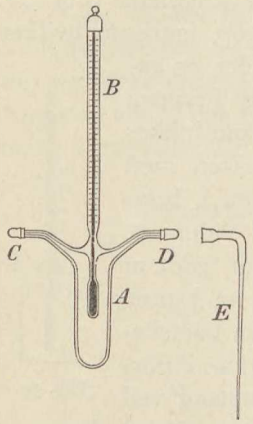


Fig. 31.

Man har bestemt Vægtfylden for et overordentligt stort Antal Vædsker; dog kan man endnu ikke med Sikkerhed paavise Sammenhængen mellem deres Vægtfylde og andre Egenskaber, om der end viser sig en Del Regelmæssigheder, naar man sammenligner Vægtfylderne af beslægtede Stoffer. Som Eksempel herpaa anføres i efterfølgende Tabel Vægtfylderne for Alkoholerne:

		M	ϱ_0	$V = \frac{M}{\varrho_0}$	$V' = \frac{M}{\varrho'}$	K
Methylalkohol	CH_4O . . .	32	0.816	39.2	42.6	66°
Æthylalkohol	C_2H_6O . . .	46	0.806	57.1	62.2	78
Propylalkohol	C_3H_8O . . .	60	0.821	73.1	81.1	97
Isopropylalkohol	C_3H_8O . . .	60	0.805	74.5	82.5	83
Butylalkohol	$C_4H_{10}O$ . . .	74	0.825	89.7	101.9	117
Isobutylalkohol	$C_4H_{10}O$ . . .	74	0.817	90.6	101.6	107
Amylalkohol	$C_5H_{12}O$ . . .	88	0.830	106.0	123.4	138
Isoamylalkohol	$C_5H_{12}O$ . . .	88	0.825	106.7	122.7	131

Her betegner M Molekularvægten og ϱ_0 Vægtfylden af Vædsken ved 0° C. i Forhold til Vand ved 0°. Man ser, at Vægtfylden varierer meget lidt, samt at Alkoholer med samme Sammensætning ikke have samme Vægtfylde. Under V er anført Forholdet

mellem Molekularvægten og Vægtfylden ϱ_0; denne Størrelse kalder man Vædskens Molekularvolumen eller Rumfylde. Rumfylden vokser, naar man gaar ned i Rækken, men Differenserne ere ikke lige store. Man sammenligner undertiden Rumfylderne ved Kogepunktet K; disse Rumfylder ere anførte under V; de synes at vokse lidt mere regelmæssigt.

VARMEFYLDE. Vædskernes Varmefylde bestemmes i Reglen ved at benytte Blandingsmetoden. Man fylder Vædsken i en lille Flaske af tyndt Glas, som enten lukkes med en Prop eller tilsmeltes. Fremgangsmaaden er iøvrigt den almindelige; der maa naturligvis tages Hensyn til den Varmemængde, som Glasset indeholder, den beregnes af Glassets Vægt, Varmefylde og Temperatur. Undertiden benytter man dog ogsaa andre Metoder, især er Bunsens Iskalorimeter kommen stærkt i Brug; det vil blive beskrevet senere.

Vandets Varmefylde. Særlig Omhu er der anvendt paa Bestemmelsen af Vandets Varmefylde ved forskellige Temperaturer. Først har *Regnault* givet et Udtryk for denne Størrelse c, han fandt

$$c = 1 + 0.00004\, t + 0.0000009\, t^2;$$

Varmefylden vokser herefter langsomt, naar Temperaturen stiger. Senere Forsøg af Pfaundler og Platter gave derimod det Resultat, at Varmefylden vokser stærkt i Nærheden af Frysepunktet, og allerede imellem 6 og 7^0 C. bliver lig 1.2. Urigtigheden heraf fremgaar dog baade af Uoverensstemmelsen med Regnaults Forsøg og af senere Arbejder af Hirn, Jamin og Amaury, der vel fandt en betydelig stærkere Stigen af Varmefylden med Temperaturen end Regnault, men dog intet, der nærmede sig til Pfaundlers og Platters Bestemmelser. De sidst nævnte Fysikere have ogsaa senere fundet, at de havde bestemt Forsøgstemperaturerne urigtigt, idet de snart havde maalt Temperaturerne, naar de vare i Stigning, snart naar de vare i Falden, og derved ikke havde taget Hensyn til, at Glassets termiske Eftervirkning, bevirker, at Termometerbeholderens Rumfang ved samme Temperatur er større, naar Termometret gaar fra en højere Temperatur til en lavere, end i det modsatte Tilfælde. Endvidere er der gjort Forsøg over Vandets Varmefylde af Münchhausen, Henrichsen, Rowland og Velten; alle finde de Varmefylden foranderlig

og i det hele stigende med Temperaturen. Rowland mener, at Varmefylden aftager fra 0° til 30 Grader, men stiger langsomt fra 30° til 100°. Efterfølgende Tabel viser tydeligt, hvor stor en Uoverensstemmelse der er imellem Angivelserne.

Vandets Varmefylde:

0°	10°	20°	100°	
1.0000	1.0005	1.0012	1.0130	Regnault
1.0000	1.0111	1.0225	1.1220	Jamin og Amaury
1.0000	1.0035	1.0079	1.0723	Henrichsen
1.0000	—	0.9794	1.0154	Velten

Kvægsølvets Varmefylde. Regnault har maalt Kvægsølvets Varmefylde c ved Blandingsmetoden og fandt den lig 0.03332 imellem 0° og 100° C. Dulong og Petit anvendte samme Metode og fandt Varmefyldens Middelværdi mellem 0° og 100° lig 0.0330 og mellem 0° og 300° lig 0.0350, altsaa blev c større med stigende Temperatur. Senere have Winkelmann, Pettersson, Naccari og Milthaler undersøgt Kvægsølvets Varmefylde. Petterson kommer til det Resultat, at den søgte Størrelse vokser ganske lidt med Temperaturen, de andre finde derimod, at den aftager lidt; efter *Naccari* haves

t	0	50	100	150	200	250
c	0.03337	0.03310	0.03284	0.03259	0.03235	0.03212

Andre Vædsker. Der er anstillet mange Undersøgelser over Vædskernes Varmefylder; eksempelvis anføres Varmefylderne for nogle Alkoholer efter *Reis*.

		c	Mc	Diff.
Methylalkohol	CH_4O	0.6544	20.96	—
Æthylalkohol	C_2H_6O	0.6587	30.31	9.35
Propylalkohol	C_3H_8O	0.6748	40.50	10.19
Butylalkohol	$C_4H_{10}O$	0.6873	50.91	10.41
Amylalkohol	$C_5H_{12}O$	0.6877	60.54	9.63
Caprylalkohol	$C_8H_{18}O$	0.6776	87.54	3×9.00

Ved c forstaas her Middelvarmefylden mellem 20° og Vædskens Kogepunkt; idet M betegner Vædskens Molekularvægt, bliver Mc Molekularvarmen, det vil sige den Varmemængde, der medgaar til at opvarme et Molekyl en Grad. Varmefylden vokser temmelig uregelmæssigt, naar man gaar nedad i Rækken; Molekularvarmen vokser tilsyneladende mere jævnt, men det ligger i, at Varmefylderne ere saa lidt forskellige.

LUFTABSORPTION I VÆDSKER. Naar en Vædske er i Berøring med en Luftart, optager Vædsken en vis Mængde Luft i sig. Denne Indsugning foregaar i Reglen langsomt; den absorberede Luftmængde afhænger saavel af Luftartens som af Vædskens Natur. Den Luftmasse, som optages af en Vædske, forholder sig efter *Henry* ligefrem som det Tryk, den udøver paa Vædskens Overflade; dette er dog kun rigtigt for de Luftarter, der indsuges i ringe Grad, og gælder altsaa ikke for Klorbrintens og Ammoniakkens Absorption i Vand.

For at finde, hvor megen Luft en Vædske absorberer, kan man benytte Bunsens Absorptiometer. Det bestaar i Hovedsagen af et Barometerrør, der indeholder den Luftart, som skal undersøges, og staar ned i en Skaal med Kvægsølv. Man bestemmer nu denne Luftmasses Tryk, Rumfang og Temperatur. Dernæst bringes Vædsken, som ved Kogning er befriet for Luft, ind i Barometerrøret; det lukkes forneden ved Hjælp af en Kautschukplade, der presses imod Bunden af Røret. Man ryster nu det hele stærkt for at fremskynde Absorptionen, aabner Røret forneden, saaledes at der kan trænge Kvægsølv ind i det, og bestemmer Lufttrykket i Apparatet, samt Rumfang og Temperatur af den Del af Luften, som ikke er indsuget af Vædsken. Trækkes den fra den hele Luftmængde, faas den absorberede Luftmængde. Maales nu tillige Vædskens Rumfang, saa veed man, hvor megen Luft der under de forhaandenværende Forhold er indsuget af en Kubikcentimeter Vædske.

Paa denne Maade kan man beregne, hvor stort det Rumfang Luft, reduceret til 0° C. og 760 mm. Tryk, er, som kan absorberes af en Kubikcentimeter Vædske, naar Trykket er 760 mm. Denne Størrelse kaldes Absorptionskoefficienten.

Omstaaende Tabel indeholder de vigtigste af *Bunsen* og hans Elever fundne Absorptionskoefficienter.

Efter Bunsen har Absorptionen været Genstand for fornyede Undersøgelser; de derved fundne Resultater afvige ikke lidet fra de af Bunsen fundne. Navnlig have *Chr. Bohr* og *Joh. Bock* undersøgt Sagen og dertil anvendt forbedrede Metoder, hvorved de have været i Stand til at bestemme Absorptionen ved højere Temperaturer. Hvad der gør det vanskeligt at opnaa nøjagtige Resultater er, at det Tryk, som iagttages ved Absorptionsforsøg, er en Sum af Damptrykket og af Trykket af den Luftart, som skal undersøges. Ved højere Temperaturer bliver Damptrykket

Luftarters Absorption i Vand og Vinaand.

	Vand			Vinaand		
	0° C.	10° C.	20° C.	0° C.	10° C.	20° C.
Luft	0.0247	0.0195	0.0170	»	»	»
Ilt	0.0412	0.0325	0.0284	0.2840	0.2840	0.2840
Brint	0.0193	0.0193	0.0193	0.0693	0.0679	0.0667
Kvælstof	0.0204	0.0161	0.0140	0.1263	0.1228	0.1204
Klor	2.585	2.156	»	»	»	»
Kvælstoftveilte	»	»	»	0.3161	0.2861	0.2659
Kulilte	0.0329	0.0264	0.0231	0.2044	0.2044	0.2044
Kulsyre	1.7967	1.1847	0.9014	4.3295	3.5140	2.9465
Kvælstofforilte	1.3052	0.9196	0.6700	4.1780	3.5408	3.0253
Svovlsyrling	79.8	56.6	39.4	328.6	190.3	114.3
Svovlbrinte	4.3706	3.5858	2.9053	17.89	11.99	7.41
Methan	0.0545	0.0437	0.0350	0.5226	0.4954	0.4710
Æthylen	0.2563	0.1837	0.1488	3.5950	3.0859	2.7131

betydeligt og varierer stærkt med Temperaturen, saaledes at en ringe Fejl ved Temperaturmaalingen frembringer en stor Fejl i Trykbestemmelsen. Ved den sidstnævnte Undersøgelse anvendtes derfor et saakaldet Differentialabsorptiometer, der bestod af to Absorptiometre *A* og *B*. Det ene af dem, *A*, indeholdt netop saa megen Vædske, at Rummet bestandig var mættet med Damp; man kunde da se bort fra Absorptionen i *A*. *B* derimod indeholdt den absorberende Vædske i rigelig Mængde. Baade *A* og *B* stode i en og samme Vandbeholder; de vare derfor ved samme Temperatur og havde altsaa ogsaa samme Damptryk; derved var det muligt at eliminere Damptrykket ved Beregningen af Absorptionskoefficienten *a*. Nogle af de af Bohr og Bock fundne Værdier for denne Størrelse ere angivne i følgende Tabel:

Absorptionskoefficienter for Vand.

	Ilt	Kvælstof	Brint
0°	0.0496	0.0239	0.0203
10	0.0390	0.0196	0.0190
20	0.0317	0.0164	0.0177
30	0.0268	0.0138	0.0163
40	0.0233	0.0118	0.0152
50	0.0207	0.0106	0.0146
60	0.0189	0.0100	0.0144
70	0.0179	»	0.0146
80	0.0173	»	0.0149
90	0.0169	»	0.0155
100	0.0168	0.0100	0.0166

For Ilt og Kvælstof aftager Absorptionskoefficienten først stærkt med voksende Temperatur; derefter synes den at blive konstant og begynder dernæst at vokse for Brintens Vedkommende; at de andre Luftarter ville forholde sig paa samme Maade ved højere Temperatur, er meget sandsynligt. Man ser heraf, at Aarsagen til, at Vandet afgiver Luft ved Kogning, ikke kan ligge alene i, at Absorptionskoefficienten aftager ved Opvarmning; det hidrører væsentlig fra, at de dannede Dampe blandes med Luften og føre den bort med sig.

Naar en Vædske er mættet med en Luftart, vil der være Ligevægt mellem Luften over Vædsken og Luften i Vædsken. Man maa antage, at der i samme Tid gaar lige megen Luft ind i Vædsken og ud af den. *C. Bohr* har søgt at bestemme de Hastigheder, hvormed disse Bevægelser foregaa. Lader man atm. Luft stryge hen over en Vandmasse, der er mættet med Kulsyre, vil denne undvige. Bohr har bestemt det til 0° C. og 760 mm. reducerede Rumfang, der vilde undvige i et Minut gennem 1 cm.^{2} af Overfladen, hvis der i 1 cm.^{3} af Vædsken fandtes 1 cm.^{3} Kulsyre ved 0° og 760 mm.

Der maa ved saadanne Forsøg sørges for, at Kulsyren fordeles jævnt gennem Vædsken. Endvidere maalte han paa ny Kulsyrens Absorptionskoefficient a og endelig bestemte han den Kulsyremængde c, som absorberes af kulsyrefrit Vand i et Minut gennem 1 cm.^{2} af Overfladen, naar Trykket er 760 mm.

Temp.	Absorptions-koefficient a	Evasions-koefficient b	Invasions-koefficient c	ab
0°	1.713	0.077	0.124	0.132
10	1.194	0.115	0.126	0.137
20	0.878	0.153	»	0.135
30	0 665	0.191	0.115	0.127
40	0.530	0.230	0.111	2.122

Man ser, at Produktet ab er meget nær lig c, hvilket ogsaa maa være Tilfældet. Afvigelserne ere ikke større, end de maatte ventes at være ved saa vanskelige Undersøgelser.

Naar en Vædske optager Luft, forøges dens Rumfang. Dette kan let vises for de Luftarter, der, som Ammoniak og Klorbrinte, absorberes i store Mængder; at det samme finder Sted for de Luftarter, som kun absorberes i ringe Grad, har *K. Ångström* paavist. Han anvendte dertil et Dilatometer, som er vist i Fig. 32.

Det bestod af en Glasbeholder A, som fyldtes med Vædsken, der skulde undersøges. I Bunden af A og i Røret B var der Kvægsølv. C er en Kugle, der har en lille Aabning ved E. Vædsken i A er befriet for Luft ved Kogning. Man leder en Luftart gennem D ind i C og ud gennem E; derefter opvarmes A, saaledes at noget af Kvægsølvet kommer op i C; dernæst heldes Apparatet, ved Afkøling trækker Resten af Kvægsølvet sig tilbage, saaledes at et Stykke af B fyldes med Luft. Nu stilles Apparatet igen lodret, saa at den øverste Del af Røret atter fyldes med Kvægsølv, og man bestemmer Rumfang, Tryk og Temperatur af den Luftstøtte, som findes i Røret B. Ved yderligere Afkøling kan man bringe denne Luftmængde over i A, hvor den efterhaanden absorberes af Vædsken, hvis Rumfang derved forøges, hvilket viser sig ved, at Kvægsølvet nu staar højere i B, end det gjorde ved samme Temperatur, da Vædsken var luftfri. Kaldes Rumfanget af den absorberede Luftmængde, reduceret til 0^0 C. og 760 mm., V, og er v den Tilvækst som Vædskens Rumfang har modtaget, viste det sig, at v var proportional med V; Værdien af Forholdet v/V er angivet i efterfølgende Tabel, som indeholder nogle af Ångströms Resultater.

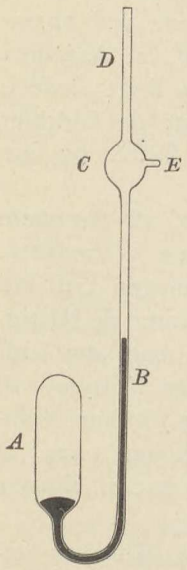


Fig. 32.

	Kulsyre	Atm. Luft	Brint
Vand.....	0.00130	0.00143	0.00106
Vinaand	0.00185	0.00203	0.00152
Æter.....	0.00200	0.00240	0.00184

Det er paafaldende, hvor nær disse Størrelser for hver Vædske ligge ved hinanden; man ser heraf, at en Kubikcentimeter Luft, som er absorberet af en Vædske, frembringer en Forøgelse af dens Rumfang, der næsten er den samme, hvilken Luftart det end er.

Man kan heraf beregne den Tilvækst, en Vædskes Vægtfylde modtager ved at Vædsken absorberer en Luftart; sættes $v/V = \varrho$, og er a Absorptionskoefficienten, har man, idet f er Vædskens og φ Luftartens Vægtfylde, at Vægtfylden f' af den med Luft mættede Vædske er ved 0^0 C.:

$$f' = \frac{f + 0.001293\,\varphi a}{1 + a\delta} = f(1 + (0.001293\,\varphi f^{-1} - \delta)\,a).$$

Naar man f. Eks. har Vand, der er mættet med atmosfærisk Luft ved 0^0 C., bliver $\varphi = 1$, $a = 0.21 \cdot 0.0496 + 0.79 \cdot 0.0239 = 0.0273$ og $\delta = 0.00143$, altsaa faas:

$$f' = f(1 - 0.0000038).$$

Mættes Vand med atmosfærisk Luft ved 0^0 C., formindskes Vandets Vægtfylde altsaa med mindre end 4.10^{-6}. Da dette er en ganske umærkelig Størrelse, kan man slutte, at det ved Vægtfyldebestemmelser ikke er nødvendigt at anvende luftfrit Vand.

Naar Vandet absorberer en Luftart, udvikles i Reglen en betydelig Varmemængde. For nogle af Luftarterne har Prof. *J. Thomsen* maalt det Antal Gramkalorier Q, som udvikles ved Absorptionen af et Grammolekyl Luft i n Grammolekyl Vand.

Varmeudvikling ved Luftarters Absorption i Vand ved 18^0 C.

			n	Q
Klorbrinte	HCl =	36.5	300	17315
Brombrinte	HBr	81	500	19940
Jodbrinte	HJ	128	500	19210
Vanddamp	H_2O	18	—	10430
Svovlbrinte	H_2S	34	900	4560
Ammoniak	H_3N	17	200	8430
Kulsyre	CO_2	44	1500	5880
Svovlsyrling	SO_2	64	250	7700

LUFTARTERS DIFFUSION I VÆDSKER. For at vise, at Luft er lettere end Kulsyre, kan man fylde et Bægerglas med Kulsyre, blæse en Sæbeboble med Luft og lade den falde ned i Kulsyren; den vil da svømme paa Kulsyren, ligesom et Stykke Træ svømmer paa Vand. Ved at gøre dette Forsøg bemærkede *Marianini*, at Sæbeboblen stadig blev større og større og samtidig sank dybere i Kulsyren; den berørte tilsidst Glassets Bund, hvorpaa den gik itu, og Stykkerne af den sprængtes til alle Sider. Han antog, at det fremkom ved, at Kulsyren diffunderede gennem Sæbeboblen. Denne Diffusion har *F. Exner* senere undersøgt nøjere. Han benyttede dertil et langt og snævert Glasrør AA (Fig. 33), som i den ene Ende lukkedes med en Metalplade, der var forsynet med et snævert Rør B, over hvilket der kunde skydes en Kautschukslange, som lukkedes med en Klemskrue C. Glasrøret vædes med en Sæbeopløsning; man

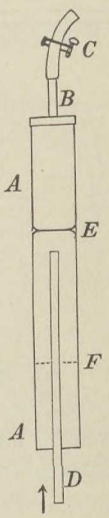


Fig. 33.

danner derefter en tynd Sæbehinde over Rørets frie Aabning og bringer den ved Sugning et Stykke ind i Røret til E, hvorpaa Slangen klemmes til ved C. Gennem Røret D ledes nu en svag Strøm af Brint ind i den nederste Del af Røret A; man vil da se, at Hinden gaar nedad, først hurtigt, senere langsomt, og den bliver tilsidst staaende ved et Punkt F. Under Bevægelsen er der gaaet Brint op igennem Hinden, Luft ned igennem den, og naar Hinden staar stille, er al Luften gaaet bort. I den Tid, i hvilken et Rumfang BE af Luft er gaaet gennem Hinden i den ene Retning, er et Rumfang Brint lig BF gaaet gennem den i den modsatte Retning; Forholdet mellem Brintens og Luftens Diffusionshastigheder er altsaa lig Forholdet $BF : BE$, hvilket Forhold fandtes at være lig 3.77. Resultaterne af Exners Forsøg ere angivne i efterfølgende Tabel, hvor t betegner Temperaturen, D Diffusionshastigheden, naar Luftens Hastighed vælges til Enhed. Endvidere er φ Luftartens Tæthed og a Absorptionskoefficienten.

	t	D	φ	a	$\frac{a}{0.021 \cdot \sqrt{\varphi}}$
Kvælstof	15° C.	0.86	0.97	0.018	0.87
Luft	—	1.00	1.00	0.021	1.00
Ilt	15	1.95	1.11	0.035	1.58
Brint	13	3.77	0.07	0.019	3.42
Kulsyre	15	47.1	1.52	1.00	48.6
Svovlbrinte	16	165	1.17	3.16	139
Ammoniak	17	46000	0.59	697	43200

Af denne Tabel synes det at fremgaa, at Diffusionshastigheden forholder sig ligefrem som Absorptionskoefficienten a og omvendt som Kvadratroden af Vægtfylden φ. At Diffusionen vokser med Absorptionen, er let at forstaa; mere mærkeligt er det, at den forholder sig omvendt som Kvadratroden af Vægtfylden. Den samme Lov have vi fundet gældende for Diffusionen gennem porøse Legemer; man ledes derved til at antage, at Luftmolekylernes Hastigheder i Vandet ere de samme som i luftformig Tilstand.

Exner fandt endvidere, at den Mængde atmosfærisk Luft, som i et Minut trænger igennem en Sæbehinde, hvis Areal er en Kvadratcentimeter, er lig 0.50 Kubikcentimeter. Senere Forsøg af *Pranghe* stemme for Vandets Vedkommende med Exners Undersøgelse, men give afvigende Resultater med Hinder af Linolie.

Exners Forsøg give ingen Oplysning om, hvilken Indflydelse Vædskehindens Tykkelse har paa Diffusionens Størrelse. Denne Side af Sagen har *Stefan* undersøgt. *AE* er et Glasrør, en Millimeter i indvendig Diameter, men dog indsnævret ved *B*. Man leder en Strøm af Kulsyre fra *A* til *E*, smelter Røret til ved *B* og dypper den aabne Ende *E* af Røret ned i Vinaand. Naar Røret i Forvejen er opvarmet lidt, vil der gaa en Støtte af Vinaand ind i Røret; det tages derpaa op af Vædsken, og man vil nu se Vædskestøtten *CD* bevæge sig henimod den lukkede Ende af Røret med en Hastighed, der i Førstningen er konstant. Denne Bevægelse fremkommer ved, at Kulsyren diffunderer gennem Vinaanden; samtidig diffunderer Luften den modsatte Vej. Ved Forsøg med Vinaand og Vand fandt Stefan, at Hastigheden forholdt sig omvendt som Længden *CD*. Er *CD* lig en Centimeter, bliver Bevægelsen i et Døgn for Vinaand 8.6 og for Vand 1.4 cm.

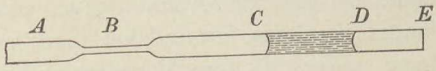


Fig. 34.

Resultatet af Exners og Stefans Forsøg er, at den Luftmængde, der i Tiden t diffunderer gennem et Vædskelag, hvis Tykkelse er l, og hvis Areal er A, kan udtrykkes ved

$$Q = k \frac{\varrho - \varrho'}{l} At,$$

hvor ϱ er Vægtfylden af den absorberede Luftart, i Forhold til Vand, i den Overflade, gennem hvilken den træder ind, og ϱ' Vægtfylden, hvor den træder ud. Idet vi her ved Q forstaa Luftartens Rumfang ved 0^0 C. og 760 mm. Tryk, bliver k for Vand omvendt proportional med Kvadratroden af den diffunderende Luftarts Vægtfylde i Forhold til atmosfærisk Luft. Selvfølgelig gælder ovenstaaende Formel kun, naar Tilstanden er bleven stationær. Efter *Joh. Müller*, der har undersøgt Diffusionen af Ammoniak gennem Vand og Vinaand, har k samme Værdi i begge Tilfælde; dette finder derimod ikke Sted for Kulsyrens Diffusion gennem de samme Vædsker, eftersom Kulsyre diffunderer 6 Gange saa hurtig gennem Vinaand som gennem Vand, skønt Absorptionen kun er 3 Gange saa stor for Vinaand som for Vand.

VÆDSKEBLANDINGER. Det er vel bekendt, at Vand og Vinaand kunne blandes i alle Forhold; Blandingens Rumfang er altid mindre end Summen af Bestanddelenes Rumfang. 100 ccm. Vand og 100 ccm. Alkohol give, ved at blandes, 192.8 ccm.; Rumfanget er altsaa formindsket med henved 4 %. *Bussy* og *Buignet* have undersøgt flere Vædskeblandinger; de angive, at der finder en Sammentrækning Sted, naar Æter blandes med Vinaand, paa indtil 1 % af Rumfanget; ved Æter og Svovlkulstof samt ved Kloroform og Vinaand er Sammentrækningen kun nogle faa Promille. Derimod giver en Blanding af lige store Vægtmængder Vinaand og Svovlkulstof en Udvidelse paa omtrent 1 %.

Blandes to Vædsker med hinanden, som oprindelig have samme Temperatur, iagttages en Varmetoning, der snart er positiv, snart negativ. Bussy og Buignet blandede lige store Rumfang af forskellige Vædsker med hinanden og fandt derved de i efterfølgende Tabel angivne Temperaturforandringer.

Alkohol—Svovlkulstof	— 5.60°
Kloroform—Svovlkulstof	— 5.00
Æter—Svovlkulstof	— 3.55
Æter—Vinaand	— 3.20
Kloroform—Vinaand	+ 2.90
Vand—Vinaand	+ 7.30
Æter—Kloroform	+ 14.40

Denne Varmetoning kan skifte Tegn, naar Blandingsforholdet forandres; saaledes giver Kloroform og Vinaand ved Blanding i nogle Tilfælde en Varmeudvikling, i andre en Afkøling; blandes 93 Gram Kloroform med 7 Gram Vinaand, synker Temperaturen 2.60° C.; blandes derimod 39 Gram Kloroform med 61 Gram Vinaand, stiger den 4.65° C.

Det har hidtil ikke været muligt at give en tilfredsstillende Forklaring af disse Forhold, og det er i det hele umuligt paa Forhaand at angive, hvilke Egenskaber en Blanding af to Vædsker besidder; man kan f. Eks. ikke af Bestanddelenes Varmefylde beregne Blandingens Varmefylde, og saaledes gaar det ogsaa med alle de andre fysiske Forhold.

De Vædsker, vi her have omtalt, blande sig i alle mulige Forhold; dette finder dog langtfra Sted for alle Vædsker. Ofte synes de slet ikke at kunne blande sig med hinanden; saaledes blandes Kvægsølv ikke med de andre Vædsker; Vand blandes ikke med Svovlkulstof og Benzol. I mange Tilfælde optager en

Vædske kun en begrænset Mængde af en anden; 100 Rumfang Vand optage indtil 9.5 Rumfang Æter, medens 100 Rumfang Æter optage 3 Rumfang Vand; 100 Rumfang Vinaand optage 40 Rumfang Svovlkulstof, medens 100 Rumfang Svovlkulstof optage 7 Rumfang Vinaand.

SALTOPLØSNINGERS RUMFANGSFORHOLD. Vi skulle i det følgende betragte nogle af Saltopløsningernes fysiske Egenskaber og begynde med deres Udvidelse ved Opvarmning.

Undersøger man vandige Saltopløsninger af forskellig Koncentration, viser det sig, at de svage Opløsninger udvide sig kun lidt ved lave Temperaturer, men meget stærkt ved højere Temperaturer, og dette er jo ogsaa naturligt, da Vandet netop forholder sig paa samme Maade. Stærke Opløsninger udvide sig derimod mere jævnt, om end der er en kendelig Stigning med voksende Temperatur. Dette fremgaar tydeligt af efterfølgende Tabel, som efter *Kremers* viser Rumfanget af forskellige Kogsaltopløsninger. Under V er angivet Antallet af Grammolekyler i 1000 Gram Vand; Vægten af et Molekyl Klornatrium er $35.5 + 23 = 58.5$ Gram.

Kogsaltopløsningers Varmeudvidelse.

t	$V=0$	Diff.	$V=1$	Diff.	$V=2$	Diff.	$V=3$	Diff.	$V=4$	Diff.
0° C.	0.9985	2	0.9960	16	0.9944	26	»	»	»	»
10	0.9987	13	0.9976	24	0.9970	30	0.9966	34	0.9963	37
19.5	1.0000	27	1.0000	34	1.0000	39	1.0000	42	1.0000	45
30	1.0027	34	1.0034	39	1.0039	42	1.0042	44	1.0045	45
40	1.0061	43	1.0073	45	1.0081	46	1.0086	47	1.0090	47
50	1.0104	49	1.0118	49	1.0127	50	1.0133	51	1.0137	51
60	1.0153	57	1.0167	56	1.0177	56	1.0184	54	1.0188	54
70	1.0210	63	1.0223	60	1.0233	58	1.0238	58	1.0242	56
80	1.0273	68	1.0283	65	1.0291	63	1.0296	61	1.0298	60
90	1.0341	74	1.0348	71	1.0354	67	1.0357	65	1.0358	63
100	1.0415	»	1.0419	»	1.0421	»	1.0422	»	1.0421	»

Lignende Forhold vise sig ved de øvrige undersøgte Saltopløsninger. Medens Vandet har sin største Vægtfylde ved 4° C., have svage Saltopløsninger deres største Vægtfylde ved lavere Temperaturer. For Kogsaltopløsninger har *Despretz* fundet følgende Resultater:

Opløsningens Vægtfylde	1.009	1.018	1.027
Største Vægtfylde ved	1.19	— 1.69	— 4.75° C.

Havvand har sin største Vægtfylde ved — 3.7° C.

Opløses et Salt i Vand, vil Opløsningens Rumfang i Reglen være større end Vandets Rumfang alene; opløses saaledes et Grammolekyl Klorammonium, hvis Vægt er 53.5 gr., i en Liter Vand, bliver Opløsningens Rumfang 1038 cc., Saltet synes altsaa i Opløsning at indtage et Rumfang af 38 cc. I enkelte Tilfælde er Opløsningens Rumfang dog mindre end Vandets Rumfang; opløses et Grammolekyl kulsurt Natron, 106 gr., i 4 Liter Vand, bliver Opløsningens Rumfang 3996 cc.; Saltet har altsaa her et negativt Rumfang, — 4 cc. Dette Resultat maa antages opstaaet ved, at Vandet har trukket sig sammen, idet det opløste Saltet. Disse Forhold ere undersøgte af *J. Thomsen*. Han bestemte Vægtfylden ϱ ved 18° C. for Opløsninger, der for hvert Grammolekyl Salt indeholdt n Grammolekyler Vand, hvor n varierede fra 5 til 200. Er a Vægten af et Grammolekyl af Saltet, saa er Vægten P af en Opløsning, der indeholder et Molekyl Salt, lig $a + n \cdot 18$; den vil ved den nævnte Temperatur have et Rumfang

$$V = \frac{a + 18n}{\varrho}.$$

Vandet, der findes i den betragtede Opløsning, havde oprindelig et Rumfang, der tilnærmelsesvis er lig $18n$; altsaa er

$$v = V - 18n$$

Saltets tilsyneladende Rumfang; vi kunne kalde v Saltets Rumfylde i vandig Opløsning. Følgende Tabel indeholder de for Klornatrium fundne Resultater.

n	P	ϱ	V	v
10	58.5 + 180	1.1872	200.9	20.9
20	58.5 + 360	1.1033	379.3	19.3
30	58.5 + 540	1.0718	558.4	18.4
50	58.5 + 900	1.0444	917.8	17.8
100	58.5 + 1800	1.0234	1816.1	16.1
200	58.5 + 3600	1.0118	3616.0	16.0

Det viser sig ved alle de undersøgte Legemer, at Rumfylden v aftager, naar Fortyndingen bliver større; deraf følger, at der vil finde en Sammentrækning Sted, naar en Saltopløsning fortyndes

med Vand; den er dog desto mindre, jo mere fortyndet Opløsningen i Forvejen er, og nærmer sig med voksende Fortynding til 0. Af foranstaaende Tabel ses, at Rumfylden v for Klornatrium nærmer sig til en Grænseværdi, der ikke kan afvige meget fra 16 cc.; der synes at findes en saadan Grænseværdi for alle Saltenes Rumfylde, dens Størrelse er dog meget forskellig; den er som ovenfor bemærket i enkelte Tilfælde negativ.

Professor *Thiele* har underkastet den Forsøgsrække, hvorom der her er Tale, en Beregning og har derved fundet den Værdi, som Rumfylden nærmer sig til, naar n vokser i det uendelige; nogle af hans Resultater ere anførte i efterfølgende Tabel.

Rumfylden for et Ækvivalent i vandig Opløsning, $n = \infty$.

	H	Na	Ka	NH_4
OH	18	— 5.8	3.6	41.1
Cl	18.3	16.6	26.9	37.4
NO_3 ...	29.0	28.0	38.5	48.2
$\frac{1}{2} SO_4$....	16.2	6.4	15.7	24.2

Her er det for det første paafaldende, at Natronopløsningen har et mindre Rumfang end det Vand, der er anvendt til at danne Opløsningen. Endvidere er der en vis Lovmæssighed at spore i Saltenes Rumfylde, idet de salpetersure Saltes Rumfylde er 11 større end de tilsvarende Klormetallers Rumfylde, og 22—24 større end de svovlsure Saltes Rumfylde. For saa vidt en videre gaaende Undersøgelse skulde bekræfte Rigtigheden heraf, hvad der er Grund til at vente, vil heri ligge, at et Salts Rumfylde i meget fortyndet Tilstand kan betragtes som en Sum af to Addender, af hvilke Syren bestemmer den ene, Basen den anden; kaldes disse Addender for de her betragtede Syrers Vedkommende s_1, s_2, s_3 og for Basernes Vedkommende m_1, m_2, m_3, blive Rumfylderne for de ni Salte, som kunne dannes af disse Syrer og Baser, angivne i følgende Skema:

	Na	Ka	NH_4
Cl	$s_1 + m_1$	$s_1 + m_2$	$s_1 + m_3$
NO_3...	$s_2 + m_1$	$s_2 + m_2$	$s_2 + m_3$
$\frac{1}{2} SO_4$ ...	$s_3 + m_1$	$s_3 + m_2$	$s_3 + m_3$

De Egenskaber ved Forbindelserne, som paa denne Maade afhænge af Bestanddelenes Natur, kaldes additive. Ved Sammenligning med Tabellen over Rumfylde ses, at man tilnærmelsesvis har, at $s_1 - s_2 = -11$, $s_2 - s_3 = 23$, $m_1 - m_2 = -10$, $m_2 - m_3 = -10$;

Størrelserne s_1, s_2, s_3 og m_1, m_2, m_3 selv kunne derimod ikke bestemmes. Her maa man dog lægge Mærke til, at det kun er for de virkelige Salte, Rumfylden kan udtrykkes paa denne Maade; Syrernes og Basernes Rumfylde lader sig, som Tabellen viser, ikke indordne under et saadant Skema.

Vi ville gøre et Par Anvendelser heraf. Neutraliseres et Ækvivalent Natron med Saltsyre, begge i stærkt fortyndede Opløsninger, er Summen af Syrens og Basens Rumfylde $18.3 - 5.8 = 12.5$; herved dannes et Ækvivalent Klornatrium og et Ækvivalent Vand, hvis samlede Rumfylde er $16.6 + 18 = 34.6$; ved Neutralisationen faas altsaa en Rumfangsforøgelse af $34.6 - 12.5 = 22.1$ cc. Derimod vil der ved Dannelsen af et Ækvivalent Salmiak finde en Rumfangsformindskelse Sted, som, beregnet paa samme Maade, findes at være lig 4 cc. Blandes derimod to stærkt fortyndede Saltopløsninger, kan der ikke finde nogen Rumfangsforandring Sted. Er Rumfylden for det ene Salt $s_1 + m_1$ og for det andet $s_2 + m_2$, saa er deres samlede Rumfylde $s_1 + m_1 + s_2 + m_2$, idet det antages, at den blotte Sammenblanding ingen Rumfangsforandring frembringer. Antages nu, at Baserne ombyttes, blive de nye Rumfylder $s_1 + m_2$ og $s_2 + m_1$, hvis Sum $s_1 + m_2 + s_2 + m_1$ er den samme som tidligere. Herved forudsættes selvfølgelig, at ingen Bundfældning finder Sted.

SALTOPLØSNINGERS VÆGTFYLDE. Kaldes Vægten af et Ækvivalent Salt a, og er v den ovenfor definerede Rumfylde for et Ækvivalent Salt, saa vil en Saltopløsning, som indeholder p Gram Vand og x Ækvivalenter Salt, have en Vægtfylde f, som, naar der ses bort fra Vandets Udvidelse ved Opvarmning, er

$$f = \frac{p + ax}{p + vx},$$

hvor det dog maa erindres, at v kun for meget svage Opløsninger kan betragtes som konstant. I dette Tilfælde haves, idet p er meget stor i Sammenligning med ax og vx, at

$$f = 1 + \frac{a - v}{p} x;$$

Tilvæksten i Vægtfylde forholder sig altsaa ligefrem som Saltmængden, naar Vandmængden er konstant og Opløsningen stærkt fortyndet. For en anden Opløsning, der ogsaa indeholder x Ækvi-

valenter Salt i p Gram Vand, bliver Vægtfylden under de samme Forudsætninger og med analoge Betegnelser:

$$f_1 = 1 + \frac{a_1 - v_1}{p} x.$$

Differensen mellem de to Opløsningers Vægtfylde er altsaa

$$f - f_1 = (a - a_1 - (v - v_1)) \frac{x}{p}.$$

Betragter man nu f. Eks. et Kalium- og et Ammoniumsalt, begge indeholdende samme Syreradikal, bliver $a - a_1 = 39 - 18 = 21$; tillige haves efter Tabellen over Rumfylderne, at $v - v_1 = -10$, og altsaa

$$f - f_1 = 31 \frac{x}{p};$$

Differensen mellem de to Saltopløsningers Vægtfylder er altsaa uafhængig af den Syre, der indgaar i Saltopløsningerne.

Nu har *Valson* bestemt Vægtfylden for en stor Mængde Normalopløsninger, det vil sige Opløsninger, der indeholde et Ækvivalent Salt for hver Liter Vand; i dette Tilfælde er $x = 1$ og $p = 1000$, altsaa $f - f_1 = 0.031$. Valson fandt derved følgende Resultater:

Normalopløsningers Vægtfylde.

	Cl	Br	I	Fl	$\frac{1}{2}SO_4$	NO_3
K	1.0444	1.0800	1.1135	1.0468	1.0662	1.0591
NH_4	1.0157	1.0520	1.0847	1.0214	1.0378	1.0307
	0.0287	0.0280	0.0288	0.0254	0.0284	0.0284

Man ser, at den omtalte Differens virkelig er tilnærmelsesvis konstant; at den er mindre, end beregnet, ligger i, at vor Beregning strengt taget kun gælder for Opløsninger, der ere betydelig mere fortyndede end Normalopløsningerne.

Vil man sammenligne Saltopløsningers Vægtfylde, er det dog bedre med *Bender* at gaa ud fra Opløsninger, der i samme Rumfang, f. Eks. i en Liter, indeholde lige mange Ækvivalenter Salt. Da Saltet her kan siges at indtage et Rumfang xv og har en Vægt xa, saa er Vægten af en Liter Saltopløsning $1000 - xv + xa$ Gram, og Vægtfylden

$$f = 1 + x \frac{a - v}{1000}.$$

For fortyndede Opløsninger er v tilnærmelsesvis uafhængig af x; da nu a og v ere additive Størrelser for Saltopløsninger, vil det samme være Tilfældet med f, og dette har virkelig ogsaa bekræftet sig ved Undersøgelser af Bender over Vægtfylden af Saltopløsninger, der i samme Rumfang indeholdt lige mange Ækvivalenter Salt.

SALTOPLØSNINGERNES VARMEFYLDE. Prof. *J. Thomsen* har bestemt Varmefylden for en stor Mængde vandige Opløsninger ved Hjælp af Forbrændingskalorimetret. Det bestaar af et almindeligt Kalorimeter *AA*, hvis Rumfang er en Liter; inden i det findes Forbrændingskamret *B*, som er af forgyldt Sølv; foroven staar det ved et Rør i Forbindelse med Luften, forneden er der en større Aabning, som lukkes med en Prop, gennem hvilken der gaar to Glasrør; det ene af dem ender foroven i et Platinrør. Gennem dette Rør ledes Brint ind i Kamret, gennem det andet Rør føres den til Brintens Forbrænding nødvendige Ilt ind. Hele Kalorimetret er omgivet af et Hylster *CC* med dobbelte Vægge; ved en Omrører bevirkes, at Vædsken i Kalorimetret har en ensformig Temperatur.

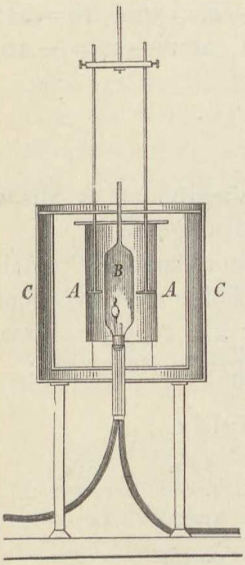


Fig. 35.

Forsøgene udføres paa følgende Maade. Kalorimetret fyldes med Vand, som er omtrent 1.5^0 C. koldere end den omgivende Luft; derpaa ledes en jævn Strøm af Brint til Kalorimetret, Proppen tages ud, Brinten antændes, hvorpaa Proppen igen sættes ind. Forbrændingen fortsættes, indtil Kalorimetret er opvarmet omtrent 1.5^0 C. over den omgivende Lufts Temperatur. Da der i lige store Tider tilføres lige store Varmemængder, vil Kalorimetret modtage lige saa megen Varme fra Luften, mens det er koldere end Luften, som det afgiver til den, mens det er varmere end Luften; den besværlige Korrektion for den omgivende Lufts Indflydelse falder altsaa bort. Ved alle Forsøgene forbrændte det samme Rumfang Brint, som var opsamlet over Vand i en Glasbeholder. Kaldes Kalorimetrets Vandværdi μ, er der m Gram Vand i Kalorimetret, og stiger Temperaturen fra t til t', saa er den udviklede Varmemængde

$$C = (m + \mu)\,(t' - t).$$

Er det Rumfang Brint, som uddrives af Beholderen, V, Trykket i Beholderen B, Temperaturen t og Trykket af mættede Vanddampe ved denne Temperatur b, bliver Brintens Vægt p bestemt ved

$$p = 0.001293 \cdot \varphi \cdot V \cdot \frac{B-b}{760\,(1+\alpha t)},$$

naar φ er Brintens Vægtfylde. Sættes den Varme, som udvikles ved et Gram Brints Forbrænding, lig q, haves

$$C = pq.$$

Da C nu er bekendt, kan man heraf finde q.

Er der i Kalorimetret en Vædske, hvis Vægt er m' og hvis Varmefylde er c, faar man ved at gaa frem paa samme Maade som ovenfor, at

$$pq = (m'c + \mu)\,(t' - t),$$

hvorved c kan findes.

Der dannedes nu forskellige Opløsninger, som valgtes saaledes, at der til et Grammolekyl Salt svarede n Grammolekyler Vand. Af den store Mængde Bestemmelser anføres her Resultatet af Maalingerne over Kogsaltopløsningerne.

n	c	P	Pc	$Pc - 18n$
10	0.791	58.5 + 180	188.5	+ 8.5
20	0.863	58.5 + 360	361.0	+ 1.0
30	0.895	58.5 + 540	536	— 4
50	0.931	58.5 + 900	892	— 8
100	0.962	58.5 + 1800	1788	— 12
200	0.978	58.5 + 3600	3578	— 22

Som man kunde formode, nærmer Kogsaltopløsningens Varmefylde sig til at blive lig Vandets, naar Antallet n af Molekyler Vand, hvori et Molekyl Salt er opløst, vokser i det uendelige. Men Tabellen viser tillige, at den Varmemængde, der medgaar til at opvarme Opløsningen en Grad, er for stærke Fortyndinger mindre end den Varmemængde, der medgaar til at opvarme det i Opløsningen indeholdte Vand en Grad. Det ser altsaa ud, som om der medgik en negativ Varmemængde til at opvarme Klornatrium, naar dette Salt findes i fortyndede Opløsninger. Det samme gælder for øvrigt om mange andre opløste Salte. Størrelsen $Pc - 18n$ ville vi kalde Saltets Molekularvarme i vandig Opløsning og betegne den med Q; Q er da en Funktion af Fortyndingsgraden n.

Prof. *Thiele* har af J. Thomsens Forsøg beregnet Molekularvarmen for en Række Salte i uendelig fortyndede Opløsninger; nogle af de fundne Resultater ere gengivne i følgende Tabel, hvor der dog er foretaget den Ændring, at Ækvivalentet er lagt til Grund i Stedet for Molekylet.

Ækvivalentvarme i vandig Opløsning, $n = \infty$.

	H	Na	K	NH_4
OH	18	— 27	— 38	34
Cl	— 28	— 16.3	— 30	— 13
NO_3	— 10.7	— 8.7	— 16	7
$\frac{1}{2}SO_4$	9	— 25	— 36	— 16

Molekularvarmen for en Saltopløsning er i Reglen forskellig fra Summen af Syrens og Basens Molekularvarme i opløst Tilstand. J. Thomsen anfører flere Eksempler herpaa, af hvilke nogle faa gengives nedenfor. Tallene angive, hvor mange Varmeenheder, der medgaa til at opvarme Opløsningerne 1^0 C.

	Na	K	Am
ROH + 100 H_2O	1781	1770	1883
RCl + 100 H_2O	1770	1770	1770
Sum	3551	3540	3603

Man kunde herefter vente, at Molekularvarmen for ClNa + 201 H_2O skulde være lig 3551, men dette er ikke Tilfældet. Forsøget gav følgende Værdier for Molekularvarmen:

	Na	K	Am
RCL + 201 H_2O	3596	3583	3606

Ogsaa af *Marignac* foreligger en Undersøgelse over et meget stort Antal Salte med Hensyn til deres Varmefylde i fortyndede Opløsninger.

VARMETONING VED FORTYNDING AF OPLØSNINGER. Det er bekendt, at der udvikles en stor Varmemængde, naar Svovlsyre blandes med Vand; denne Varmetoning har været Genstand for mangfoldige Undersøgelser; navnlig har *J. Thomsen* undersøgt den under forskellige Forhold; her skal kun anføres Varmeudviklingen ved Blanding af Svovlsyrehydrat H_2SO_4 med forskellige Vandmængder $n\,H_2O$.

n	Svovlsyre. (H_2SO_4, $n H_2O$)	Beregn.	n	(H_2SO_4, $n H_2O$)	Beregn.
1	6379	6382	49	16684	17228
2	9418	9404	99	16858	17541
3	11137	11167	199	17065	17701
5	13108	13135	399	17313	17780
9	14952	14886	799	17641	17821
19	16256	16315	1599	17857	17840

For Tydeligheds Skyld bemærkes, at man heraf faar, at et Grammolekyl Svovlsyrehydrat, hvis Vægt er 98 Gram, ved Blanding med et Grammolekyl Vand, hvis Vægt er 18 Gram, udvikler 6379 Varmeenheder. Kaldes Varmeudviklingen R, har man efter J. Thomsen

$$R = \frac{nC}{n+r};$$

bestemmes her Konstanterne C og r ved de mindste Kvadraters Metode af de fem første Forsøg, faas $C = 17860$, $r = 1.7983$; heraf faas de i ovenstaaende Tabel under »Beregn.« anførte Talværdier. Overensstemmelsen mellem de beregnede og de iagttagne Varmeudviklinger er, som man ser, meget tilfredsstillende ved ringe Fortyndinger og mærkelig nok ogsaa ved meget store Fortyndinger.

Blandes Salpetersyre HNO_3 med Vand, faas en Varmeudvikling, der ved samme Fortynding er omtrent halv saa stor som Svovlsyrens Varmeudvikling; efter J. Thomsen er den udtrykt ved

$$R = \frac{n}{n + 1.737} 8974.$$

Lader man Klorbrinte, Brombrinte og Jodbrinte optages af Vand, og blandes de dannede Opløsninger med mere Vand, faas en Varmeudvikling, der kun er lidt forskellig, saaledes er

$$(HCl.\ 3\ H_2O,\ 297\ H_2O) = 3953$$
$$(HBr.\ 3\ H_2O,\ 197\ H_2O) = 4030$$
$$(HJ.\ 3\ H_2O,\ 297\ H_2O) = 4400$$

For lignende Opløsninger af Kali, Natron og Ammoniak fandtes

$$(KOH.\ 3\ H_2O,\ 197\ H_2O) = 2751$$
$$(NaOH.\ 3\ H_2O,\ 197\ H_2O) = 2940$$
$$(NH_4\ 3.2\ H_2O,\ 46.8\ H_2O) = 372$$

Fortyndes Saltopløsninger, faas i Reglen ogsaa en Varmetoning; den er efter Saltets Natur og Fortyndingsgraden snart positiv og snart negativ.

NEUTRALISATIONSVARME. Har man to stærkt fortyndede Opløsninger, den ene af en Syre, den anden af en Base, og blander man dem sammen, faas i Reglen en betydelig Varmeudvikling. Har man f. Eks. et Molekyl Natron opløst i Vand, og sættes dertil voksende Mængder af Saltsyre, vil man finde, at Varmeudviklingen vokser proportionalt med Syremængden, naar man anvender mindre end et Molekyl Syre; den naar sin største Værdi, naar Syren netop er tilstrækkelig til at neutralisere Basen; sættes mere Syre til, vil derved i Reglen ingen kendelig Varmeudvikling foranlediges. Saaledes har *J. Thomsen* fundet:

$$(NaOH, \tfrac{1}{2} HCl) = 6850 \text{ cal.}$$
$$(NaOH, HCl) = 13700 \text{ »}$$
$$(NaOH, 2 HCl) = 13700 \text{ »}$$

Neutralisationsvarmen er maalt af *J. Thomsen* for et stort Antal Saltes Vedkommende; af de Resultater, som derved ere vundne, fremhæves følgende.

Neutraliseres et Ækvivalent af en af de opløselige Baser med Saltsyre eller Salpetersyre, faas en Varmeudvikling af omtrent 13800 cal., naar baade Base og Syre ere fortyndede; man har altsaa f. Eks.

$$(KOH, ClH) = 13800 \text{ cal.}$$

og

$$(\tfrac{1}{2} CaO_2H_2, NO_3H) = 13800 \text{ cal.}$$

Neutraliseres derimod med Svovlsyre faas omtrent 15600 cal.; altsaa f. Eks.:

$$(NaOH, \tfrac{1}{2} SO_4H_2) = 15600 \text{ cal.}$$

Herved er det forudsat, at det dannede Salt er opløseligt. Er dette ikke Tilfældet, bliver Varmeudviklingen større; saaledes er

$$(\tfrac{1}{2} BaO_2H_2, \tfrac{1}{2} SO_4H_2) = 18450 \text{ cal.}$$

Den større Varmeudvikling hidrører utvivlsomt fra, at det udskilte Salt afgiver sin Opløsningsvarme til Vandet.

Ammoniakens Neutralisationsvarme er omtrent 1500 cal. mindre end de andre Alkaliers Neutralisationsvarme.

Endnu meget mindre er den Varmemængde, som udvikles

ved at neutralisere de uopløselige Hydrater af Jern, Zink og Kobber og Ilterne af Bly, Kvægsølv og Sølv.

TERMONEUTRALITET. Sættes en fortyndet Syre til et opløst Salt, faas i mange Tilfælde slet ingen Varmetoning, og der er da, hvad *Hess* har kaldet Termoneutralitet. Dette finder Sted, naar en enbasisk Syre som Saltsyre, Salpetersyre eller Eddikesyre blandes med de tilsvarende Natronsalte. I andre lignende Tilfælde iagttages derimod en ret betydelig Varmetoning; saaledes fandt *J. Thomsen* en betydelig Afkøling ved at sætte fortyndet Svovlsyre til fortyndet svovlsurt Natron:

$n=$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$	1	2	4
(Na_2SO_4, nSO_4H_2)	— 792	— 1262	— 1870	— 2352	— 2682

Sættes Svovlsyre til en Opløsning af Kogsalt eller Natronsalpeter, faas en kendelig Varmeudvikling:

(Na_2Cl_2, SO_4H_2)	= 488 cal.	$(Na_2N_2O_6, SO_4H_2)$	= 576 cal.
$(Na_2Cl_2, 2SO_4H_2)$	= 672 »	$(Na_2N_2O_6, 2SO_4H_2)$	= 758 »

Sættes derimod Salpetersyre til svovlsurt Natron, faas en Afkøling:

$n=$	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$	1
$(Na_2SO_4, 2nNO_3H)$	— 904	— 1616	— 2584	— 3504 cal.

Disse Forhold forklares saaledes. Sættes Svovlsyre til svovlsurt Natron, omdannes det neutrale Salt til surt Salt, og denne Omdannelse er ledsaget af en Absorption af Varme. Sættes Svovlsyre til en Salpeteropløsning, faas en Varmeudvikling; dette kan til Dels forklares ved at antage, at Svovlsyren delvis uddriver Salpetersyren, saaledes at Vædsken kommer til at indeholde baade svovlsurt og salpetersurt Natron, samt fri Svovlsyre og Salpetersyre. Dermed maa følge en Varmeudvikling, thi ved Dannelsen af et Ækvivalent svovlsurt Natron udvikles nemlig 15600 Kalorier, medens der ved Dekomposition af et Ækvivalent salpetersurt Natron forbruges 13800. Omvendt vil der, naar man til det svovlsure Salt sætter Salpetersyre, dannes noget salpetersurt Natron, hvortil der maa forbruges Varme.

Af saadanne Varmetoninger har J. Thomsen beregnet, hvorledes en Base deler sig imellem to Syrer. Findes der saaledes i en Opløsning et Ækvivalent af hvert af de tre Stoffer Natron, Svovlsyre og Salpetersyre, gaar $^2/_3$ Ækvivalent Natron i Forbin-

delse med Salpetersyre, $^1/_3$ Ækvivalent Natron i Forbindelse med Svovlsyre. Derfor siges Salpetersyrens »Aviditet« over for Natron at være dobbelt saa stor som Svovlsyrens »Aviditet«. Derimod have Salpetersyre og Saltsyre omtrent samme Aviditet.

Danner man nu to Opløsninger, af hvilke den ene indeholder $^1/_3$ Ækvivalent Natron og 1 Ækvivalent Svovlsyre, den anden indeholder $^2/_3$ Ækvivalent Natron og 1 Ækvivalent Salpetersyre, vil der som Følge heraf ikke fremkomme nogen Varmetoning, naar disse Opløsninger blandes; dette fandt J. Thomsen ogsaa bekræftet ved Forsøg.

Blandes to Opløsninger sammen, som indeholde forskellige Salte, faar man en Varmetoning, som dog i Reglen er meget ringe, naar begge Salte forblive opløste. *Hess*, som først har undersøgt dette Forhold, antog, at der slet ingen Varmetoning fandt Sted under disse Omstændigheder, eller at der var Termoneutralitet. Mere omfattende Undersøgelser, navnlig af *Berthelot*, vise, at Varmetoningen i visse Tilfælde kan være ganske betydelig. Har man to Syrer S_1 og S_2 og to Baser B_1 og B_2, kan der af dem dannes fire Salte, nemlig:

$$S_1B_1,\ S_2B_2,\ S_1B_2,\ S_2B_1;$$

saadanne Salte ere f. Eks. svovlsurt Kali og salpetersurt Natron, svovlsurt Natron og salpetersurt Kali; Forsøget giver følgende Varmeudviklinger:

$$(\tfrac{1}{2}\,SO_4K_2,\ NO_3Na) = \quad 140 \text{ cal.}$$
$$(\tfrac{1}{2}\,SO_4Na_2,\ NO_3Na) = -170 \text{ cal.}$$

Varmetoningen er her meget ringe. Derimod fandt Berthelot:

$$(\tfrac{1}{2}\,CO_3K_2,\ \ NO_3NH_4) = -3100 \text{ cal.}$$
$$(\tfrac{1}{2}\,CO_3(NH_4)_2,\ NO_3K) \ = \quad 0 \text{ cal.}$$

Der finder altsaa ingen Varmetoning Sted, naar fortyndede Opløsninger af kulsur Ammoniak og salpetersurt Kali blandes sammen, medens der ved Blanding af kulsurt Kali med salpetersur Ammoniak absorberes 3100 Varmeenheder. Dette forklares ved at antage, at i sidste Tilfælde Kali og Ammoniak bytte Plads; idet de skilles fra Syrerne, absorberes henholdsvis 12900 og 12300 Kalorier, ialt 25200 cal.; idet Kali forbinder sig med Salpetersyre, udvikles 13800 cal., og idet Ammoniak forbinder sig med Kulsyre, udvikles 8500 cal.; den hele Varmeudvikling bliver altsaa 22300. Den hele Proces

føres altsaa til, at der absorberes omtrent 2900 cal., hvilket stemmer ret godt med Forsøgsresultatet. Paa samme Maade indses, at der i de to første Eksempler kun kan fremkomme en meget ubetydelig Varmetoning.

DIFFUSION. Blandes to Vædsker med hinanden, som Vand og Vinaand, finder man efter nogen Tids Forløb, at Blandingen er bleven ensartet overalt; den ene Vædske er da trængt ind i den anden paa samme Maade som to Luftarter, der blandes; man kalder dette Fænomen Diffusion. I Reglen vil Tyngden ikke spille nogen Rolle under Diffusionen; det er Vædskernes indre Bevægelse, der her, ligesom ved Luftarterne, maa være det afgørende. Under Diffusionen maa Bevægelsen antages at gaa fra de Steder, hvor den diffunderende Vædske er mere koncentreret, til Steder, hvor Koncentrationen er svagere; man kan efter *Fick* sammenligne Diffusionen med Varmeledningen, og det er navnlig af *Stefan* godtgjort, at Diffusionen kan beregnes under denne Forudsætning.

Graham har undersøgt Diffusionen paa følgende Maade. En Flaske *A* (Fig. 36), hvis Rumfang var 186 ccm., og hvis Hals havde en Diameter af 3 cm., fyldtes med det Stof, hvis Diffusion i Vand skulde undersøges; den stilledes i et Glaskar *BB*, som fyldtes med Vand, indtil det stod 2.5 cm. over *A*. Forsøg med Kogsaltopløsninger i Karret *A* førte til, at den Mængde Salt, som i lige store Tider diffunderede ud af *A*, forholdt sig ligefrem som Kogsaltmængden i *A*; endvidere fandt han, at Diffusionen voksede stærkt med Temperaturen; steg Temperaturen fra 4° C. til til 20° C., forøgedes den diffunderede Kogsaltmængde med 36 %. Senere Undersøgelser vise, at Diffusionen ikke er ganske proportional med Koncentrationen, med mindre man har med meget svage Opløsninger at gøre.

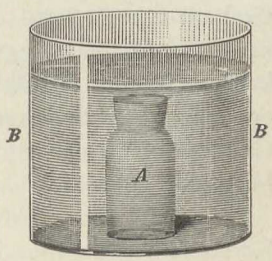


Fig. 36.

For at give en Forestilling om Diffusionens Størrelse anføres nogle af de af Graham fundne Talværdier. Flasken *A* indeholdt for 100 Vægtdele Vand 20 Vægtdele af omstaaende Stoffer. Tiden til hvert Forsøg var 8 Dage.

	Vægtfylde	Diffusion
Klornatrium	1.126	3.81 Gram
Svovlsur Magnesia....	1.185	1.58 —
Salpetersurt Natron ...	1.120	3.35 —
Svovlsyrehydrat	1.108	4.50 —
Rørsukker	1.070	1.74 —
Æggehvide	1.053	0.20 —

Det ligger nær heraf at slutte, at man maa kunne adskille Stoffer, der ere opløste i samme Vædske, fra hverandre ved Diffusion. For at prøve dette opløste Graham 1 Vægtdel vandfri svovlsur Magnesia og 1 Vægtdel Svovlsyrehydrat i 10 Vægtdele Vand og fyldte Flasken *A* med denne Opløsning. Han fandt da, at der var diffunderet ud af Flasken *A*:

	i 4 Dage	i 8 Dage
Svovlsur Magnesia....	0.36 Gram	0.61 Gram
Svovlsyrehydrat	1.42 —	1.91 —

Som man kunde vente, udbreder Svovlsyren sig langt hurtigere end det svovlsure Salt. Lignende Forhold iagttages ved Diffusion af sure Salte og Dobbeltsalte.

Æggehvide diffunderer yderst langsomt igennem Vand og adskiller sig derved bestemt fra de undersøgte Stoffer. Efter Graham staar dette i Forbindelse med Legemernes Evne til at krystallisere. De Legemer, der ere tilbøjelige til at krystallisere, kalder Graham Krystalloider, de andre Kolloider. De sidstnævnte ere amorfe; til dem høre den geléagtige Kiselsyre, Stivelse, Gummi, Gelatine og mange andre; Krystalloiderne diffundere mange Gange hurtigere gennem Vand end Kolloiderne.

Graham har endvidere paavist det mærkelige Forhold, at Krystalloiderne diffundere næsten lige saa hurtig gennem Vand, der indeholder saa megen Gelatine, at det hele danner en Gelé, som igennem rent Vand. At det forholder sig saaledes, kan man, som *H. de Vries* har vist, let overbevise sig om ved at fylde et Glasrør med en Gelé og sætte det med den aabne Ende ned i et Glas med en Opløsning af et farvet Salt, f. Eks. Kobbervitriol; Saltet farver da Vædsken, og man ser ved at gentage Forsøget med et Glasrør, der er fyldt med Vand, at Saltet stiger lige hurtigt op i begge Rørene. Paa lignende Maade kan man overbevise sig om, at Tyngden ingen kendelig Indflydelse har paa Diffusionen. Det træder ved saadanne Forsøg tydelig frem, at Diffusionen er en meget langsom Proces. Vries fandt saaledes, at kromsurt Kali

i 9 Dage steg 16 cm., i 5 Uger 30 cm. og i 3 Maaneder 50 cm. Gentages Forsøget med Kobbervitriol, fandtes Stighøjderne i de samme Tidsrum at være 6, 13 og 18 cm. Det samme fremgaar af *Stefans* Beregning af Grahams Forsøg. Tænker man sig, at der i et flere Meter langt lodret Rør paa Bunden var en Opløsning, der indeholdt 10 % af det undersøgte Stof, vil Stoffet stige op gennem Vandet, der staar over Opløsningen. Den Tid, der hengaar inden et Milligram af Stoffet er naaet 1 Meter op over Opløsningens Overflade, findes at være:

Klornatrium	0.8 Aar
Rørsukker.....	2.6 —
Æggehvide	14.0 —

Da Krystalloiderne diffundere forholdsvis let igennem Kolloiderne, kan man, som Graham har vist, benytte Diffusionen igennem de sidstnævnte Stoffer til at adskille Krystalloider fra Kolloider; herpaa grunder sig den saakaldte Dialyse, hvortil man i Reglen anvender Pergamentpapir.

Long har undersøgt den Hastighed, hvormed Saltene diffundere fra Normalopløsninger over i rent Vand; nedenstaaende Tabel indeholder nogle af hans Resultater; Tallene angive det relative Antal af diffunderede Grammolekyler, henførte til en vilkaarlig Enhed.

	Cl	Br	I	NO_3	SO_4
K	803	811	823	607	—
Na.....	600	509	680	512	678
NH_4	689	629	672	524	724
Ba.....	450	—	—	656	—
Zn.....	—	—	—	—	332
Cu.....	—	—	—	—	316

SJETTE AFSNIT.

Haarrørsvirkning.

TEORI. Smaa Vædskemasser antage i Reglen Draabeformen, saaledes ere Regndraaberne kugleformige; ligger en Draabe paa en vandret Flade, vil dens Form afvige mere eller mindre fra Kugleformen paa Grund af Tyngdens Indvirkning. Aarsagen hertil søges naturlig i en Sammenhængskraft, der virker imellem de enkelte Vædskedele. Staar Vand i et Kar, vil det i Reglen ikke have en vandret Overflade i Nærheden af Karrets Væg, men trække sig lidt op ad denne; der er da en Vedhængning mellem Karret og Vandet, Karret tiltrækker Vædskedelene. Disse Kræfter virke kun kendelig i meget smaa Afstande. Staar et snævert Rør, et Haarrør, med den ene Ende ned i en Vædske, vil Vædskens Overflade være krum, og eftersom den er konkav eller konveks, set ovenfra, vil Vædsken i Røret staa højere eller lavere end uden for det.

Disse Fænomener have længe været kendte, men det har dog varet længe, inden man har fundet en tilfredsstillende Forklaring af dem; ja der staar endnu meget uopklaret tilbage. *Laplace* er den første, der har behandlet Spørgsmaalet udtømmende og sammenlignet Teorien med Erfaringen. Han gaar ud fra, at der imellem Vædskernes Dele og mellem dem og de faste Legemer, som de ere i Berøring med, virke tiltrækkende Kræfter, der ere Funktioner af Afstandene mellem Delene. Men denne Funktion aftager meget hurtig, naar Afstanden vokser, saaledes at det kun er de allernærmeste Dele, der komme i Betragtning. *Poisson* har fortsat Laplaces Værk, væsentlig efter samme Metode, medens *Gauss* har givet Teorien en særegen simpel Form; til det samme Resultat som Gauss kan man dog, som *Boltzmann* har vist, naa ved ganske simple Betragtninger.

Laplaces Behandlingsmaade kan anskueliggøres saaledes. Lad *ADEB* være en Vædskes plane Overflade og *C* en Vædskedel, som ligger under Vædskens Overflade. Denne Vædskedel tiltrækkes af de andre Dele af Vædsken med en Kraft, der afhænger af Afstanden og aftager meget hurtig, naar Afstanden vokser. Vi kunne antage, at denne Kraft er uden Betydning, naar Afstanden er større end en vis meget lille Størrelse *a*. Beskrives nu med Radius *a* en Kugle *ABIH* omkring *C*, har man kun at tage Hensyn til de Vædskedele, som ligge inden for Kuglens Overflade. Naar denne Kugle ikke skærer Vædskens frie Overflade, vil *C* drages lige stærkt til alle Sider; Kræfternes Resultant er da Nul; skærer den derimod Overfladen, som det er forudsat i Figuren, vil der paa *C* virke en vis Kraft *CL*, som er vinkelret paa Vædskens Overflade. Paa samme Maade ville alle de Vædskedele paavirkes, hvis Afstande fra Vædskens Overflade ere mindre end *a*. Lad nu *DEFG* være en lodret Cylinder med Grundflade $DE = dS$ og Højde $DF = a$. Kaldes Summen af alle de Kræfter, der virke paa de Vædskedele, der findes i denne Cylinder, dX, saa vil der paa Fladeelementet $FG = dS$ virke en Kraft dX, og en Fladeenhed i denne Dybde vil paavirkes af en Kraft $K = dX/dS$. Dette Tryk vil forplante sig igennem hele Vædsken, og man kan, da $DF = a$ er en meget lille Størrelse, betragte Trykket K som virkende paa Overfladen selv. Der er Grund til at antage, at K er et meget stort Tryk, efter *v. d. Waals* er det for Vand over 10 000 Atmosfærer; noget sikkert ved man dog ikke derom. Forholder det sig virkelig saaledes, maa en Vædskes Vægtfylde tæt ved dens Overflade være ikke lidt mindre end i det indre; med Sikkerhed har det dog ikke været muligt at paavise noget saadant.

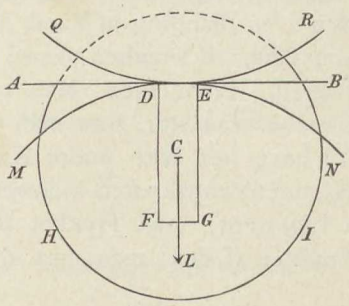


Fig. 37.

Havde Overfladen ikke været plan som *AB*, men konveks som *MN*, vilde Trykket paa Fladen *FG* være større end *K*; efter Beregningen faas, at Trykket *P* i dette Tilfælde er udtrykt ved

$$P = K + C\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right),$$

hvor R_1 og R_2 ere Hovedkrumningsradierne for Overfladen; den

samme Formel finder ogsaa Anvendelse, naar Overfladen er konkav som QR; i dette Tilfælde blive Radierne R_1 og R_2 negative. Trykket altsaa mindre end K.

PLATEAUS FORSØG. At der virkelig eksisterer et saadant Overfladetryk P, fremgaar af en Mængde Forsøg, Plateau har anstillet. Mange Olier kunne hverken blandes med Vand eller Vinaand. Tager man nu en Olie, hvis Vægtfylde er mindre end Vandets, men større end Vinaandens, og bringes en Draabe af den i en Blanding af Vand og Vinaand, der har samme Vægtfylde som Olie, vil Draaben være i Ligevægt og kan holde sig svævende overalt i Blandingen. Man kan under disse Omstændigheder gøre Draaben saa stor, som man vil, den vil dog beholde Kugleformen. Vi have her ikke andre Kræfter at tage Hensyn til end det fra Sammenhængskraften hidrørende Tryk P; for at Draaben skal være i Ligevægt, maa Trykket paa Overfladen være lige stort i alle Punkter af den; man maa altsaa have

$$K + C\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) = c,$$

idet c er en konstant Størrelse. Men denne Betingelse tilfredsstilles netop, naar Draaben har Kugleform.

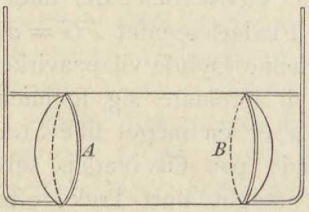


Fig. 38.

Man kan give Oliemassen andre Former ved at bringe den i Berøring med faste Legemer, som i Forvejen ere vædede med Olie. Holdes to lige store Jernringe A og B (Fig. 38) ned i Vædskeblandingen, og bringes de i Berøring med Kuglen, kan man give Oliemassen Form af en cirkulær Cylinder med Kuglekalotter til Grundflader. Kaldes Ringenes Radier r, og er r' Radius i den Kugle, som Kalotterne tilhøre, bliver Ligevægtsbetingelsen

$$K + C\left(\frac{1}{r} + \frac{1}{\infty}\right) = K + C\left(\frac{1}{r'} + \frac{1}{r'}\right),$$

altsaa er $r' = 2r$. Rigtigheden heraf kan let vises ved Maaling af Kalotternes Højde og af Ringenes Radius.

Plateau har ogsaa undersøgt de mærkelige Forhold, som Sæbebobler og Sæbehinder frembyde. Paa Grund af deres ringe

Tykkelse har Tyngden en saa lille Indflydelse paa deres Form, at man i mange Tilfælde ikke mærker noget til den, og Forholdene blive derved meget simple.

Blæser man med en Kridtpibe en Sæbeboble, saa er Lufttrykket inden i Boblen større end uden for den; lad det ydre Tryk være L, det indre $L+b$. Naar der er Ligevægt, maa Trykket paa Vædskemassen, der danner Boblen, fra begge Sider være lige stort; kaldes det Tryk, der hidrører fra Sammenhængskraften, P for den ydre og P' for den indre Overflades Vedkommende, har man da, at

$$L+P=L+b+P'.$$

Er Boblens ydre Radius r, dens indre Radius r', haves altsaa

$$L+K+\frac{2C}{r}=L+b+K-\frac{2C}{r'}.$$

Da Sæbehinden i Reglen har en ringe Tykkelse, sættes $r=r'$; altsaa faas

$$b=\frac{4C}{r}.$$

Tilstedeværelsen af dette Tryk kan let vises; har man ved Hjælp af en Kridtpibe blæst en Sæbehinde ud, saaledes at den danner en Kuglekalot, vil man se, at den, overladt til sig selv, efterhaanden svinder ind og til sidst danner en plan Hinde. Trykket b kan ogsaa, naar Boblen ikke er for stor, maales med et Vandmanometer.

Dyppes en Metaltraad, hvis Ender ere forbundne, ned i en Sæbeopløsning, vil der, naar den tages op, være dannet en Sæbehinde inden i den. Her er Lufttrykket lige stort paa begge Sider; kaldes Hovedkrumningsradierne paa den ene Side R_1 og R_2, paa den anden r_1 og r_2, haves da, at

$$K+C\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)=K+C\left(\frac{1}{r_1}+\frac{1}{r_2}\right).$$

Men er Hinden meget tynd, bliver $R_1=-r_1$ og $R_2=-r_2$; i saa Fald kan der ikke være Ligevægt med mindre

$$\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}=0;$$

Krumningssummen er altsaa Nul. Danner Traaden, der begrænser Hinden, en plan Kurve, bliver $R_1 = R_2 = \infty$; i alle andre Tilfælde fremkommer en krum Flade.

OVERFLADESPÆNDING. Af de ovenfor omtalte Forsøg fremgaar det, at en Vædskemasse har en Tilbøjelighed til at antage den Form, der svarer til den mindste Overflade; dette ses umiddelbart for Oliedraabens Vedkommende; det kan ogsaa vises at gælde for de andre Tilfælde. Man antager, at Grunden dertil er, at Overfladen søger at trække sig sammen, at der altsaa er en vis Spænding i den. Denne Spænding giver sig for øvrigt til Kende paa mange Maader. Bøjes en Metaltraad i Hesteskoform og bindes en Sytraad fast til Enderne af Metaltraaden, vil man ved at dyppe det hele ned i Sæbevand faa dannet en Sæbehinde, der vil bringe Sytraaden til at krumme sig indad mod Metaltraaden som en Cirkelbue; blæser man imod en Sæbehinde, der er dannet inden i en Ring, bøjer Hinden sig noget, men springer tilbage, naar Trykket hører op. Paa Grund heraf maa der til at forstørre en Vædskehinde medgaa et Arbejde, og dette Arbejde kan betragtes som anvendt til at bringe nye Vædskedele op i Overfladen.

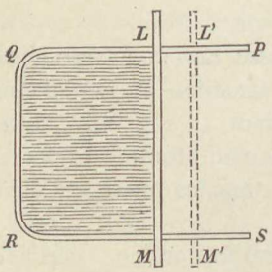


Fig. 39.

Vi ville nu antage, at der til at danne en Vædskehinde, hvis Areal er 1 Kvadratcentimeter, medgaar et Arbejde A. Lad $PQRS$ (Fig. 39) være en Metaltraad og LM en anden Traad, der er i Berøring med den. Dannes nu en Sæbehinde $LQRM$ og bevæges LM et Stykke LL' parallel med sig selv, vil der dannes to nye Overflader, en øvre og en nedre, hvis samlede Areal er $2\,LM \cdot LL'$; dertil medgaar Arbejdet $2 \cdot LM \cdot LL' \cdot A$. Har man nu virket med en Kraft X i Retning LL', bliver Arbejdet ogsaa lig $X \cdot LL'$; man har altsaa, at

$$X \cdot LL' = 2 \cdot LM \cdot LL' \cdot A.$$

Forstaar man ved Overfladespændingen den Kraft k, hvormed de Vædskedele, der ligge paa den ene Side af en Længdeenhed, en Centimeter, tiltrække dem, der ligge paa den anden Side af den, haves $X = 2 \cdot LM \cdot k$, altsaa faas, at

$$k = A.$$

Overfladespændingen er altsaa lig det Arbejde, der udfordres for at danne en Kvadratcentimeter ny Vædskeflade.

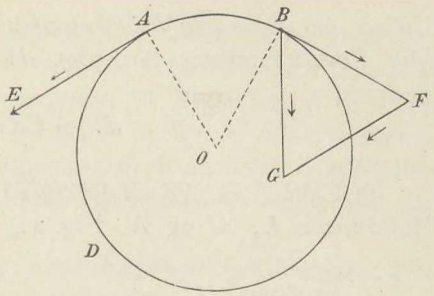


Fig. 40.

Men det kan endvidere vises, at Overfladespændingen er lig Koefficienten C, som indgaar i Laplaces Formel. Lad ABD (Fig. 40) være en cirkulær Vædskecylinder med Radius $AO = r$. Den rektangulære Del af Cylinderens Overflade, som er bestemt ved Buen AB og en Længdeenhed af Frembringeren, er efter Laplace paavirket af et Tryk ind imod Centrum, der er lig

$$AB \cdot \frac{C}{r},$$

idet vi se bort fra Trykket K, som ikke direkte lader sig paavise. Gaa vi ud fra, at der er en Overfladespænding, vil den give Anledning til, at det samme Fladeelement drages i Retning AE, der tangerer Cylindren i A, med en Kraft k og i Retningen BF med samme Kraft. Afsættes $BF = k$, og drages FG parallel med AE og lige stor med k, bliver BG Resultant af begge Spændinger. Idet AB betragtes som meget lille i Forhold til Cylinderens Radius, haves

$$BG = k \frac{AB}{r}.$$

Ved Sammenligning med Laplaces Udtryk for samme Størrelse faas, at $k = C$, som ovenfor bemærket.

Heraf følger nu, at der til at give en Vædskes Overflade Tilvæksten dS udfordres et Arbejde CdS. En Vædske med Overfladen S har altsaa en potentiel Energi lig CS. Man maa nu ogsaa kunne bestemme en Vædskes Ligevægtstilstand ved at benytte de virtuelle Hastigheders Princip; foregaar der nemlig en Formforandring, hvorved Overfladen modtager Tilvæksten dS, har Sammenhængskraften udført Arbejdet $-CdS$. Virke ingen andre Kræfter paa Vædsken, maa dette Arbejde være lig Nul, hvis der skal være Ligevægt; man har altsaa, at $dS = 0$, det vil sige, at S er Maksimum eller Minimum. Skal Ligevægten være stadig, maa S være Minimum.

Udføre de andre paa Vædsken virkende Kræfter under en uendelig lille Formforandring Arbejdet dV, bliver Ligevægtsbetingelsen derimod

$$dV - CdS = 0.$$

POLYEDRE AF VÆDSKEHINDER. Dyppes 3 parallele Metaltraade L, M og N (Fig. 41) ned i en Sæbeopløsning, vil man imellem dem faa dannet 3 plane Sæbehinder OL, OM, ON, der støde sammen i en ret Linie. En Længdeenhed af denne Linie eller rettere de Vædskedele, der findes paa Længdeenheden af den, ville drages hen imod L, M og N med Kræfter lig $2C$. Disse 3 Kræfter ville kun holde hinanden i Ligevægt, naar de danne Vinkler paa 120^0 med hinanden, og heraf følger, at 3 Vædskehinder altid maa støde sammen under Vinkler paa 120^0.

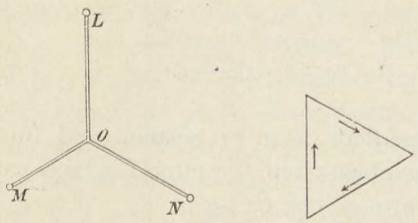


Fig. 41.

Naar man i Stedet for 3 Traade har fire, bliver Sagen mere indviklet. Ere Traadene stillede saaledes, at den Figur, der fremkommer ved at overskære dem med en Plan, der staar vinkelret

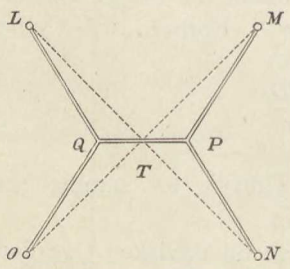


Fig. 42.

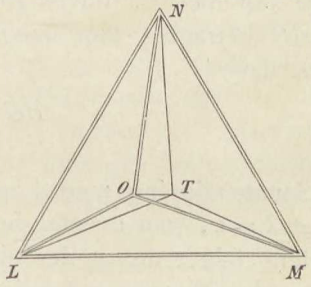


Fig. 43.

paa dem, er et Rektangel $LMNO$ (Fig. 42), kunde man tænke sig, at der vilde dannes fire Hinder LT, MT, NT og OT, der stødte sammen i Rektanglets Midtpunkt O. Dette vil ogsaa være et Ligevægtstilfælde, men det vil være en ustadig Ligevægt, og den vil derfor straks blive forstyrret; Ligevægten vil indtræde, naar der er dannet fem Hinder, der støde sammen i Q og P, som bestemmes ved, at de Hinder, der støde sammen i en Kant, danne Vinkler

paa 120°. At dette System af Hinder er i stadig Ligevægt vil fremgaa deraf, at Vædskehindernes samlede Overflade da er Minimum.

Forbindes 6 Metaltraade saaledes, at de danne et Tetraeder *LMNO* (Fig. 43), vil man kunne faa et System af 6 Vædskehinder, der støde sammen i *T*. Beliggenheden af Punktet *T* er bestemt derved, at tre Sæbehinder altid støde sammen under Vinkler paa 120°.

VEDHÆNGNING. Naar man dypper et fast Legeme ned i en Vædske, vil man, naar man tager det op, i Reglen se, at et Lag Vædske hænger ved. Dette er saaledes Tilfældet, naar Glas eller Metal dyppes ned i Vand; man siger da, at der er Vedhængning imellem det faste Legeme og Vædsken. Er det faste Legeme fedtet, synes der ingen Vedhængning at være til Vand, heller ikke er der Vedhængning mellem Glas og Kvægsølv. Disse Forhold ere imidlertid langt mere indviklede, end det ved første Øjekast synes. De fleste faste Legemer overtrækkes efterhaanden med et Luftlag, som gør Vedhængningen mindre; absorberes dette Luftlag af Vædsken, vil der vise sig en Vedhængning. Selv imellem Glas og Kvægsølv er der i Virkeligheden Vedhængning, hvilket viser sig ved, at der i Reglen sidder smaa Kvægsølvdraaber paa en Glasplade, som tages op af Kvægsølv.

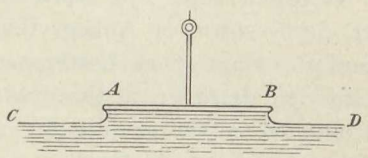


Fig. 44.

Ophænges en Glasplade *AB* (Fig. 44) i vandret Stilling under den ene Arm af en Vægtskaal, og bringes den i Ligevægt, vil Ligevægten forstyrres, naar Pladen sænkes lidt, saaledes at den kommer i Berøring med en Vædskeoverflade.

Lægges Vægte paa den anden Vægtskaal, hæver Pladen *AB* sig efterhaanden op over Vædskens Overflade, medens en Del af Vædsken bliver hængende under Pladen, som Figuren viser. Fortsættes hermed. vil der indtræde et Øjeblik, da *AB* skilles fra Vædskeoverfladen; er Vædsken Vand, vil Pladen tage et Lag Vand med sig, er den Kvægsølv, hænger intet ved den. Til denne Adskillelse udfordres en flere Gange større Kraft med Kvægsølv end med Vand.

Saadanne Forsøg ere imidlertid ikke af den Natur, at Vedhængningens Størrelse kan bestemmes af dem. Dette sker bedre paa følgende Maade. Man stiller en Glasplade lodret i en Vædske

og iagttager, hvorledes Overfladen forholder sig i Nærheden af Pladen. Er det Vand, og er Glaspladen i Forvejen renset omhyggelig og derefter vædet med Vand, vil Overfladens Form have det i Fig. 45 *a* antydede Udseende. Vinklen mellem Vædskeoverfladen og Glaspladen, som kaldes Anlægsvinklen, er da 180°. Er Pladen derimod uren eller fedtet, staar Vædsken som Fig. 45 *c* viser, Anlægsvinklen α er da mindre end 90°. Er det blankt Jern, der staar i Kvægsølv, er Anlægsvinklen som i Fig. 45 *b* omtrent 90°; derimod er Anlægsvinklen mellem Glas og Kvægsølv omtrent 50°.

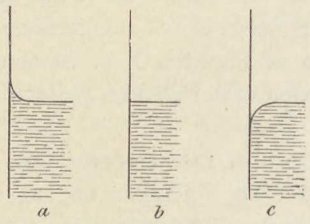


Fig. 45.

Anlægsvinklen bestemmes af Pladens og Vædskens Natur alene; den er derfor den samme, enten Pladen staar lodret eller skraat. Dens Størrelse afhænger paa den ene Side af den Tiltrækning, det faste Legeme udøver paa Vædskedelene, der ere i Berøring med det, paa den anden Side af Sammenhængskraften i Vædsken selv. Jo større den første og jo mindre de sidste er, desto større er Anlægsvinklen; dog har det hidtil ikke været muligt nøjagtigt at bestemme Vedhængningen af Anlægsvinklen. Grunden dertil er, at Overfladens Beskaffenhed spiller en saa stor Rolle, at en Sammenligning mellem Teori og Erfaring ikke med Sikkerhed kan udføres.

HAARRØRSVIRKNING. Naar et snævert Rør staar ned i en Vædske, vil Vædsken i Reglen have en anden Højde inde i Røret end uden for det. Er Røret cirkulært, viser Forsøget, at Højdeforskellen forholder sig omvendt som Rørets Radius. Er *ABC* (Fig. 46) Vædskens Overflade i Røret, *DEFG* Overfladen uden for Røret, kan den Højde $BH = h$, til hvilken Vædsken stiger, beregnes saaledes. Da Røret er meget snævert, vil Overfladen *ABC* tilnærmelsesvis være en Kuglekalot; Radius R i denne Kalot er, idet r er Rørets Radius, bestemt derved, at $R \sin(\alpha - 90) = r$, altsaa er $R = -r/\cos\alpha$. Overfladetrykket i B er altsaa, eftersom *ABC* er en konkav Flade,

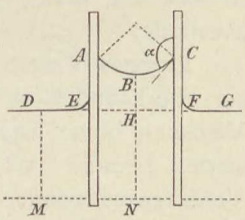


Fig. 46.

$$K - \frac{2C}{R} = K + \frac{2C\cos\alpha}{r}.$$

Lad nu MN være en vandret Plan i Dybde z under Overfladen DG; Trykket i M og N maa da være lige stort; man har altsaa, naar g er Tyngdekraftens Acceleration og ϱ Vædskens Vægtfylde, at

$$K + g\varrho z = K + \frac{2C\cos\alpha}{r} + g\varrho(z+h),$$

hvoraf faas

$$h = -\frac{2C\cos\alpha}{g\varrho r}.$$

Naar α er større end 90^0, bliver h positiv; er α mindre end 90^0, bliver h negativ, Vædsken staar altsaa lavere i Røret end udenfor; dette er f. Eks. Tilfældet, naar Røret er af Glas og Vædsken er Kvægsølv.

Paa samme Maade indses, at den Højde, hvortil en Vædske stiger mellem to parallele Plader, er

$$h = -\frac{2C\cos\alpha}{g\varrho e},$$

naar e er Afstanden mellem Pladerne. Ved Hjælp heraf kan man beregne, hvorledes en Vædske vil stille sig imellem to Spejlglasplader, der støde sammen i en lodret Linie, og danne en meget lille Vinkel φ med hinanden. I en Afstand x fra Kanten, vil Pladernes indbyrdes Afstand e være lig φx; man har altsaa, at

$$hx = -\frac{2C\cos\alpha}{g\varrho\varphi}.$$

Vædskens Overflade vil derfor vise sig som en ligesidet Hyperbel med en lodret og en vandret Asymptote.

MAALING AF HAARRØRSKONSTANTEN C. Af ovenstaaende Udtryk for Stighøjden i et Rør faas, at

$$C\cos\alpha = -\tfrac{1}{2}g\varrho rh;$$

da nu alle Størrelserne paa højre Side kunne maales, kan Produktet $C\cos\alpha$ findes. For Vand fandt *Gay-Lussac* $h = 2.316$ cm. for et Rør, hvis Radius r var 0.0645 cm. Da nu $g = 981$ og $\varrho = 1$, faas $C\cos\alpha = -73$. Da man for Vand har $\alpha = 180^0$, bliver

$C = 73$. C betegner her Spændingen i *Dyn* paa en Centimeter; paa en Meter bliver Spændingen i Gram altsaa $73 \cdot 100/981 = 7.4$ Gram.

Paa lignende Maade bestemmes Overfladespændingen C for andre Vædsker; det, der er vanskeligst, er at maale Anlægsvinklen α; paa de Metoder, der have været anvendte dertil, skulle vi her ikke gaa ind.

C kan ogsaa bestemmes paa andre Maader. *Quincke* har undersøgt Formen af Vædskedraaber, der hvile paa en vandret Flade, og af Luftbobler, der dannes under en Glasplade, der berører Vædskens Overflade; ogsaa herved kan man komme til at bestemme C.

Vi have hidtil tænkt os Vædsken i Berøring med Luft; der er imidlertid intet i Vejen for at bestemme Konstanten C for to Vædsker, der berøre hinanden, naar de ikke kunne blandes, som Kvægsølv og Vand, Svovlkulstof og Vand, og andre. Man kan til Maalingerne benytte de samme Metoder som ellers. Nogle af de af Quincke bestemte Værdier for C findes i efterfølgende Tabel.

	Luft	Vand	Kvægsølv
Vand	81	0	418
Kvægsølv	540	418	0
Svovlkulstof ...	32	42	373
Kloroform	31	30	399
Vinaand.....	26	—	399
Terpentinolie ..	30	12	251

Quinckes Værdi for Overfladespændingen mellem Vand og Luft er en Del større end den, som Gay-Lussac fandt. For Vand og Vinaand er ingen Værdi angiven, da disse to Vædsker blandes.

Overfladespændingen aftager i Reglen temmelig stærkt, naar Varmegraden stiger; der er i den Henseende nogen Forskel paa de enkelte Vædsker; det er dog kun de Vædsker, hvis Anlægsvinkel er 180^0, om hvilke man ved noget sikkert i denne Henseende. For Vandets Vedkommende aftager Overfladespændingen med omtrent 20 % ved Opvarmning fra 0 til 100^0 C.

Overfladespændingen for Vand og Kvægsølv aftager efterhaanden, naar de henstaa i Luften. Aarsagen maa dels søges i, at Luften frembringer en Forandring i Vædskens Overflade, dels i, at der fra Karrets Vægge trænger Fedt og lignende hen over Overfladen. Efter lagttagelser af *Fridtjof Nansen* er det navnlig den sidst nævnte Aarsag, der har Betydning; han fandt at Vand,

der stod i et Platinkar, som i Forvejen var opvarmet til Glødhede, beholdt sin Overfladespænding uforandret i flere Dage.

VÆDSKERS UDBREDELSE PAA HVERANDRE. Lad *DACE* (Fig. 47) være Overfladen af en eller anden Vædske (3), paa hvilken der findes en Draabe *AC* af en anden Vædske (2). De to Vædsker maa naturligvis ikke kunne blandes. Vædskerne (2) og (3) ville da støde sammen i en Kant, der bliver en Cirkel med Diameter *AC*. Paa en Længdeenhed af denne Cirkel virke 3 Spændinger, nemlig for det første Spændingen $AG = C_{12}$ mellem Luften (1) og Vædsken (2), for det andet Spændingen $AF = C_{23}$ mellem Vædskerne (2) og (3), og endelig Spændingen $AD = C_{13}$ imellem Luften og Vædsken (3). Skal der være Ligevægt, maa disse 3 Overfladespændinger holde hverandre i Ligevægt; de maa altsaa danne en Trekant, som Fig. 47 viser. Kan en saadan Trekant nu konstrueres af de bekendte Overfladespændinger, saa er dermed tillige Vinklerne *GAF* og *DAF* og dermed Draabens Figur bestemt. I mange Tilfælde ville Spændingerne C_{12}, C_{13} og C_{23} dog ikke kunne holde hinanden i Ligevægt; lad saaledes Vædsken (3) være Vand og (2) Terpentinolie; man har da efter Quincke, at $C_{13} = 81$, $C_{12} = 30$ og $C_{23} = 12$; i dette Tilfælde er $C_{13} > C_{12} + C_{23}$, Ligevægt altsaa umulig. Altsaa vil Spændingen $C_{13} = AD$ bevirke, at Draaben breder sig ud over Vandets hele Overflade.

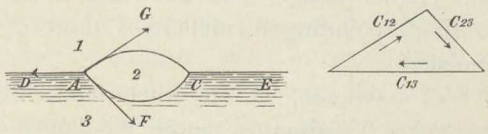


Fig. 47.

En Draabe af Terpentinolie kan altsaa ikke eksistere paa Vand; og dette stemmer ogsaa med Erfaringen. Derimod kan en Vanddraabe ligge paa Kvægsølv. Undersøge vi imidlertid dette Tilfælde nøjere, saa se vi, at de tre Overfladespændinger ere $C_{13} = 540$, $C_{12} = 81$ og $C_{23} = 418$; altsaa er $C_{13} > C_{12} + C_{23}$; der kan altsaa ikke være Ligevægt. Det viser sig nu ogsaa, at en Vanddraabe breder sig ud paa Kvægsølv, der er omhyggelig renset; henstaar Kvægsølvet derimod nogen Tid i Luften, aftager Overfladespændingen, saaledes at C_{13} bliver mindre end $C_{12} + C_{23}$; Draaber kunne da dannes.

Det har nu sin Interesse at se, hvorledes det gaar, naar en Vædske udbreder sig over en anden, som Terpentinolie paa Vand

eller Vand paa rent Kvægsølv. Er i første Tilfælde Vandoverfladen tilstrækkelig lille, danner Olien et jævnt Lag paa den; er Overfladen derimod meget stor, danner Olien næsten øjeblikkelig en jævn Hinde paa Vandets Overflade, som hurtigt opløser sig i en Mængde meget smaa Draaber. For disse Draaber ville Spændingerne C_{12} og C_{23} være de samme som før; Spændingen C_{13} maa derimod være mindre. Der maa da være bleven en ganske tynd Hinde tilbage, som bedækker Vandets Overflade og gør, at Overfladespændingen mellem Luften og Vandet er bleven formindsket.

Vi have set, at en Oliedraabe, der udbreder sig over en begrænset Vandmasse, enten vil danne et jævnt Lag paa Vandet eller dele sig i mange smaa Draaber. Bestemmes Oliemassens Rumfang V og den største Vandoverflade A, som Olien kan bedække med et jævnt Lag, faas dette Lags Tykkelse at være V/A. For Olivenolie fandt *Sohncke* denne Tykkelse omtrent lig 112 Milliontedele Millimeter.

DEN SORTE PLET PAA EN SÆBEBOBLE. Man kan sætte en Sæbeboble paa en vandret Ring, der i Forvejen er vædet med Sæbevand; beskyttes den mod Luftstrømninger derved, at den bedækkes med en Glasklokke, kan Boblen holde sig meget længe. De Farver, der vise sig paa en Sæbeboble, har Newton undersøgt, og han fandt, at de havde samme Oprindelse, som det Farvefænomen, man kalder de Newtonske Ringe, der fremkommer, naar man lægger en Glaslinse paa en plan Glasplade. I tilbagekastet Lys ser man da en sort Plet paa det Sted, hvor Linsen rører Glasset; omkring den sorte Plet ses afvekslende lysere og mørkere Ringe af forskellig Farve. Paa samme Maade viser der sig paa en Sæbeboble, som staar nogen Tid rolig hen, Farver, som dog synes at vandre nedad den. Dette hidrører fra, at Boblen efterhaanden bliver tyndere foroven og tykkere forneden, fordi Vædsken af Tyngden drages nedad. Tilsidst faar man foroven en temmelig skarpt begrænset mørk Plet, omkring hvilken de farvede Zoner ligge i samme Orden som ved Newtons Forsøg. Af disse Farver kan man nu slutte sig til Lagets Tykkelse. *Plateau* har fulgt Farveforandringerne, som en Sæbeboble undergik, der henstod i 3 Dage; han fandt dens Tykkelse, i det Øjeblik da den sprang, lig 0.000114 mm. Denne Størrelse afviger ikke meget fra Tykkelsen af den ovenfor omtalte Oliehinde, som Sohncke har

undersøgt. Gaar man nu ud fra, at Spændingen i en Sæbehinde er konstant, saa længe dens Tykkelse er større end det dobbelte af den største Afstand a, hvorigennem Vedhængningen virker, kan man antage, at Boblen er gaaet itu, fordi dens øverste Del var bleven tyndere end $2a$ og altsaa ikke mere var i Stand til at holde Ligevægt med de omgivende Dele. Paa samme Maade maa man da forklare det, at et Olielag efter Sohncke ikke kan bestaa, naar dets Tykkelse er mindre end 0.000112 mm.

Der er dog andre Forsøg, som tyde paa, at a i Virkeligheden er mindre, end det her er antaget. *Reinold* og *Rücker* have maalt den elektriske Ledningsmodstand i den sorte Plet og deraf beregnet Tykkelsen; de fandt den lig 0.000012 mm. *Drude* har undersøgt det fra den sorte Plet tilbagekastede Lys nøjere og beregnet, at Hindens Tykkelse paa dette Sted var 0.000017 mm. Han fandt tillige, at der var et pludseligt Spring i Polarisationsvinklens Størrelse ved Overgangen fra den farvede til den sorte Del af Sæbehinden og udledte deraf, at Brydningsforholdet og sandsynligvis ogsaa Vægtfylden var noget mindre i den sorte Plet end uden for den.

SYVENDE AFSNIT.

Om Dampe.

MÆTTET OG UMÆTTET DAMP. Naar en Vædske henstaar i Luften i et aabent Kar, svinder den i Reglen langsomt hen; Vædsken antager da Luftform eller bliver, som man siger, til Damp. Denne Fordampning sker meget hurtigt for nogle Vædskers Vedkommende, saadanne Vædsker kalder man flygtige. Til de flygtige Vædsker regnes Vand, Vinaand, Æter, Svovlkulstof, Benzol og mange andre. Derimod fordampe Glycerin, Kvægsølv og mange fede Olier meget langsomt. Ogsaa faste Legemer som Is, Jod og Kamfer kunne fordampe temmelig hurtigt. De Dampe, som saaledes dannes, blande sig med Luften paa samme Maade, som to Luftarter blande sig med hinanden, hvilken Proces vi have kaldet Diffusion. Dampenes Diffusion gaar desto lettere for sig, jo mere fortyndet Luften er; som Følge deraf bliver Fordampningen stærkere i et luftfortyndet Rum.

At Dampene maa betragtes som luftformige Legemer, godtgøres ved at undersøge deres Forhold over for Tryk og Opvarmning. Det viser sig da, at de i det hele taget følge Mariottes og Gay-Lussacs Love; der er dog den vigtige Forskel, at Dampene fortættes til Vædske, naar Trykket overstiger en vis Grænse, ligesom ogsaa Afkølingen kan bevirke det samme. Findes der i et givet Rum en Damp, som følger de ovennævnte Love, kaldes Dampen umættet; er Dampen derimod i en saadan Tilstand, at enhver Formindskelse af dens Rumfang eller af dens Temperatur frembringer Fortætning af en Del af den, siges Dampen at være mættet; egentlig skulde det hedde, at Rummet, den findes i, var mættet med Damp.

I en godt tilproppet Flaske, som indeholder en Vædske, er Rummet over Vædskens Overflade altid mættet med Damp; tages Proppen bort, diffundere Dampene ud af Flasken; Dampene som

findes i Flasken ville da ikke være mættede, undtagen lige ved Vædskens Overflade.

Til at anskueliggøre Forholdene kan man benytte følgende Fremgangsmaade. *GH* (Fig. 48) er Overfladen af Kvægsølv, som staar i et højt Kar; *A* et Barometer; Barometerstanden er *aG*. *B* er et langt Glasrør, som er tilsmeltet i den ene Ende; man har fyldt det næsten helt med Kvægsølv, hældt lidt af en flygtig Vædske, f. Eks. Vinaand, ovenpaa til Glassets Rand; derpaa vendt Røret om og anbragt det i Kvægsølvbeholderen, som Figuren viser; Vinaanden vil da ses øverst i Røret. Hæves Røret, saaledes at det kommer i Stillingen *C*, vil en Del af Vædsken blive til Damp; da her endnu er noget af Vædsken til Stede, er Dampen mættet, dens Tryk maales da ved Højdeforskellen *ac* mellem Kvægsølvets Højde i *A* og *C*. Idet Røret stadig løftes, dannes flere Dampe; dog bliver Trykket uforandret, saa længe der endnu er Vædske til Stede. Derfor er Trykket i *D* det samme som i *C*. I *E* er Højden endnu den samme, skøndt der ingen Vædske findes; Dampene ere altsaa stadig mættede. Forøges Rummet yderligere, ville Dampene udvide sig; deres Tryk aftager. Antages, at de i *F* indtage et dobbelt saa stort Rumfang som i *E*, vil deres Tryk *af* ogsaa findes at være halvt saa stort som *ac*, der jo angiver Trykket i *E*.

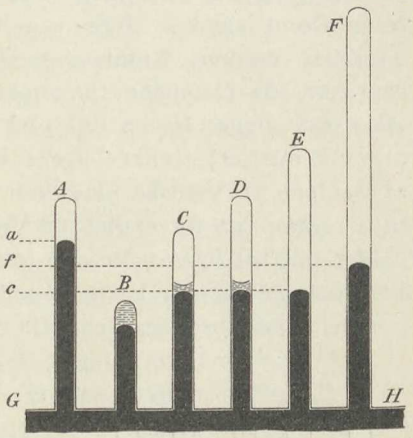


Fig. 48.

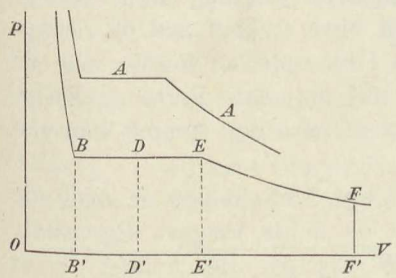


Fig. 49.

Ved en given Temperatur har enhver Damp en Maksimumspænding; gaar man ud fra umættet Damp og formindsker Rumfanget, stiger Trykket stadig, indtil Dampen er bleven mættet; yderligere Formindskelse af Rummet bevirker, at Dampene fortættes til Vædske, medens

Trykket holder sig ved samme Størrelse og er lig den saakaldte Maksimumsspænding. Disse Forhold anskueliggøres ved at betragte Fig. 49, hvor Abscisserne og Ordinaterne fremstille Dampens Rumfang og Tryk. Er Dampen f. Eks. i den ved *F* (Fig. 48) antydede Tilstand, kan man i Fig. 49 afsætte *OF'* lig Dampens Rumfang og *FF'* lig dens Tryk, som i Fig. 48 maales ved *af*. Naar Røret sænkes dybere ned i Kvægsølvbeholderen, vokser Trykket, medens Rumfanget aftager; svarende til Kurven *FE*, som her, da Dampene tilnærmelsesvis følge Mariottes Lov, ikke vil afvige meget fra en ligesidet Hyperbel. I *E* antages Dampen at være mættet; trykkes Røret dybere ned endnu, bliver en Del af Dampen til Vædske, Trykket holder sig derfor uforandret, indtil al Damp er forvandlet til Vædske; antages, at dette er Tilfældet i *B*, vil *BDE* være den rette Linie, som fremstiller Sammenhængen mellem Tryk og Rumfang for mættet Damp; den er parallel med Abscisseaksen. Da vi under den her beskrevne Proces have antaget, at Temperaturen har holdt sig uforandret, saa er *FEDB* den isoterme Kurve for Vædskens Damp.

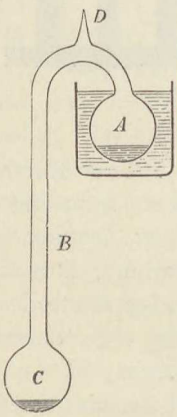


Fig. 50.

Dampenes Maksimumspænding vokser med Temperaturen; herom kan man overbevise sig ved at benytte et Barometerrør, der paa sædvanlig Maade er fyldt med Kvægsølv. Bringes en Vædske ind i det tomme Rum, mættes Rummet med Damp, og vi antage, at der er saa megen Vædske bragt derind, at en Del af den er tilbage i draabeflydende Tilstand. Opvarmes nu den øverste Del af Røret, vil der finde en Kogning Sted; Kvægsølvets Overflade vil blive trykket ned og Dampmængden forøget. Den isoterme Kurve faar da den i Fig. 49 ved *AA* antydede Form og Beliggenhed, naar Vædskemassen antages at være den samme som ved det tidligere beskrevne Forsøg.

Herved kan man forklare et vigtigt Forhold ved de mættede Dampe, som man plejer at kalde de kolde Vægges Egenskab. Vi antage, at man har et Glasrør *B* (Fig. 50), paa hvilket der er udblæst to Kugler *A* og *C*. I Kuglerne *A* og *C* var der oprindelig Vand, som bringes i Kog; Dampene strømme da ud gennem en Aabning ved *D*; de ville rive Luften med sig; tilsmeltes derefter Røret *D*, vil der kun være Vanddamp og Vand tilbage. Sættes

Kuglen A ned i en Kuldeblanding, f. Eks. i en Blanding af Sne og fortyndet Salpetersyre, vil A antage denne Blandings Temperatur og være mættet med Damp, som har den dertil svarende lave Maksimumspænding. I Kuglen C, som har Luftens Temperatur, vil Maksimumspændingen være højere; da Trykket altsaa er større i C end i A, ville Dampene strømme fra C til A, hvor de fortættes; Vandet vil altsaa forsvinde fra C og samles i A; og denne Bevægelse vil vedblive, indtil der ikke er mere Vand tilbage i C; naar Bevægelsen endelig er ophørt, er Trykket overalt i Apparatet lig den til Kuldeblandingens Temperatur svarende Maksimumspænding.

MAALING AF MÆTTEDE DAMPES TRYK. Den, der først har klart opfattet Forholdet mellem Dampene og Luftarterne, er *Dalton*; ham skylde vi ogsaa de første nøjagtige Maalinger af Dampenes Maksimumspænding. Da Dampenes Spændkraft har en stor teknisk Betydning, er der senere anstillet mangfoldige Undersøgelser herover, og dog er man endnu langtfra kommen til noget afsluttende Resultat. De nøjagtigste Maalinger skyldes *Magnus* og *Regnault*; da den sidstnævntes Arbejder omfatte langt de fleste Stoffer, holde vi os her til hans Metoder og Resultater.

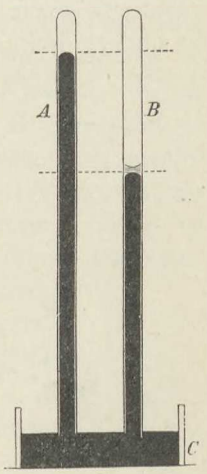


Fig. 51.

To Barometerrør A og B (Fig. 51), der begge ere omhyggeligt udkogte, stilles i samme Kvægsølvbeholder C. Vædsken, som skal undersøges, bringes ved Hjælp af en Hævert ind i Barometret B, det tomme Rum fyldes med Damp, og Kvægsølvet trykkes ned. Har Vædsken i B en Højde h, og er Højdeforskellen mellem Kvægsølvet i A og B lig H, kaldes Kvægsølvets Vægtfylde ϱ_1, Vædskens Vægtfylde ϱ_2, idet Vandets Vægtfylde ved 4^0 tages til Enhed, har man Damptrykket P lig

$$P = H\varrho_1 - h\varrho_2.$$

Som oftest maaler man Damptrykket ved Højden af den Kvægsølvsøjle ved 0^0 C., som Dampen kan holde Ligevægt imod; kaldes Trykket, maalt paa denne Maade, p, haves

$$p = \frac{H}{1+\beta t} - \frac{h}{13.6},$$

naar β er Kvægsølvets Udvidelseskoeficient, og ϱ_2 sættes lig 1, hvilket er tilladt, eftersom h kun er nogle Millimeter. Herved er det forudsat, at saavel Dampene i B, som Kvægsølvet i den øverste Del af A, har samme Temperatur t; for at være vis derpaa maa man omgive enten hele Apparatet eller dog den øverste Del med Vand, som overalt har samme Temperatur. Denne Metode kan kun anvendes ved Temperaturer, der ligge under Vædskens Kogepunkt; er dette Punkt naaet, vil Kvægsølvet staa lige højt i Røret B og i Karret C, hvorved en nøjagtig Maaling af H og h bliver umulig.

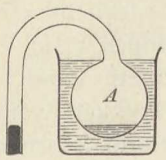


Fig. 52.

Vil man paa denne Maade bestemme Damptrykket ved Temperaturer lavere end Vandets Frysepunkt, erstattes Røret B med et andet, hvis øverste Del har en Form, som er vist i Fig. 52.

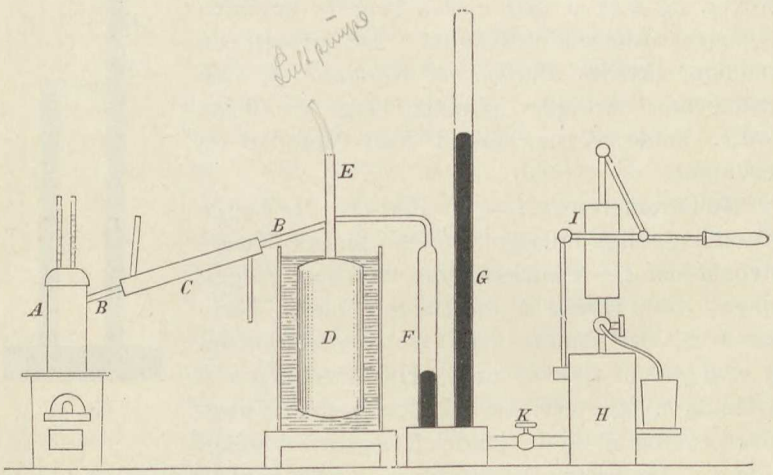


Fig. 53.

Beholderen A omgives med en Kuldeblanding; Damptrykket vil da have den til Kuldeblandingens Temperatur svarende Værdi.

For at maale mættede Dampes Tryk ved højere Temperaturer, benyttes som oftest den Omstændighed, at en Vædske koger, naar de mættede Dampe, som udvikles af den, have samme Tryk

som den omgivende Luft. For at kunne finde Maksimumstrykket ved forskellige Temperaturer er det derfor nødvendigt at kunne variere det paa Vædsken hvilende Tryk. Det Apparat, som anvendtes af Regnault, er fremstillet skematisk i Fig. 53. Det bestod af en lille Dampkedel *A*. Gennem Kedlens Laag gik der to forneden lukkede Rør, som fyldtes med Olie; i dem nedsattes Termometre. Fra *A* føres Damprøret *BB*, der er omgivet med Svalerøret *C*, til Vindkedlen. Fra *D* fører Røret *E* til en Luftpumpe, der baade kan virke som Fortætnings- og som Fortyndingspumpe. Et andet Rør *F* sætter *D* i Forbindelse med Manometret *G*. Dette bestaar af et 20 Meter langt, foroven aabent Rør, der er sammensat af en Mængde forbundne Glasrør. *G* er forbunden med en stor Kvægsølvbeholder *H* med en Vandpumpe *I*. Ved denne Pumpes Hjælp drives Vand ind i Beholderen *H*, Trykket kan derved bringes op til en hvilken som helst Højde.

Forsøgene foretages nu paa følgende Maade. Der fyres under Dampkedlen; ved Hjælp af Luftpumpen tilvejebringes samtidig et passende Tryk i Vindkedlen, som maales ved Summen af Barometerstanden og Højdeforskellen mellem Kvægsølvet i *G* og i *F*. Temperaturen stiger i Dampkedlen, indtil Kogepunktet er naaet; standser Barometret ved t^0 C., og er p det samtidig maalte Tryk, saa er p Dampenes Maksimumspænding ved Temperaturen t. Da Temperaturen holder sig konstant, saa længe Trykket er det samme, har man god Tid til at udføre Maalingerne. Da Dampene fortættes ved at passere *BB*, der holdes afkølet ved det kolde Vand, der strømmer gennem Svalerøret *C*, er der ingen Vanskelighed ved at holde Trykket uforandret. For at forhindre Kvægsølvet i at gaa tilbage til Beholderen *H*, afspærres denne fra Manometret, saa snart det ønskede Tryk er tilvejebragt, ved at dreje Hanen *K*.

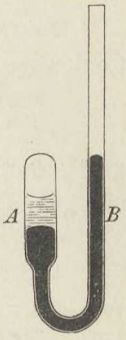


Fig. 54.

Denne Metode udkræver, at man har en rigelig Mængde af den Vædske, hvis Damptryk skal maales. Er dette ikke Tilfældet, kan man benytte en anden Fremgangsmaade. I det ombøjede Glasrør, hvis ene Gren *A* (Fig. 54) er lukket, er der ved Kvægsølv afspærret en lille Vædskemængde. Opvarmes Grenen *A*, omdannes en Del af Vædsken til mættet Damp; er h Højdeforskellen mellem Kvægsølvoverfladerne i *B* og *A*, *H* Barometerstanden og a den Kvægsølvhøjde, der holder Ligevægt med den

tilbageværende Vædske i A, saa er Damptrykket p lig $H+h-a$, naar alle Højderne ere reducerede til 0° C. Er det store Tryk, der skulle maales, kan man lukke Røret B foroven, og beregne det af den over Kvægsølvet i B afspærrede Luft udøvede Tryk ved at anvende Mariottes Lov.

MAKSIMUMSPÆNDINGENS STØRRELSE. Da de mættede Dampes Tryk p alene afhænger af deres Temperatur t, kan man sætte $p=f(t)$; der er gjort mange Forsøg paa at bestemme denne Funktion $f(t)$, men hidtil uden synderligt Held. For at give en Forestilling om, hvorledes Damptrykket varierer med Temperaturen, følge nogle Talværdier.

Mættede Vanddampes Tryk i mm. Kvægsølv, efter Forsøg af Regnault beregnede af Broch, reduceret til 45° Brede og 0° C.

°C.	Tryk	°C.	Tryk	°C.	Tryk	°C.	Tryk
— 10	2.2	0	4.6	10	9.1	20	17.4
— 9	2.3	1	4.9	11	9.8	21	18.5
— 8	2.5	2	5.3	12	10.4	22	19.6
— 7	2.7	3	5.7	13	11.1	23	20.9
— 6	2.9	4	6.1	14	11.9	24	22.0
— 5	3.2	5	6.5	15	12.7	25	23.5
— 4	3.4	6	7.0	16	13.5	26	25.0
— 3	3.5	7	7.5	17	14.4	27	26.5
— 2	4.0	8	8.0	18	15.3	28	28.1
— 1	4.2	9	8.5	19	16.3	29	29.8
0	4.6	10	9.1	20	17.4	30	31.5

Mættede Dampes Tryk i mm. Kvægsølv efter Maalinger af forskellige Fysikere:

	Regnault	Battelli	Ramsay og Young	R. & Y.	R. & Y.	Regnault	Battelli
	Kvægsølv	Vand	Vinaand	Æter	Benzol	Terpentinolie	Svovlkulstof
0°	0	4.4	12.2	184.9	26.5	2	128.4
20	0	16.9	49.4	439.8	74.1	4	296.5
40	0	53.8	133.4	921.0	180.2	11	616.8
60	0	143,5	350.2	1734.	388.5	26	1172.9
80	0	352.4	811.8	2974.	755.	61	2062.1
100	1	760.0	1692.3	4855.	1335.	131	3383.4
120	2	1503.4	2323.0	7513.	2230.	257	5225.0
140	3	2725.0	5686.6	11051.	3520.	464	7651.6
160	6	4633.9	9409.9	15778.	5300.	775	10693.2
180	11	7494.5	14764.	21775.	7617.	1208	—
200	20	11625.0	22182.	—	10650.	—	—

I Fig. 55 ere nogle af disse Forsøgsresultater grafisk frem-

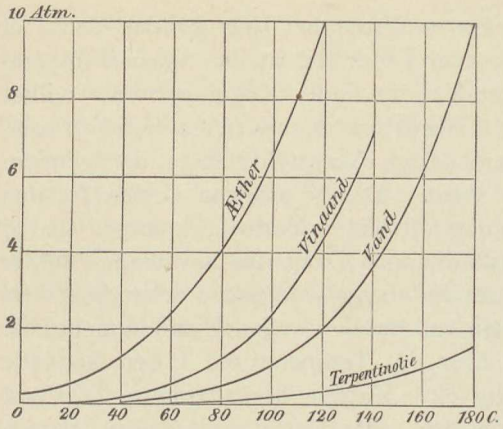


Fig. 55.

stillede; Abscisserne angive Temperaturen, Ordinaterne Trykket i Atmosfærer.

En bekvem Formel til Beregning af Dampenes Maksimumspænding p er angivet af *Antoine*; han sætter

$$\log p = A - \frac{B}{t+c},$$

hvor t er Temperaturen regnet fra Vandets Frysepunkt. Konstanterne A, B og c for en Del Vædsker findes i efterfølgende Tabel.

	A	B	c
Vand	7.9210	1638.0	225
Kulsyre	7.7196	927.4	282
Svovlbrinte	7.1599	839.6	259
Svovlsyrling	7.1999	967.4	234
Kvælstofforilte	13.8960	9458.0	1000
Ammoniak	7.6659	1070	257
Svovlkulstof	6.9123	1146	238
Benzol	6.7687	1127	210
Svovl	7.0313	2451	142
Kvægsølv	8.1315	3471	304
Vinaand	7.7463	1382	206
Æter	7.1667	1187	242

Antoines Formel gælder for Vand indtil 230° C., som er den højeste Temperatur, for hvilken Regnault har maalt Dampens Spændkraft. Det skal endnu bemærkes, at *Cailletet* og *Colardeau* have maalt Vanddampenes Maksimumspænding ved meget højere Temperaturer; deres Resultater vare følgende:

t	p	t	
100° C.	1.0 Atm.	250° C.	39.2 Atm.
125 -	2.2 —	275 -	59.4 —
150 -	4.7 —	300 -	86.2 —
175 -	8.8 —	325 -	121.6 —
200 -	15.3 —	350 -	167.5 —
225 -	25.1 —	365 -	200.5 —

KOGNING. For at faa en Vædske i Kog hældes den i et aabent Kar og opvarmes; man finder da, at der, naar Temperaturen har naaet en bestemt Værdi, finder Kogning Sted, hvilket viser sig derved, at der i Vædsken dannes Dampbobler, som, idet de paa Grund af deres ringe Vægtfylde stige op igennem Vædsken, blive større og større. Dampdannelsen udgaar fra den Del af Karvæggen, gennem hvilken Varmen kommer ind i Vædsken; ofte, især i Glaskar, udgaa Dampene fra enkelte Punkter af Væggen, som ved nøjere Undersøgelse ogsaa ere kendelige fra den øvrige Del af Overfladen ved en eller anden Ejendommelighed. En nærmere Betragtning viser, at Temperaturen i den kogende Vædske kan være forskellig efter Karrets Beskaffenhed; for Vand er Kogepunktet i Reglen højere, naar Karret er af Glas, der er renset omhyggeligt, end naar det er af Metal; derimod er Temperaturen i de Dampe, der stige op af Vædsken, uafhængig af Karrets Beskaffenhed. En Vædskes Kogepunkt bestemmes derfor som Temperaturen af dens Dampe.

Da Dampenes Vægtfylde er mindre end Vædskens, vil det være nødvendigt, for at Kogning kan indtræde, at Dampene ere i Stand til at overvinde det Tryk, der hviler paa Vædsken, eftersom Vædskens Overflade hæves, idet Dampboblen vokser. Da de dannede Dampe ere mættede, maa Temperaturen altsaa være saa høj, at Dampenes Maksimumspænding er lig eller større end det paa Vædsken hvilende Tryk. Derfor bliver Kogepunktets Temperatur en Funktion af det ydre Tryk. Formindskes dette, bliver Kogepunktet lavere, vokser det, bliver Kogepunktet højere. Kender man nu Dampenes Maksimumspænding ved forskellige Tryk, saa er med det samme Kogepunktet bekendt.

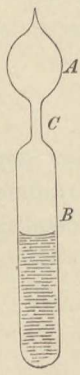


Fig. 56.

Særdeles smukt vises Kogepunktets Afhængighed af Trykket ved den saakaldte Vandhammer. Det er et Glasrør, hvis Form ses af Fig. 56; omtrent Halvdelen af det er fyldt med Vand, for øvrigt indeholder det kun Vanddamp, idet Luften er uddrevet ved Kogning, hvorefter Røret er smæltet til foroven. Ved at hælde Røret bringes lidt Vand op i Udvidelsen *A*; man holder derefter Vandhammeren i Haanden ved *B*; den Vandhinde, som findes paa Glassets Inderside, kommer derved i Kog, Dampe drive Vandet fra Indsnævringen *C* op i *A* og danne derved et lille Vandspring.

Foruden det ydre Tryk virke ogsaa Vædskens eget Tryk og det fra Sammenhængskraften hidrørende Tryk til at modvirke Dampdannelsen. Lad os betragte et Punkt i Vædsken, der ligger tæt ved en Dampboble; Trykket i dette Punkt er da en Sum af 3 Størrelser, nemlig den ydre Lufts Tryk H, det fra Sammenhængskraften hidrørende Tryk, der, naar Vædskeoverfladen er plan, kan sættes lig K, hvor K kun afhænger af Vædskens Temperatur, og endelig Vædskens eget Tryk, som er lig $h\varrho$, naar h er Afstanden fra Vædskeoverfladen og ϱ Vædskens Vægtfylde. Det samlede Tryk i det betragtede Punkt er altsaa

$$H + K + h\varrho.$$

Men vi kunne ogsaa bestemme dette Tryk ved at gaa ud fra Dampboblen; kaldes Damptrykket i den p, og er dens Radius R, bliver Trykket ogsaa lig

$$p + K - \frac{2C}{R}.$$

Men maa altsaa have

$$p = H + h\varrho + \frac{2C}{R}.$$

Har Draaben en kendelig Størrelse, bliver det sidste Led i Udtrykket for p forsvindende; men i Virkeligheden maa Boblen fra først af være meget lille; antages at den begynder med at have $R = 0$, bliver Haarrørskraftens Virkning altsaa meget stor, saaledes at den vil kunne forhindre Dampdannelsen, selv om Temperaturen er langt over Kogepunktet. Man slutter heraf, at Dampene enten maa dannes ved Karrets Vægge, hvor de her omhandlede Betragninger ikke finde Anvendelse, eller at der oprindelig fremkommer Luftbobler, som mættes med Damp og derefter vokse. Særlig let vil dette kunne ske ved Karrets Vægge, hvis det ikke er befriet for vedhængende Luft. Men selv om der findes saadanne Luftbobler, vil dog Kogepunktet, paa Grund af Sammenhængskraftens Indflydelse, komme til at ligge højere, end det ellers vilde være Tilfældet. Er f. Eks. $R = 0.001$ cm., faas, da C for Vand er lig 81, at $2C/R = 162000$ Dyn pr. Kvadratcentimeter. Da en Atmosfæres Tryk er omtrent 10^6 af det samme Slags Enheder, bliver det her omhandlede Tryk i mm. Kvægsølv

$$\frac{760 \cdot 162000}{10^6} = 123.$$

Derved vil Kogepunktet omtrent stige 4^0. Dog er Virkningen noget mindre, fordi den her anvendte Værdi for *C* gælder ved almindelig Temperatur; den aftager noget, naar Temperaturen vokser.

Hermed stemmer det godt overens, at Vand, der er befriet for Luft, vanskelig bringes i Kog. Har man kogt Vand nogen Tid i et Reagensglas, kan man ved at hælde lidt Olie oven paa Vandet, forhindre det i at optage Luft paa ny, mens det afkøles. Opvarmes dette Vand igen, vil det maaske først komme i Kog ved 110^0 C., men Kogningen er da saa voldsom, at en stor Del af Vædsken slynges ud af Karret. En Vædske, der er gjort luftfri og opvarmet til Kogepunktet eller derover, bringes til at koge voldsomt, ved at der kastes Sand ned i den, eller ved, at der ad galvanisk Vej fremkaldes en Luftudvikling i Vædsken.

Det er meget sandsynligt, at rent Vand overhovedet ikke kan koge; derfor taler især nogle Forsøg af *Krebs*. Ophedes en Vandhammer, vil ingen Kogning indtræde, inden Temperaturen er stegen til henved 150^0 C., og den vil da i Reglen sprænges. Opvarmer man den til 100^0 C. og derefter brækker Spidsen af, finder en livlig Fordampning Sted, men selv om man ved hurtig Opvarmning bringer Temperaturen op til 200^0 C., finder, i det mindste i enkelte Tilfælde, ingen Kogning Sted; Vandet bliver blot ved med at fordampe fra Overfladen, indtil der ikke er mere tilbage.

FORDAMPNINGSVARME. Man har ofte Lejlighed til at bemærke, at der medgaar en betydelig Varmemængde, naar en Vædske antager Dampform. Især er den derved fremkomne Afkøling kendelig, naar man har med en meget flygtig Vædske at gøre. Stilles i et aabent Kar, der indeholder lidt Æter, et Reagensglas med lidt Vand i Bunden, og sendes en Luftstrøm ned i Æteren, ville de opstigende Luftbobler mættes med Æterdampene; dertil forbruges saa megen Varme, at Æterens Temperatur synker under 0^0 C., og Vandet fryser. Til et andet Forsøg, der viser det samme, benyttes *Wollastons* Kryofor eller Frostflytter (Fig. 50). I Kuglerne *A* og *C* er der Vand, og for øvrigt er der kun Vanddamp i Apparatet. Omgives Kuglen *A* med en Kuldeblanding, vil der finde en hurtig Fordampning Sted i *C*; dertil medgaar der saa megen Varme, at Vandet i *C* snart bliver 0^0 C. og derefter fryser.

Naar der, som ved Kogning, dannes en stor Mængde Damp

i en kort Tid, bliver Varmeforbruget meget stort, og det er derfor muligt at anvende Kogning til at frembringe kunstig Kulde i saa stort et Omfang, at Metoden har faaet udstrakt teknisk Anvendelse. Den Varme, som Dampene optage i sig, idet de dannes, ville de igen afgive, naar de fortættes til Vædske; herpaa grunder sig den udstrakte Anvendelse, som Opvarmning ved Damp har faaet.

For at finde den Varmemængde L, der medgaar til at omdanne et Gram af Vædske til mættet Damp, plejer man at lede Dampe af Vædsken ned i et Kalorimeter og bestemme den under Dampenes Fortætning til Kalorimetret afgivne Varmemængde. Er det Vandets Fordampningsvarme, som skal maales, kan man uden videre lade Dampene blande sig med Vandet i Kalorimetret; i andre Tilfælde maa man, som *Regnault* gjorde, anbringe et spiralsnoet Rør inde i Kalorimetret; dette Rør træder ud gennem Kalorimetrets Bund, saaledes at den ved Dampenes Fortætning dannede Vædske kan opsamles og vejes. Idet man nu kender Vædskens Vægt m, den Temperatur T, hvormed Dampene træde ind i Kalorimetret, og Temperaturen t, hvormed Vædsken forlader Kalorimetret, samt den Varmemængde Q, de have afgivet til Kalorimetret, har man, at de oprindelig have indeholdt Varmemængden $Q + mct$, naar c er Vædskens Varmefylde. Da der til at opvarme et Gram af Vædsken til dens Kogepunkt T medgaar en Varmemængde mcT, haves, at

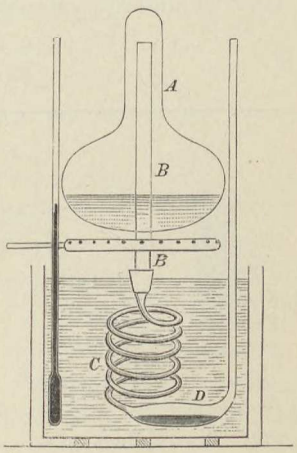


Fig. 57.

$$mL + mcT = Q + mct,$$

hvoraf Fordampningsvarmen L kan findes.

Den største Vanskelighed ved disse Maalinger hidrører fra, at Dampen let fortættes delvis paa Vejen til Kalorimetret; dette kan maaske bedst undgaas ved at benytte et Apparat, som er angivet af *Berthelot*. Det bestaar af en Flaske A (Fig. 57), som indeholder Vædsken. Igennem dens Bund gaar der et Glasrør BB, som er sleben ind i Glasspiralen C, der forneden ender i Beholderen D. C og D befinde sig i et Kalorimeter. Vædsken opvarmes ved smaa Gasflammer, som ere anbragte under Flaskens Bund; et Laag af Karton beskytter Kalorimetret mod Udstraaling fra Brænd-

deren og Flaskens Bund. Naar Vædsken bringes i Kog, fortættes Dampene i C og D; naar Forsøget er afsluttet, skilles Flasken igen fra Spiralen, af dens Vægttab findes da Vægten af den i Kalorimetret fortættede Damp.

Regnault fandt, at der til at opvarme et Gram Vand fra 0° C. til Vandets Kogepunkt T, og derefter at omdanne Vandet til mættet Damp ved samme Temperatur medgik

$$606.5 + 0.305\ T$$

Kalorier. Da der til Opvarmningen fra 0° til T° C. medgaar T Varmeenheder, faas, at Fordampningsvarmen er

$$L = 606.5 - 0.695\ T$$

Kalorier. Vandets Fordampningsvarme aftager altsaa, naar Temperaturen stiger; den er ved 0° C. lig 606.5, ved 100° C. lig 537.

Fordampningsvarmen for en Række Vædsker ved atmosfærisk Tryk er anført i efterfølgende Tabel.

Fordampningsvarme.

		Molekularvægt M	Kogepunkt T	Fordampningsv. L	ML	$\frac{ML}{273+T}$	
Kvægsølv	Hg	200	356	62	12400	20	Person
Toluol	C_7H_8 . . .	92	111	84	7730	21	Schiff
Vand	H_2O	18	100	537	9670	26	Regnault
Benzol	C_6H_6 . . .	78	80	93	7250	21	Schiff
Vinaand	C_2H_6O . . .	46	78	202	9290	26	Andrews
Brom	Br_2	160	63	46	7360	22	»
Svovlkulstof	CS_2	76	46	87	6610	21	»
Æter	$C_4H_{10}O$ . .	74	35	90	6660	22	Brix

Produktet ML af Molekularvægten og Fordampningsvarmen angiver, hvor stor en Varmemængde der udfordres for at danne et Grammolekyl Damp af de forskellige Vædsker ved samme Tryk; den er ikke nær saa foranderlig, naar man gaar over fra et Stof til et andet, som Fordampningsvarmen L selv. Divideres ML med Kogepunktets absolutte Temperatur, faas en Koefficient, der ikke ligger langt fra 23; der synes herefter at være Grund til at antage, at den Varmemængde, der udfordres til at danne et Grammolekyl mættet Damp ved et givet Tryk, er tilnærmelsesvis uaf-

hængig af Vædskens Natur og proportional med den absolute Temperatur. Denne Sætning er opstillet af *Trounton*. *Schiff* har bestemt Fordampningsvarmen for en stor Mængde organiske Forbindelser og fundet Loven bekræftet. Han fandt $ML/(273 + T)$ lig 20.5 omtrent.

MÆTTEDE DAMPES VÆGTFYLDE. I det femte Afsnit er det omtalt, hvorledes man kan bestemme Vægtfylden af Dampe, der forholde sig om Luftarter, altsaa umættede Dampe. De samme Metoder lade sig dog vanskelig anvende paa mættede Dampe, eftersom det ved dem vanskelig undgaas, at der sætter sig Dug paa Væggene af den Beholder, hvori Dampene findes. I Virkeligheden maa man nøjes med at bestemme Vægtfylden for Dampe, der ikke ere mættede, men hvis Tryk afviger meget lidt fra Maksimumspændingen. *Fairbain* og *Tate* indespærrede en afvejet Mængde af Vædsken, hvis Dampe skulde undersøges, i Glasbeholderen i A, hvis nederste indsnævrede Del stod ned i Kvægsølvet i den lukkede Beholder B, som over Kvægsølvet indeholdt en større Mængde af Vædsken. Naar hele Apparatet opvarmes, er Damptrykket i A og B det samme, saa længe der er mættet Damp i begge; naar al Vædske i A er fordampet, vokser Trykket stærkere i B end i A; naar dette Punkt netop er naaet, hvilket bemærkes ved at iagttage, at der kommer Niveaudifferens mellem Overfladen i A og B, aflæses Dampenes Rumfang, Tryk og Temperatur i A, og man kan deraf beregne Dampenes Vægtfylde i Forhold til atmosfærisk Luft ved samme Tryk og Temperatur. Desuden have Regnault og Herwig bestemt Vægtfylden af forskellige Dampe i Nærheden af deres Mætningspunkt efter Gay-Lussacs Metode (S. 55). Efter *Regnault* er Vanddampenes Vægtfylde konstant og lig 0.62, naar deres Tryk er under $^4/_5$ af Maksimumspændingen. *Herwig* har angivet en simpel Formel, der gør det muligt at finde de mættede Dampes Vægtfylde φ' i Forhold til atmosfærisk Luft ved samme Tryk og Temperatur, naar Vægtfylden φ for de umættede Dampe er given, nemlig

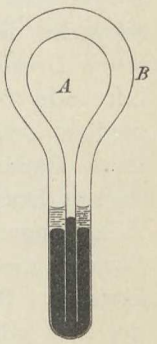


Fig. 58.

$$\varphi' = 0.0595\, \varphi \sqrt{\vartheta},$$

hvor ϑ er de mættede Dampes absolutte Temperatur. For Vanddamp gælder Sætningen dog næppe ved Temperaturen over 30° C.,

derimod stemmer den godt med Iagttagelserne over Dampe af Vinaand, Svovlkulstof og enkelte andre Vædsker.

Vi have set i det foregaaende (S. 37) hvorledes Rumfanget v_1 af et Gram mættet Damp kan beregnes. Af denne Størrelse er det let at finde Dampens Vægtfylde φ i Forhold til atmosfærisk Luft.

LEIDENFROSTS FORSØG. Naar man opvarmer en blank Metalskaal, helst af Sølv eller Platin, til Glødhede og lader en Draabe Vand falde ned paa Skaalen, forholder Draaben sig paa en særegen Maade. Den væder ikke Skaalen, men beholder Draabeformen, og er meget bevægelig, ofte udfører den smaa svingende Bevægelser, hvorved dens Rand faar et stjerneformigt Udseende. Aarsagen hertil er, at Draaben fordamper stærkt fra Underfladen, disse Dampe hæve Draaben lidt op fra Skaalen; foregaar Dampudviklingen ikke ligeligt overalt under Draaben, vil den undvigende Damps Reaktion bevirke, at Draaben bevæges til Siden Da Dampene lede Varmen meget slet, er den Varmemængde, Draaben modtager, saa ringe, at det tager lang Tid, inden Draaben er fordampet. Dens Temperatur ligger i Regelen lidt under Vædskens Kogepunkt. Lader man Skaalen afkøle sig, medens Draaben ligger i den, vil Fordampningen blive langsommere, Dampudviklingen under Draaben bliver ringere, og tilsidst berører Draaben Skaalen. I samme Øjeblik indtræder der en saa livlig Kogning, at en Del af Draaben derved sprænges ud af Skaalen, medens Resten koger bort. Aarsagen hertil er, at Draaben kommer i Berøring med den stærkt opvarmede Skaal, saaledes at der i en yderst kort Tid tilføres Draaben en stor Mængde Varme. Denne Berøring indtræder for Vandets Vedkommende omtrent ved 140^0 C., for Vinaand og Æter henholdsvis ved 134^0 og 60^0 C. Man kan ogsaa anvende saadanne Vædsker til dette Forsøg, som i Almindelighed ere luftformige. Hældes saaledes lidt flydende Svovlsyrling i en glødende Skaal, fordamper Draaben ganske jævnt, idet den stadig holder sig lidt under Kogepunktets Temperatur, -11^0 C. Der kan endog paa denne Draabe danne sig et Islag af Luftens Vanddamp.

DAMPDIFFUSION. Naar en Vædske fordamper i Luften, blander Dampen sig med Luften og udbreder sig i den paa samme Maade, som en Luftart udbreder sig i en anden, altsaa ved Diffusion. Lovene for denne Bevægelse er for Dampenes Vedkom-

mende undersøgt af *Maxwell* og *Stefan*. Den sidstnævnte benyttede et snævert Glasrør, der var lukket forneden. Røret fyldtes med en flygtig Vædske, som efterhaanden fordamper af Røret. Naar Afstanden h fra Rørets Munding til Vædskens Overflade var over 1 cm., fandt han, at den Vædskemængde, der fordampede i en given Tid, forholdt sig omvendt som h. At det maa gaa saaledes til, er let at forstaa. Ved Vædskens Overflade er Damptrykket lig Maksimumspændingen p_0; lad nu Damptrykket i to Tværsnit af Røret, der have en Afstand a, være p_1 og p'_1 og S Tværsnittets Areal; man har da, at den Kraft, som bevæger Dampen op gennem Røret, er $(p_1 - p'_1)S$. Idet vi nu antage, at Modstanden mod Dampenes Bevægelse forholder sig ligefrem som Dampenes Hastighed u, deres Vægt $Sa\varrho_1$ og den atmosfæriske Lufts Vægtfylde ϱ_2, bliver

$$(p_1 - p'_1)S = A \cdot Sa\varrho_1 \cdot \varrho_2 \cdot u,$$

naar A er en Konstant. Reduceres det Rumfang Damp, som i et Sekund strømmer igennem et Tværsnit af Røret, til det atmosfæriske Tryk p, bliver dets Rumfang

$$v = \frac{Sup_1}{p}.$$

Af den forrige Ligning kan u findes; indsættes dens Værdi i Udtrykket for v, faas, naar $p_2 = p - p_1$, at

$$v = \frac{1}{Ap} \cdot \frac{p_1}{\varrho_1} \cdot \frac{p_2}{\varrho_2} \cdot \frac{S(p_1 - p'_1)}{p_2 a}.$$

Indføres ligesom S. 77 Diffusionskonstanten k, faas, at

$$v = k \frac{S(p_1 - p'_1)}{p_2 a}.$$

Antages, at de mættede Dampes Tryk p_0 er lille i Forhold til det atmosfæriske Tryk p, saa kan p_2 erstattes med p; er Tilstanden i Røret bleven stationær, gaar der lige store Dampmængder gennem ethvert Tværsnit af det i samme Tid; Damptrykket p_1 maa da aftage jævnt opad fra Vædskens Overflade, og man kan da sætte

$$\frac{p_1 - p'_1}{a} = \frac{p_0}{h},$$

naar Damptrykket ved Rørets Munding er 0. Der vil altsaa i

Tidsenheden fordampe en Vædskemængde, som i Dampform ved Trykket p vilde have Rumfanget

$$v = \frac{kSp_0}{ph};$$

heraf ser man, at v forholder sig omvendt som Afstanden fra Vædskens Overflade til Rørets Munding.

Diffusionskoefficienten k afhænger, foruden af Tryk og Temperatur samt af Dampens Natur, ogsaa af den Luftarts Beskaffenhed, i hvilken Fordampningen sker. For at vise dette, tog Stefan to lige store Glasrør, der vare lukkede i den ene Ende. Det ene Rør indeholdt atmosfærisk Luft, det andet Brint. De sattes begge med den aabne Ende ned i Æter; Æterdampene stige da op i Røret og uddrive en Del af Luften, som bobler op igennem Æteren. Det viste sig, at der kom fire Luftbobler fra Brintrøret i samme Tid som en Boble fra det Rør, der indeholdt atmosfærisk Luft. Æterdampe diffunderer altsaa fire Gange saa hurtig gennem Brint som gennem atmosfærisk Luft.

FUGTIGHEDSMAALING. Det er i mange Tilfælde vigtigt at vide, hvor megen Vanddamp Luften indeholder. Kaldes Vanddampenes Tryk, maalt i Millimeter Kvægsølv, b, vil en Kubikcentimeter Luft indeholde

$$m = \frac{5}{8} \cdot 0.001293 \frac{b}{760\,(1 + \alpha t)}$$

Gram Vanddamp, naar t er Temperaturen, og Vanddampenes Vægtfylde i Forhold til atmosfærisk Luft af samme Tryk og Temperatur antages at være $^5/_8 = 0.625$. Er b_1 Trykket af mættede Vanddampe ved Temperaturen t, vil dertil svare en Vægt m_1 af Vanddamp i en Kubikcentimeter Luft, som bliver

$$m_1 = \frac{5}{8} \cdot 0.001293 \frac{b_1}{760\,(1 + \alpha t)},$$

altsaa er

$$F = \frac{m}{m_1} = \frac{b}{b_1}.$$

Dette Forhold F kaldes gerne Luftens Fugtighedsgrad; det er Forholdet mellem den Dampmængde, der virkelig findes i Luften, og den største Dampmængde, som ved den givne Temperatur

kan være til Stede i Luften. Ofte angiver man ogsaa Fugtighedsgraden i Procent, hvorved forstaas Størrelsen $100\,b/b_1$. Man har anvendt mange forskellige Metoder til Fugtighedsmaaling; her skulle kun de anføres, som have fundet mere udbredt Anvendelse.

Absorptionsmetoden. Den nøjagtigste Bestemmelse af Luftens Fugtighed sker derved, at man absorberer Vanddampene, som indeholdes i et givet Rumfang Luft. Dette udføres i Regelen paa følgende Maade. Man fylder et eller flere Glasrør, som *AA* (Fig. 59) med Klorkalcium. Disse Rør forbindes ved en Kautschukslange med et Metalkar *B*, som er fyldt med Vand. Aabnes Hanerne 1 og 2 strømmer Vandet ud af Beholderen *B*, og derved suges Luften gennem Rørene *AA*. Man finder nu ved Vejning deres Tilvækst i Vægt *M*, som altsaa er den Vægt Damp, som har været til Stede i det Rumfang *V* af Luft, som er gaaet igennem Røret. Var Barometerstanden *B*, Temperaturen i Luften *t*, Rumfanget af *B* lig *V'* og dens Temperatur *t'*, har man, idet *b'* er Maksimumspændingen ved Temperaturen *t'*, at den Luftmængde, som er strømmet gennem Rørene, har Vægten

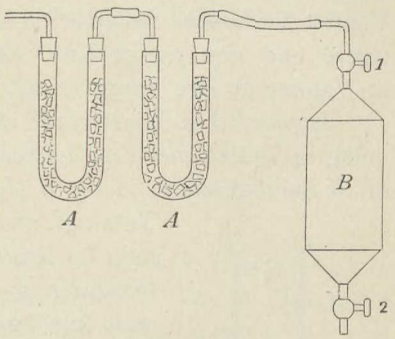


Fig. 59.

$$P = 0.001293\,\frac{B-b}{760\,(1+\alpha t)}\,V = 0.001293\,\frac{B-b'}{760\,(1+\alpha t')}\,V'$$

og altsaa

$$V = \frac{B-b'}{B-b}\,\frac{1+\alpha t}{1+\alpha t'}\,V'.$$

Nu er $m = M/V$; da m_1 kan beregnes af Dampenes Maksimum spænding b_1 ved Temperaturen t, saa er dermed Fugtighedsgraden F bestemt.

Hygrometret. Har man en Metalskaal med Vand staaende i Luften, og kommer man nogle smaa Stykker Is i Vandet, vil Vandets og dermed ogsaa Skaalens Temperatur aftage, og til sidst vil der sætte sig Dug paa Skaalen. Den Temperatur *t'*, ved hvilken dette sker, kaldes Dugpunktet. Vanddampene, som findes i Luften, maa da udøve et Tryk *p*, som er lig den til Tempera-

turen t' svarende Maksimumspænding. Da denne Spænding er bestemt af Regnault for forskellige Temperaturer, saa er Damptrykket p bestemt ved Dugpunktet t'.

Man har givet de Apparater, Hygrometrene, der tjene til at finde Dugpunktet, flere Former. Ved den her beskrevne Metode er der den Ulempe, at Temperaturen synker stødvis, nemlig hver Gang man lader et Stykke Is falde ned i Vandet; endvidere vil Vandet fordampe, saaledes at Luften omkring Skaalen bliver fugtigere end den øvrige Luft. Man maa ved Omrøring sørge for, at Vandet er lige varmt overalt i Skaalen.

Regnault har konstrueret et Hygrometer, der giver en meget nøjagtig Bestemmelse af Luftens Fugtighedstilstand. Det bestaar af to Sølvbeholdere A og B (Fig. 60), som man helst maa give Terningform. I B er indsat et Termometer, men for Resten er den tom; i A er der Æter; et Glasrør a gaar ned i Æteren, et andet Glasrør b gaar kun lige igennem Terningens øverste Sideflade; ved en Kautschukslange forbindes b med en lignende Vandbeholder, som der er vist i Fig. 59. Lader man Vandet strømme ud af den, suger den Luft ned i Æteren gennem Røret a, Luften, som bobler op fra a, mættes med Damp og afkøler Æteren; dermed fortsættes, indtil Duggen viser sig. Denne vil let kunne bemærkes, da Overfladen af A bliver mat i Sammenligning med B, som er uforandret blank. Man aflæser nu paa Termometrene Dugpunktet t' og Luftens Temperatur t; de tilsvarende Maksimumspændinger b og b' bestemme da Fugtighedsgraden F.

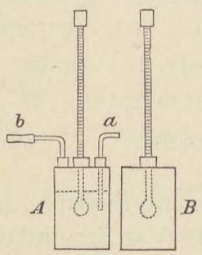


Fig. 60.

Psykrometret. Naar man omvikler et Termometers Beholder med et Stykke Tøj, som stadig holdes vaadt, hvilket kan ske ved at lade en Bomuldsvæge, der er i Berøring med Beholderen, hænge ned i en Flaske med Vand, vil Termometret i Regelen angive en Temperatur t_0, som er lavere end Luftens Temperatur. Dette hidrører fra, at Vandet, der stadig fordamper fra Termometret, dertil behøver Varme. Naar saavel Luftens Temperatur som dens Fugtighedsgrad i nogen Tid er konstant, vil Temperaturen t_0 ogsaa blive konstant. Naar dette finder Sted, modtager Termometret lige saa megen Varme ved Ledning fra Luften, som den mister ved Fordampningen. Varmemængden, den modtager, maa til-

nærmelsesvis forholde sig som Forskellen mellem Luftens Temperatur t og Termometrets Temperatur t_0; den kan altsaa sættes lig

$$A(t-t_0),$$

naar A er en konstant Størrelse. I samme Tid vil der fordampe en Vandmængde, hvis Vægt forholder sig ligefrem som Forskellen mellem Damptrykket b_0 ved Termometrets Overflade og Damptrykket b i den omgivende Luft. Man kan sætte den Varmemængde, Termometerbeholderen afgiver, lig

$$B(b_0-b),$$

og har altsaa

$$A(t-t_0) = B(b_0-b)$$

eller, idet $C = A/B$,

$$b = b_0 - C(t-t_0).$$

Da b_0 er Maksimumspændingen ved t_0 C., kan Damptrykket b findes, naar C er bekendt. Man bestemmer C ved at iagttage t og t_0 i et Rum, for hvilket Damptrykket b bestemmes ved en af de foran omtalte Metoder. Efter *August*, som har studeret denne Metode nøjere, og efter hvem den ofte benævnes, er $C = \frac{2}{3}$, naar Dampenes Tryk maales i Millimeter Kvægsølv. C er dog ikke ganske konstant, Termometerbeholderens Størrelse og navnlig Luftstrømningerne ville have Indflydelse paa den.

Haarhygrometret. Mange organiske Legemer indsuge Vanddampe fra Luften og faa derved et større Rumfang. Paa Grundlag heraf har *Saussure* konstrueret et Hygrometer, som bestaar af et Haar, der først lægges i en fortyndet Kaliopløsning for at befries for Fedt og derefter anbringes saaledes, at den ene Ende er fast, den anden viklet om en bevægelig Akse, der bærer en Viser, som peger paa en Gradbue. Haaret holdes udspændt ved et lille Vægtlod, der hænger i en Traad, som er viklet om Aksen. Stilles Apparatet først under en Glasklokke, hvor der er anbragt et vandsugende Stof, som koncentreret Svovlsyre, trækker Haaret sig sammen, idet det bliver tørt; Viseren peger da paa Inddelingens Nulpunkt. Vædes derimod Klokkens Inderside med Vand, saa mættes Luften med Fugtighed, og Haaret bliver gennemvaadt, Viseren peger da paa 100. Anbringes dette Hygrometer i et Rum, hvor Fugtighedsgraden er 50, vil Viseren dog ikke pege paa det Punkt af Gradbuen, der ligger midt mellem 0 og 100, men paa et Punkt, der ligger nærmest ved 100. Da Haarhygrome-

trets Forlængelse altsaa ikke forholder sig ligefrem som Fugtighedsgraden, maa dets Inddelinger afsættes efter Sammenligning med et af de andre Apparater. Dog kan man ikke være sikker paa, at der ikke i Tidens Løb kan foregaa Forandringer med Haaret, der gøre Angivelserne unøjagtige. I Stedet for Haar har man ogsaa anvendt Tarmstrenge.

FORTÆTNING AF LUFTARTER. Paa Grund af de store Ligheder, der findes mellem Luftarterne og Dampene, er der Grund til at formode, at Luftarterne, ligesom Dampene, kunne fortættes til Vædsker. At det virkelig forholder sig saaledes for de fleste Luftarters Vedkommende, har *Faraday* paavist. Han begyndte allerede i 1823 paa disse Undersøgelser. Hans Fremgangsmaade var følgende. I den ene Gren af et bøjet Rør anbragte han de Stoffer, hvoraf Luftarten udvikledes, den anden Gren af Røret afkøledes. Idet Luftarten udvikles i et begrænset Rum, blev Trykket saa stort, at det, i Forbindelse med Afkølingen, bragte den til at fremtræde som Vædske. Saaledes fremstilledes Svovlsyrling ved at opvarme Svovlsyre og Kvægsølv; derved erholdtes en klar farvefri Vædske. For at bestemme Trykket i Apparatet, tog Faraday et Haarrør, der var tilsmeltet i den ene Ende, og afspærrede deri en Del Luft ved Hjælp af en Draabe Kvægsølv; dette Rør anbragtes inde i det ombøjede Rør; af Draabens Stand kunde Trykket beregnes ved at anvende Mariottes Lov. Paa denne Maade fandt han, at Trykket ved 7^0 C. var omtrent 2 Atmosfærer. Da der i Røret fandtes baade flydende og luftformig Svovlsyrling, kan man heraf slutte, at mættede Svovlsyrlingdampe ved 7^0 C. udøve et Tryk af 2 Atm.

Paa lignende Maade fortættede han Svovlbrinte, som dannede en farvefri Vædske, der viste sig at være en yderst let bevægelig Vædske, hvis Damptryk ved 10^0 C. var 14 Atm. Kvælstofforilte, fremstillet af salpetersur Ammoniak, blev ligeledes flydende, men Forsøgene vare forbundne med betydelig Fare, da Røret let sprængtes; det ligger i, at mættede Dampe af denne Vædske udøve et meget stort Tryk; ved 10^0 C. er Trykket 44 Atm. Derimod frembød Fortætningen af Ammoniak ingen videre Vanskelighed; dens Damptryk ved 10^0 C. fandtes at være 6 Atm. Desuden fortættede Faraday ogsaa Klor, Klorbrinte, Cyan og Kulsyre.

Paa Grund af den store Betydning, Kulsyrens Forhold har haft, ville vi betragte de Undersøgelser, som angaa dette Stof,

lidt nærmere. Faraday udviklede Kulsyre af kulsur Ammoniak og Svovlsyre og erholdt derved Kulsyren i flydende Tilstand som en klar, farveløs og meget tyndflydende Vædske; Kulsyredampenes Tryk ved 0° C. fandt Faraday at være 36 Atm. Der maatte derfor anvendes Glasrør med tykke Vægge, og endda sprang et saadant Rør tidt, naar Lufttemperaturen steg, et Tegn paa, at Kulsyredampenes Tryk stiger hurtig med Temperaturen.

Thilorier optog i 1835 Undersøgelserne over Kulsyrens Fortætning og tilvejebragte større Mængder flydende Kulsyre; han benyttede i Hovedsagen Faradays Fremgangsmaade. For at undgaa de Farer for Eksplosion, som den medfører, gik man senere over til at sammentrykke Kulsyren med en Fortætningspumpe, konstrueret af *Natterer*; Kulsyren opsamledes i en Metalbeholder, der omgaves med en Kuldeblanding; derved kan man faa Kulsyren flydende ved forholdsvis smaa Tryk; efter *Regnault* og *Cailletet* er Kulsyredampenes Maksimumspænding:

— 80	— 60	— 40	— 20	0	+ 20	+ 40° C.
1	4	10	20	34	59	91 Atm.

Thilorier fandt, at en Straale af flydende Kulsyre, der strømmer ud gennem en snæver Aabning, fordamper saa hurtigt, at en Del af den afkøles saa stærkt, at den bliver fast og ligner Sne; opsamles denne Kulsyresne og sammentrykker man den, kan den holde sig længe; den fordamper stadig og holder sig ved omtrent — 80° C. For at faa den flydende, maa den underkastes et Tryk af omtrent 5 Atmosfærer, den smelter da ved — 57° C. Man ser heraf, at Kulsyrens Kogepunkt ved Tryk under 5 Atmosfærer ligger lavere end dens Frysepunkt; ved 5 Atm. har Kogepunktet samme Temperatur som Frysepunktet, hvilket ogsaa stemmer med ovenstaaende Tabel over Kulsyredampes Maksimumspænding. Er Trykket endelig over 5 Atmosfærer, ligger Kogepunktet højere end Frysepunktet.

U. Behn har maalt Vægtfylden af klare Stykker fast Kulsyre og fundet den lig 1.53.

Blandes Kulsyresne med Æter, faas en Vædske, der under almindeligt Tryk holder sig ved — 78° C. Formindskes Trykket over den, bliver dens Fordampning livligere; Faraday anbragte Blandingen under Luftpumpens Klokke og bragte ved stadig Pumpning Trykket ned til 30 mm.; Temperaturen var da — 110° C. Til disse Temperaturbestemmelser anvendte han et Vinaandtermometer.

Faraday anbragte nu, for at undersøge andre Luftarter, et Glasrør *AA* (Fig. 61) saaledes, at en Del af Røret var omgiven af den omtalte Kuldeblanding *BB*. I Røret *AA* sammentrykkedes den Luftart, som skulde fortættes, samtidig med, at Luften pumpedes ud af Klokken *CC*. Resultaterne svarede dog ikke til Forventningen, og navnlig vilde det ikke lykkes at erholde de almindelige Luftarter, Ilt, Brint, Kvælstof, i draabeflydende Form; heller ikke kunde Kvælstoftveilte og Kulilte blive flydende ved de anvendte Tryk, 30—50 Atmosfærer.

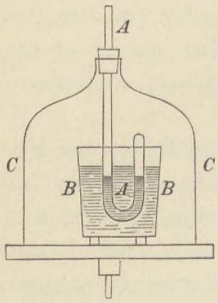


Fig. 61.

Faraday indsaa imidlertid, hvad Aarsagen hertil var. Han havde bemærket, at man ikke ved Tryk alene kunde fortætte en Luftart; dens Temperatur maatte ikke ligge over en vis Værdi, som afhang af Luftartens Natur. Saaledes havde han fundet, at Kulsyre ikke kunde fortættes, naar dens Temperatur var over 32° C., og han tvivlede ikke om, at noget tilsvarende gjaldt om de andre Luftarter. Navnlig for Ilt, Brint og de andre »permanente« Luftarter var der herefter Grund til at antage, at de overhovedet ikke kunde fortættes ved Temperaturer over — 110° C. Grænsetemperaturen har man kaldt Stoffets kritiske Temperatur.

NYERE UNDERSØGELSER. I Aaret 1877 offentliggjorde *Raoul Pictet* Resultaterne af et større Arbejde over Luftarters Fortætning. Han tilvejebragte en meget lav Temperatur, — 140° C., paa følgende Maade. Først fortættede han ved en Pumpe Svovlsyrling; den saaledes dannede Vædske fordampede under et meget ringe Tryk, og de dannede Dampe, luftformig Svovlsyrling, fortættedes paa ny. Derved erholdt han en konstant Temperatur paa — 70° C. Med en lignende Pumpe fortættedes Kulsyre i en Beholder, der var omgiven af den flydende Svovlsyrling; Kulsyren lededes derfra over i en anden Beholder, hvorfra den fordampede under et meget ringe Tryk ved — 140° C En stærk Beholder, der indeholdt klorsurt Kali, opvarmedes til henved 500° C.; den udviklede Ilt lededes over i et Rør, der ved Kulsyrens Hjælp holdtes afkølet til — 140°. Trykket var først 526 Atmosfærer, men det sank snart, idet Ilten blev draabeflydende, til 470 Atm. Lader man den flydende Ilt strømme ud, viser der sig en hvid

Straale, omtrent 10 cm. lang. Den flydende Ilt har næsten samme Vægtfylde som Vandet. Ogsaa Brinten lykkedes det Pictet at gøre flydende under et Tryk af 650 Atm. og samme Temperatur som ovenfor. Lader man den flydende Brint strømme ud i Luften, bliver en Del af den fast.

Samtidig med Pictet forsøgte ogsaa *Cailletet* at fortætte de Luftarter, som det ikke var lykkedes Faraday at gøre flydende. Han anvendte dertil et med særlig Omhu udført Apparat, som senere har fundet udbredt Anvendelse; man kalder det gerne Cailletets Pumpe. Det bestaar af en stærk Jærnbeholder *A* (Fig. 62), der foroven lukkes med Møtrikken *B*. Gennem den gaar vandtæt et Glasrør *D*, der er lukket foroven, men forneden er smeltet til en større Glasbeholder *C*, som er aaben forneden. *C* og *D* fyldes med den Luftart, som skal undersøges, hvorpaa Rummet mellem *A* og *C* fyldes med Kvægsølv. Gennem Røret *E* drives med en Vandtrykpresse Vand ind i *A*, Kvægsølvet sammentrykker da Luften i *C* og driver den op i det snævre Rør *D*, som samtidig afkøles. De fleste Luftarter blive paa denne Maade flydende, og man kan her nøjagtig iagttage, naar Fortætningen indtræder.

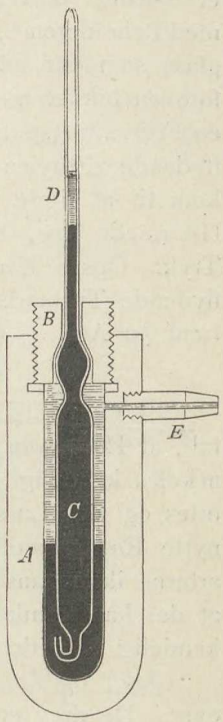


Fig. 62.

Selv Ilt, Brint og Kvælstof kunne, om end kun i et Øjeblik, bringes til at være flydende i Cailletets Apparat. Cailletet sammentrykkede Ilt i Røret *D*, indtil Trykket, maalt paa et Metalmanometer, var 300 Atm.; derpaa sattes Røret *E* i Forbindelse med den ydre Luft, Ilten udvidede sig derved pludselig, og dens Tryk sank til næsten een Atmosfære. Antages, at Ilten oprindelig var ved 0^0 C., saa følger det af Poissons Ligning, at Udvidelsen, hvis der ingen Varme tilførtes under denne, vil bevirke, at Temperaturen synker til -222^0 C. Endnu stærkere Afkøling fremkommer naturligvis, naar man afkøler Røret *D*. Cailletet omgav det med flydende Æthylen, som koger roligt under atmosfærisk Tryk ved -105^0 C. Under disse Omstændigheder kunde Cailletet, naar han pludselig formindskede Trykket, faa Ilt, Brint og Kvælstof til at vise sig i draabeflydende Tilstand, om end kun i en meget kort Tid.

Sikrere Resultater have *Wroblewski* og *Olszewski* erholdt ved at anvende Cailletets Apparat. De erstattede Røret *D* med et *U*-Rør i omvendt Stilling, hvis ene Gren stod i Forbindelse med Beholderen *C*, medens den anden Gren stod ned i et Reagensglas, som var fyldt med flydende Æthylen. Reagensglasset var foroven lukket med en Prop, hvorigennem der gik et Rør hen til en Fortyndingspumpe; derved kunde man formindske det paa den flydende Æthylen hvilende Tryk saa meget, at dens Kogepunkt kom til at ligge ved — 136° C. Sammenpressedes nu Ilt i det Π-formede Rør, blev denne Luft flydende allerede ved 20 Atm. Tryk. Ogsaa Kvælstof og Kulilte kunde bringes i den draabeflydende Tilstand, men dertil udfordredes meget større Tryk, omtrent 50 Atm.

FLYDENDE LUFT. Det er i det foregaaende (S. 25) omtalt, at Luft, som udvider sig uden at udføre noget Arbejde, ikke afkøles kendeligt. Under Forudsætning af, at Luften følger Mariottes og Gay-Lussacs Love, kan dette ogsaa bevises ved at benytte Entropisætningen (S. 43). Nu vide vi imidlertid, at Luftarterne ikke ganske følge de nævnte Love og det er derfor muligt, at der kan fremkomme en Varmetoning, naar Luft udvides uden kendelig Arbejdsydelse.

Joule og *Lord Kelvin* have anstillet omfattende Forsøg derover. De drev en Luftstrøm igennem et Rør, der i Midten indeholdt tætpakket Bomuld eller Silke. Ved Gnidning mellem Luften og Bomulden udvikledes Varme, som igen afgaves til Luften; man kunde saaledes vente, at dennes Temperatur ikke vilde forandres derved; alligevel iagttoge de en kendelig Afkøling δ. Saaledes fandt de i et Forsøg, ved hvilket Luftens Tryk p_1 inden den var gaaet igennem Bomuldsproppen var 5 Atmosfærer, efter at være gaaet der igennem var $p_2 = 1$ Atmosfære, at Temperaturfaldet δ var omtrent 1° C.

Som Resultat af alle deres Forsøg fandt de for atmosfærisk Luft

$$\delta = 0.276\,(p_1 - p_2)\left(\frac{273}{\vartheta}\right)^2,$$

hvor ϑ er Luftens absolutte Temperatur under Trykket p_1. Man ser, at det er muligt at frembringe ret betydelig Afkøling af Luft ved at gøre Trykforskellen $p_1 - p_2$ stor. Virkningen vil tilmed for-

øges stærkt, naar Temperaturen ϑ synker. Paa denne Afkøling beror *C. Lindes* Maskine til Fremstilling af flydende Luft, som har faaet stor Betydning og Udbredelse og derfor skal beskrives i Grundtrækkene.

A (Fig. 63) er en Fortætningspumpe; fra den gaar den sammenpressede Luft først gennem Svaleapparatet *B*, dernæst gaar den gennem Røret *C* og Ventilen *D* ind i en lukket Beholder *E*. Idet

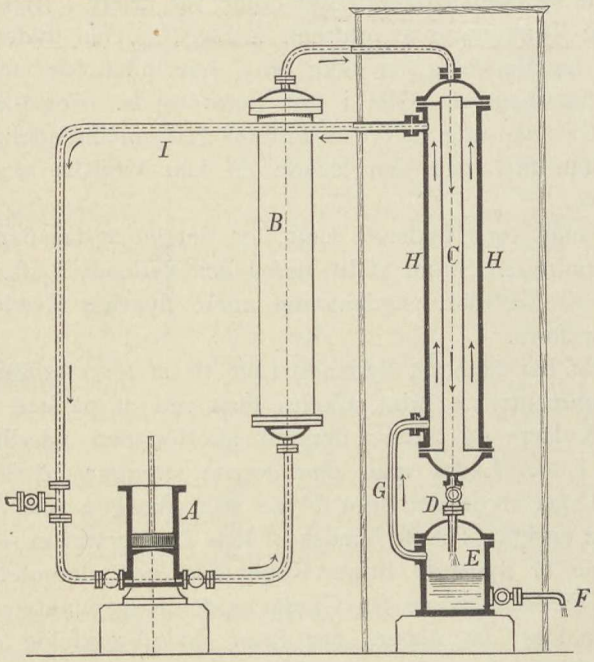


Fig. 63.

Luften gaar fra *C* til *E* synker dens Tryk betydeligt; medens Trykket i *C* omtrent er 65 Atmosfærer er det i *E* kun 22 Atmosfærer. Herved vil Luften allerede afkøles betydeligt. Den gaar nu fra *E* gennem Røret *G* ind i det videre Rør *HH*, der omgiver *C*, og vender derefter gennem Røret *I* tilbage til Pumpen, for paa ny at blive sammentrykket.

Som vi have set, vil den Luft, som kommer ned i *HH* allerede være noget afkølet; derved afkøles igen Luften i *C*, idet dens Temperatur falder, altsaa naar ϑ formindskes virker Udvi-

delsen fra *C* til *E* stærkere afkølende end før. Man ser saaledes, at Temperaturen i *E* maa blive ved at synke indtil enten Varmetilførslen udefra holder Ligevægt med Afkølingen eller ogsaa Luften bliver flydende i *E*. Dette sidste vil nu indtræde og man kan da tappe flydende Luft af Hanen *F*. Med en Maskine paa $3^1/_2$ Hestes Kraft kan man opnaa at faa een Liter flydende Luft i Timen. Opsamler man den i et dobbeltvægget Glaskar, hvor Mellemrummet mellem Væggene er gjort lufttomt for at forhindre Varmeledning, kan flydende Luft holde sig længe i fri Luft; den har da en Temperatur af omtrent $\div$ 190° C. Den flydende Luft, som faas fra Maskinen, er ikke ren, den indeholder faste Dele, navnlig fast Kulsyre, Olie i fast Form og Is. For disse Urenheder befries den dog let ved at filtreres gennem almindeligt Filtrerpapir. Man faar paa den Maade en klar Vædske af en smuk blaa Farve.

Har man først flydende Luft, er det let at faa flydende Ilt. Ledes nemlig en Strøm af Ilt ned i den flydende Luft, vil Ilten fortættes til Vædske, medens det mere flygtige Kvælstof gaar bort i Luftform.

Dewar har benyttet flydende Luft til at fortætte Brint. Den stærkt sammentrykte Brint afkøles først ved at passere en Blanding af Kulsyre og Æter, dernæst afkøles den yderligere ved flydende Luft. Lader man den derpaa strømme ud i fri Luft, kan man faa flydende Brint i saa stor Mængde man vil. Den danner da en klar, farvefri Vædske; dens Temperatur er — 252° C., som altsaa er flydende Brints Kogepunkt ved almindeligt Tryk. Afkøles Vædsken nogle faa Grader under Kogepunktet, størkner den til en klar, fast Masse, fast Brint, hvis Vægtfylde er 0.086 i Forhold til Vand, medens den flydende Brints Vægtfylde er 0.07.

KRITISK TEMPERATUR OG TRYK. Som ovenfor bemærket, antog Faraday, at enhver Luftart havde en kritisk Temperatur, det vil sige, at Luftarten ikke kunde fortættes, naar dens Temperatur var over en vis Værdi. Denne Betragtningsmaade har man bestandig fundet bekræftet, og man har bestemt denne kritiske Temperatur for en stor Mængde Legemer. I efterfølgende Tabel er foruden den kritiske Temperatur tillige anført det saakaldte kritiske Tryk i Atmosfærer, det vil sige det Tryk, som udfordres for at fortætte den paagældende Luftart, naar den har den kritiske

Temperatur, samt den dannede Vædskes Vægtfylde i Forhold til Vand ved 4° C.

Kritiske Data.

		Temp.	Tryk	Vægtf.	
Brint	H_2 . .	— 242.0	—	—	Dewar
Kvælstof	N_2 . .	— 146.0	33.0 Atm.	0.4	Wroblewski
Kulilte	CO . .	141.0	36.0 —	—	»
Ilt	O_2 . .	— 113.0	—	—	Dewar
Ilt	O_2 . .	— 118.0	50.0 —	0.6	Wroblewski
Kvælstoftveilte	NO . .	— 94.0	71.0 —	—	Olszewski
Methan	CH_4 . .	— 82.0	55.0 —	—	»
Æthylen	C_2H_4 .	10.0	51.0 —	0.3	Dewar
Kulsyre	CO_2 . .	31.4	72.9 —	0.46	Amagat
Kvælstofforilte	N_2O . .	36.4	73.1 —	0.41	Janssen
Klorbrinte	HCl . .	51.3	86.0 —	—	Ansdell
Svovlbrinte	H_2S . .	100.2	92.0 —	—	Dewar
Ammoniak	NH_3 . .	131.0	113.0 —	—	Vincent og Chappuis
Klor	Cl_2 . .	146.0	93.5 —	—	Knietsch
Svovlsyrling	SO_2 . .	155.0	79.0 —	0.5	Sajotschewski
Salpeterundersyre	N_2O_4 .	171.0	—	0.66	Nadejdine
Æter	$C_4H_{10}O$	194.4	35.6 —	0.26	Ramsay og Young
Vinaand	C_2H_6O	243.6	63.0 —	0.29	»
Svovlkulstof	CS_2 . .	273.1	72.9 —	0.38	Battelli
Benzol	C_6H_6 .	288.5	44.6 —	0.30	Ramsay og Young
Brom	Br_2 . .	302.0	—	1.2	Nadejdine
Vand	H_2O . .	364.3	194.6 —	—	Battelli

Det bemærkes, at Brintens kritiske Temperatur ikke direkte er iagttaget, og at overhovedet de fleste Angivelser i Tabellen maa betragtes som omtrentlige; de Værdier, som de forskellige Eksperimentatorer have fundet, afvige ofte betydeligt fra hverandre. Særlig usikre ere Vægtfyldebestemmelserne.

ANDREWS FORSØG. Det er af megen Interesse at erfare, hvorledes Overgangen sker fra den draabeflydende til den luftformige Tilstand ved forskellige Temperaturer. Angaaende dette Spørgsmaal har *Andrews* anstillet en Række Undersøgelser, der have haft en indgribende Betydning for Luftarternes Teori. Han underkastede Kulsyre og Luft samme Tryk ved forskellige Temperaturer og bestemte begge Luftarters Rumfang. Af Forsøgene over Luften bestemte han ved Hjælp af Mariottes Lov det Tryk,

Kulsyren var underkastet. Holdtes Temperaturen konstant, medens Trykket varieredes, fik han den til den konstante Temperatur svarende isoterme Kurve bestemt; disse Kurver ere fremstillede i Fig. 64, hvor Rumfanget er fremstillet ved Ascisserne, Trykket ved Ordinaterne. Betragtes f. Eks. den med *ABCD* betegnede isoterme Kurve, som gælder for 15.1° C., saa se vi, at et Punkt som *A* svarer til luftformig Kulsyre; ved *B* er Kulsyren at betragte som mættet Damp; yderligere Sammentrykning fremkalder en Fortætning, Trykket holder sig derfor konstant, indtil al Kulsyren er bleven flydende; fra nu af vokser Trykket meget hurtig, naar Rumfanget formindskes. Ved 21.5° C. begynder Fortætningen først ved *B'*, de mættede Dampes Vægtfylde er her betydelig større end tidligere, den vandrette Del af den isoterme Kurve kortere. Ved 31.1° C. har denne Del af den isoterme Kurve Længden 0; vi have nu naaet den kritiske Temperatur. De isoterme Kurver, der svare til højere Temperaturer ere kontinuerlige med Hensyn til deres Krumning; der vil altsaa ingen Fortætning af Kulsyren iagttages, og det er følgelig umuligt at bringe Kulsyre til at være flydende ved Temperaturer, der ere højere end 31.1 C. I Virkeligheden er ved disse Temperaturer Forskellen mellem den draabeflydende og den luftformige Tilstand ophævet. Gaar man saaledes ud fra den ved Punktet *F* bestemte Tilstand, kan man

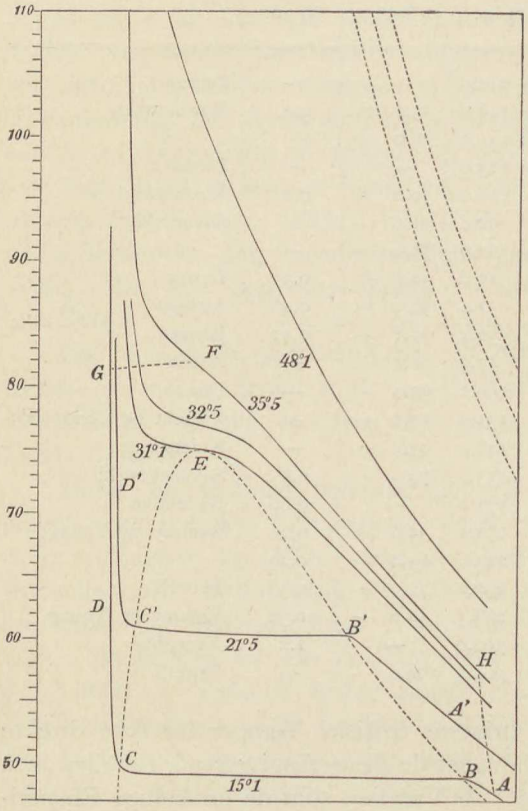


Fig. 64.

ved at sammentrykke og afkøle Kulsyren bringe den over i Tilstanden G, i hvilken Tilstand Kulsyren aabenbart er flydende, og dog vil ingen Fortætning til Vædske bemærkes. Gør man derimod Overgang fra Tilstanden F ad Vejen FHA, vil Kulsyren lige saa sikkert være luftformig. Det er altsaa ogsaa muligt at bringe Kulsyre over fra den luftformige Tilstand til den draabeflydende, uden at det er muligt at paavise det Øjeblik, da Overgangen skete, nemlig ved at lade Kulsyren undergaa de ved en Kurve som $AHFG$ antydede Forandringer i Rumfang, Tryk og Temperatur. Hermed er altsaa Kontinuiteten mellem den luftformige og den draabeflydende Tilstand paavist.

De vandrette Dele CB, $C'B'$, . . af Isotermerne begrænses af Kurven $CC'EB'B$, som vi ville kalde Grænsekurven; vi ville i det følgende gentagne Gange faa Lejlighed til at beskæftige os med den.

Hvad her er fremsat om Kulsyrens Forhold, kan selvfølgelig overføres paa alle andre Luftarter og Dampe.

CAGNIARD DE LA TOURS FORSØG. Lad $QA'B'C'R$ være den ovenfor omtalte Grænsekurve for en eller anden Damp, som antages at have en Vægt lig eet Gram. Det øverste Punkt i denne Kurve, lad det være B', svarer da til Legemets kritiske Tilstand; BB' er det kritiske Tryk, OB det kritiske Rumfang. Har man nu i et tilsmeltet Glasrør indesluttet et Gram af Stoffet, dels i flydende, dels i luftformig Tilstand, og er Rumfanget lig OA, saa vil dets Tryk stige, naar, som det her tilnærmelsesvis vil være Tilfældet, Rumfanget holdes konstant. Hvis nu Linien AA', der er vinkelret paa OV, skærer Grænsekurven i et Punkt A', der ligger paa den opstigende Gren $QA'B'$ af denne Kurve, saa vil, naar Trykket er blevet lig AA', hele Røret fyldes af Vædsken; fortsættes Opvarmningen, vil Røret sandsynligvis sprænges. Havde Glasrøret derimod haft saa stort et Rumfang, at den lodrette Linie CC' skærer den nedadgaaende Gren $B'C'R$ af Grænsekurven, vil mere og mere Vædske blive til Damp; i den ved C' bestemte Tilstand er hele Røret fyldt med mættet Damp. Fortsættes Opvarmningen videre, hører Dampen op med at være

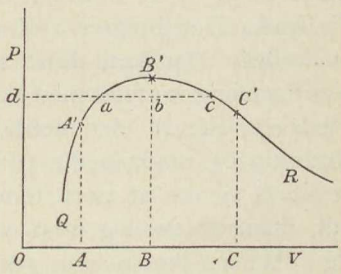


Fig. 65.

mættet. Havde derimod Glassets Rumfang netop været lig det kritiske Rumfang *OB*, vilde Røret blive ved at indeholde baade Vædske og Damp, indtil den kritiske Tilstand *B'* var naaet. Fortsættes Opvarmningen ud over denne, vil Forskellen mellem Damp og Vædske ophæves, Vædskens Overflade forsvinder. Denne Overgang indtræder temmelig pludseligt og Grunden hertil er let at indse. Vi kunne antage, at *b* er et Punkt paa Linien *BB'* i en ringe Afstand fra det kritiske Punkt *B'*. Gennem *b* trækkes Linien *dabc* parallel med Aksen *OV*. Er nu det i Røret indeholdte Stof bragt i den ved *b* bestemte Tilstand, saa vil den bestaa af en draabeflydende og en luftformig Del, hvilken sidste vil være en mættet Damp. Nu er *da* Rumfanget af eet Gram af Vædsken, *dc* Rumfanget af eet Gram af Dampen; altsaa vil den draabeflydende Del have Vægtfylden $1/da$, og den dampformige Del Vægtfylden $1/dc$. Disse Vægtfylder ville, selv om *b* ligger meget nær ved *B'*, kunne være meget forskellige; det er derfor forstaaeligt, at de to Dele af det i Røret indesluttede Stof ere skarpt adskilte, lige til den kritiske Temperatur er naaet, hvorefter Forskellen helt forsvinder.

Dette Fænomen er først iagttaget af *Cagniard de la Tour* i Aaret 1822. I et Glasrør, der var lukket i den ene Ende, var Vinaand. Det bragtes i Kog, hvorefter Rørets anden Ende tilsmeltedes. Han kom først saa megen Vædske i Røret, at $^2/_5$ af dets Rumfang var fyldt med Vinaand; under Opvarmningen udvidede Vædsken sig til det dobbelte Rumfang, derpaa forsvandt det pludselig og omdannedes til en fuldkommen klar Damp, saaledes at Røret syntes at være tomt; lod man derpaa Røret afkøle sig lidt, dannede der sig først en Taage, hvorpaa Vædsken igen viste sig. Aldeles lige saadan gik det med et Rør, der var halvt fyldt med Vinaand, derimod sprang et tredje Rør, hvori der var lidt mere Vædske. Med Petroleum og Æter fandt han lignende Resultater. Med Vand kunde intet Resultat erholdes; den kritiske Temperatur er nemlig saa høj for Vandets Vedkommende, at Glasset angribes af Vandet. Ved at tilsætte lidt kulsurt Natron, blev denne Virkning dog formindsket, og han fandt da, at Vandet udvider sig til det firedobbelte af dets oprindelige Rumfang og forsvinder ved en Temperatur, der ligger i Nærheden af Zinkets Smeltepunkt, 400° C.

Vandets kritiske Temperatur bestemtes af Cailletet og Colardeau 1892 ved Hjælp af en Metode, der gjorde det muligt at

anvende Staalrør i Stedet for Glasrør. Følgende Betragtning laa til Grund for denne Metode:

Indeslutter man forskellige Vandmængder i Rør og maaler sammenhørende Værdier af Damptryk og Temperatur, vil den Kurve, man kan afbilde med Temperaturen til Abscisse og Damptrykket til Ordinat, blive ens ved forskellige Vægtmængder i Røret, saa længe dette indeholder mættet Damp. Holder Dampen derimod op med at være mættet, blive Kurverne forskellige for forskellige Vægtmængder, da Trykket af umættet Damp i et givet Rum afhænger af, hvad Dampen vejer. Ligeledes ville Kurverne skilles ad, hvis der er saa megen Vædske i Rummet, at Dampen forsvinder, saa at der kun bliver Vædske tilbage. Lader man Vædskemængden i Røret variere omkring den, for hvilken hvert Gram har Rumfanget *OB*, vil Adskillelsen af de ovennævnte Kurver netop ske ved den kritiske Temperatur. Cailletet og Colardeau fandt da Vandets kritiske Temperatur ved at lægge Mærke til den højeste Temperatur, hvortil Damptrykkurverne kunde fortsættes, inden der fra eet Punkt skete Adskillelse for Kurverne, svarende til forskellige Vægtmængder i Rørene. Temperaturen, svarende til dette Punkt, var da kritisk Temperatur. Den fandtes $= 365^0$. Senere er fundet 360^0.

For at kunne maale det kritiske Tryk, anbragte Cagniard de la Tour Vædsken i den ene Gren af et U-bøjet Rør; i den anden Gren af Røret var der Luft; Luften og Vædsken vare adskilte med Kvægsølv, og begge Ender af Røret vare tilsmeltede. Her kunde Trykket beregnes ved at anvende Mariottes Lov. Paa denne Maade fandtes, at det kritiske Tryk for Æter er 37 Atm.; den kritiske Temperatur 188^0 C. For Svovlkulstof fandt han 66 Atm. og 262^0 C., hvad der stemmer ganske godt med de nyere Maalinger. Trykket kan nu findes nøjagtigere, da Afvigelserne fra Mariottes Lov ere kendte.

I de senere Aar er der anstillet mange Undersøgelser over Vædskernes kritiske Tilstand; de anvendte Metoder ere alle beslægtede med Cagniard de la Tours Fremgangsmaade. Nogle af de vundne Resultater ere allerede anførte i det foregaaende (S. 165).

JAMES THOMSONS HYPOTESE. Den isoterme Kurve for et flydende Legeme har, naar Temperaturen er lavere end den kritiske Temperatur, Formen *ABGHCD* (Fig. 66); her svarer *AB* til umættet Damp, *BGHC* til en Blanding af mættet Damp og

Vædske, *CD* til Vædsketilstanden. Isotermen bestaar af 3 sammenstødende Dele, nemlig af *AB*, der, naar Rumfanget vokser, nærmer sig til en ligesidet Hyperbel, dernæst af *BC*, som er en ret Linie, parallel med Aksen *OV*, og endelig af *CD*, der næsten er parallel med Aksen *OP*. Nu har *J. Thomson* 1871 fremsat den Anskuelse, at den isoterme Kurve i Virkeligheden har den ved *ABEFCD* antydede Form; at Stykket *BEFC* i Reglen erstattes af den rette Linie *BC* skulde da ligge i, at Tilstanden *BEFC* under almindelige Forhold svarer til ustadige Tilstande for Legemet. At der er meget, som taler for Rigtigheden heraf, kan ikke nægtes.

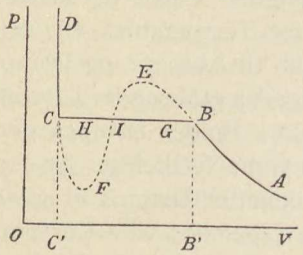


Fig. 66.

Tænker man sig, at en Vædske er i den ved *D* betegnede Tilstand og har den absolutte Temperatur ϑ, saa vil, naar Trykket formindskes, medens Temperaturen holdes konstant, Vædsken udvide sig, indtil Trykket er blevet lig de mættede Dampes Tryk p ved ϑ^0. Forsøger man nu at formindske Trykket ved at forøge det Rum, hvori Vædsken er indesluttet, kommer Vædsken i Kog, og de mættede Dampe, som nu dannes, ville vedligeholde Trykket p; derved fremkommer den retliniede Del *CB* af Isotermen. Men er Vædsken ganske luftfri, indtræder ingen Kogning; der sker vel en Fordampning, men det er ingenlunde givet, at Trykket derved holdes paa samme Højde p; udvides Rummet hurtigt, kan Trykket blive meget lille, inden Kogningen indtræder, men dette svarer jo netop til i det mindste en Del af den hypotetiske Kurve *CF*.

Gaar man ud fra den ved *A* bestemte Tilstand svarende til umættet Damp, kommer man ved Sammentrykning under konstant Temperatur til Tilstanden *B*, Dampen er da mættet; Spørgsmaalet er nu, om det er muligt ved uforandret Temperatur at sammentrykke Dampen yderligere, uden at der indtræder Fortætning, altsaa at faa dens Tryk til at vokse paa den ved Kurven *BE* antydede Maade. Skønt man næppe har udført Forsøget paa denne Maade, veed man dog, at der kan eksistere overmættet Damp. *Coulier* havde sammentrykket Luft i en gennemsigtig Beholder, der tillige indeholdt noget Vand; i det Øjeblik, han lod Luften strømme ud, viste der sig en Taage i Beholderen; den bestaar af smaa Vanddraaber, som fremkomme ved, at Luften afkøles ved Udvidelse; desuden vilde mættet Damp for sig alene

delvis fortættes ved Udvidelse, hvad Hirn har paavist (S. 46). Dette Forhold er nu ganske normalt. Men det paafaldende var, at Taagen blev svagere og svagere, naar Forsøget gentoges, og den udeblev til sidst ganske. Ved nøjere Undersøgelse viste det sig, at Taagen kun dannes, naar Luften i Beholderen indeholder Støv; fyldes Beholderen med Luft, som er filtreret ved at gaa gennem Bomuld, kan man ikke fremkalde nogen Taage. Dampene fortættes nemlig omkring Støvpartiklerne; disse blive derved saa tunge, at de falde ned, hvorved Luften renses for Støv. Vil man gentagne Gange frembringe Taage, maa man hver Gang bringe ny støvholdig Luft ind i Apparatet. Heri ligger Aarsagen til den stærke Taage, der i Reglen hviler over London og mange andre store Byer. Denne Virkning af Støvet er senere undersøgt af *Aitken*. Hermed staar et andet mærkeligt Forhold i Forbindelse, som er undersøgt af *R. Helmholtz* og *Richarz*. Lader man Dampe af kogende Vand strømme ud i Luften gennem en snæver Aabning, fremkommer en Dampstraale, der i Nærheden af Aabningen er næsten klar. Denne Damp maa være overmættet, eftersom mættet Vanddamp under normale Forhold delvis fortættes ved Udvidelse. I denne Straale fremkalder Støv ingen Fortætning, den bevirkes derimod i Reglen, naar der finder en kemisk Proces Sted i Straalen selv, f. Eks. derved, at Ammoniak og Klorbrinte forbinde sig med hinanden i Straalen. Ligeledes fremkalder elektriske Udladninger i Nærheden af Straalen Fortætning i den. Der er herefter Grund til at antage, at Dampe meget godt kunne eksistere i overmættet Tilstand, og at Fortætninger kun fremkomme under Paavirkning af fremmede Legemer.

De Tilstande, som svare til den opadgaaende Del *FE* af Isotermen kunne derimod ikke paavises. Antage vi, at Legemet fandtes i den ved *F* bestemte Tilstand, vilde dets Tryk vokse samtidig med, at Rumfanget forøgedes, noget, hvortil ingen Analogier findes. Havde man en Damp, som var i denne Tilstand, i en Cylinder med et bevægeligt Stempel, og var der Ligevægt mellem Dampenes Tryk og det ydre Tryk, vilde dette System være i ustadig Ligevægt. Forøgedes Rumfanget ganske lidt, vilde Dampens Tryk faa Overvægt, Stemplet altsaa drives udad. Formindskedes Rumfanget derimod lidt, vilde det indre Tryk formindskes, og Stemplet drives indad.

Maxwell har anvendt den anden Hovedsætning i Varmeteorien paa den ved Kurven *CHIGBEIFC* antydede Kredsproces. Kaldes

den under en uendelig lille Tilstandsforandring af Legemet optagne Varmemængde dQ, har man for enhver Kredsproces, at

$$\int \frac{dQ}{\vartheta} = 0.$$

Her er ϑ den absolutte Temperatur, som Legemet har, idet den modtager Varmemængden dQ; i nærværende Tilfælde er ϑ konstant, eftersom baade *CHIGB* og *BEIFC* ere isoterme Kurver for Temperaturen ϑ. Altsaa har man ogsaa, at

$$\int dQ = 0.$$

Da der altsaa ikke bruges nogen Varme til Kredsprocessen, kan der heller ikke udrettes noget Arbejde af Legemet, som udfører den; det Arbejde, som udføres under Udvidelsen *CHIGB* er lig Arealet *C'CHIGBB'*; det Arbejde, Legemet modtager under Sammentrykningen *BEIFC* er *C'CFIEBB'*. Man faar altsaa, at disse to Arealer ere lige store, eller, hvad der er det samme, at Arealet *CFI* er lige stor med Arealet *IEB*. Hvis man nu kendte Formen af den isoterme Kurve *ABEFCD*, som svarer til den absolutte Temperatur ϑ, vilde de mættede Dampes Tryk p ved samme Temperatur være lig med Afstanden fra Aksen *OV* til en ret Linie, der var parallel med denne Akse, og som var draget saaledes, at Arealerne *GFI* og *IEB* bleve lige store.

TILSTANDSLIGNINGER. Opfattes nu med J. Thomson Isotermerne som kontinuert krumme Kurver, kan der være Tale om at bestemme deres Ligning. Det første Forsøg i denne Retning skyldes *v. d. Waals*. Han gik ud fra Laplaces Teori for Haarrørsvirkningen. Efter denne tiltrække et Legemes Dele hinanden med Kræfter, der kun have en kendelig Størrelse, naar Afstandene ere meget smaa. Derved vil der, som det er vist i det foregaaende Afsnit, fremkomme et Tryk i Vædsken, som vi have betegnet med K. Virker der nu paa Vædsken tillige et ydre Tryk p, bliver det samlede Tryk, Vædsken er underkastet, $p + K$. Her maa K afhænge af Legemets Rumfang v; bliver dette, som det er Tilfældet, naar Legemet er luftformigt, meget stort, saa vil K blive umærkelig, eftersom Delenes Afstand er bleven mange Gange større. v. d. Waals antager, at K forholder sig omvendt

som Kvadratet af Rumfanget; følgelig kan man sætte det hele Tryk, et flydende Legeme er underkastet, lig

$$p + \frac{a}{v^2},$$

hvor a er en af Stoffets Natur afhængig Konstant.

Han antager endvidere, at et flydende Legemes Rumfang ikke kan gaa ned under en vis Grænse, uden at Delenes Bevægelighed ophører; i Stedet for Legemets virkelige Rumfang v, betragter han derfor et Rumfang $v - b$, hvor b er en meget lille Størrelse, men som dog er flere Gange større end Rumfanget af alle Legemets Molekyler. Antages nu, at Mariottes og Gay-Lussacs Love gælde for de her antagne Tryk og Rumfang, faas, at

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = A\vartheta,$$

hvor A, a og b ere konstante Størrelser, som ere afhængige af Stoffet. Denne Tilstandsligning giver, naar Rumfanget er meget stort, Legemet altsaa luftformigt, at $pv = A\vartheta$, eftersom a/v^2 i dette Tilfælde bliver forsvindende lille i Sammenligning med det ydre Tryk p, og b ligeledes er saa lille, at $v - b$ kan erstattes af v. Heraf følger ved Sammenligning med Tilstandsligningen for den luftformige Tilstand: $\varphi pv = R\vartheta$, at $A = R/\varphi$, hvor $R = 2.876 \cdot 10^6$, og φ er Vægtfylden i Forhold til atmosfærisk Luft.

Af ovenstaaende Tilstandsligning findes de til den kritiske Tilstand svarende Værdier for p, v og ϑ, som vi kalde p_1, v_1 og ϑ_1, paa følgende Maade. For de Punkter F og E, i hvilke den isoterme Kurves Tangent er parallel med Aksen OV, haves, at $dp/dv = 0$, som giver

$$p + \frac{a}{v^2} - \frac{2a}{v^3}(v - b) = 0.$$

Vi have her Ligningen for den Kurve, der gaar gennem alle de Punkter, i hvilke Isotermerne have Tangenter, der ere parallelle med Aksen OV (Fig. 66). Alle disse Isotermer svare nu til Temperaturer, ved hvilke Legemet baade kan være draabeflydende og luftformigt. Først naar de to Punkter falde sammen, komme vi til den kritiske Tilstand. Da de to sammenfaldende Punkter maa have en Forbindelseslinie, der er parallel med Aksen OV, maa vi

i ovenstaaende Ligning for den kritiske Tilstand have $dp/dv = 0$; derved faas, at

$$-\frac{2a}{v^3} + \frac{6a}{v^4}(v-b) - \frac{2a}{v^3} = 0,$$

som, naar det kritiske Rumfang v_1 indsættes i Stedet for v, giver

$$v_1 = 3b.$$

Af de andre Ligninger faas nu, at

$$p_1 = \frac{a}{27b^2}, \quad \vartheta_1 = \frac{8a}{27bA}.$$

Udtrykkes Konstanterne A, a og b ved de kritiske Data p_1, v_1 ϑ_1, og vælges disse Størrelser til Enhed for Tryk, Rumfang og Temperatur, faar man ved at sætte

$$p = Pp_1, \; v = Vv_1, \; \vartheta = T\vartheta_1,$$

at

$$\left(P + \frac{3}{V^2}\right)(3V - 1) = 8T.$$

Hvis v. d. Waals Tilstandsligning er rigtig, eksisterer der altsaa en eneste Ligning, der bestemmer de flydende Legemers Forandringer i Tryk, Rumfang og Temperatur; det eneste, man maa kende, er de kritiske Data p_1, v_1 og ϑ_1. Veed man altsaa, hvilke Brøkdele Tryk og Temperatur er af det kritiske Tryk og den kritiske Temperatur, saa giver ovenstaaende Ligning os, hvilken Brøkdel V Legemets Rumfang er af dets kritiske Rumfang v_1. Heri ligger, at man maa vente at finde væsentlige Overensstemmelser mellem forskellige Legemers Egenskaber, naar man sammenligner dem under saadanne Forhold, at deres Tryk og Temperatur ere lige store Brøkdele af deres kritiske Temperatur og Tryk, idet alle saadanne Egenskaber ved Legemerne, der ere Funktioner af P, V og T vil udtrykkes ved det samme Tal for alle Stoffer for samme Værdi af disse Størrelser. Denne »Teori om overensstemmende Tilstande« er vel afledet af v. d. Waals Ligning, men dens Rigtighed staar og falder ikke med denne. Enhver Tilstandsligning, der indeholder kun 3 af Stoffets Natur afhængige Konstanter, vil medføre dens Gyldighed.

I Virkeligheden stemmer v. d. Waals Tilstandsligning kun med Erfaringen, naar Legemet ikke er langt fra den kritiske Tilstand.

Clausius har da ændret Ligningen noget og indført en Konstant mere; i sin simpleste Form er hans Tilstandsligning følgende:

$$\left(p + \frac{a}{\vartheta (v + \beta)^2}\right)(v - b) = A\vartheta;$$

men heller ikke denne giver Resultater, der stemme med nyere Forsøg, der spænde over store Intervaller af Temperatur, Tryk og Rumfang, og andre Tilstandsligninger have heller ikke faaet almengyldig Betydning.

Man har da, for at finde Forbindelse mellem Maaleresultater for forskellige Stoffer, søgt at afgøre, om Teorien om overensstemmende Tilstande passede med Erfaringen. Det har voldet en Del Vanskelighed at komme paa det rene hermed, da man ikke kunde afgøre, om de Afvigelser, man fandt fra dens Gyldighed, kunde forklares ved Fejl i de kritiske Data eller ikke, da Størrelsen af disse Fejl ikke kendtes. *K. Meyer* f. *Bjerrum* har imidlertid undersøgt Lovens Gyldighed uden at bruge de kritiske Data, og Undersøgelsen viste for 22 forskellige Stoffer lige saa betydelige Afvigelser fra Loven, som man finder ved at bruge de kritiske Data til Prøve. Da tilmed Afvigelserne gaa til samme Side, som naar disse bruges, synes det tilladt at slutte, at Afvigelserne ikke skyldes de kritiske Data, og at disse for de undersøgte Stoffer ere godt bestemte.

Man maa altsaa efter dette opgive Tanken om at finde overensstemmende Tilstande ved Tryk, Rumfang og Temperatur, der ere samme Brøkdel af de tilsvarende kritiske Data; det var i og for sig ogsaa naturligere at antage, at de vilde findes under andre Omstændigheder. Naar man tænker sig Trykket paa en vis indelukket Mængde af et Stof vokse i det uendelige, maa det antages, at Volumen deraf ikke vil nærme sig til 0, men snarere til et Minimumsvolumen, der er ejendommeligt for hvert Stof. Det var da rimeligere at vente, at man vilde finde overensstemmende Volumina ved at regne dem ud fra dette Minimumsvolumen og angive dem i specielle Enheder for hvert Stof. Ligeledes er det saakaldte absolute Nulpunkt for Temperatur en saa daarlig defineret Størrelse, at det var mærkeligt, om den skulde spille samme Rolle for alle Stoffer. Det var rimeligere at vente, at man vilde finde overensstemmende Temperaturer, naar man regnede disse fra et for hvert Stof specielt Nulpunkt og tillige angav dem i specielle Enheder for hvert Stof. Vanskeligheden ved at prøve denne

Antagelses Rigtighed er omgaaet af K. Meyer, og hun fandt ved at undersøge Maaleresultater for 30 forskellige Stoffer, at de 25 med stor Tilnærmelse viste overensstemmende Tilstande ved Tryk, der vare samme Brøkdel af kritisk Tryk, naar Temperaturer og Volumina bleve angivne paa den anførte Maade. De 5 Stoffer gav afvigende Resultater, men om dem alle vides det, at Opvarmningen er ledsaget af indre Forandringer i deres Bygning. De nødvendige Konstanter til denne Undersøgelse kan findes, naar man blot kender de kritiske Data og et Sæt sammenhørende Værdier af Tryk, Temperatur og Volumen, f. Eks. Kogepunktet under Atmosfære-Tryk og Gram-Volumen under samme Omstændigheder.

S. 145 er der afbildet saakaldte Damptrykskurver for forskellige Stoffer; de ere alle forskellige, naar Trykket og Temperaturen angives i sædvanlige Enheder. Angives de derimod i specielle Enheder og regnes Temperaturen fra et specielt Begyndelsespunkt, ville de falde sammen.

Det vil af det foregaaende kunne forstaas, hvilken Betydning det vilde have, om Loven om overensstemmende Tilstande var rigtig eller ikke. Da den ikke er rigtig i den først antagne Form, kan man saaledes vide, at den hidtil ubekendte Tilstandsligning maa indeholde flere end 3 Konstanter. Er den rigtig i den sidst anførte Form, kan det godtgøres, at denne maa indeholde 5 Konstanter.

Endvidere vil, hvis Teorien passer, Maalinger for eet Stof kunne bruges til at kontrollere og korrigere Maalinger for et andet, og man vil ved Sammenligning med andre Stoffer kunne opdage, om et Stof lider indre Forandringer ved Opvarmning.

AFVIGELSER FRA MARIOTTES LOV VED MINDRE TRYK. Saa længe man antog, at der fandtes Luftarter, som ikke kunde bringes i den draabeflydende Tilstand, var det naturligt at gaa ud fra, at de under alle Forhold fulgte Mariottes Lov. Anderledes stiller Sagen sig, naar man har Grund til at tro, at det samme Stof kan efter Omstændighederne være luftformigt eller draabeflydende. Mariottes Lov kan da kun være gyldig under særegne Forhold, og det rimeligste er at antage, at den kun er tilnærmelsesvis rigtig. Den første, der har underkastet Loven en Prøvelse fra dette Synspunkt, er *H. C. Ørsted*, som 1823 i Forbindelse med Major *Suensson* gjorde en Række Forsøg, dels efter

Mariottes Metode, dels efter en ny Metode. Mariotte anvendte til sine Forsøg et U-bøjet Rør, hvis ene, korte Gren var lukket foroven, medens den anden Gren var aaben; i den hældtes der Kvægsølv, som afspærrede Luften i den korte Gren og sammentrykkede den. Det Apparat, Ørsted anvendte, var nu udført i en større Maalestok; det aabne Rør var saa langt, at der kunde tilvejebringes et Tryk af 8 Atmosfærer; ogsaa det Rør, hvori Luften sammenpressedes, havde en betydelig Længde og var udmaalt med megen Omhu. Ved de Tryk, som kunde tilvejebringes i dette Apparat, kunde der ikke paavises nogen Afvigelse fra Mariottes Lov for den atmosfæriske Lufts Vedkommende; derimod afvige Svovlsyrling og andre Luftarter, der kunne fortættes, stærkt fra Loven, naar de nærme sig det Tryk, ved hvilket de blive draabeflydende. Ved den anden Fremgangsmaade pumpedes Luft ind i en Vindbøssekolbe. Kolben blev derved tungere, og man kunde ved Vejning bestemme den indesluttede Lufts Vægtfylde. Det Tryk, Luften i Kolben udøvede, bestemtes ved, at man maalte den Kraft, der udfordres for at trykke den Ventil, der lukkede for Luften, ind, saaledes at Luften begyndte at strømme ud. Det viste sig da, i Overensstemmelse med Mariottes Lov, at Luftens Vægtfylde forholdt sig ligefrem som dens Tryk.

Ogsaa *Dulong* og *Arago*, som underkastede Luftarterne betydeligt større Tryk, indtil 27 Atmosfærer, fandt Mariottes Lov gyldig. Ganske vist fandt en lille Afvigelse Sted, idet den atmosfæriske Lufts Rumfang ved store Tryk var lidt mindre, end det efter Loven skulde være, men de antoge, at dette beroede paa Fejl ved Forsøgene. Imidlertid viste *Pouillet* paa en meget simpel Maade, at samme Tryk sammenpressede forskellige Luftarter ulige meget. Han stillede nemlig flere Manometre, hvert fyldt med sin Luftart, i et Apparat af samme Indretning, som det, Ørsted anvendte til sine Forsøg over Vandets Sammentrykkelighed. Da disse Rør omtrent vare to Meter lange, var det let at se, om de fulgtes ad, naar Trykket voksede. Han anvendte Tryk af indtil 100 Atmosfærer; Ilt, Brint, Kvælstof, Kvælstoftveilte og Kulilte syntes at følge samme Lov, medens Kulsyre, Kvælstofforilte, Methan og Æthylen sammentrykkedes mere. Ved 40 Atmosfærers Tryk var deres Rumfang henholdsvis 26, 27, 6 og 8 % mindre, end det vilde være, hvis de fulgte Mariottes Lov.

Naar man benytter Mariottes Fremgangsmaade, kan Luftens Rumfang maales med tilstrækkelig Nøjagtighed, saa længe Trykket

er lille; ved store Tryk bliver Luftens Rumfang mindre, de uundgaaelige Fejl ved Udmaalingen af det, faa derfor en større Indflydelse og kunne let skjule mulige Afvigelser fra Loven. Derfor udtænkte Regnault en Fremgangsmaade, ved hvilken Rumfanget udmaaltes med samme Nøjagtighed, enten Trykket var stort eller lille. Luften sammentrykkedes i et Glasrør ABC (Fig. 67), der foroven havde en Metalindfatning med Hane A; forneden var Røret ved en Kanal D i Forbindelse med Trykmaaleren. Paa Røret vare to Mærker B og C afsatte, saaledes at Rumfanget AB nøjagtig var lige stort med Rumfanget BC. Antages nu, at der stod Kvægsølv i Røret til C, saa var derved, naar Hanen A var lukket, et bestemt Rumfang Luft v afspærret under et vist Tryk p. Ved at bringe mere Kvægsølv ind i Manometerrøret, forøges Trykket saa meget, at Kvægsølvoverfladen i Røret AC staar ved B. Luftens Rumfang er nu $v' = \frac{1}{2}v$. Kaldes det Tryk, som udfordres dertil, p', maa man, hvis Mariottes Lov gælder, have $pv = p'v'$, altsaa $p' = 2p$. Nu aabnes Hanen A, ved Hjælp af en Fortætningspumpe drives Luft ind i Røret, indtil Kvægsølvet igen staar ved C, Trykket aflæses og forøges derpaa, indtil Luftens Rumfang igen er halveret. Paa denne Maade bestemmes Rumfanget aabenbart altid med samme Nøjagtighed.

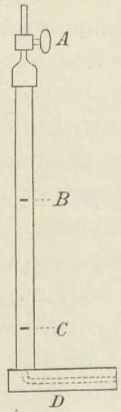


Fig. 67.

I en af Regnaults Forsøgsrækker var det oprindelige Lufttryk p omtrent en Atmosfære. Ved Sammentrykningen til det halve Rumfang eller fra Rumfanget v til v' udfordredes et Tryk p'; Forholdet $pv/p'v'$ beregnedes af Forsøgene. Resultaterne vare følgende:

	$\frac{pv}{p'v'}$
Atm. Luft	1.00215
Kvælstoftveilte	1.00285
Kulilte	1.00293
Methan	1.00634
Kvælstofforilte	1.00651
Kulsyre	1.00722
Klorbrinte	1.00925
Svovlbrinte	1.01083
Ammoniak	1.01881
Svovlsyrling	1.02088
Cyan	1.02353

Produktet af Tryk og Rumfang aftager for disse Luftarter kendeligt, naar Trykket vokser; deres Rumfang formindskes altsaa mere, naar Trykket vokser, end det efter Mariottes Lov maatte ventes. Det samme fandtes ogsaa at gælde om Kvælstof, medens derimod Brinten sammentrykkes mindre, end det efter Mariottes Lov skulde være Tilfældet.

Sættes Produktet af Tryk og Rumfang ved 1 Atmosfæres Tryk lig Enheden, saa er det efter Regnault ved større Tryk for Kulsyre, Luft og Brint de i efterfølgende Tabel angivne Værdier:

Tryk i Atm.	Kulsyre	Atm. Luft	Brint
1	1.000	1.000	1.000
5	0.966	0.996	1.002
10	0.923	0.992	1.006
15	0.879	0.988	1.009
20	0.835	0.986	1.013

AFVIGELSER FRA MARIOTTES LOV VED STØRRE TRYK. Naar Brint undtages, aftager Produktet af Tryk og Rumfang med voksende Tryk for alle Luftarter ved de Forsøg, som i det foregaaende have været omtalte. Derimod viste *Natterer*, at dette Produkt vokser stærkt, naar Trykket bliver flere Hundrede Atmosfærer. Natterers Forsøg havde til Hensigt at fortætte de saakaldte permanente Luftarter; dette vilde dog ikke lykkes ham, skønt han underkastede Luftarterne indtil 2800 Atmosfærers Tryk; Aarsagen dertil er, som vi nu vide, at disse Luftarter ikke kunne fortættes ved Tryk alene. Han benyttede da sit Apparat til at prøve, hvorledes Luftens Rumfang varierede med Trykket, og fik derved meget interessante Resultater. Han sammenpressede Luften i en Vindbøssekolbe og maalte Trykket ved den Vægt, der var nødvendig for at overvinde Luftens Tryk paa et lille cylindrisk Stempel. Paa Kolben var der tillige et Siderør med Hane; den Luft, som strømmede ud, opsamledes over Vand, og dens Rumfang maaltes ved atmosfærisk Tryk. Han pumpede først saa megen Luft ind i Kolben, at Trykket blev 2790 Atm.; derefter aabnedes Hanen, og han lod nu et Rumfang Luft, der, maalt ved atmosfærisk Tryk, var 10 Gange saa stort som Kolbens Rumfang, strømme ud, hvorpaa Trykket maaltes igen. Havde den indespærrede Luft fulgt Mariottes Lov, maatte Trykket derved synke 10 Atm.; i Virkeligheden sank det

for Brint . . . . . 101 Atm.
- Kvælstof . . . . 136 —
Atm. Luft . . . 131 —
- Kulilte . . . . . 163 —

Natterer giver meget udførlige Tabeller over sine Iagttagelser; her skal kun anføres Produktet af Tryk og Volumen for en given Luftmængde, naar dette Produkt ved 1 Atmosfæres Tryk sættes lig Enheden.

Tryk i Atm.	Brint	Ilt	Kvælstof	Luft	Kulilte
1	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
500	1.27	1.14	1.32	1.27	1.22
1000	1.61	1.68	1.93	1.90	1.84
1500	1.93	—	2.48	2.47	2.43
2000	2.22	—	3.12	3.03	2.99
2500	2.56	—	3.66	3.55	3.53

Natterer kunde ikke undersøge Iltens Forhold ved høje Tryk, fordi der gik Ild i det Læder, der anvendtes til Pakning for Røret, hvori Stemplet bevægedes.

Resultatet af Regnaults og Natterers Forsøg er, at Produktet *pv* af Tryk og Rumfang for Brintens Vedkommende i alle Tilfælde vokser med Trykket, derimod forholde de andre Luftarter sig forskelligt, naar Trykket undergaar store Forandringer. Ligger Trykket mellem 1 og 100 Atm., saa aftager Produktet *pv* med voksende Tryk; er det derimod 500 Atm. eller mere, vokser Produktet *pv* med Trykket. Man maa herefter formode, at det omtalte Produkt har et Minimum ved et mellemliggende Tryk, og denne Formodning er ogsaa bleven bekræftet ved Forsøg af *Amagat*. Han fandt, at Produktet for Kvælstoffets Vedkommende har sin mindste Værdi ved et Tryk af omtrent 100 Atmosfærer, for Methan var dette Tryk 150 Atm. Dette Minimum er stærkest fremtrædende ved lave Temperaturer. For Brintens Vedkommende kunde intet Minimum paavises, skønt Brinten underkastedes Tryk paa mere end 400 Atmosfærer.

MARIOTTES LOV OG V. D. WAALS TEORI. Det er vist i det foregaaende, at v. d. Waals Tilstandsligning stemmer ganske godt med de virkelige Forhold; det er derfor værd at undersøge,

om de paaviste Afvigelser fra Mariottes Lov kunne udledes af Tilstandsligningen. Vælger man kritisk Tryk, Rumfang og Temperatur til Enheder for Tryk P, Rumfang V og Temperatur T, er det vist, at den omtalte Ligning har denne Form:

$$\left(P + \frac{3}{V^2}\right)(3V - 1) = 8T)$$

Heraf følger, at

$$PV = \frac{8VT}{3V - 1} - \frac{3}{V}.$$

For at give en Forestilling om, hvorledes Produktet PV varierer med Trykket ved forskellige Temperaturer, er følgende Tabel beregnet.

$\frac{1}{V}$	$T = 1.0$		$T = 1.5$		$T = 2.0$		$T = 2.5$		$T = 3.0$	
	PV	P	PV	P	PV	P	PV	P	PV	P
0.0	2.67	0.00	4.00	0.00	5.33	0.00	6.67	0.00	8.00	0.00
0.2	2.26	0.45	3.69	0.74	5.11	1.02	6.54	1.31	7.97	1.59
0.4	1.88	0.75	3.42	1.37	4.96	1.98	6.50	2.60	8.03	3.21
0.6	1.53	0.92	3.20	1.92	4.87	2.92	6.54	3.92	8.20	4.92
0.8	1.24	0.99	3.06	2.44	4.87	3.90	6.69	5.35	8.51	6.81
1.0	1.00	1.00	3.00	3.00	5.00	5.00	7.00	7.00	9.00	9.00
1.2	0.85	1.01	3.07	3.68	5.29	6.35	7.51	9.01	9.73	11.68
1.4	0.80	1.12	3.30	4.62	5.80	8.12	8.30	11.62	10.80	15.12
1.6	0.91	1.46	3.77	6.03	6.63	10.60	9.49	15.38	12.34	19.75
1.8	1.27	2.28	4.60	8.28	7.93	14.28	11.27	20.28	14.60	26.28
2.0	2.00	4.00	6.00	12.00	10.00	20.00	14.00	28.00	18.00	36.00

I Fig. 68 er Trykket P Abscisse, Produktet af Tryk og Rumfang, PV, Ordinat; man ser, at Produktet PV aftager stærkt med voksende Tryk, naar T ikke afviger meget fra 1, det vil sige, naar Temperaturen omtrent er lig den kritiske Temperatur; ved højere Temperaturer holder Produktet sig mere konstant, det aftager først til et Minimum, hvorpaa det igen vokser. Dette Minimum bliver efterhaanden, naar T vokser, mindre fremtrædende og nærmer sig til Ordinataksen. Ved endnu højere Temperaturer bliver PV altid større og større med voksende Tryk. Man ser, at dette altsammen stemmer med Erfaringen. Saaledes er den kritiske Temperatur ϑ_1 for Brint omtrent 33 absolutte Grader, altsaa er,

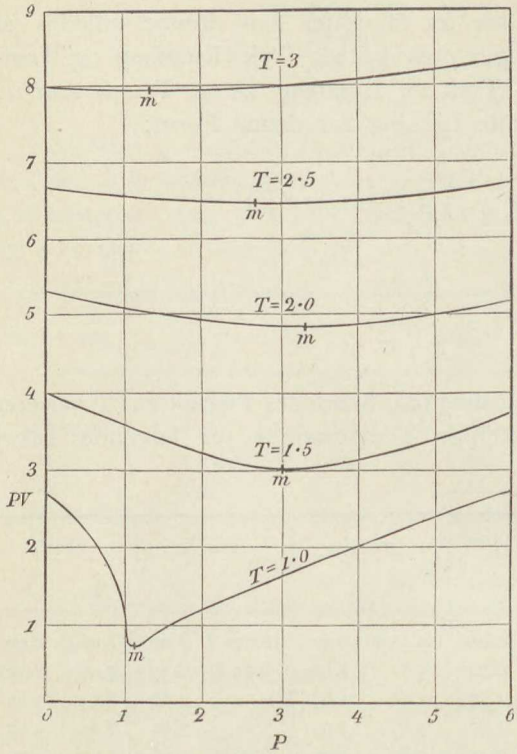


Fig. 68.

ved 18° C. $T = (273 + 18)/33$, eller omtrent lig 9; ved almindelig Temperatur vokser Produktet PV for denne Luftart bestandig med Trykket. For Ilt derimod er $\vartheta_1 = 155$ absolutte Grader, altsaa er T ved 18° C. lig 291/155 eller omtrent lig 2; Figuren viser, at PV i dette Tilfælde har et Minimum ved meget stort Tryk.

For nærmere at undersøge disse Forhold, bestemmes den Værdi af P, som gør Produktet PV saa lille som muligt. Af Udtrykket for PV faas, at

$$\frac{d \cdot PV}{dV} = \frac{3}{V^2} - \frac{8T}{(3V-1)^2}.$$

PV er altsaa Minimum, naar

$$\frac{3V-1}{V} = \sqrt{\frac{8T}{3}}.$$

Den tilsvarende Værdi for P, som vi ville kalde Π, findes ved at benytte Tilstandsligningen at være

$$\Pi = 3\left(2\sqrt{\frac{8T}{3}} - 3\right)\left(3 - \sqrt{\frac{8T}{3}}\right).$$

Ved Hjælp heraf er følgende Tabel beregnet under Forudsætning af, at de paagældende Luftarters Temperatur er 18° C., deres absolutte Temperatur ϑ altsaa 291.

	Kritisk Temp. ϑ_1	Kritisk Tryk p_1	T	Π	$p = \Pi p_1$
Brint	33	—	8.82	neg.	neg.
Kvælstof	127	33	2.29	3.08	102
Kulilte	132	36	2.20	3.19	115
Ilt	155	50	1.88	3.37	169
Kvælstoftveilte	179	71	1.63	3.21	228
Methan	191	55	1.52	3.05	168
Æthylen	263	51	1.11	1.68	86

Heraf følger f. Eks. at Produktet PV af Tryk og Volumen for Kvælstof aftager med voksende Tryk, naar Trykket er under 102 Atmosfærer; derover vokser PV med Trykket.

Ved Hjælp af ovenstaaende Udtryk for Π kan man nu beregne Π, naar T er bekendt. Man finder saaledes:

$T = 1.0$	1.5	2.0	2.5	3.0
$\Pi = 1.09$	3.00	3.35	2.72	1.37

De saaledes bestemte Minima ere i Fig. 63 betegnede med m.

LUFTARTERNES SAMMENTRYKKELIGHED VED MEGET LAVE TRYK. Det er forbundet med store Vanskeligheder at undersøge, om Luftarterne følge Mariottes Lov ved Tryk, der ere betydelig mindre end Atmosfærens Tryk. Til Trykmaaling kan man i Reglen kun benytte Kvægsølv, men det er ikke let at bestemme en Trykhøjde med en Nøjagtighed, der er større end 0.1 Millimeter. Det kan derfor ikke undre, at der er en Del Uoverensstemmelse mellem Resultaterne af forskellige Fysikeres Arbejder angaaende dette Spørgsmaal. Saaledes angiver *Mendelejew*, at den atmosfæriske Luft udvider sig mindre, naar Trykket formindskes, end det efter Mariottes Lov skulde være Tilfældet; sættes Produktet pv af Tryk og Rumfang ved 650 mm. Tryk lig 1.0000, saa er det efter Mendelejew ved

200 mm.	0.9987
100 —	0.9973
15 —	0.9655

I den nyeste Tid har *Fuchs* gjort Forsøg over det samme; han finder ligeledes for atmosfærisk Luft, at Produktet pv aftager med Trykket; sættes pv ved 1000 mm. Tryk lig 1.0000, bliver det efter Fuchs ved 250 mm. Tryk lig 0.9988. For Kulsyre vokser

Produktet derimod stærkt med aftagende Tryk, medens der for Brintens Vedkommende ingen Afvigelse kan paavises fra Mariottes Lov.

Det maa dog bemærkes, at *Siljeström* har fundet Afvigelser fra Mariottes Lov, der gaa til den modsatte Side af de ovenfor anførte, samt at *Amagat* ved meget omhyggeligt udførte Maalinger ikke med Sikkerhed kunde paavise nogen Afvigelse fra Mariottes Lov ved lave Tryk.

Endelig har *Chr. Bohr* for Iltens Vedkommende fundet nogle meget mærkelige Afvigelser fra Loven ved Tryk, der ligge i Nærheden af 1 mm. Kvægsølv. Er Trykket over 0.7 mm., har man, efter Bohr, at Produktet $(p + 0.109)\,v = C$, hvor C er en konstant Størrelse; altsaa haves

$$pv = \frac{C}{1 + \frac{0.109}{p}}.$$

Produktet pv vokser altsaa, naar Trykket p vokser. Er Trykket derimod under 0.7 mm., haves $(p + 0.070)\,v$ konstant. Ved Trykket 0.7 mm. er Produktet pv ubestemt. Er Luften oprindelig ved et Tryk, der er lidt under 0.7 mm., og forøges Trykket til 0.8 mm., saa vil dette Tryk ikke holde sig konstant, men bliver omtrent 10 % mindre i Løbet af nogle Timer. Det synes derefter, at Ilten ved dette Tryk undergaar en Tilstandsforandring, hvis Natur dog er ganske ubekendt.

LUFTARTERS UDVIDELSE VED OPVARMNING. Man kan i Reglen gaa ud fra, at Luftarterne udvides $\frac{1}{273}$ af deres Rumfang ved 0° C. for hver Grads Opvarmning. Det er dog ved Undersøgelse af Regnault godtgjort, at Udvidelseskoefficienten ikke er ganske den samme for de forskellige Luftarter. Til Undersøgelse herover anvendte han det i Fig. 69 viste Apparat. En Glasbeholder A staar ved et snævert Rør i Forbindelse med de to samkvemhavende Rør C og D. I Forbindelsesrøret mellem C og D er anbragt en Tregangshane. Rørene selv indeholde Kvægsølv. Ved et Siderør E kan A sættes i Forbindelse med en Luftpumpe; imellem E og Luftpumpen anbringes Rør, der indeholde Klorcalcium eller andre vandsugende Substanser. Afbryder man ved Hjælp af Hanen Forbindelsen mellem C og D, kan A pumpes tom og igen fyldes med tør Luft; for at fjerne den Vand-

damp, der hænger ved Glasvæggene, omgives Beholderen A samtidig med Damp af kogende Vand. Naar Luften saaledes er tørret, tilsmeltes Glasrøret E, og Lufttermometret er nu færdigt til Brug.

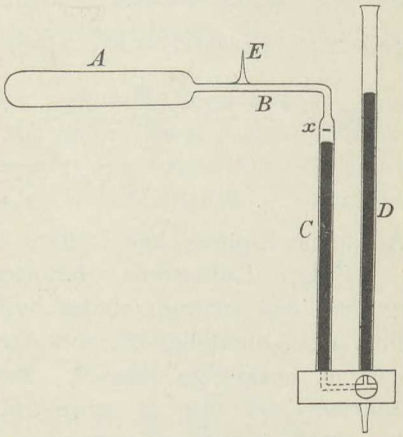


Fig. 69.

For at bestemme en Temperatur, maa Luftens Udvidelseskoefficient findes, hvilket sker saaledes. Først omgives A med Dampe af kogende Vand; deres Temperatur bestemmes af Lufttrykket B_1; lad den tilhørende Temperatur være T. Røret B har Luftens Temperatur τ_1; Højdeforskellen mellem Kvægsølvet i D og C maales og reduceres til 0° C., lad denne Forskel være h_1, Luften i A er da underkastet Trykket $B_1 + h_1$. Rumfanget V af A har man i Forvejen maalt ved at fylde den med Kvægsølv og bestemme dets Vægt; paa samme Maade udmaales Rumfanget v_1 af det snævre Rør B og af den øverste Del af C til et Mærke x. For den øvrige Del af C maa det indvendige Tværsnit være bestemt paa lignende Maade. Endelig maa Glassets Udvidelseskoefficient være maalt, lad den være γ. Kaldes Luftens Udvidelseskoefficient α, vil den Luftmasse, som indeholdes i A ved Temperatur T og Tryk $B_1 + h_1$, naar Temperaturen synker til 0° C. og Trykket bliver 760 mm., indtage et Rumfang R_1, hvor

$$R_1 = \frac{V(1+\gamma T)}{1+\alpha T} \frac{B_1 + h_1}{760},$$

medens den øvrige Del af den indespærrede Luft vil indtage Rummet R_2, hvor

$$R_2 = \frac{v_1(1+\gamma\tau_1)}{1+\alpha\tau_1} \frac{B_1 + h_1}{760}.$$

Derefter omgives Luftbeholderen A med smeltende Is eller Sne; idet Luften afkøles, vil dens Tryk aftage, Kvægsølvet stiger derfor i C; ved Hjælp af Hanen tappes nu noget Kvægsølv ud, saaledes at det i C paa det nærmeste beholder samme Stilling. Reduceres nu igen til 0° C. og 760 mm. Tryk, faas paa samme Maade som ovenfor Rumfangene r_1 og r_2, idet

$$r_1 = \frac{V(B_2 + h_2)}{760}, \quad r_2 = \frac{v_2(1 + \gamma\tau_2)}{1 + \alpha\tau_2} \frac{B_2 + h_2}{760}.$$

Da det i begge Tilfælde er den samme Luftmængde, man har at gøre med, haves $R_1 + R_2 = r_1 + r_2 = \frac{M}{760}$, altsaa

$$M = \frac{V(1 + \gamma T)(B_1 + h_1)}{1 + \alpha T} + \frac{v_1(1 + \gamma\tau_1)(B_1 + h_1)}{1 + \alpha\tau_1} = V(B_2 + h_2) + \frac{v_2(1 + \gamma\tau_2)(B_2 + h_2)}{1 + \alpha\tau_2}.$$

Af denne Ligning kan Luftens Udvidelseskoefficient α beregnes.

Fulgte Luftarterne Mariottes og Gay-Lussacs Love maatte α blive den samme, under hvilke Forhold den end bestemtes. For at se, hvorledes det forholder sig hermed, maalte Regnault α paa to forskellige Maader. Man kan lade Rumfanget forblive konstant ved altid at sørge for, at Kvægsølvet i C staar op til Mærket x; Luftens Rumfang varierer da kun, fordi Glasset udvider sig ved Opvarmning, men denne Udvidelse er saa ringe, at den ikke kan faa væsentlig Betydning. Paa denne Maade bestemmes altsaa α af Trykstigningen ved Opvarmning. Den saaledes fundne Værdi af α, som svarer til konstant Rumfang, kaldes α_v. Sørger man derimod under Forsøgene for, at Kvægsølvet bestandig staar lige højt i C og D, i hvilket Tilfælde det Tryk, som den indespærrede Luftmasse er underkastet forbliver konstant, faas en Værdi for α, som kan kaldes α_p og som kan være lidt forskellig fra α_v.

Nogle af Regnaults Resultater findes i efterfølgende Tabel:

	$100\alpha_v$	$100\alpha_p$
Luft	0.3665	0.3671
Ilt.....	0.3674	
Kvælstof ...	0.3668	
Brint	0.3668	0.3661
Kulsyre	0.3686	0.3710

Man ser, at Forskellen paa de to Værdier for α er meget lille, kun for Kulsyre nærmer den sig til 1 % af hele Størrelsen Da det er lettere at holde Rumfanget konstant end at holde Trykket konstant, foretrækker man ved Temperaturmaalinger med Lufttermometret at arbejde med uforandret Rumfang.

Skal man da maale et Legemes Temperatur, anbringes Beholderen A i Legemet, og man har da, naar den ubekendte Temperatur kaldes t, Luftens Temperatur τ, Barometerstanden B og Trykdifferensen h, at

$$M = \frac{V(1+\gamma t)(B+h)}{1+\alpha t} + \frac{v(1+\gamma\tau)(B+h)}{1+\alpha\tau}.$$

Da M og α ere bekendte og τ med tilstrækkelig Nøjagtighed kan bestemmes ved Hjælp af et Kvægsølvtermometer, kan Temperaturen t nu beregnes.

I de senere Aar er der i det internationale Bureau for Maal og Vægt anstillet omfattende Undersøgelser over Lufttermometret af *Chappuis*. Hans Apparat lignede i det væsentlige Regnaults Lufttermometer; dog benyttedes en Platinbeholder i Stedet for

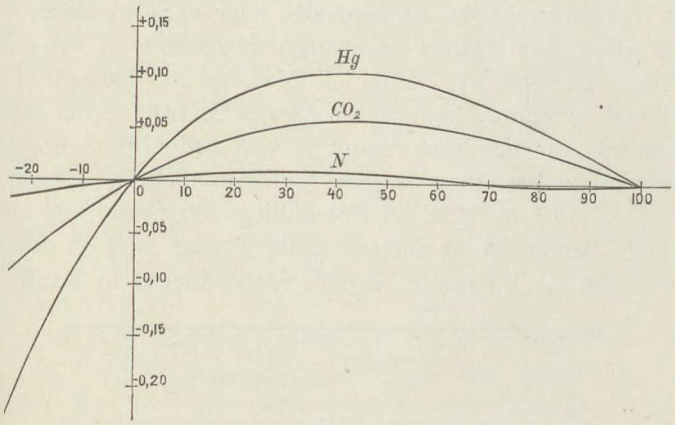


Fig. 70.

Glasbeholderen A i Regnaults Apparat; Forbindelsesrøret B var ogsaa af Platin. Apparatet indeholdt saa megen Luft, at Trykket ved 0° C. var omtrent lig 1000 mm. Kvægsølvtryk. Endvidere søgte man at gøre det Rumfang v, det skadelige Rum, som har den ydre Lufts Temperatur, saa lille som muligt. De Luftarter der benyttedes, vare Kulsyre, Kvælstof og Brint. Ved Sammenligning af de Temperaturer, som disse 3 Luftarter gave, med de Temperaturer, som aflæstes paa Kvægsølvtermometret, fandt man, at det sidst nævnte Termometer mellem 0° og 100° altid gav de største Værdier for Temperaturen. Den største Afvigelse var for

Kulsyre	0.049°	ved	35°
Kvælstof ...	0.097°	-	40°
Brint	0.107°	-	40°

Fig. 70, som er en Gengivelse af en Tegning af C. E. Guillaume, giver en Forestilling om de forskellige Termometres Gang. Abscisserne angive Temperaturen maalt med Brinttermometret,

Ordinaterne angive, hvor meget Kvælstof-, Kulsyre- og Kvægsølvtermometrets Angivelser ere højere end Brinttermometrets.

Paa Grundlag af disse Undersøgelser er Brinttermometret lagt til Grund ved alle Undersøgelser paa det internationale Bureau for Vægt og Maal.

SALTOPLØSNINGERS MAKSIMUMSPÆNDING. Da Saltopløsninger i Reglen have et højere Kogepunkt end det rene Vand, maa Dampspændingen over en Saltopløsning være mindre end over Vand, naar begge have samme Temperatur; heraf følger altsaa, at Dampspændingen formindskes, naar et Salt opløses i Vand. Disse Forhold har *Wüllner* undersøgt. Hans Metode var i Hovedsagen den allerede af Dalton til Maaling af mættede Dampes Spændkraft anvendte, som er beskreven S. 141. I det ene af to Barometerrør var der rent Vand, i det andet en Saltopløsning; Højdeforskellen bestemte da den Trykformindskelse q, som Saltet frembragte. For at give en Forestilling om Størrelsen af q ved forskellige Temperaturer anføres nogle Forsøg med en Opløsning, der indeholdt 10 Vægtdele Kogsalt i 100 Vægtdele Vand.

Temp.	Vanddampenes Tryk p	Tryk-formindskelse q	$\frac{q}{p}$
19.9° C.	17.28 mm.	1.47 mm.	0.085
30.8 -	33.02 —	2.88 —	87
40.9 -	57.61 —	3.54 —	61
49.8 -	91.09 —	5.81 —	64
60.6 -	152.99 —	10.38 —	68
72.2 -	256.27 —	14.51 —	57
82.2 -	388.33 —	21.58 —	55
91.2 -	549.92 —	32.37 —	59
100.5 -	775.40 —	44.90 —	58

Ser man her bort fra de ved de laveste Temperaturer anstillede Forsøg, som ikke kunne være saa nøjagtige som de andre, faar man heraf, at Forholdet mellem de mættede Vanddampes Tryk p og den Formindskelse q, som det tilsatte Salt frembringer, er konstant; for Kogsaltets Vedkommende er Forholdet q/p omtrent lig 0.06, naar Opløsningen indeholder 10 % Salt.

Trykformindskelsen q forholder sig endvidere ligefrem som Saltmængden; saaledes fandt Wüllner for Kogsaltopløsninger, der indeholdt v % Salt ved 68.6° C.:

$v =$	5	10	15	20
$q =$	6.83	12.84	17.80	27.49
$\frac{q}{v} =$	1.37	1.28	1.19	1.37

Ved at undersøge en stor Mængde Saltopløsninger kom Wüllner til det Resultat, at Trykformindskelsen var proportional med den opløste Saltmængde; derimod var Forholdet mellem Trykformindskelsen og Vanddampenes Maksimumspænding ikke altid uafhængig af Temperaturen.

Nogen simpel Afhængighed mellem Trykformindskelsen og Saltenes øvrige Egenskaber fandt Wüllner ikke; derimod gjorde *Ostwald* opmærksom paa, at samme Antal Molekyler Salt, opløste i lige store Vægtmængder Vand, gave tilnærmelsesvis samme Trykformindskelse. Opløses et Grammolekyl Klornatrium i 1000 Gram Vand, faas en Opløsning, der indeholder $100 \cdot 58.5/1000 = 5.85$ % Klornatrium; efter Wüllner er Trykformindskelsen ved 100° C. for en Opløsning med 10 % Salt paa det nærmeste lig 44.90 mm.; altsaa vil en Opløsning, der indeholder 5.85 % Klornatrium, formindske Damptrykket ved denne Temperatur med $44.9 \cdot 0.585 = 26.3$ mm. Beregnes paa samme Maade Trykformindskelsen ved 100° C. for de andre af Wüllner undersøgte Opløsninger, faas Værdier, der i Almindelighed ligge mellem 20 og 30.

Senere har *Tammann* undersøgt en stor Mængde Saltes Indvirkning paa Damptrykket ved 100° C.; nogle af hans Resultater ere angivne i efterfølgende Tabel.

Damptrykformindskelse i mm. for 1 eller 5 Grammolekyler i 1000 Gram Vand ved 100° C.

	1	5		1	5		1	5
NaCl . .	25.2	143.0	$CaCl_2$ . .	39.8	319.5	$ZnCl_2$ . .	18.7	153.0
$NaNO_3$.	22.5	111.5	CaN_2O_6 .	34.8	205.4	ZnN_2O_6 . .	39.0	—
H_2SO_4 . .	26.5	198.4	$CaSO_4$.	23.0	—	$ZnSO_4$ . .	10.4	—

Man ser heraf, at Trykformindskelsen ingenlunde altid forholder sig ligefrem som Saltmængden.

Det fremgaar af det foregaaende, at Trykformindskelsen ikke er underkastet simple Love, og navnlig er det ikke muligt at paavise nogen Sammenhæng mellem denne Størrelse og Saltenes andre Egenskaber. Det er dog kun saaledes, naar man holder sig til vandige Opløsninger; undersøges derimod Opløsningen i andre

Vædsker som Æter, Vinaand eller Kloroform, stiller Sagen sig som *Raoult* har paavist ganske anderledes.

Til disse Undersøgelser anvendte Raoult ogsaa Daltons Metode; men der var mange Omstændigheder at tage Hensyn til. Navnlig maatte han sørge for, at Opløsningsmidlet var kemisk rent; meget smaa Tilsætninger af fremmede Stoffer kunne nemlig have en meget kendelig Indvirkning paa Damptrykket. Det maatte heller ikke indeholde kendelige Mængder af Luft, og der maatte sørges for, at det opløste Stof var jævnt fordelt i Opløsningsmidlerne, hvilket opnaas ved at ryste Barometerrøret.

Resultatet af disse Forsøg var nu følgende. Opløses n Molekyler af et Stof, hvis Kogepunkt ligger saa højt, at dets Dampes Spændkraft er forsvindende, i N Molekyler Æter, saa er Damptrykformindskelsen proportional med Forholdet $n/(N+n)$. Er p Æterdampenes og p' Opløsningens Damptryk, fandt han endvidere, at

$$\frac{p-p'}{p} = 0.98\,\frac{n}{N+n}.$$

Ved at tage andre Opløsningsmidler fandt Raoult næsten ganske det samme Resultat, og, hvad der især er mærkeligt, ogsaa paa det nærmeste samme Talkoefficient. Er nemlig $n = 1$, $N = 99$, bliver den relative Trykformindskelse $p-p'/p$

for Svovkulstof 0.0108
- Kloroform 0.0109
- Benzol 0.0106
- Methylalkohol ... 0.0103

Heraf fremgaar det, at man kan tilnærmelsesvis sætte

$$\frac{p-p'}{p} = \frac{n}{N+n},$$

hvor N er Antallet af Molekyler af Opløsningsmidlet og n Antallet af Molekyler af det opløste Stof.

Anvendes denne Formel paa vandige Opløsninger, der paa 1000 Gram Vand indeholde et Molekyl opløst Salt, haves $N = 1000/18$ eller $N = 55.56$ og $n = 1$; altsaa er i dette Tilfælde

$$\frac{p-p'}{p} = \frac{1}{56.56}.$$

Nu er ved 100^0 C. $p = 760$ mm.; altsaa bliver $p-p' = 13.4$. Dette stemmer imidlertid, som man ser af de ovenfor anførte Iagttagelser af Wüllner og Tammann, ingenlunde med Erfaringen. Efter

Arrhenius skal de vandige Opløsningers særegne Stilling staa i Forbindelse med, at de ere Elektrolyter, hvilket ikke gælder om Opløsninger i andre Vædsker.

Resultatet af Undersøgelserne over Dampspændingen af Opløsninger kan sammenfattes i Formlen

$$\frac{p-p'}{p} = i\frac{n}{N+n},$$

hvor Størrelsen i for vandige Opløsninger i Reglen ikke afviger meget fra 2, om den end i enkelte Tilfælde kan blive 1 eller endog mindre end 1; for andre Opløsningsmidler er i derimod paa det nærmeste lig 1. Formlen stemmer i det hele bedst med Virkeligheden, naar Opløsningerne ere svage, n altsaa mange Gange mindre end N.

SALTOPLØSNINGERS KOGEPUNKT. Vi have i det foregaaende set, at Dampspændingen er mindre over en Saltopløsning end over Opløsningsmidlet ved samme Temperatur, altsaa maa Saltopløsningens Kogepunkt ligge højere end Opløsningsmidlets. Dette bekræftes ogsaa fuldkomment ved Forsøg. Hvad der imidlertid er paafaldende, er, at de Dampe, der stige op af en kogende Opløsning af et Salt i Vand, ikke synes at have samme Temperatur som Opløsningen selv. Dette er først bemærket af *Rudberg*; men *Regnault* og senere *Magnus* have vist, at Aarsagen dertil er, at der sætter sig Vand paa Termometret, som forhindrer det i at stige over Vandets Kogepunkt. Opvarmes Termometret inden det sættes ned i Dampene, bliver dets Temperatur derfor ogsaa ved med at være højere.

Kogepunktet for en Opløsning kan bestemmes ved at gaa ud fra den ovenfor angivne Sammenhæng mellem Dampspændingerne og Opløsningers Sammensætning; vi fandt nemlig

$$\frac{p-p'}{p} = i\frac{n}{N+n},$$

hvoraf følger, at

$$p = p'\frac{N+n}{N-(i-1)n}.$$

Vil man saaledes finde Kogepunktet for en Opløsning af et Molekyl Klornatrium i 100 Molekyler Vand, og sættes i Overens-

stemmelse med Tammanns Maalinger $i = {}^{25.2}/_{13.4}$ eller $i = 1.88$, faar man, naar Lufttrykket p er 760 mm., at

$$p = 760 \frac{100 + 1}{100 - 0.88} = 774,$$

men 774 mm. er det Tryk, som mættede Vanddampe udøve ved 100.5^0 C.; altsaa vil den nævnte Saltopløsning koge ved 100.5^0 C.

Af Kogepunktet for en Opløsning kan det opløste Stofs Molekularvægt beregnes. Har man i A Vægtdele af en Vædske opløst B Vægtdele af et Stof, hvis Molekularvægt M er ubekendt, medens Opløsningsmidlets Molekularvægt M_0 er givet, haves $A = NM_0$, $B = nM$ og altsaa

$$\frac{p - p'}{p} = i \frac{M_0 B}{MA + M_0 B}.$$

Beckmann har konstrueret et eget Apparat til Brug ved disse Bestemmelser. Det er nemlig forbundet med nogen Vanskelighed at finde en Opløsnings Kogepunkt, da man ikke her, som ellers, kan nøjes med at maale Dampenes Temperatur, og den kogende Vædske i Reglen har en højere Temperatur, end der svarer til Trykket. For at lette Kogningen, indsmeltes en Platintraad i Karrets Bund; Dampboblerne udvikle sig da fra denne. Tillige kan man komme Glasstumper eller Hagl i Karret; disse Legemer afgive under Kogningen Luftbobler og forhindre derved Vædskens Overhedning. Da Vædskens Sammensætning vilde forandres under Kogningen, naar Dampene gik bort, maa disse ledes over i en afkølet Beholder, hvorfra de igen vende tilbage til den kogende Vædske. Benyttes Æter som Opløsningsmiddel, haves $i = 0.98$. Man iagttager Kogepunktet T og kan derved af Tabellen over Æterdampenes Spændkraft finde p, medens p' er lig det tilstedeværende Lufttryk. Da nu Vægtmængderne A og B ere bekendte, saavelsom Æterens Molekularvægt, $M_0 = 74$, kan det opløste Stofs Molekularvægt M beregnes.

VÆDSKEBLANDINGER. Naar man i et lukket Rum anbringer to Kar, der indeholde samme Vædske, vil der fra begge Kar finde Fordampning Sted; er der tilstrækkelig Vædske, vil Rummet blive mættet med Damp; ombyttes nu Vædsken i det ene af Karrene med en ny Vædske, ville begge Vædsker fordampe; det gælder nu om at erfare, hvilket Damptryk der vil fremkomme, og hvor meget hver enkelt af Vædskerne vil bidrage

dertil. Det fremgaar af Forsøg, som *Magnus* og *Regnault* have anstillet, at Trykkets Størrelse afhænger af Vædskernes Natur.

Vi betragte først det Tilfælde, i hvilket de to Vædsker ikke kunne blandes. Er den ene Vædske Vand, den anden Svovlkulstof, bliver det samlede Tryk lig Summen af Vædskernes Damptryk ved den tilstedeværende Temperatur. Dette er jo ogsaa ganske naturligt, eftersom den ene Vædske ikke kan absorbere den andens Damp. Har man derfor i et Kar baade Vand og Svovlkulstof, og opvarmes det hele, vil Svovlkulstoffet, der har den største Vægtfylde, og altsaa er nederst i Karret, opvarmes til sit Kogepunkt, 46° C., dens Dampe trænge da op igennem Vandet, hvor de mættes med Vanddamp og derved udvide sig, indtil Vanddampenes og Svovlkulstofdampenes samlede Tryk er lig Atmosfærens Tryk; dette vil nu finde Sted ved 43° C., følgelig vil Vandet ikke blive mere end 43° varmt. At dette er at anse for at være Blandingens Kogepunkt, viser *A. Kundt* paa følgende Maade. Opvarmes en større Vandmasse til 45° C., og har man fyldt et Reagensglas med Svovlkulstof og sat det ned i Vandet, saa ville begge Vædskerne faa samme Temperatur, men da den er lavere end Svovlkulstoffets Kogepunkt, finder der endnu ingen Kogning Sted. Hældes nu Svovlkulstoffet i Vandet, indtræder straks en meget voldsom Kogning; ved 45° C. er nemlig Summen af begge Vædskers Maksimumsspænding betydelig større end Lufttrykket, og Kogningen vil fortsættes, indtil Vandet er afkølet til 43° C.

I Stedet for at koge begge Vædsker i samme Kar, maa man hellere, som *Kundt* har paavist, lede Dampe af den mindst flygtige Vædske ned i den mere flygtige; Kogningen sker da regelmæssigere og ved en konstant Temperatur. Forholdene ved en saadan Kogning har *A. Naumann* undersøgt. Derved viste sig det mærkelige Forhold, at de af Vædsken opstigende Dampe i Reglen vare et Par Grader varmere end Vædsken. Opsamles Dampen, finder man, at Forholdet mellem Vægtmængderne er uafhængigt af den tilstedeværende Vædskemængde, saa længe der er noget tilbage af begge Vædsker. Dette forstaas let ved at bemærke, at Dampene af begge Vædsker ere mættede; kaldes deres Damptryk p_1 og p_2, og ere φ_1 og φ_2 deres Vægtfylder i Forhold til atmosfærisk Luft, maa de Vægtmængder m_1 og m_2, som samtidig gaa over ved Destillation, forholde sig ligefrem som Produktet af Tryk og Vægtfylde, altsaa haves

$$m_1 : m_2 = p_1\varphi_1 : p_2\varphi_2.$$

Naar to Vædsker, som Vand og Vinaand, kunne blandes, blive Forholdene langt mere indviklede og ere endnu kun lidt undersøgte. Tænke vi os, at der i et lukket Rum findes to Vædsker, f. Eks. Vand og Vinaand, hver i sit Kar, ville begge Vædsker fordampe, men Vinaanden vil indsuge Vanddampe, Vandet Vinaanddampe, indtil der i begge Kar findes en Blanding af Vand og Vinaand med samme Sammensætning. Dampenes Tryk i Rummet vil altid findes at være mindre end Summen af de mættede Dampes Tryk, naar Vædskerne vare hver i sit Rum. Ved 70° er Dampspændingen over en Blanding af lige store Vægte af Vand og Vinaand omtrent 460 mm., men Vanddampenes Spænding ved denne Temperatur er 233, Vinaanddampenes 541, af hvilke den sidste alene er større end Blandingens Dampspænding.

Konowalow har undersøgt Dampspændingen for flere Vædskeblandinger og kommer derved til ganske interessante Resultater. For Blandinger af Vand og Vinaand er Dampspændingen altid større end Vandets, men mindre end Vinaandens Maksimumspænding. Den stiger, naar der sættes mere Vinaand til, især stærkt, naar der kun er lidt Vinaand i Blandingen. For en Blanding af Vand og Propylalkohol er Dampspændingen for Blandinger, der indeholde over 10 % Alkohol, større end nogen af Bestanddelenes Dampspænding, men dog meget mindre end Summen af deres Dampspændinger. I saadanne Tilfælde findes der altid en Blanding, for hvilken Dampspændingen har et Maksimum. Helt anderledes forholder en Blanding af Vand og Myresyre sig; her er Spændingen forholdsvis meget lille, og her er Minimum, naar Blandingen indeholder omtrent 30 % Myresyre og 70 % Vand. Sammensætningen af den Blanding, der giver den højeste eller laveste Dampspænding, retter sig dog noget efter Temperaturen.

Konowalow har ogsaa undersøgt Spændingen hos Blandinger af Vædsker, der ikke kunne blandes i alle Forhold, og har derved fundet en mærkelig Egenskab hos disse. Vand og Æter blande sig, som det er omtalt S. 108, saaledes, at Vædsken deler sig i to Lag, det underste Lag, *A*, bestaar af Vand, som har opløst lidt Æter, det øverste, *B*, af Æter, der har opløst lidt Vand. Bestemmer man, efter Daltons Metode, Dampspændingen af *A* og *B*, hver for sig, faar man en og samme Værdi for den, og det samme gælder i alle lignende Tilfælde.

OTTENDE AFSNIT.

Om de faste Legemer.

FASTE LEGEMER. Som et idealt fast Legeme betragte vi et Legeme, hvis Form og Størrelse ikke forandres, hvor store Kræfter, der end virker paa Legemet; et saadant Legeme maatte bestaa af Dele, der holdtes i uforanderlige Afstande fra hverandre ved Hjælp af de imellem Delene eksisterende Forbindelser. De virkelig forekommende faste Legemer forandres derimod, naar de paavirkes af Kræfter, men derved blive de netop i Stand til at gøre Modstand mod disse Kræfter, idet der ved Formforandringer opstaar indre Kræfter i dem, som kunne holde Ligevægt mod de ydre Kræfter. Da vi have set, at Vædskerne ogsaa kunne modstaa, i det mindste svage ydre Kræfter, faar man dog ikke paa denne Maade en ganske skarp Adskillelse mellem de faste og de flydende Legemer. En saadan kan derimod erholdes ad en anden Vej. De fleste faste Legemer besidde nemlig, hvad man kunde kalde en Struktur eller indre Bygning, som ganske savnes hos de flydende Legemer. Tydeligst træder denne Struktur frem i Plante- og Dyreverdenen, den findes dog ogsaa hos de uorganiske Legemer, især hos Krystallerne. At erholde faste Legemer uden Struktur er næsten umuligt. I Glasset have vi et Legeme, i hvilket der er meget lidt af Struktur, hvilket viser sig derved, at det ingen Egenskaber har, der forandres med Retningen. Det kan strækkes og bøjes lige godt til alle Sider; den Brudflade, der fremkommer, naar Glasset gaar itu, afhænger kun af de ydre Kræfters Virkemaade; ogsaa med Glassets andre fysiske Egenskaber forholder det sig paa samme Maade. Det er dog kun under ganske særegne Omstændigheder, man kan faa Glas, der forholder sig paa denne Maade; er Glasset undergaaet en Behandling, hvorved det er blevet paavirket paa forskellig Maade i forskellige Retninger, vil det i sit Indre bevare Spor deraf, som ogsaa ville være kende-

lige paa dets Egenskaber. Men de fleste faste Legemer besidde en meget fremtrædende Struktur, som man i Reglen maa tage Hensyn til, og som i mange Tilfælde er af stor Betydning for deres Anvendelse, saaledes med Træet.

Denne indre Bygning forstaas bedst ved at antage, at Legemerne bestaa af Molekyler, der væsentligst ere de samme som Molekylerne i de luftformige og flydende Legemer. Vanddamp antages at bestaa af Molekyler, H_2O; bliver Dampen til Vand, blive Molekylerne ved at bestaa; maaske forene flere Molekyler sig til Grupper, og der er Forhold, som kunde tyde paa, at disse Grupper indeholde flere Molekyler ved lavere end ved højere Temperaturer; idet Vandet bliver fast, kunde det tænkes, at Udviklingen gik videre i denne Retning. Hvorledes det end forholder sig hermed, have vi dog Anledning til at antage, at et kemisk defineret Legeme, som Is, Klornatrium eller Kalkspath, bestaar af identiske Dele, som vi kunne kalde Molekyler. Tænkes disse Dele fordelte saaledes, at der i lige store Rumfang findes lige mange Molekyler, som dog ikke ere ordnede efter nogen bestemt Lov, vil man have et *isotropt* Legeme, det vil sige et Legeme, der i alle Retninger har de samme Egenskaber saaledes som Glas; ogsaa flere Metaller forholde sig saaledes, naar de, efter at være smeltede, igen blive faste. Paa samme Maade forholde »udglødede« Metaller sig. Naar Molekylerne derimod ere ordnede efter en vis Lov, hører Legemet op med at være isotropt, man kalder det da *anisotropt*. det vil da have forskellige Egenskaber i forskellige Retninger, og deri søge vi da Forklaringen af Krystallernes og de organiserede Legemers særegne Egenskaber.

Medens Krystallerne i Reglen fremtræde i Former, der ere betingede af deres Struktur, kunne de isotrope Legemer lige godt antage enhver Form, man kalder dem derfor ogsaa *amorfe*. De amorfe Legemer staa i deres fysiske Egenskaber i Reglen Vædskerne nærmest, selv om de besidde en stor Haardhed. Et interessant Eksempel herpaa frembyder Glasset. Understøttes en Glasstang ved den ene Ende og holdes den paa denne Maade vandret, vil den langsomt bøje sig og vil aldrig komme i Ligevægt. Dette staar i Forbindelse med, at de amorfe Legemer i Reglen blive bløde ved Opvarmning og paa denne Maade jævnt gaa over i den flydende Tilstand. Hos de krystallinske Legemer finder saadant ikke Sted; ved en vis Temperatur ophæves Strukturen, og Legemet bliver derved flydende, uden at nogen Overgangstilstand kan paavises.

STRÆKNING. For at et fast Legemes Form eller Størrelse skal undergaa en kendelig Forandring, maa der i Reglen virke temmelig store Kræfter paa det. Høre Kræfterne op med at virke, forsvinder Formforandringen delvis eller ganske; i sidste Tilfælde kaldes Legemet fuldkommen elastisk; det er med disse Legemer, vi her have at gøre. Anbringes en Metalstang i lodret Stilling, idet dens øverste Ende paa passende Maade gøres fast, medens der i dens nederste Ende anbringes en Vægt, vil dens Længde forøges. For at maale denne Længdetilvækst afsættes i nogen Afstand fra Enderne to vandrette Streger, hvis Afstand maales med Katetometret; lad den være L. Ophænges en Vægt P nu ved Stangens nederste Ende, vil man finde, at Afstanden mellem Stregerne har faaet en Tilvækst l; ved at variere P findes, at l forholder sig som den strækkende Vægt P, naar Kraften ikke overstiger en vis Størrelse. Da enhver Længdeenhed af Stangen strækkes lige meget, bliver l proportional med L. Skulle to Stænger med forskellige Tværsnit strækkes lige meget, maa Kræfterne forholde sig som Tværsnittenes Arealer; Resultatet bliver altsaa, at

$$l = \frac{LP}{EA},$$

naar A er Tværsnittets Areal og E en Konstant. Antages Tværsnittet A at være en Fladeenhed, vil en Kraft E altsaa give Stangen en Forlængelse, der er lig dens oprindelige Længde L; det er dog ikke muligt at strække et Legeme saa meget, uden at det enten gaar itu eller modtager en blivende Forlængelse.

Naar der virker en Kraft P paa Fladen A, bliver Kraften S, der virker paa Fladeenheden, lig P/A; kaldes den Forlængelse, som Længdeenheden modtager, s, har man, at

$$s = \frac{S}{E}.$$

Naar en Stang strækkes, bliver dens Tværsnit mindre, og en Længdeenhed, der er lodret paa Stangens Længderetning, formindskes med en Størrelse s'; ogsaa s' forholder sig ligefrem som den strækkende Kraft; den kan derfor udtrykkes ved

$$s' = k\frac{S}{E} \text{ eller } s' = ks.$$

Man har anvendt mange forskellige Metoder til Bestemmelse af k.

Wertheim tog et Rør af det Stof, som skulde undersøges, Røret var lukket forneden, foroven var der vandtæt indsat et snævert Glasrør i det. Det hele fyldes med Vand. Naar Røret strækkes, synker Vandet i Glasrøret, og man kan derved let finde, hvor meget Hulrummet forøges ved Strækningen; da Rørets Forlængelse direkte kan maales, er det muligt at beregne Tværsnittets Formindskelse, hvoraf k igen kan bestemmes. *Røntgen* bestemte k for Kautschuk paa følgende Maade. Han tog en længere Strimmel af dette Stof og strakte den med en vis Vægt. Derpaa afsatte han med Enden af et Rør, der var vædet med en Blanding af Vinaand, Skellak og Kønrøg, en Cirkel paa Strimlen; tog han nu den strækkende Vægt bort, trak Strimlen sig igen sammen, og Cirklen blev derved til en Ellipse; kaldes Cirklens Diameter D, Ellipsens lille Akse A og dens store Akse B, haves

$$D = A(1+s) = B(1-s'),$$

og altsaa

$$k = \frac{s'}{s} = \frac{A}{B}\frac{B-D}{D-A}.$$

Naar en Stang strækkes, forøges dens Rumfang; betragtes nemlig et Rumfang af Stangen, som har Form af en Terning, og antages, at dennes Kanter ere lig Længdeenheden, og at den ene af dem er parallel med Stangens Længderetning, vil Terningens Rumfang ved Strækningen faa en Tilvækst θ, som bestemmes derved, at

$$1+\theta = (1+s)(1-s')^2.$$

Naar s og s' ere meget smaa Størrelser, faas, at $\theta = s - 2s'$, eller, da $s' = ks$ og $s = S/E$,

$$\theta = s(1-2k) = (1-2k)\frac{S}{E}.$$

Tænker man sig, at et Legeme strækkes i 3 paa hinanden vinkelrette Retninger, vil dets Rumfang nødvendigvis forøges; som Følge deraf maa ogsaa en enkelt Strækning forøge Rumfanget.

Heraf følger nu, at k maa være mindre end $1/2$. Da der altid iagttages nogen Sammentrækning i Retninger, der ere vinkelrette paa Stangens Længderetning, maa k være større end Nul; vi have altsaa, at

$$0 < k < \tfrac{1}{2}.$$

Antages, at Legemerne bestaa af Molekyler, som indvirke paa hinanden med Kræfter, der ere Funktioner af Afstandene,

kommer man, som *Poisson* har vist, til det Resultat, at $k = 1/4$. Erfaringer vise imidlertid, at k afviger meget fra denne teoretiske Værdi. Poissons Teori forudsætter, at Legemet er isotropt; man er derfor berettiget til at vente, at $k = 1/4$ for Glasset, og dette er, som *Cornu* har vist, ogsaa Tilfældet, i hvert Fald for Spejlglassets Vedkommende. For nogle Metaller er k større end $1/4$, for andre er k mindre end $1/4$; dette er dog forklarligt nok, da deres Isotropi ophæves ved, at de underkastes mekanisk Behandling. Vanskeligere er det at forstaa, at k næsten er lig $1/2$ for Kautschuk, Gelé og andre lignende Legemer. Dette staar imidlertid i Forbindelse med, at disse Legemer, skønt de have en meget lille Elasticitets Koefficient, dog ikke ere mere sammentrykkelige end Vædskerne. Vi have nemlig set, at Rumfangsenhedens Tilvækst, naar der virker en strækkende Kraft S paa den, er lig $(1-2k)S/E$. Da denne Tilvækst er saa forsvindende, og da E er meget lille, kan k ikke afvige meget fra $1/2$.

For Kork er $k = 0$; trykker man paa Endefladerne af en Korkprop, bliver dens Diameter altsaa uforandret; derpaa beror det, at en Korkprop ved Tryk kan drives ned i en Flaskehals; derimod kan en Prop af Kautschuk ikke trykkes ned, fordi Trykket bringer den til at udvide sig til Siden. Korkens særegne Forhold staar utvivlsomt i Forbindelse med dens porøse Bygning.

I efterfølgende Tabel er for en Del faste Legemer angivet deres Elasticitetskoefficient, E, den største Kraft K, der kan virke paa dem, uden at Elasticitetsgrænsen overskrides, den Forlængelse $a = K/E$, som Kraften K giver Længdeenheden, samt Forholdet k. Stangens Tværsnit er antaget at være en Kvadratmillimeter; Kræfterne E og K maales i Kilogram.

	E	K	$a = \frac{K}{E}$	$1/2\,Ka$	k
Staal	21000	33	0.00157	0.0259	0.30
Jærn	20900	32	153	245	0.27
Platin	17000	26	153	199	0.16
Kobber	12500	12	096	057	0.30
Nysølv	12100	—	—	—	0.33
Messing	8500	24	282	339	0.42
Guld	8100	27	333	450	0.17
Sølv	7400	29	392	568	0.37
Glas	7000	—	—	—	0.23
Aluminium	7540	—	—	—	0.13
Bly	1500	—	—	—	0.43

SAMMENTRYKKELIGHED. Naar man, i Stedet for at strække en Stang, sammentrykker den i Længderetningen, forkortes den, og den derved frembragte Formforandring bestemmes ganske paa samme Maade som ved Strækningen. Kun maa man agte paa, at der ingen Bøjning indtræder. Modtager Legemet lige store Tryk fra alle Sider, saaledes som det vil ske, naar det underkastes Tryk i Ørsteds Piezometer, formindskes dets Rumfang. For at bestemme denne Rumfangsformindskelse, kunne vi antage, at Legemet har Form af en Terning, hvis Kant er 1 mm. Modtager to af dens modstaaende Sideflader Trykket p, vil Rumfanget formindskes med $(1-2k)p/E$ Kubikmillimeter. Virker der paa de to andre modstaaende Fladepar Trykket p, vil hele Rumfangsformindskelsen blive

$$\theta = 3\,(1-2k)\,\frac{p}{E}.$$

Forøges Trykket med en Atmosfære, bliver $p = 1.033/100$; vil man finde, hvor meget en Rumfangsenhed Glas formindskes, naar Trykket forøges med en Atmosfære, sættes $k = 0.23$, $E = 7000$, og man finder $\theta = 0.0000024$. Vi have i det foregaaende (S. 91) gjort Brug af denne Værdi for Glassets Sammentrykkelighed.

Buchanan og *Tait* have maalt faste Legemers Sammentrykkelighed paa en simpel Maade, der gør det muligt at opnaa stor Nøjagtighed. Legemet, der skulde undersøges, tildannedes som en lang cylindrisk Stang og anbragtes midt i et Hylster af Glas; ved at pumpe Vand ind i dette Hylster frembragtes et stort Tryk i Hylstret, hvorved Stangen sammentrykkedes. I Nærheden af Stangens to Ender var der Mærker, hvis Afstande l og l' før og efter Sammentrykningen maaltes ved Hjælp af to Mikroskoper, som kunde forskydes hen ad en Maalestok. Kaldes Stangens Rumfang før og efter Sammentrykningen v og v', har man, under Forudsætning af, at Stangen er isotrop:

$$v' : v = l'^3 : l^3,$$

og altsaa, naar $l' = l - \lambda$,

$$\theta = \frac{v - v'}{v} = \frac{3\lambda}{l}.$$

Da Glashylstret ikke kan udholde meget store Tryk, erstattede *Amagat* det med et Staalrør; herved er der dog den Ulempe, at man i saa Fald ikke kan bruge den af Buchanan og Tait an-

vendte Metode til Maaling af Stangens Længde. Amagat anbragte derfor Stangen saaledes, at dens ene Ende var ubevægelig, den anden Ende af Stangen stod i Forbindelse med en Pol af et galvanisk Apparat, hvis anden Pol var i Forbindelse med en Mikrometerskrue, der gik igennem en Plade, som lukkede for Enden af Røret. Ved at iagttage, hvor mange Gange Skruen maatte drejes rundt, inden den ved at berøre Stangen sluttede den elektriske Strøm, kunde Stangens Formindskelse i Længde maales.

Amagat fandt, at den ved Sammentrykning fremkaldte Rumfangsformindskelse forholdt sig ligefrem som de trykkende Kræfter, og han underkastede dog Legemerne Tryk af indtil 2000 Atmosfærer. Han fandt følgende Værdier for Rumfangsformindskelsen C ved et Tryk af en Atmosfære:

	Glas	Staal	Kobber	Messing	Bly
$C =$	2.20,	0.68,	0.86,	0,95,	$2.76 \cdot 10^{-6}$.

BØJNING. For at faa en Oversigt over Forholdene ved Bøjningen, ville vi gaa ud fra, at vi have en prismatisk Stang, der er bøjet saaledes, at alle Længdefibre, der oprindelig ere retlinede, omdannes til Cirkelbuer, som alle ere parallele med samme Plan og have deres Centre paa en ret Linie, der staar lodret paa Planet. Vi kunne antage, at det omtalte Plan er Papirets Plan, og at den Linie, der indeholder alle Centrene, er projiceret i O (Fig. 70). Ved Bøjningen ville nogle af Fibrene forlænges, andre forkortes, og atter andre beholde deres Længde uforandret; de sidste antages at være projicerede i den Cirkel, hvortil BB' hører. Denne Cirkels Radius kaldes R. Gennem B og B' lægges Planerne ABC og $A'B'C'$, som tillige indeholde Centerlinien, der er projiceret i O. DD' er en Cirkelbue med Radius $OD = R + x$; den er tillige Længden af en Fiber, der oprindelig havde Længden BB'; man har nu, at

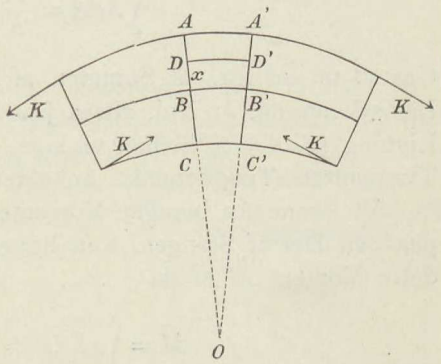


Fig. 71.

$$\frac{DD'}{BB'} = \frac{R+x}{R},$$

altsaa er ogsaa

$$\frac{DD' - BB'}{BB'} = \frac{x}{R}.$$

men $(DD' - BB')/BB'$ er den Tilvækst, som Længdeenheden har modtaget paa Grund af Bøjningen, det er den Størrelse, som tidligere er betegnet med s; altsaa haves, at

$$s = \frac{x}{R}.$$

Da s er lig S/E, naar S betegner den strækkende Kraft paa Enhed af Tværsnit, haves altsaa

$$S = E\frac{x}{R}.$$

Antages, at Fibren DD' har Tværsnittet dA, saa bliver den strækkende Kraft, som virker paa dette Tværsnit, lig SdA, den hele Kraft, der virker til at forlænge Cylindren, er altsaa

$$\int SdA = \frac{E}{R}\int xdA.$$

Gaa vi nu ud fra, at Summen af Kræfter, der virke i Stangens Længderetning, er Nul, altsaa $\int SdA = 0$, saa følger af den sidste Ligning $\int xdA = 0$, hvilket vil sige, at den Fiber, der gaar gennem Tværsnittets Tyngdepunkt, beholder sin Længde uforandret.

Vi kunne nu beregne Momentet af alle de Kræfter, der virke paa den Del af Stangen, som ligger til højre for Tværsnittet AC; dette Moment M er da

$$M = \int xSdA = \frac{E}{R}\int x^2 dA.$$

Men $\int x^2 dA$ kan betragtes som Tværsnittets Inertimoment $\mathcal{J}$ med Hensyn til en ret Linie, der gaar igennem B og er lodret paa det Plan, i hvilket Stangen er bøjet; altsaa bliver

$$M = \frac{E\mathcal{J}}{R}.$$

En Bøjning, som den der her er beskreven, kan fremkomme, naar der paa Stangen virker fire lige store Kræfter K paa den i Figuren antydede Maade; man vil da have $M = K \cdot AC$.

En saadan Bøjning, som her er beskreven, kan dog ikke ganske finde Sted, eftersom Strækningen af Fibrene over B og Sammentrækningen af Fibrene under B frembringe Forandringer i deres Tværsnit. Fibrene over B blive derved tyndere, de under B tykkere; den nederste Del af Stangen vil derved faa et forstørret, den øverste Del et formindsket Tværsnit. Dette vil igen indvirke paa Tværsnittets Form og vil desuden have til Følge, at de Fibre, der ikke strækkes, heller ikke ville ligge paa en Cylinderflade omkring Centerlinien gennem O.

Som Anvendelse af det ovenfor udviklede, betragtes det Tilfælde, i hvilket en Stang er anbragt i vandret Stilling, og dens ene Ende er gjort fast, f. Eks. i en Mur. Ved Stangens frie Ende er der ophængt en Vægt P, som vil bøje Stangen. Den vil da bøje sig nedad; den største Krumning vil findes lige ved Muren. Krumningsradius R i Afstand y fra Muren kan nu tilnærmelsesvis findes ved at bemærke, at det Moment, der bøjer Stangen, er $P(l-y)$, naar l er Stangens Længde; R bestemmes altsaa af Ligningen

$$P(l-y) = \frac{E\mathcal{J}}{R}.$$

SNONING. Vi gaa her ud fra Betragtningen af et Rør, der er begrænset af to cirkulære, konaksiale Cylindre med Radierne r og $r+dr$. Under Paavirkning af Kræfterne K, der virke paa den i Figuren antydede Maade, vil et saadant Rør blive snoet. For at vise, hvilke Formforandringer der herved foregaa, og for at bestemme de Spændinger, der opstaa i Røret, betragtes et Rumfangselement $ABCD$. Den Del af dets Overflade, som vender udad, begrænses af Linierne AB og DC, der ere parallele med Rørets Frembringere, og af to andre Linier AD og BC, der ere vinkelrette paa disse; de fire Længder AB, BC, CD og DA antages at være lige store, deres Længde uendelig lille; den betegnes med a. Det vi her have for os, er i Virkeligheden et Legeme, hvis Grundflade er et Kvadrat med Sidelinie a,

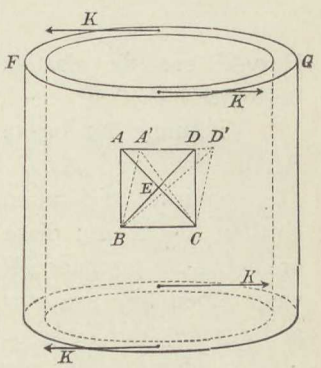


Fig. 72.

dets Højde er dr. De Dele af Legemet, som før Snoningen laa paa Linien AB, ville efter denne findes paa Linien $A'B$, som med AB danner en Vinkel φ, der antages at være uendelig lille. Ligeledes vil CD komme i Stillingen CD'. Derved vil Linien BD blive til BD', medens AC bliver til $A'C$. Da Vinklen φ eller ABA' er uendelig lille, vil der ingen Strækning finde Sted i Retning af AB, heller ikke i Retning af BC sker der nogen Længdeforandring. Derimod vil Længdeenheden af BD modtage Tilvæksten s_1, hvor

$$s_1 = \frac{BD' - BD}{BD}.$$

Nu er $BD = a\sqrt{2}$, $BD' = \sqrt{a^2 + (a + a\varphi)^2} = a\sqrt{2}\,(1 + \frac{1}{2}\varphi)$, og altsaa $s_1 = \frac{1}{2}\varphi$. Paa samme Maade faas, at Længdeenheden af AC formindskes med $\frac{1}{2}\varphi$. Heraf følger, at der i Retning BD maa være en Spænding, som vi kunne kalde X, og i Retning AC et Tryk, som ogsaa maa være lig X. Spændingen X vil give Længdeenheden af BD Tilvæksten X/E, medens Trykket X giver den Tilvæksten kX/E; da vi have set, at den omtalte Længdeenhed i Virkeligheden faar Tilvæksten $\frac{1}{2}\varphi$, har man,

$$\tfrac{1}{2}\varphi = \frac{X}{E} + k\frac{X}{E} = \frac{1+k}{E}X,$$

og altsaa

$$X = \frac{E}{2(1+k)}\varphi.$$

Herved ere de elastiske Kræfter, som opstaa ved Snoningen, bestemte.

Vi kunne nu ogsaa finde den paa Overfladen AD virkende Kraft. Det ved AED bestemte Rumfangselement er i Retning DE paavirket af Kraften $X \cdot AE \cdot dr$, og i Retning EA paavirket af Kraften $X \cdot DE \cdot dr$; disse Kræfter ere lige store, og deres Resultant er $X \cdot DA \cdot dr$ og gaar i Retningen DA. Denne Kraft holdes i Ligevægt af en lige saa stor og modsat rettet Kraft, hvormed de Dele af Legemet, der ligge oven over DA, virke paa Rumfangselementet ADE. Heraf følger altsaa, at der paa Fladeenheden af ethvert Snit, som er vinkelret paa Cylinderens Akse, virker en Tangentialkraft, som er lige stor med X. Momentet af de Tangentialkræfter, der virke paa et Snit som FG, er altsaa

$$\frac{E\varphi}{2(1+k)}\,2\pi r dr \cdot r.$$

Vi kunne nu beregne Momentet A af de Kræfter, der udfordres for at sno en massiv Cylinder med Radius r og af Længden l en Vinkel α. I dette Tilfælde haves, at $l\varphi = r\alpha$, og det søgte Moment er altsaa

$$A = \frac{E}{1+k}\frac{\pi\alpha}{l}\int_0^r r^3\,dr = \frac{E}{1+k}\frac{\pi\alpha r^4}{4l}.$$

Det Moment, der udfordres til at sno en cylindrisk Stang, afhænger altsaa ikke alene af Elasticitetskoefficienten E, men ogsaa af k, der bestemmer Forholdet mellem Sammentrækningen paa tværs og Længdeforøgelsen paa langs ved Strækningen. Det er altsaa muligt, naar E er bestemt ved Forsøg over Stangens Strækning, at finde k ved at maale den Snoning α, et givet Moment A kan frembringe. Det er dog i Reglen lettest at erstatte denne Maaling med Svingningsforsøg, navnlig naar man har Legemet i Form af en Traad. Man ophænger da Traaden ved den ene Ende og befæster til den anden Ende et Legeme, hvis Inertimoment $\mathcal{J}$ med Hensyn til Traadens Akse kan beregnes. Da A er Momentet af de Kræfter, der udfordres for at sno Traaden en Vinkel α, bliver Traadens Svingningstid t, bestemt derved, at

$$t = \pi\sqrt{\frac{\mathcal{J}\alpha}{A}};$$

vi have altsaa her, at

$$t^2 = \frac{1+k}{E}\frac{4\pi l\mathcal{J}}{r^4}.$$

POTENTIEL ENERGI. Til at give et elastisk Legeme en Formforandring udfordres der et Arbejde, hvis Størrelse afhænger af Legemets Natur og Formforandringens Størrelse. Dette Arbejde frembringer dog ikke alene Formforandringer, men ogsaa Varmetoninger; den derved fremkomne Varme vil i Reglen ledes bort, og derved mister Legemet en Del af den Energi, det har modtaget. Er det f. Eks. et luftformigt Legeme, som sammentrykkes, omdannes hele den anvendte Arbejdsmængde til Varme, bortledes denne Varme, saaledes at Luftens Temperatur forbliver uforandret under Sammentrykningen, optager Luften ingen Energi under Sammentrykningen, eller med andre Ord, Luftarternes potentielle Energi er uafhængig af deres Rumfang. Naar man alligevel kan benytte sammentrykket Luft til at udføre et Arbejde, ligger det

i, at denne Luft, idet den udvider sig, tager Varme enten fra sig selv eller fra Omgivelserne og omdanner denne Varme til Arbejde.

For at finde det Arbejde, der medgaar til at strække en Stang, kunne vi tænke os, at Stangen er befæstet ved den øverste Ende, og at der ved dens nederste Ende er ophængt en Skaal, i hvilken man lægger Vægte. Derved vil Stangen blive forlænget; lad der, naar Stangen har faaet Forlængelsen l, være en Vægt P i Skaalen. Det Arbejde, som Vægtene have udført, kunne vi beregne saaledes. Vægtens Middelværdi er $^1/_2 P$, den har virket gennem Vejen l, dens Arbejde er altsaa $^1/_2 Pl$, og dette er altsaa det Arbejde, der medgaar til at give Stangen Forlængelsen l. Ogsaa her vil der fremkomme en Varmetoning i Stangen; den er dog kun meget lille; se vi bort derfra, kunne vi altsaa sige, at en Stang, der har modtaget en Forlængelse l, har en potentiel Energi, der, naar P er den Kraft, der kan frembringe denne Forlængelse, er lig $^1/_2 Pl$. Naar man sammentrykker en Stang med Kraften P, saa at dens Længde formindskes med l, faar den ligeledes den potentielle Energi $^1/_2 Pl$.

Da man i Ure og forskellige andre Mekanismer opsamler Energi i elastiske Legemer, har det sin Interesse at vide, hvor stor en Energimængde, der kan opsamles i et saadant Legeme. Naar, ligesom i det foregaaende (S. 199), K er den største Spænding, en Kvadratmillimeter kan udholde, uden at Elasticitetsgrænsen overskrides, og a den Forlængelse, en Stang, hvis Længde er en Millimeter, derved vil modtage, faas, at den største potentielle Energi, en Kubikmillimeter kan optage, er $^1/_2 Ka$. Af Tabellen (S. 199) ses f. Eks., at denne Energimængde er for Staal lig 0.0259 med Kilogram og Millimeter til Enheder; den er altsaa 0.0000259 Kilogrammeter. Et Kilogram Staal har et Rumfang af $1000^2/7.8$ Kubikmillimeter og kan altsaa optage en potentiel Energi, der er $0.0000259 \cdot 1000^2/7.8$ eller 3.3 Kilogrammeter. Benyttes Staalet i Form af en bøjelig Fjeder, bliver den potentielle Energi, der kan optages i samme Vægt, endnu mindre, da det kun er de yderste Fibre, der strækkes saa meget, som de kunne taale.

Paa lignende Maade beregnes det Arbejde, som medgaar til at sammentrykke et Legeme, der fra alle Sider er underkastet samme Tryk. Er Rumfangsformindskelsen v, Legemets Overflade A samt p Trykket paa Fladeenheden, saa har Trykket virket gennem Vejen λ, idet $v = A\lambda$; Arbejdet, som de ydre Kræfter har udført, er altsaa $^1/_2 pA \cdot \lambda = {}^1/_2 pv$. Kaldes Rumfangsenhedens For-

mindskelse θ, haves $v = V\theta$ og altsaa Legemets potentielle Energi lig $^1/_2 pV\theta$. Hvorledes θ afhænger af Elasticitetskonstanterne E og k, er angivet ovenfor (S. 198).

KOHÆSION. Med dette Navn kan man betegne de Kræfter, der virke mellem de enkelte Dele af et Legeme. Man kan altsaa sige, at der ingen Kohæsion findes mellem en Luftarts enkelte Dele; hos Vædskerne iagttages derimod en tydelig Kohæsion, om hvis virkelige Størrelse det dog er vanskeligt at erholde nogen Oplysning. Hos de faste Legemer er Kohæsionen meget kendelig, men af højst forskellig Størrelse. Har man en Kobbertraad, hvis Tværsnit er en Millimeter og hvis Længde er en Meter, og strækkes den med en Kraft af nogle faa Kilogram, vil den forlænges. Hører Kraften op med at virke, antager Traaden sin oprindelige Længde. Vi ere altsaa endnu inden for Elasticitetsgrænsen. Strækker man den med en Kraft paa 12 Kilogram, vil den forlænges omtrent en Millimeter, men tages Kraften bort, forsvinder Forlængelsen. Er den strækkende Kraft over 12 Kilogram, vil Traaden forlænges endnu mere, og den vil, naar Kraften hører op med at virke, have modtaget en blivende Forlængelse. Tager man en betydelig større Kraft, kan Kohæsionen ikke holde Ligevægt med Kraften, Traaden giver da efter, Tværsnittet bliver mindre, og Traaden gaar itu. Ved almindelig Temperatur udfordres dertil et Træk af omtrent 50 Kilogram. Man siger derfor, at Kobberets Brudstyrke F er 50 Kilogram. F er en Funktion af Temperaturen; for Kobberets Vedkommende aftager F, naar Temperaturen vokser; for Jærnet vokser F med Temperaturen, naar denne er under 250° C.

Metallernes Elasticitetsgrænse er afhængig af den Behandling, Metallet har været underkastet. Glødes en Kobbertraad, bliver den blød; man kan da bøje den eller sno den, uden at den vender tilbage til den oprindelige Form. Men har man en Gang underkastet Traaden en saadan Behandling, vil den med det samme faa elastiske Egenskaber, og jo større Formforandringer, Traaden har været underkastet, desto større Formforandringer kan man derefter underkaste den, uden at Elasticitetsgrænsen overskrides. Derfor blive udglødede Metaller haarde ved at hamres eller ved at trækkes ud til Traade.

Flere Legemer som Glas og de fleste Krystaller forholde sig paa en ganske anden Maade; naar Formforandringen overskrider en vis Grænse, gaa de itu uden i Forvejen at have modtaget en blivende

Formforandring; saadanne Legemer siges at være skøre; for dem er Brudstyrken mindre end Elasticitetsgrænsen. For Glas er Brudstyrken meget forskellig efter Glassets Sammensætning; *A. Winkelmann* og *O. Schott* (1894) fandt Værdier for den der laa imellem 3.5 og 8.5 Kilogram, altsaa meget lille i Sammenligning med Metallernes Brudstyrke; alligevel er Glassets Elasticitetskoefficient næsten lige saa stor som Sølvets, hvis Elasticitetsgrænse er 29 Kilogram.

Man kunde herefter antage, at Krystallerne ikke, saaledes som de fleste Metaller, kunne modtage blivende Forandringer, men dette vilde dog, som *Kick* har vist, være en Fejltagelse. Han anbragte en Stang af Stensalt inden i et Jærnrør, som fyldtes efter med smeltet Stearin, hvilket han lod størkne i Røret. Han gav nu Jærnrøret en stærk Bøjning, opløste derefter først Jærnet, derefter Stearinen i passende Opløsningsmidler, og fandt, at Stensaltet var bøjet uden at gaa itu.

Ofte hidrører Skørheden fra, at Legemet er i en særegen spændt Tilstand. Naar Draaber af smeltet Glas falde ned i Vand, maa de Dele, der danne Draabens Overflade, først størkne. De Dele, der findes i det indre, størkne senere; da de ere omsluttede af en fast Skal, kunne de ikke trække sig saa meget sammen under Afkølingen, som de ellers vilde; de udøve derved et Træk indad paa Overfladelaget, som igen trækker de indre Dele udad; der vil derfor være stærke elastiske Spændinger i Glasmassen. Ridses nu Draaben med en Fil eller brækkes den tynde Stilk, som ofte sidder paa den, itu, indtræder der en Slags Eksplosion, hvorved den omdannes til et Pulver. At Virkningen er saa stærk, ligger, som man ser, i Glassets ringe Varmeledningsevne. Smeltes almindelig Harpiks, som ogsaa er en slet Leder for Varme, i en Metalskaal, og lader man Harpiksen størkne i den, hører man efter nogen Tids Forløb et stærkt Knald, som fremkommer ved, at Massen revner i alle Retninger. Ogsaa her kan Sprængningen fremkaldes ved at ridse Overfladen. Paa det samme Forhold beror det, at Staalet hærdes, naar det, efter at være opvarmet, dyppes ned i en Vædske. Naar det før er nævnt, at Metallerne blive haarde ved mekanisk Behandling, er Grunden egentlig den samme, idet der ogsaa paa den Maade fremkommer Spændinger i Metallet.

GLASSETS TERMISKE MODSTANDSKRAFT. Glas, Porcelæn og mange andre skøre Legemer springe let ved pludselig Opvarmning eller Afkøling. Dette er en naturlig Følge af, at disse

Legemers Brudstyrke er mindre end Elasticitetsgrænsen. Hvilke Egenskaber hos Glasset det her kommer an paa, er undersøgt af *A. Winkelmann* og *O. Schott* (1894). De bemærke først, at Glas kan gaa itu paa to Maader, enten ved at strækkes eller ved at sammentrykkes; vi kunne altsaa tale om Brudstyrke for Træk og for Tryk. Medens de, som foran bemærket, for den første fandt Værdier imellem 3.5 og 8.5 Kilogram, laa den sidste mellem 60 og 120 Kilogram pr. Kvadratmillimeter. Heraf følger, at Afkøling er langt farligere for Glas end Opvarmning; ved den første ville Glassets yderste Lag nemlig trække sig sammen, der opstaar altsaa et Træk i dem, medens Opvarmning fremkalder en Udvidelse, altsaa et Tryk. Det viste sig ogsaa, at en Glasterning, hvis Sidelinie var 2 cm., ikke sprang ved at kastes i smeltet Tin, skøndt dens Overflade derved opvarmedes 465° C.; derimod sprang den ved pludselig at afkøles 53° C.

Vi tænke os nu, at en tyk Glasplades ene Side pludselig afkøles. Varmen trænger da langsomt ind i Glasset, de øverste Dele kunne ikke trække sig saa meget sammen som de skulde, der opstaar derved en Spænding, som vil være desto større jo større Forskellen mellem Temperaturen i Overfladen og i de umiddelbart under den liggende Dele er. Faren for at Glasset skal springe, bliver derfor desto større, jo større Glassets Udvidelseskoefficient α er, jo mindre dets Varmeledningevne K er og jo større dets Vægtfylde ϱ og Varmefylde c er. Winkelmann og Schott finde i Overensstemmelse hermed, at Glassets termiske Modstandskraft, altsaa Glassets Godhed i den her betragtede Henseende, kan maales ved

$$F = \frac{P\sqrt{K}}{E\alpha\sqrt{c\varrho}},$$

hvor P betyder Brudstyrken og E Elasticitetskoefficienten.

Ved Forsøg med Glasterninger viste det sig nu ogsaa, at de sprang desto lettere jo mindre F var, ligeledes at en Terning med 1 cm. Kant kunde taale omtrent $1^1/_2$ Gang saa stor en Afkøling som en Terning med 2 cm. Kant. Dette stemmer med den bekendte og let forklarlige Erfaring, at tynde Glasplader bedre taale Temperaturforandringer end tykke.

ELASTISK EFTERVIRKNING. Vi have i det foregaaende antaget, at en elastisk Stangs Længde retter sig efter Størrelsen af den Kraft, som strækker den; har man altsaa forlænget Stangen

ved at hænge en Vægt op ved den, saa maatte Stangen straks faa sin oprindelige Længde igen, naar Vægten er borttaget. Saa simpelt forholder Sagen sig dog langtfra i alle Tilfælde. *W. Weber* har nemlig bemærket, at et Silkespind, som strækkes med en vis Kraft, vel bliver kortere, naar Kraften ophører at virke, men den faar dog ikke straks sin oprindelige Længde. Den har heller ikke faaet en konstant blivende Forlængelse, men den trækker sig yderst langsomt sammen og nærmer sig til at faa den oprindelige Længde igen, uden dog helt at naa den. Denne langsomme Længdeforandring kaldes den elastiske Eftervirkning. Eftervirkningen viser sig dog ikke alene ved Strækning, men ogsaa ved Bøjning og især meget tydeligt ved Snoning.

Den elastiske Eftervirkning kan iagttages hos de fleste Legemer, der kunne trækkes ud til tynde Traade, saaledes hos Glas og Metaller. Den er især stor hos de organiske Legemer. Derimod er den særdeles ringe hos Traade af Kvarts, og paa Grund af Fænomenets Lighed med visse elektriske Egenskaber hos Legemerne, er der Anledning til at antage, at der ingen elastisk Eftervirkning findes hos krystallinske Legemer. Efter *Maxwell* kan den kun fremkomme hos Legemer, der ikke ere fuldkomment homogene. For at forklare, hvad dermed menes, kunne vi tænke paa en vaad Snor. Ved Bøjning vil den konvekse Del af Snoren faa sit Rumfang forøget, medens den konkave Dels Rumfang formindskes; tænker man sig nu, at Vandet ikke kan forlade Snoren, maa det strømme fra den konkave til den konvekse Del. Hører den bøjende Kraft op med at virke, vil Snoren dog ikke kunne rette sig ud, førend Vandet er vendt tilbage. Da dette, paa Grund af den indre Gnidning vil tage en længere Tid, kan Snorens Bøjning kun formindskes ganske langsomt, og vi faa derved en Bevægelse fremkaldt, der er analog med den, der iagttages hos Legemer med stor elastisk Eftervirkning.

Paa Grund af den elastiske Eftervirkning fremkomme ofte meget paafaldende Bevægelser. Snos f. Eks. en Kautschuktraad først til højre og derefter til venstre, og lader man den nu løs, vil den først sno sig til højre og derefter til venstre; man maa dog sørge for, at den første af de oprindelige Snoninger har været større og varet længere end den anden.

Det er ofte bemærket, at et Legeme, som er paavirket af en Kraft, først springer efter Forløbet af en, ofte meget lang Tids Forløb. Det maa da antages, at der foregaar Forandringer i dets

Indre, der svække det. Et smukt Eksempel herpaa afgiver nogle Forsøg af *A. Winkelmann* og *O. Schott* (1894). En Glasstang var understøttet ved begge Ender, en Vægt blev hængt op i Midten af den. Først fandt man, ved at prøve sig frem, den største Vægt A som Stangen kunde bære en kort Tid, derpaa erstattedes den af en i Almindelighed mindre Vægt B, og det viste sig da, at Stangen gik itu efter Forløbet af en Tid t.

A	B	t
Kilogram	Kilogram	Minutter
4	$3^1/_2$	80
5	$4^1/_2$	245
6	$5^1/_2$	15
7	7	690

Man vilde maaske vente, at Stangen i den Tid t, den var paavirket af Vægten B, vilde give efter lidt efter lidt, men dette var ikke Tilfældet. Hvad der end er foregaaet i Glassets Indre, har det dog ingen ydre Virkninger haft.

Ogsaa andre Iagttagelser af de samme Forskere vise, hvor vanskeligt det er at komme til paalidelige Resultater ved den Slags Undersøgelser. De maalte det Tryk, som udfordres for at knuse en Glasterning med 6 mm. Sidelinie. De fandt, at den dertil nødvendige Kraft var 40 Kilogram pr. mm.^{2}, naar Terningen lagdes imellem to Tinplader, som trykkedes sammen, Terningen sprang da med et Knald og blev til Støv. Men Tinpladernes Overflader vare fulde af Fordybninger, adskilte ved tynde Vægge, der viste, at Glasset var revnet inden det sprang, Tinnet var trængt ind i Revnerne og havde derved fremskyndet Knusningen. Derpaa erstattedes Tinpladerne af haarde, planslebne Staalplader. Med dem udkrævedes et Tryk af 110 Kilogram pr. mm.^{2} for at knuse Glasset. Men brugtes de samme Staalplader flere Gange, hvorved de bleve ujævne, kunde de knuse Glasset ved 80 Kil. Tryk pr. mm.^{2}.

BRUDSTYRKEN BESTEMT AF OVERFLADENS NATUR.

W. Voigt (1893) er ved Undersøgelse af Stensaltprismer kommet til overraskende Resultater. Stensalt spaltes let efter 3 paa hinanden lodrette Retninger; lad A og B være to Spaltningsflader, som staa lodret paa hinanden og paa den tredje, som vi kalde C. Af et saadant Stykke

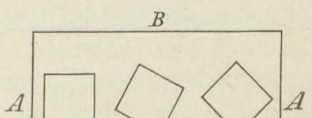


Fig. 73.

udskæres 3 Prismer I, II og III, hvis Grundflader ere parallelle med *C*, Sidefladerne af I ere parallelle med *A* og *B*, medens Sidefladerne af II danne Vinkler paa $22^1/_2$ og Sidefladerne af III Vinkler paa 45^0 med *A* og *B*.

Voigt maalte nu det Træk i Kilogram pr. mm.^{2}, som udkrævedes for at rive en saadan Stang over. Resultaterne vare:

I	II	III
0.57	0.71	0.92

Brudfladen var plan og blank.

Man ser heraf, at Brudstyrken afhænger i høj Grad af den Vinkel Prismets Sideflader danner med Spaltningsfladerne. Dette kan kun forstaas ved at antage, at de Dele, der ligge i eller i Nærheden af Overfladen, have andre Egenskaber, navnlig en mindre Brudstyrke end Delene i det Indre. Det er dog umuligt at danne sig en Forestilling om Aarsagen dertil.

Til det samme Resultat føre Iagttagelser af *Brodmann* (1894). Han undersøgte Brudstyrken af Glasstænger og fandt den forskellig eftersom Glasset havde sin naturlige Overflade eller det var behandlet med Flussyre. I første Tilfælde var den 12, i sidste 18 Kil. pr. mm^2.

UDVIDELSE VED VARME. Vi kunne her gaa ud fra, at det er bekendt hvorledes man gik frem ved Bestemmelsen af Metermaalestokkes Udvidelseskoefficient: den samme Fremgangsmaade kan naturligvis anvendes, hver Gang man vil maale et fast Legemes Udvidelse, forudsat at det er muligt at tilvejebringe tilstrækkelig lange Stænger af dem. Saadanne vil det dog ofte være vanskeligt, undertiden umuligt, at skaffe til Veje. Af de Metoder, som kunne anvendes, naar man skal undersøge Legemer, der kun haves i Stykker af ringe Udstrækning, f. Eks. Krystaller eller sjældne Grundstoffer, ville vi nærmere beskrive de to, som Pfaff og Fizeau have benyttet.

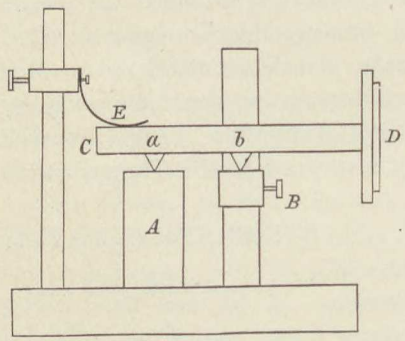


Fig. 74.

Pfaffs Apparat er fremstillet i Fig. 73. Legemet *A*, som skal

undersøges, tildannes i Form af et ret Prisme med parallelle Endeflader, og anbringes i lodret Stilling paa et Underlag. CD er en vandret Vægtstang, som er forsynet med to Knivsægge a og b; a trykkes af Fjedren E mod Prismets øverste Flade, medens b hviler paa Underlaget E, der kan hæves og sænkes, indtil begge Knivsæggene ligge i samme vandrette Plan. Er Afstanden $ab = r$, Længden af Prismet A lig l, og faar A ved Opvarmning Længden l', vil Udvidelsen bevirke, at Vægten drejer sig en Vinkel α, der, da $l' - l$ er en lille Størrelse, kan sættes lig $(l' - l)/r$. Naar man nu ved D anbringer et Planspejl, kan Vinklen α maales ved at anvende den Poggendorffske Spejlaflæsningsmetode. Man opstiller da i nogen Afstand fra D en Kikkert, hvis optiske Akse staar vinkelret paa Spejlet. Ved Siden af Kikkerten anbringes en lodret Maalestok, hvoraf man i Kikkerten ser et Spejlbillede. Naar Prismet A nu udvides og Spejlet derved drejes, vil Spejlbilledet af Maalestokken, som ses i Kikkerten, flytte sig, og man kan da beregne Vinklen α af denne Bevægelses Størrelse i Forbindelse med Kikkertens Afstand fra Spejlet.

Fizeaus Fremgangsmaade er følgende. Han gav Legemet A (Fig. 74), som skulde undersøges, Form af en Terning. Det blev lagt paa en vandret Platinplade B, gennem hvilken der gik tre lige lange Skruer, hvis øverste Ender ragede lidt op over Terningen. Oven paa Skruerne lagdes en planparallel Glasplade C. Denne Plade belyses ovenfra med Natriumlys; man vil da, naar den øverste Flade af A og den underste Flade af C danne en ganske lille Vinkel med hinanden, i det tilbagekastede Lys se en Række mørke og lyse Striber. Naar nu hele Apparatet opvarmes, ser man, at disse Striber vandre til den ene eller den anden Side, eftersom Afstanden mellem A og C vokser eller aftager. Hvorledes man af Stribernes Bevægelse kan beregne den Forandring i Afstanden fra A til C, som fremkaldes ved Opvarmningen, vil blive vist i Lyslæren. Heri har man altsaa et Middel til at iagttage Forskellen mellem Terningens og Platinets Udvidelse. For at maale Platinets Udvidelse behøver man kun at borttage Terningen og iagttage Bevægelsen af de Striber, som fremkomme, naar Lyset kastes tilbage fra den øverste Flade af

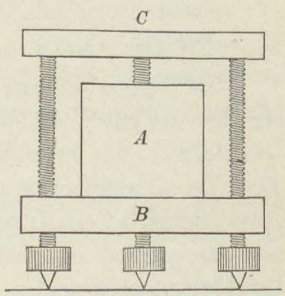


Fig. 75.

Pladen *B*. Det hele Apparat anbringes i en Kasse af Kobber, der foroven har en Aabning, som er lukket med en Spejlglasplade, gennem hvilken Lyset falder ind. Denne Kasse kan man give de forskellige Temperaturer, ved hvilke Udvidelsen bestemmes.

Af alle Undersøgelser over de faste Legemers Udvidelse ved Opvarmning fremgaar det, at Længden l af en Stang ved t^0 C. kan udtrykkes ved

$$l = l_0 (1 + at + bt^2),$$

hvor l_0 altsaa er Stangens Længde ved 0^0 C., medens a og b ere Konstanter, hvis Størrelse retter sig efter Legemets Natur. Man ser, at $a + bt$ er Middeludvidelsen δ for en Grads Opvarmning, naar en Stang, hvis Længde er 1, opvarmes fra 0 til t^0 C. Efterfølgende Tabel indeholde Værdierne for 100 δ, naar Stangen antages opvarmet fra 0 til 100^0 C., i hvilket Tilfælde $\delta = a + 100b$. 100 δ er altsaa Længdeenhedens Tilvækst, naar Legemet opvarmes fra 0^0 til 100^0 C.

Aluminium	0.002336	Platin	0.000907
Bly	2948	Sølv	1035
Guld	1451	Zink	2905
Jærn	1228	Tin	2270
Kobber	1698	Diamant	0132
Messing	1879	Spejlglas	0793

Det ligger i Sagens Natur, at et isotropt Legeme udvider sig lige meget i alle Retninger, og det samme finder ogsaa Sted for Stoffer, der krystallisere i det regulære System. I alle andre Tilfælde afhænger Udvidelseskoefficienten af Retningen. Ofte finder man endog, at en Krystal udvider sig i een Retning, men trækker sig sammen i en anden. Dette gælder navnlig om Kalkspath. Udvidelseskoefficienten a er for Kalkspath i Retning af Hovedaksen 0.000026, vinkelret derpaa er den — 0.000005. Under disse Forhold undrer man sig ikke saa meget over, at der gives Krystaller, der ved Opvarmning trække sig sammen i alle Retninger, hvilket Fizeau fandt at være Tilfældet med Jodsølv.

Naar et isotropt Legeme opvarmes, bliver dets Rumfang i Reglen større; da Udvidelseskoefficienten er den samme i alle Retninger, maa det beholde samme Form. Er Rumfanget ved 0^0 C. lig v_0 og ved t^0 lig v, vil man altsaa have

$$\frac{v}{v_0} = (1 + \delta t)^3,$$

eller, naar t ikke er meget stor,

$$v = v_0(1 + 3\delta t);$$

den rumlige Udvidelseskoefficient, som vi ville kalde γ, er altsaa 3 Gange saa stor som den lineære.

Til direkte Maaling af γ benyttes i Reglen et Dilatometer, som adskiller sig fra det, der er fremstillet i Fig. 30 ved at Beholderen A er en lille Flaske med tilsleben hul Prop, der fortsættes opad ved det inddelte Rør BC. Legemet bliver i Reglen først pulveriseret og derefter vejet, lad det have Vægten P. Derpaa bringes det ned i Dilatometret, som fyldes efter med en Vædske, der ikke opløser Pulveret, lad det være Kvægsølv. Naar Dilatometrets egen Vægt er bekendt, kan man ved Vejning finde Kvægsølvets Vægt P_1. Nu afkøles det hele til 0^0 C., hvorpaa dets Rumfang V_0 aflæses paa det inddelte Rør. Da Kvægsølvet har Rumfanget $v_1 = P_1/13{,}596$, saa kende vi nu ogsaa Pulverets Rumfang ved 0^0 C., det er nemlig $v = V_0 - v_1$. Opvarmes det hele til t^0 C., vil det tilsyneladende indtage et Rumfang V, men da Dilatometret udvider sig ved Opvarmning, er Rumfanget i Virkeligheden $V(1 + \gamma' t)$, naar γ' er Glassets Udvidelseskoefficient. Idet γ og β henholdsvis ere Pulverets og Kvægsølvets Udvidelseskoefficient, haves nu

$$V(1 + \gamma' t) = v(1 + \gamma t) + v_1(1 + \beta t),$$

hvilken Ligning tjener til at bestemme γ. Undertiden anvender man ogsaa denne Metode, naar det gælder om at finde den lineære Udvidelseskoefficient δ for et isotropt Legeme; man har jo nemlig, at $\delta = \frac{1}{3}\gamma$.

VÆGTFYLDE. Man kan bruge flere Metoder til at finde et fast Legemes Vægtfylde; her skulle kun de to omtales, der give den største Nøjagtighed.

Har et Legeme Vægten P i det tomme Rum, og vejer det nedsænket i Vand P', saa hidrører Vægttabet $P - P'$ fra Vandets Opdrift; denne er lig Vægten af det uddrevne Vand. Er nu V_0 Legemets Rumfang ved 0^0 C., γ dets Udvidelseskoefficient og f Vandets Vægtfylde ved Forsøgstemperaturen, saa haves

$$P - P' = V_0(1 + \gamma t)f.$$

Heraf findes V_0, naar γ er bekendt, og Legemets Vægtfylde ved 0^0 C. er da

$$\varrho = \frac{P}{V_0}.$$

Denne Metode har dog flere Ulemper. Der kan let hænge Luftbobler ved Legemet, hvorved Opdriften bliver for stor. Vejningen bliver desuden mindre nøjagtig, da Vægtskaalen ikke er saa bevægelig som ellers, fordi der fremkommer en betydelig Gnidning mellem Vandet og Legemet; den vil navnlig være stor, naar Legemet har Pulverform og derfor maa lægges paa en lille Skaal, der hænges ned i Vandet ved en Traad. Ogsaa bevirker Haarrørsvirkningen, at der trækker sig lidt Vand op ad Traaden, som formindsker Vægttabet med en Størrelse, som vanskelig kan bestemmes.

Langt bedre er det derfor at anvende Pyknometret (Fig. 30). Man fylder først Pyknometret med Vand, sætter det paa den ene Skaal af en fin Vægt og bringer Ligevægt til Veje med Tara. Nu lægges Legemet ved Siden af Pyknometret og bringes i Ligevægt ved at lægge Lodder paa den anden Vægtskaal. Lad Vægten være P. Derpaa hældes Vandet ud af Pyknometret, Legemet bringes ind i det, og det fyldes nu igen med Vand. For at tilvejebringe Ligevægt maa der nu tages nogle Vægtlodder bort fra den anden Skaal; lad der blive P' tilbage. $P-P'$ er da Vægten af det uddrevne Vand; man har da ligesom ovenfor, at $P-P' = V_0(1+\gamma t)f$, hvor V_0, γ og f have samme Betydning som tidligere. Vægtfylden ϱ er da lig P/V_0 ved 0^0 C.

Et fast Legemes Vægtfylde afhænger for det første af Temperatur og Tryk. Er Vægtfylden ved 0^0 C. lig ϱ_0, og er γ dets Udvidelseskoefficient med Hensyn til Rumfanget, bliver dets Vægtfylde ϱ ved t^0 C. lig

$$\varrho = \frac{\varrho_0}{1+\gamma t}.$$

Trykket har en langt ringere Indflydelse paa Vægtfylderne. Har det ved en Atmosfæres Tryk et Rumfang v, og bliver Rumfanget ved $p+1$ Atmosfærers Tryk v', haves $v' = v(1-Cp)$. Kaldes de tilsvarende Vægtfylder ϱ og ϱ' bliver $v'\varrho' = v\varrho$ og altsaa

$$\varrho' = \varrho\frac{v}{v'} = \frac{\varrho}{1-Cp}$$

eller, da Cp i Almindelighed er meget lille,

$$\varrho' = \varrho(1+Cp).$$

Sættes Vægtfylden ved 0^0 C. og 1 Atmosfæres Tryk lig ϱ_0, saa er den ved t^0 og p Atmosfærers Tryk

$$\varrho' = \frac{\varrho_0(1+Cp)}{1+\gamma t}.$$

For Metallerne er Vægtfylden afhængig af den Behandling, de have modtaget, saaledes er Vægtfylden for

	Guld	Sølv	Kobber
støbt	19.3	10.4—10.5	8.8 —8.9
hamret	—	»	8.88—8.95
trukket	19.4	10.48	8.93—8.96
elektrolytisk	—	10.53	8.95

Naar et Legeme forekommer i flere Modifikationer, har enhver af dem i Reglen sin Vægtfylde; tydeligst træder dette frem ved Kulstoffet, idet man har:

	Vægtfylde		Vægtfylde
Diamant	3.52	Retortkul	1.9
Grafit	2.25	Trækul	1.5

Faste Grundstoffers Vægtfylde:

	Atom-vægt A	Vægt-fylde ρ	Atom-volum A/ρ		Atom-vægt A	Vægt-fylde ρ	Atom-volum A/ρ
Lithium	7.03	0.59	11.9	Zirkonium	90.7	4.15	21.9
Beryllium	9.10	2.10	4.3	Niobium	94.2	6.47	14.5
Bor	11.0	2.68	4.1	Molybdæn	96.1	8.64	11.1
Kulstof	12.0	3.52	3.4	Rhodium	103.1	12.10	9.5
Natrium	23.06	0.97	23.7	Ruthenium	103.8	11.20	9.2
Magnium	24.38	1.74	13.3	Palladium	106.7	11.40	9.3
Aluminium	27.1	2.67	10.1	Sølv	107.94	10.47	10.3
Silicium	28.4	2.49	11.4	Kadmium	112.1	8.65	13.0
Fosfor	31.0	1.83	17.0	Indium	113.7	7.42	15.3
Svovl	32.06	2.04	15.7	Tin	118.1	7.29	16.2
Kalium	39.14	0.86	45.5	Antimon	120.3	6.71	17.9
Kalcium	40.0	1.58	25.3	Tellur	125	6.18	20.3
Vanadium	51.2	5.50	9.3	Jod	126.86	4.94	25.7
Krom	52.2	6.80	7.7	Lanthan	138.5	6.05	22.9
Mangan	55.1	7.17	7.7	Cer	140.2	6.73	20.8
Jærn	56.0	7.79	6.6	Tantal	182.8	10.78	17.0
Nikkel	58.5	8.80	6.7	Wolfram	184.0	19.13	9.6
Kobolt	59.1	8.80	6.7	Osmium	191.6	22.48	8.9
Kobber	63.4	8.95	7.1	Iridium	193.2	22.40	8.6
Zink	65.4	6.92	9.5	Platin	194.8	21.50	9.1
Gallium	69.9	5.96	11.8	Guld	197.2	19.26	10.2
Arsenik	75.0	5.63	13.3	Thallium	204.1	11.86	17.2
Selen	79.1	4.28	18.5	Bly	206.9	11.37	18.2
Brom	79.96	3.19	25.1	Vismut	208.0	9.82	21.2
Rubidium	85.44	1.52	56.3	Thorium	232	7.79	29.8
Strontium	87.52	2.54	34.5	Uran	239	18.40	13.0

Særlig Interesse frembyder Vægtfylden af Grundstofferne. I foranstaaende Tabel er, efter Ostwald, anført Vægtfylden ϱ for de faste Grundstoffer samt Atomvægten A og Atomvolumen $v = A/\varrho$, som er det Rumfang A Gram af Stoffet indtager.

Det bemærkes, at under »Kulstof« er Diamantens Vægtfylde angiven. Man ser af Tabellen, at Vægtfylden temmelig regelmæssigt stiger og falder; den synes nærmest at være en periodisk Funktion af Atomvægten; nogen simpel Sammenhæng mellem de to Størrelser har man dog ikke kunnet finde.

Det er naturligt at antage, at der maa være en Sammenhæng mellem de faste kemiske Forbindelsers Vægtfylde og deres Bestanddeles Vægtfylde; en saadan har dog ikke kunnet eftervises. Derimod viser der sig visse Regelmæssigheder i Størrelsen af Forbindelsernes Rumfylde, hvorved forstaas Rumfanget af et Grammolekyl af Stoffet. Dette vil fremgaa af efterfølgende Tabel, som indeholder Molekularvægt M, Vægtfylde ϱ og Rumfylde M/ϱ for nogle Salte efter tabellarisk Oversigt over Rumfylderne af Dr. H. Topsøe i Tidsskr. f. Physik og Chemie 1869.

	Na			Ka			Am		
	Mol.-V. M	Vægtf. ϱ	Rumf. M/ϱ	Mol.-V. M	Vægtf. ϱ	Rumf. M/ϱ	Mol.-V. M	Vægtf. ϱ	Rumf. M/ϱ
Cl	58.5	2.151	27.2	74.6	1.982	37.6	53.5	1.521	35.2
Br	103	3.045	33.9	119.1	2.681	44.4	98	2.322	42.2
J	150	3.45	43.48	166.1	3.051	54.44	145	2.408	58.05

Man ser heraf, at Rumfylden er for Bromforbindelserne omtrent 7 større end for Klorforbindelserne og igen 10 større for Jod- end for Bromforbindelserne; paa det sidste Punkt gør dog Jodammonium en Undtagelse. Herefter kunde der være Anledning til at undersøge, om ikke Rumfylden var en additiv Størrelse, og dette er virkelig ogsaa i temmelig stor Udstrækning Tilfældet. Disse Forhold have været undersøgte af Kopp, Schröder og flere.

VARMEFYLDE. Ved Undersøgelser over faste Legemers Varmefylde har man i Reglen benyttet Blandingsmetoden, som her antages bekendt. I enkelte Tilfælde, navnlig naar man kun raader over faa Gram af Stoffet, er det dog næppe muligt at naa et tilfredsstillende Resultat ad denne Vej. Man kan da anvende det af *Bunsen* angivne Iskalorimeter, i hvilket man maaler den

Mængde Is, som Legemet kan bringe til at smelte ved Afkøling til 0° C., hvoraf Varmefylden let kan beregnes. Denne Fremgangsmaade er allerede i forrige Aarhundrede anvendt af Black og af Laplace og Lavoisier; Bunsen har imidlertid givet Apparatet meget væsentlige Forbedringer. Bunsens Iskalorimeter bestaar af et Reagensglas A, som er smeltet til en Glasbeholder, som fortsættes i Røret C, der foroven er lukket med en Prop, hvor igennem Haarrøret D gaar. Reagensglasset A er omgivet af destilleret Vand; i Bunden af B og i D er der Kvægsølv, som til Dels udfylder Røret D. Hele Apparatet staar ned i en Kasse, der er fyldt med Tøsne, det er altsaa ved 0° C. Ved Hjælp af Vinaand, der er afkølet i en Blanding af Sne og Kogsalt, afkøles Reagensglasset A, og der danner sig derved et tyndt Lag Is paa Ydersiden af A. Naar A igen er tømt, bringes der lidt Vand ned i A, som vil afkøles til 0° C.; og nu er Apparatet færdigt til at bruges. Vi kunne tænke os, at vi ville bestemme Varmefylden af et Stykke Metal; det opvarmes først til en vis Temperatur T og kastes derpaa ned i A, hvor det afkøles til 0° C. Derved vil Vandet i A opvarmes; hvis denne Opvarmning ikke naar 4° C., vil det opvarmede Vand blive ved Bunden; der afgives altsaa ingen Varme til Luften i Reagensglasset, som jo af Sneen holdes ved 0° C. Varmen vil nu efterhaanden meddele sig til Islaget og vil smelte lidt af det, lad det være m Gram. Kaldes Vandets og Isens Vægtfylde ved 0° C. henholdsvis ϱ_1 og ϱ_2, saa er der altsaa smeltet m/ϱ_2 ccm. Is og dannet m/ϱ_1 ccm. Vand; derved er Rumfanget formindsket med

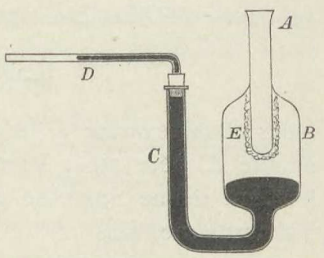


Fig. 76.

$$m\left(\frac{1}{\varrho_2}-\frac{1}{\varrho_1}\right)$$

ccm.; Kvægsølvoverfladen hæver sig altsaa ganske lidt i B, hvorved bevirkes, at Kvægsølvet i D trækker sig tilbage et Stykke l; er nu Tværsnittet af Røret D lig S, haves altsaa

$$Sl = m\left(\frac{1}{\varrho_2}-\frac{1}{\varrho_1}\right).$$

Medens Vandets Vægtfylde ϱ_1 ved 0° C. er maalt med stor Nøjagtighed — den kan, uden at der begaas nogen kendelig Fejl,

her sættes lig 1 — er der temmelig forskellige Angivelser af Værdien for ϱ_2; Bunsen har derfor bestemt ϱ_2 paa ny og finder $\varrho_2 = 9.917$. Kaldes det opvarmede Metalstykkes Vægt M, dets Varmefylde C, og er L den Varmemængde, der medgaar til at smelte et Gram Is, haves $MCT = Lm$. Man har altsaa, at

$$LSl = MCT\left(\frac{1}{\varrho_2} - \frac{1}{\varrho_1}\right).$$

Isens Smæltevarme L er ikke nøje bekendt; efter ældre Forsøg skulde L være 79.25 Varmeenheder; Bunsen har imidlertid ogsaa bestemt denne Størrelse paa ny og fundet $L = 80$. Indsættes nu Talværdierne, faas

$$C = 884\frac{Sl}{MT}.$$

Vi skulle nu se nogle af de vigtigste Resultater, hvortil Maalingerne af de faste Legemers Varmefylde har ført. Det er næppe muligt at paavise nogen Forandring i et Legemes Varmefylde, naar dets Tryk forøges, derimod har det for Metallernes Vedkommende, i det mindste i enkelte Tilfælde, en kendelig Indflydelse, om Metallet er hamret eller udglødet. *Regnault* fandt saaledes, at Varmefylden for udglødet Kobber var 0.0948; ved at det hamredes, sank Varmefylden til 0.0934. For blødt Staal med Vægtfylden 7.86 var Varmefylden 0.1165, men for haardt Staal med Vægtfylde 7.80 var den 0.1175. Baade for Kobber og Staal aftager Varmefylden, naar Vægtfylden forøges.

De faste Legemers Varmefylde er i Reglen større ved højere end ved lavere Temperaturer; saaledes fandt *Dulong* og *Petit* følgende Middelværdier for Varmefylden:

	fra 0—100°	fra 0—300°
Jærn	0.1088	0.1218
Sølv	0.0557	0.0611
Glas	0.177	0.190

Vi ville i det følgende faa Lejlighed til at paavise det samme Forhold hos flere Stoffer.

Som det maatte ventes, er et Stofs Varmefylde afhængig af Tilstandsformen; efter Regnault er Varmefylden for

	fast	flydende	luftformig
Brom	0.0843	0.1051	0.0555
Fosfor	0.189	0.204	»
Kvægsølv	0.0314	0.0333	»
Vand	0.48	1.00	0.480

Dulong og *Petit* bestemte Varmefylden for flere Grundstoffer og fandt derved det højst mærkelige Resultat, at Varmefylden forholdt sig omvendt som Atomvægten, eller at Produktet af disse to Størrelser, Atomvarmen var en konstant Størrelse. Senere have Regnault og flere andre maalt Grundstoffernes Varmefylde; Resultaterne af disse Undersøgelser har Ostwald sammenstillet i en Tabel, af hvilken her meddeles et Udtog.

Faste Grundstoffers Varmefylde.

	Atomvægt *A*	Varmefylde *C*	Atomvarme *AC*	
Brint (fast)	1	5.88	5.88	Beketow
Lithium	7.03	0.941	6,61	Regnault
Bor, amorf	11.00	0.254	2.79	Kopp
— grafitagtig	—	0.235	2.59	Regnault
— krystallinsk	—	0.230	2.53	Kopp
Kulstof, Trækul	12.00	0.241	2.89	Regnault
— Grafit	—	0.200	2.40	»
— Diamant	—	0.147	1.76	»
Natrium	23.06	0.293	6.76	»
Magnium	24.4	0.250	6.10	»
Aluminium	27.1	0.214	5.80	»
Silicium, grafitagtig	28.1	0.181	5.08	Kopp
— krystallinsk	—	0.165	4.63	»
— smeltet	—	0.138	3.88	»
Fosfor, gult	31.0	0.202	6.26	»
— rødt	—	0.170	5.27	Regnault
Svovl	32.1	0.178	5.72	»
Kalium	39.1	0.166	6.49	»
Calcium	40.0	0.170	6.80	Bunsen
Krom	52.3	0.122	6.38	Krüss
Mangan	55.0	0.122	6.71	Regnault
Jærn	56.0	0.114	6.38	»
Kobolt	59.1	0.107	6.32	»
Nikkel	58.5	0.109	6.38	»
Kobber	63.3	0.094	6	»
Zink	65.4	0.0956	6.25	»
Brom, fast	80.0	0.0843	6.74	»
Palladium	106	0.0593	6.28	»
Sølv	107.9	0.0570	6.15	»
Tin	118.1	0.0562	6.64	»
Jod	126.9	0.0541	6.86	»
Platin	194.8	0.0324	6.31	»
Guld	196.7	0.0324	6.37	»
Kvægsølv, fast	200.4	0.0319	6.38	»
Bly	206.9	0.0314	6.49	»
Vismut	208.0	0.0308	6.40	»

Man ser, at Atomvarmen for de allerfleste Grundstoffer ligger i Nærheden af 6; nogen stor Overensstemmelse kunde i det hele ikke ventes, da Varmefylden vokser med Temperaturen og det i forskellig Grad. Den for Brint angivne Atomvarme, 5.88, er beregnet af Varmefylden for Palladiumbrint og er kun at betragte som en Tilnærmelse til det rigtige. Langt større Afvigelser iagttages hos Bor, Kulstof, Silicium og det røde Fosfor. Man ser, at de allotrope Modifikationer af Grundstofferne have meget forskellige Varmefylder. For at undersøge, hvorledes det forholder sig hermed, har *H. F. Weber* bestemt Varmefylden for de tre førstnævnte Stoffer ved højere Temperaturer. Til Maaling af Varmefylden for Temperaturer, der vare under 300° C., benyttede han Bunsens Iskalorimeter; ved højere Temperaturer, indtil 1000° C., benyttede han derimod følgende Fremgangsmaade. To smaa Platinbeholdere vare forbundne med en kort Stang af Platin. Den ene indeholdt lidt over 30 Gram Platin; den anden f. Eks. Grafit; begge Beholdere lukkedes med Asbest. Dette Apparat opvarmedes i en Ovn til en meget høj Temperatur; derefter toges det hurtigt ud af Ovnen og bragtes hen til to Blandingskalorimetre, som stode ved Siden af hinanden. Propperne toges ud af Beholderne, og Platinet faldt ned i det ene Kalorimeter, Grafitten i det andet. Af Platinets bekendte Varmefylde og af den Varmemængde, det afgav til Kalorimetret, beregnedes den Temperatur, til hvilken Grafitten havde været opvarmet, og det var da let at finde Grafittens Varmefylde.

Paa denne Maade fandt Weber, at Varmefylden for Grafit ved 1000° er 0.467 og for Diamant 0.459, medens den ved 10° er henholdsvis 0.160 og 0.113; Stigningen er især stor ved Temperaturer under Rødglødhede; ved de højere Temperaturer nærmer Varmefylden sig til at blive konstant. Man ser, at Atomvarmen ved 1000° C. næsten er den samme for begge Modifikationer, nemlig 5.5. For Bor og Silicium fandtes ogsaa en betydelig Stigning af Varmefylden med voksende Temperatur. Det er herefter vel muligt, at disse Grundstoffer ved meget høje Temperaturer følge Dulong og Petits Lov.

Kopp har nøjere undersøgt Varmefylden af faste kemiske Forbindelser og paavist en Afhængighed mellem Forbindelsens og Bestanddelenes Varmefylde. Kaldes den Varmemængde, der medgaar til at opvarme et Grammolekyl en Grad, Legemets Molekularvarme, saa er denne Størrelse efter Kopp tilnærmelsesvis

uafhængig af, hvilket Metal, der indgaar i Forbindelsen; man har f. Eks.:

	Varme-fylde	Molekular-varme		Varme-fylde	Molekular-varme
AgCl	0.0911	13.1	$BaCl_2$	0.0896	18.6
CuCl	0.1383	13.7	$CaCl_2$	0.1642	18.2
HgCl	0.0521	12.3	$HgCl_2$	0.0689	18.7
KCl	0.1730	12.9	$MgCl_2$	0.1946	18.5
NaCl	0.2140	12.5	$MnCl_2$	0.1425	18.0
NH_4Cl	0.373	20.0	$PbCl_2$	0.0664	18.5

Man ser, at kun Salmiak gør en Undtagelse fra denne Regel, og dette er jo let forstaaeligt. Det synes endvidere at fremgaa heraf, at Kloret omtrent har samme Atomvarme som Metallerne, og Klorforbindelsernes Varmefylde kan altsaa med Tilnærmelse beregnes ved at dividere Produktet af 6.4 og Antallet af Atomer i Molekylet med Molekularvægten.

Vil man betragte Molekularvarmen som en Sum af Bestanddelenes Atomvarme, maa den sidste Størrelse dog for en Del Stoffer antages at være en Del lavere; efter Kopp faar man de bedste Resultater ved at tillægge Atomvarmen følgende Værdier:

Grundstoffernes Atomvarme i Forbindelser.

Kulstof	1.8
Brint	2.3
Bor	2.7
Silicium	3.8
Ilt	4.0
Fluor	5.0
Bly	5.4
Svovl	5.4
De andre Grundstoffer	6.4

Nogen fuldstændig Overensstemmelse med Erfaringen faas dog ikke paa denne Maade; man finder af Tabellen, at Svovlsølv Ag_2S har Molekularvarmen $2 \cdot 6.4 + 5.4 = 18.2$, i Virkeligheden er den 18.5; for kulsurt Kali, K_2CO_3, beregnes Molekularvarmen at være $2 \cdot 6.4 + 3 \cdot 4.0 = 26.6$, medens Forsøget giver 29.9.

LUFTARTERS DIFFUSION I FASTE LEGEMER. De nu saa udbredte Kautschukballoner, der ere saa lette, at de kunne gaa til Vejrs, naar de fyldes med Brint eller Gas, ere først tilvejebragte af *Michell*. Han bemærkede, at de vel kunne holde

sig svævende nogle Timer, men at de dog tilsidst falde ned, og han antog, at det hidrørte fra, at Brinten trængte ud gennem Ballonens Væg. Dette Forhold er senere nærmere undersøgt af *Graham*. Han anvendte dertil det i Fig. 77 afbildede Apparat, som bestaar af et langt Glasrør *A*, hvis nederste Ende staar i Kvægsølv, medens dets øverste Ende er lukket med en Gipsprop. Over denne bindes en tynd Hinde af Kautschuk. *B* er et Glasrør, der slutter tæt til *A*, og som foroven er lukket med en Prop, gennem hvilken der gaar to Glasrør *C* og *D*. Røret *A* fyldes i omvendt Stilling med Kvægsølv, vendes dernæst om og sættes ned i Beholderen *E*; der vil da foroven i *A* være et tomt Rum. Ledes nu en Luftart ind gennem *C* og ud gennem *D*, vil Luften diffundere gennem Kautschukhinden ind i det tomme Rum. Diffusionen gennem Kautschuk foregaar saa langsomt, at Gipsproppen ikke væsentlig forsinker Bevægelsen; den tjener kun som Understøtning for den elastiske Hinde. Graham fandt paa denne Maade, hvor hurtigt de forskellige Luftarter trængte gennem Hinden; Resultaterne vare følgende:

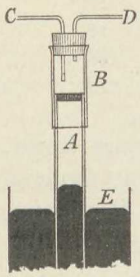


Fig. 77.

Kvælstof	1.000
Kulilte	1.113
Atm. Luft	1.149
Methan	2.148
Ilt	2.556
Brint	5.500
Kulsyre	13.585

Det er værd at lægge Mærke til, at Luftarternes Diffusion gennem Kautschuk ikke, saaledes som Diffusioner gennem porøse Legemer, afhænger af Vægtfylden; Kulsyre gaar jo endogsaa lettere gennem Kautschuk end Brint; det maa antages, at Kautschuks Indsugningsevne for Luftarterne spiller en væsentlig Rolle. I det hele er der en stor Lighed mellem Diffusionen gennem Kautschuk og Diffusionen gennem Vædskehinder, hvilken er omtalt S. 105.

Graham fandt endviderede, at der diffunderede mere Luft gennem varm end gennem kold Kautschuk; Diffusionen blev over 10 Gange større, naar Temperaturen var 60°, end naar den var 4° C.

Borttages det øverste Rør, *B*, i Apparatet Fig. 77, og er *A* lufttom, vil der trænge baade Ilt og Kvælstof ind gennem Kautschukhinden; da nu Ilt diffunderer omtrent $2^1/_2$ Gang saa hurtigt som Kvælstof, vil man i *A* faa en Luftblanding, der er langt rigere paa Ilt end den atmosfæriske Luft; Analysen gav, at den indeholdt 41 % Ilt; en glødende Træspaan antændtes i denne Blanding.

Da Luftarterne diffundere gennem Kautschuk, maa de ogsaa kunne absorberes af dette Stof; dette fandt Graham var virkelig Tilfældet; saaledes var Kautschuks Absorptionsevne for Ilt omtrent dobbelt saa stor som Vandets. *Wroblewski* maalte Absorptionsevnen hos rødt vulkaniseret Kautschuk og fandt følgende Resultater, gældende ved 0° C.:

Brint	Ilt	Kulsyre	Kvælstofforilte
0.021	0.061	1.278	1.956

Hüfner har undersøgt graat vulkaniseret Kautschuk, som anvendes til Propper; han finder, at Absorptionsevnen for Kulsyre omtrent er lig 1; Resultaterne af disse Forsøg ere dog meget variable, fordi Kautschuk undergaar Forandringer i Tidens Løb.

H. Sainte-Claire Deville har fundet, at enkelte Metaller lade Brint diffundere igennem sig, naar de opvarmes til Glødhede eller derover. Virkningen er navnlig stærk hos Platin og Jærn. Man kan vise denne Diffusion paa følgende Maade. Et vandret Platinrør er lukket i den ene Ende; den anden Ende er forbundet med et 800 mm. langt lodret Glasrør, hvis nederste Ende gaar ned i en Skaal med Kvægsølv. Det hele er fyldt med Brint. Opvarmes nu en Del af Platinrøret til Hvidglødhede, stiger Kvægsølvet i Glasrøret og kan næsten naa en Højde lig Barometerstanden. Graham har gentaget Devilles Forsøg og fandt, at Kvægsølvet steg til en Højde af 710 mm., og samtidig var Barometerstanden 750 mm.; Luften, der var tilbage i Platinrøret, fandtes at bestaa af 1 Rumfang Brint og 10 Rumfang Kvælstof; da Kvælstof ikke kan diffundere gennem glødende Platin, er det vanskeligt at forklare, hvorledes det er kommet derind.

For paa en bekvem Maade at studere Luftarternes Diffusion gennem Platin, benyttede Graham følgende Fremgangsmaade. *AB* er et glaceret Porcelainsrør, ind i hvilket der gaar et Rør *CD* af Platin. *AB* er lukket med Propper, hvorigennem der gaar to Glasrør *a* og *b*. Platinrøret *CD* er ved et Kautschukrør lufttæt

forbundet med Glasrøret *E*, som fører hen til Faldrøret *G* i en Sprengels Luftpumpe. *F* er en Tragt, der ved et Kautschukrør med en Klemme er forbundet med Faldrøret. Klemmen indstilles saaledes, at Kvægsølvet falder draabevis ned i Røret *G*. Enhver Draabe tager lidt af Luften i *CD* med sig, naar den gaar forbi Mundingen af Røret *E*. Denne Luft opsamles i Maaleglasset *H* over Kvægsølv. Lader man en langsom Strøm af Brint gaa ind ved *a* og ud ved *b*, vil man snart faa Platinrøret lufttomt, da koldt Platin ikke lader Brint gaa igennem. Opvarmes derimod den midterste Del af *AB* til Hvidglødhede trænger Brinten temmelig hurtig igennem Platinrøret. Saaledes gav et Platinrør, hvis Vægtykkelse var 1.1 mm., en Strøm af Brint svarende til næsten 500 Kubikcentimeter Brint i Minuttet gennem en Overflade paa 1 Kvadratmeter.

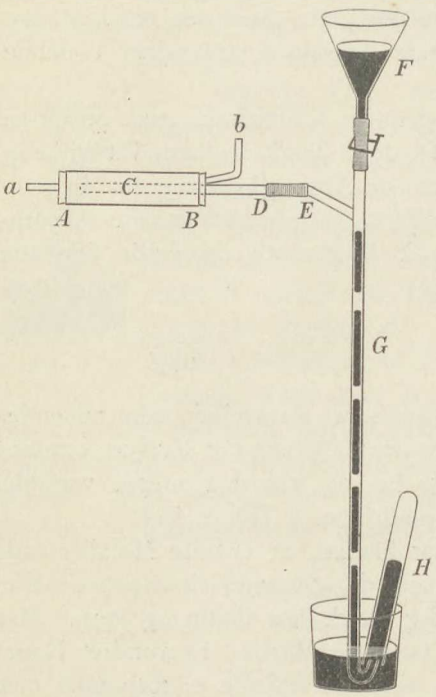


Fig. 78.

Naar Brint kan diffundere gennem glødende Platin, maa Platin absorbere Brint. Denne Absorption maalte Graham ved at anbringe Platintraad inden i et Porcelainsrør, som stod i Forbindelse med Sprengels Luftpumpe. Røret anbringes i en Ovn og opvarmes paa samme Tid, som der gaar Brint igennem Røret. Lukkes nu for Tilledningsrøret, og lader man Platinet blive koldt, kan Porcelainsrøret pumpes tomt. Opvarmes paa ny og sættes Pumpen i Virksomhed afgives den absorberede Brint. Paa denne Maade fandt Graham, at en Kubikcentimeter Platin ved Rødglødhede absorberede 0.17 Kubikcentimeter Brint. Denne Platinets Evne til at optage Brint ved høje Varmegrader og fastholde den ved lave Varmegrader, kalder Graham Occlusion. Den er i høj Grad afhængig af den Behandling, Platinet er

undergaaet; Platinsvamp f. Eks. occluderer 1.15 Gange sit Rumfang af Brint.

Af de andre Metaller er især Palladium mærkeligt. Ved 245° C. optager et Rumfang Palladium 526 Rumfang Brint; denne Brint kan ikke gaa bort igen i Kulden, men afgives let ved Opvarmning af Metallet. Benyttes Palladium som negativ Elektrode i et Vandadskillelsesapparat, har Graham fundet, at der kunde optages over 900 Rumfang Brint af et Rumfang Palladium. Ligeledes fandt han, at et Rumfang Jærn kunde ved Rødglødhede absorbere 0.5 Rumfang Brint og 4 Rumfang Kulilte, hvilke Luftarter ogsaa kunne diffundere gennem rødglødende Jærn.

Graham har ogsaa undersøgt, om der ikke i Meteorjærn skulde findes Luftarter. Han anbragte et Stykke Meteorjærn i det ovenfor omtalte Porcelainsrør *AB* (Fig. 78) og opvarmede det til Rødglødhede. Det afgav da en Luftblanding, hvis Rumfang var 2.85 Gange saa stor som Meteorjærnets Rumfang, og hvis Sammensætning var

Brint	86
Kulite	4
Kvælstof	10
	100

Til Sammenligning anføres, at Hesteskosøm, som underkastedes samme Behandling, afgav en Luftblanding, der bestod af:

Brint	35
Kulilte	50
Kulsyre	8
Kvælstof	7
	100

Det maa herefter antages, at Meteorjærnet har optaget Brint etsteds i Himmelrummet, hvor Brint er til Stede under stort Tryk og muligvis ved en høj Temperatur.

ADSORPTION. De fleste faste Legemer virke tiltrækkende paa Luftarter og Dampe og bedækkes derved med en meget tynd Hinde af det paagældende Stof; denne Virkning har man kaldet Adsorption. Hvilken Tilstand det luftformige Legeme under disse Omstændigheder er i, kan ikke altid afgøres; at Vanddampene, der fortættes paa Legemernes Overflade, ere draabeflydende, er vel utvivlsomt; derimod kan man ikke vel antage, at Brint eller Ilt kan være flydende ved almindelig Temperatur, og dog vise disse Luftarter en kendelig Adsorption.

Porøse Legemer, som Trækul eller Platinsvamp, have en meget stor Overflade i Forhold til deres Vægt; de Luftmængder, som kunne fortættes paa dem, ere derfor meget betydelige. *Saussure* har fundet, at et Rumfang Trækul opsuger følgende Rumfang:

Ammoniak	90	Kulsyre	35
Saltsyre	85	Kulite	9
Svovlsyrling	65	Ilt	9
Svovlbrinte	55	Kvælstof	8
Kvælstofforilte	40	Brint	2

Fordobles Trykket, bliver den opsugede Luftmængde vel større, men dog ikke dobbelt saa stor; forhøjes Temperaturen, opsuges der mindre Luft. Dette er allerede paavist af Saussure og bekræftet ved udførlige Maalinger af *P. Chappius*. Den sidstnævnte har ogsaa maalt Glassets Adsorption for forskellige Luftarter; han fandt, at en Kvadratmeter Glasoverflade ved Atmosfæretryk adsorberede af:

Brint	Atm. Luft	Svovlsyrling	Ammoniak
0.27	0.35	0.63	0.15 ccm.

Naar Metal eller Glas henligger i Luften, bedækkes de med et yderst tyndt Lag af Luft og Fugtighed; Vand væder dem da ikke; en Vanddraabe beholder altsaa tilnærmelsesvis Kugleformen. Man kan borttage dette Luftlag ved stærk Opvarmning, ved at vadske Overfladen omhyggeligt, hvorved Luften absorberes af Vandet, eller ved at gnide Pladen med Tripel, som ved Glødning er befriet for Luft. Aander man paa en Sølvplade, der paa denne Maade er renset, antager den en blaalig Farve, medens en Sølvplade, der har henligget nogen Tid i Luften, bliver rødlig, naar man aander paa den. I det hele fortætter Vanddamp og Kvægsølvdamp sig lettest paa en Metalplade, der er renset paa den angivne Maade. Stiller man et Signet paa en renset Metalplade og aander paa Pladen umiddelbart efter, at Signetet er borttaget, vil Skriften kunne ses paa Pladen. Paa de Steder, hvor Signetet har berørt Pladen, vil den sidste have taget Luft fra Signetet; de Dele af Pladen, som laa over for Indskriften, ville derimod være rene; Dampene fortættes altsaa paa dem.

For at maale Vanddampenes Adsorption maa man anbringe det Legeme, som skal undersøges, i et lukket Rum, hvoraf Luften er uddreven, og som kun indeholder umættet Vanddamp. *Warburg* og *Ihmori* have bestemt Adsorptionen under disse Forhold ved Vejning. Dertil anvendtes en ganske lille Vægtskaal, hvis

Vægtbjælke med Tilbehør kun vejede $^1/_5$ Gram. Udslaget bestemtes ved Spejlaflæsning; det var for en Overvægt af en Tiendedel Milligram lig 30 Inddelinger paa Maalestokken. Det viste sig, at Adsorptionen hos Platin og alkalifrit Glas var aldeles umærkelig; derimod optager Glas, som nylig er udblæst, temmelig store Mængder Vand; Vandets Tykkelse kan blive 10 Milliontedele Centimeter eller mere. Vadskes Glasset i kogende Vand, mister det Evnen til at optage Vand fra Luften; samtidig bliver Glasset en udmærket Isolator for Elektricitet. Mærkelig nok adsorberer Schellakplader megen Vanddamp og bliver dog ved med at isolere; her synes dog at finde en egentlig Absorption Sted, i det mindste tiltager Schellak, som opbevares under Vand, stadig i Vægt; et Gram Schellak optog i 7 Uger 0.045 Gram Vand og blev dog ved med at isolere Elektriciteten, saa snart man tørrede dets Overflade.

Ihmori har senere forbedret Vægtskaalen og gjort dens Følsomhed omtrent 6 Gange større end tidligere. Nogle af hans Forsøgsresultater ere anførte i nedenstaaende Tabel; t er den Tid, i hvilken Legemet befandt sig i et med Vanddamp næsten mættet Rum, d Tykkelsen af det adsorberede Lag Vand.

Adsorption af Vanddamp.

	t	$d \cdot 10^6$ cm.
Messing, ferniseret	20 Min.	26.6
— blankt	—	0.3
— som havde henligget 7 Uger i Luften	15 »	2.3
Staal, blankt	—	0.6
— gult anløbet	40 »	1.8
Nikkel	—	1.0
Segllak	1 Time	31
Agat	1 »	100
Bjergkrystal	5 Min.	3.4
— gneden med Skind	5 »	1.9
— behandlet med Vand	5 »	0.3
Platin	—	1
— gnedet med Skind	—	0

Den adsorberede Vandmængde forsvinder i Reglen hurtigt, naar Legemet bringes ind i et Rum, hvor Damptrykket er forsvindende.

NIENDE AFSNIT.

Smeltning.

SMELTEPUNKTET. Ved Opvarmning kunne de fleste faste Legemer gøres flydende; man siger da, at de smelte, og den Temperatur, ved hvilken de smelte, kaldes Legemets Smeltepunkt. For nogle Grundstoffer er Smeltepunktet angivet i følgende Tabel.

Aluminium	700° C.	Kvægsølv	— 39° C.
Antimon..... ..	440 -	Magnium	750 -
Bly	325 -	Natrium	98 -
Brom	— 7 -	Nikkel	1500 -
Fosfor	44 -	Platin	2000 -
Guld	1200 -	Svovl	115 -
Jærn, rent	1600 -	Sølv	1000 -
Jod	114 -	Tin	228 -
Kalium	62 -	Vismut	268 -
Kobber	1100 -	Zink	420 -

Flere Grundstoffer, deriblandt Kulstof, smelte ikke ved de højeste Temperaturer, vi ere i Stand til at tilvejebringe. For nogle vandfrie Salte har man fundet følgende Smeltepunkter:

	Na	K	Li	NH_4	Ag	Ba	Zn
Cl.....	770	735	600	—	450	—	260
Br.....	710	700	550	—	430	810	390
J.....	630	640	450	—	530	—	445
NO_3	315	340	265	150	215	590	—
SO_4	860	—	820	140	650	—	—

Der er dog en Mængde Legemer, som ikke have et virkeligt Smeltepunkt og dog kunne smelte; de gaa nemlig jævnt over fra den faste til den flydende Tilstand. Saaledes gaar det med Glas,

Smedejærn, og i det hele med de kolloide Legemer, for hvilke den faste og den draabeflydende Tilstandsform ikke ere bestemt adskilte, medens en saadan Adskillelse findes hos de krystallinske Stoffer.

Det synes, at de sidst nævnte Stoffer ikke kunne eksistere i fast Form ved Temperaturer, der ligge højere end deres Smeltepunkter; det kan derfor antages, at de ere i en stadig Ligevægtstilstand, saa længe de ere under Smeltepunktet; i det Øjeblik, denne Temperatur er naaet, bliver Ligevægtstilstanden med et ustadig, Legemet gaar da over i den draabeflydende Tilstandsform.

Med Vædskerne er Forholdet et andet. Afkøles en Vædske, bliver den i Reglen fast eller størkner ved en Temperatur, der falder sammen med Smeltepunktet; dog sker det ikke sjældent, at Vædsken bliver ved at afkøles og bringes langt ned under Smeltepunktet, inden den størkner. Naar dette indtræder, stiger Temperaturen hurtigt op til Smeltepunktet. Heraf ser man, at en Vædskes Ligevægt ikke ubetinget bliver ustadig, fordi dens Temperatur bringes til at være under Smeltepunktet. Dog er i Reglen en ringe Aarsag i Stand til at fremkalde Størkningen; navnlig indtræder den sikkert, naar man berører Vædsken med en Krystal af Stoffet. Har man kogt Vand i et Glasrør, som derefter tilsmeltes, kan Vandet afkøles til omtrent -20^0 C.; naar det derefter rystes, vil det i Reglen fryse. Dog kan Vand, der rystes stærkt, ogsaa afkøles under Frysepunktet. Meget smaa Vanddraaber, som Dugdraaber, kunne ligeledes afkøles under Frysepunktet; det samme er efter *Mousson* Tilfældet med Vand i Haarrør eller med Vand, der er indesluttet imellem to Glasplader. Lignende Iagttagelser har man gjort med Svovl og flere andre Stoffer.

SMELTEVARME. Naar større Mængder af et Legeme skulle smeltes, tager Smeltningen som oftest lang Tid, og dette har sin Grund i, at der forbruges Varme til selve Smeltningen. Den Varmemængde, et Gram af et Legeme optager, naar det ved Smeltepunktets Temperatur gaar over fra den faste til den flydende Tilstandsform, kaldes Legemets Smeltevarme; vi ville betegne den med L. Smeltevarmen kan bestemmes paa følgende Maade. Man smelter en Vægt M af Legemet i en Beholder og bringer det i denne Tilstand ned i et Blandingskalorimeter; det vil da meddele

det en Varmemængde Q, som bestemmes paa almindelig Maade. Har Legemet oprindelig, altsaa i draabeflydende Tilstand, Temperaturen T og Varmefylden c_1, er T_0 dets Smeltepunkt, c_2 dets Varmefylde i fast Form og t dets endelige Temperatur, samt m Beholderens Vandværdi, saa har man

$$Q = Mc_1(T - T_0) + ML + Mc_2(T_0 - t) + m(T - t);$$

hvoraf L kan findes, naar Varmefylderne c_1 og c_2 ere bekendte. Er dette ikke Tilfældet, bestemmes de ved at gentage Forsøget med andre Begyndelsestemperaturer.

Man kan danne sig en Forestilling om de tungt smeltelige Stoffers Smeltevarme ved at iagttage den Tid, de behøve for at størkne; jo længere den er, desto mere Varme afgive de, og desto større er Smeltevarmen. Smeltevarmen er maalt af Regnault, Person og enkelte andre. I efterfølgende Tabel er foruden Smeltevarmen L tillige den Varmemængde ML, der medgaar til at smelte et Grammolekyl M af Stoffet, angivet.

Smeltevarme.

	L	ML		L	ML
Bly	5.86	1270	Tin	14.25	1682
Fosfor	5.24	163	Vismut	12.64	2630
Kadmium	13.52	1517	Benzol	29.09	2268
Palladium	36.3	3845	Nitrobenzol	22.30	2742
Platin	27.18	5300	Salpetersur Kali	46.5	4700
Svovl	9.35	299	— Natron	63.4	5400
Sølv	21.07	2275	Vand	80	1440

RUMFANGSFORHOLD. Naar Vand fryser, udvider det sig; denne Udvidelse er ret betydelig, idet 1 ccm. Vand giver 1.09 ccm. Is. Ogsaa Vismut og enkelte andre Legemer udvide sig, idet de størkne; i Reglen finder dog en Sammentrækning Sted under Størkningen. Disse Forhold ere undersøgte af Ermann, Kopp og andre. Efter *Kopp* er Tilvæksten, som Rumfanget faar ved Overgangen fra den faste til den draabeflydende Tilstandsform

for Fosfor ..... 3.43 % af Rumfanget
- Svovl ..... 5.00 - - —
- Stearinsyre ... 11.00 - - —

For kemisk rene Stoffer sker Overgangen pludselig; det faste Legeme udvider sig regelmæssigt, indtil det bliver flydende,

hvorved dets Rumfang forandres; en følgende Opvarmning frembringer nu igen en regelmæssig Udvidelse. Saaledes er i hosstaaende Figur Svovlets Forhold fremstillede; Abscisserne angive Temperaturen, Ordinaterne Rumfangsforøgelserne ved Opvarmning fra 0° C. For enkelte Stoffer som Svovl og Klorkalcium er det faste Legemes Udvidelse i Nærheden af Smeltepunktet meget stor, medens der i intet Tilfælde finder større Forandringer Sted i det draabeflydende Legemes Rumfangsforhold i Nærheden af Smeltepunktet. Derimod finder man meget paafaldende Uregelmæssigheder i Rumfangets Variation ved Smeltning af Blandinger og Legeringer.

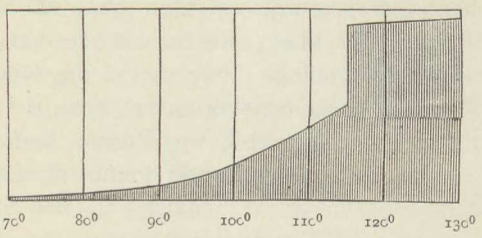


Fig. 79.

Ved Anvendelse af den S. 215 beskrevne Dilatometermetode har *Vicentini* og *Omodei* undersøgt nogle af de mere letsmeltelige Metallers Forhold i Nærheden af deres Smeltepunkter; Resultaterne af disse og enkelte andre Undersøgelser ere samlede i efterfølgende Tabel, hvor T er Smeltepunktet, ϱ Stoffets Vægtfylde ved Smeltepunktet i fast Tilstand, Δ Vægtfyldens Formindskelse i Procent ved Smeltningen, samt γ og γ' Udvidelseskoefficienten i fast og flydende Tilstand lige før og lige efter Smeltningen. Is er medtaget til Sammenligning.

	T	ϱ	Δ	γ	γ/γ'
Bly	325	11.005	3.39	0.000129	1.5
Kadmium	318	8.366	4.72	170	1.8
Vismut	271	9.673	— 3.31	120	3.0
Tin	227	7.184	2.80	114	1.7
Svovl	113	—	—	482	1.4
Natrium	98	0.952	2.5	278	1.3
Kalium	62	0.851	2.6	299	1.2
Fosfor	44	1.807	3.5	520	1.4
Kvægsølv	— 39	14.193	3.7	179	—
Is	0	0.917	— 9.1	110	—

Alle de undersøgte Metaller paa Vismut nær udvide sig ved

Opvarmning; endvidere ses det, at Udvidelseskoefficienten er større for Stoffet i fast end i flydende Tilstand.

TRYKKET OG SMELTEPUNKTET. *James Thomson* har henledet Opmærksomheden paa, at Smeltepunktet maa forandre sig med Trykket. Dette sluttede han af, at Smeltning og Kogning ere analoge Processer; da Kogepunktet retter sig efter Trykket, maa Smeltepunktet gøre det samme. Han viste tillige, at man ad teoretisk Vej kunde finde, hvor store Variationer i Smeltepunktet der kunde frembringes ved givne Trykforandringer. Med Hensyn dertil henvises til det S. 37 udviklede, hvoraf det fremgaar, at Frysepunktet stiger

$$d\vartheta = \frac{\vartheta (v_2 - v_3)}{\mathcal{J} L} dp,$$

naar Trykket forøges med dp.

Lord Kelvin har ved Forsøg paavist, at Isens Smeltepunkt ligger lavere ved højere Tryk. Dertil benyttede han Ørsteds Apparat, som er beskrevet S. 90. Han fyldte det med en Blanding af Vand og Is, som altid maa have Smeltepunktets Temperatur. Til at maale denne Temperatur anvendte han et meget følsomt Termometer. Det var indesluttet i et tilsmeltet Glasrør, for at ikke det ydre Tryk skulde sammentrykke Termometerbeholderen. Til Maaling af Trykket anvendte han et Manometer af samme Indretning som Ørsteds Manometer. Ved nu at variere Trykket ved Hjælp af det bevægelige Stempel, hvormed Apparatet var lukket foroven, fandt Thomson, at Smeltepunktet sank, naar Trykket voksede, og Forsøget gav Resultater, som stemmede nøje med Teorien.



Fig. 80.

Af ovenstaaende Udtryk for $d\vartheta$ ser man, at Smeltepunktet stiger eller falder ved Trykforøgelse, eftersom v_2 er større eller mindre end v_3, altsaa eftersom Legemet udvider sig eller trækker sig sammen, idet det smelter. Vi have i Is et Stof, der trækker sig sammen ved Smeltning. og vi have set, at dets Smeltepunkt synker, naar Trykket forøges; vi skulle nu betragte de Stoffers Forhold, der udvide sig ved Smeltning. *Bunsen* har gjort Forsøg over to saadanne Stoffers Forhold, nemlig Spermacet og Paraffin. Han benyttede dertil det i Fig. 80 fremstillede Glas-

apparat, som bestod af en større Beholder *B* med de snævrere Rør *A* og *C*. *A* indeholder det Legeme, som skal undersøges, *B* er fyldt med Kvægsølv, medens der er Luft i *C*. Man anbringer Røret *A* i en Vædske, der opvarmes til Stoffets Smeltepunkt, hvorved det bliver flydende; derpaa sænkes Apparatet dybere ned i Vædsken, hvorved en større Mængde af Kvægsølvet i *B* opvarmes; derved frembringes et forøget Tryk, som bestemmes af Luftens Rumfang i *C*; man vil nu se, at Stoffet i *A* størkner; men ved Opvarmning kan det igen blive flydende. Paa denne Maade fandt Bunsen følgende Resultater for Paraffin:

Tryk	Smeltepunkt
1 Atm.	46.3° C.
85 -	48.9 -
100 -	49.9 -

At Forandringer i Smeltepunktets Beliggenhed ogsaa for de Legemer, der udvide sig ved Smeltning, stemmer med Teorien, er paavist af *Batelli* ved Undersøgelser over forskellige organiske Forbindelser.

Naar Trykket er tilstrækkelig stort, vil Smeltepunktet ogsaa undergaa meget store Forandringer. *Mousson* lod Vand fryse i et Staalrør, som var lukket i den ene Ende, og drev et Stempel ned i Røret, hvorved han kunde underkaste Isen et stort Tryk. Apparatet stilledes i en Kuldeblanding, hvis Temperatur var — 20° C., og det viste sig, at Isen dog smeltede, idet det paa Vandet udøvede Tryk var saa stort, at Frysepunktet kom til at ligge under — 20° C. Man har ofte indesluttet Vand i et Geværløb eller en Bombe, lukket Aabningen med en Skrue og udsat det saaledes afspærrede Vand for Vinterkulde; da Jærnet ved Afkøling trækker sig sammen, medens Vand udvides, maa Trykket vokse, naar Temperaturen aftager; som Følge deraf kan Vandet ikke fryse, saa længe Beholderen kan udholde Trykket. Men i det Øjeblik den sprænges, vil i det mindste en Del af Vandet blive til Is og trænger da i denne Form ud igennem Revnerne.

OPLØSNINGERS FRYSEPUNKT. Naar man opløser et Salt i Vand, synker Frysepunktet desto mere, jo mere Salt man har opløst. *Blagden* har først maalt denne Nedtrykning af Smeltepunktet; han fandt, at den forholdt sig ligefrem som Saltmængden. Senere har *Rüdorff* bestemt Nedtrykningen for en stor Mængde Salte og fundet væsentlig samme Resultat som Blagden. Saaledes

fandt han ved at opløse v Vægtdele Klorkalium i 100 Vægtdele Vand følgende Værdier for Frysepunktets Temperatur t:

v	t	$\frac{t}{v}$
1	— 0.45 °C.	0.45
4	— 1.8 -	0.45
8	— 3.5 -	0.44
12	— 5.35 -	0.45

Ved stærkere Koncentrationer hører Proportionaliteten dog op, og selv ved svagere Opløsninger finder den ikke altid Sted.

Raoult har undersøgt Nedtrykningen for en stor Mængde Stoffer i forskellige Opløsningsmidler. Han angiver den Nedtrykning K, som et Grammolekyl, opløst i 100 Gram Opløsningsmiddel, vil frembringe. Denne Størrelse er f. Eks. for Klorkalium, som det fremgaar af ovenstaaende Tabel, lig $(35.5 + 39.1) \cdot 0.45 = 33.5$. Nogle af Raoults Resultater meddeles her.

Opløsninger i Vand.

	K		K
Vinaand	17.3	Kali	35.3
Æter	16.6	Natron	36.2
Svovlsur Zink	18.2	Klorkalium	33.6
— Kobber	18.0	Klornatrium	35.1
Klorbrinte	39.1	Klorammonium	34.8
Salpetersyre	35.8	Kalk	48.0
Svovlsyre	38.2	Klorkalcium	49.9

Opløsninger i Benzol.

Svovlkulstof	49.7	Vinaand	28.2
Æter	49.7	Eddikesyre	25.3
Tinklorid	48.8	Myresyre	23.2

Opløsninger i Nitrobenzol.

Svovlkulstof	70.2	Vinaand	35.4
Benzol	70.6	Eddikesyre	36.1
Æter	67.4		

Opløsninger i Eddikesyre.

Svovlkulstof	38.4	Svovlbrinte	35.6
Æter	39.4	Svovlsyrling	38.5
Vand	33.0	Svovlsyre	18.6
Vinaand	36.4	Klorbrinte	17.2

Frysepunktets Nedtrykning K er altsaa i høj Grad afhængig af Opløsningsmidlets Natur; den afhænger tillige af det opløste

Stof. For Eddikesyre kan man antage, at K har to Værdier, den ene er lidt under 40; det er den hyppigst forekommende Værdi; den anden er lidt under 20. Ligeledes ses, at K for Benzol og for Nitrobenzol har to Værdier, den ene omtrent dobbelt saa stor som den anden. For Vandets Vedkommende stiller Sagen sig endnu mere indviklet; Værdierne for K kunne ordnes i 3 Grupper, for hvilke Nedtrykningen forholder sig tilnærmelsesvis som 1 : 2 : 3.

Arrhenius har gjort opmærksom paa, at man iagttager lignende Anomalier ved Bestemmelsen af den Formindskelse i Damptrykket, som et Salt frembringer ved at opløses i Vand; at denne Størrelse varierer paa samme Maade som K, ses ved at sammenligne nogle af de ovenfor, for vandige Opløsninger fundne Værdier, med Damptryksformindskelserne, som ere samlede i Tabellen S. 189.

	$ClNa$	Cl_2Ca	SO_4H_2	SO_4Zn
Damptrykformindskelse	25.2	39.8	26.5	10.4
Frysepunktets Nedtrykning .	35.1	49.9	38.2	18.2

Der er under disse Omstændigheder Grund til at betragte den laveste Værdi for K i vandige Opløsninger som den normale; de Stoffer, for hvilke K har denne Værdi, antages ikke at være dissocierede; dette er derimod Tilfældet i større eller mindre Grad for de fleste Saltes Vedkommende. Med Hensyn til de andre Opløsningsmidler antager man, at den største Værdi, som er den hyppigst forekommende, maa betragtes som den normale; de lavere Værdier maa da fremkomme ved, at to Molekyler have forenet sig til et.

KULDEBLANDINGER. Naar et fast Salt opløses i Vand, iagttages i Reglen en Varmetoning, der sædvanlig er negativ, men dog ogsaa kan være positiv. Den er bestemt for en stor Mængde Stoffer af *J. Thomsen*; nogle af hans Resultater ere anførte i omstaaende Tabel, som angiver det Antal Varmeenheder, der udvikles, naar et Grammolekyl opløses i en meget stor Vægt Vand.

Naar der finder en saa betydelig Fortynding Sted, vil den Afkøling, der kan fremkomme, naturligvis kun være ringe; vil man have en stærk Afkøling, maa Saltet opløses i saa lidt Vand som muligt. Langt bedre er det dog at blande Saltet med Sne; ved dettes Smeltning vil der da bindes en saa stor Mængde Varme, at der vil finde en Afkøling Sted selv i de Tilfælde, hvor Saltets Opløsning vil give en Varmeudvikling. Saadanne Blandinger, de

	Na		Ka	
	Molekyler Vand	Opløsnings-varme ved ca. 18° C.	Molekyler Vand	Opløsnings-varme ved ca. 18° C.
HO	200	+ 9940	250	+ 13290
Cl	100	— 1180	200	— 4440
Br	200	— 190	200	— 5080
J	200	+ 1220	200	— 5110
NO_3	200	— 5030	200	— 8520
$\frac{1}{2} SO_4$	200	+ 230	200	— 3190

saakaldte Kuldeblandinger, ere undersøgte nøjere af Rüdorff. Efterfølgende Tabel angiver, hvor stor en Vægt Salt man skal blande med 100 Vægtdele Sne for at faa den største Afkøling.

	Vægtdele	Temperatur
Klorkalium	30	— 10.9 ° C.
Klorammonium	25	— 15.4 -
Salpetersur Ammoniak	45	— 16.75 -
— Natron	50	— 17.75 -
Klornatrium	33	— 21.3 -

De i sidste Spalte anførte Temperaturer ere de laveste Temperaturer, der kunne opnaas. Naar Saltet opløses i det ved Isens Smeltning dannede Vand, fremkommer en Saltopløsning, hvis Frysepunkt ligger desto lavere, jo mere koncentreret den er; den laveste Varmegrad, som kan tilvejebringes, falder derfor sammen med Frysepunktet for den koncentrerede Opløsning.

Vil man nu tilvejebringe en meget stor Kulde ad denne Vej, maa man benytte Salte, hvis Opløsninger i Vand først fryse ved meget lav Temperatur. Ogsaa Syrer kunne med Fordel anvendes; blandes Sne og Saltsyre, kan Temperaturen synke til — 35° C.; ogsaa kan man benytte fortyndet Salpetersyre eller Svovlsyre.

Det maa her bemærkes, at Saltopløsninger ikke fryse paa den Maade, at der dannes et homogent, af Salt og Vand bestaaende fast Legeme. Det er bekendt, at Isen, der dannes ved Havvandets Frysning, i Hovedsagen bestaar af rent Vand; dog finder man, at der i Isens Masse er udskilt en Del Salt i Krystaller; selv den stærkeste Saltopløsning, der kan bestaa, danner, idet den fryser, ikke en homogen Blanding af Vand og Salt, men der dannes en Blanding af Is og Saltkrystaller. Naar man lader en vandig Opløsning af et farvet Salt, som Kobbervitriol, fryse, er Isen dog

farvet, om end ikke saa stærkt som den tilbageblevne Opløsning; efter Rüdorff skal dog ogsaa denne Farve hidrøre fra Krystaller af Kobbervitriol, som findes i Isen.

ISENS DANNELSE OG EGENSKABER. Da Isens Forhold have stor og mangesidig Interesse, skulle vi opholde os lidt derved. Is kan dannes saavel af Vanddamp som af Vand. Sne er saaledes Iskrystallerne, der ere dannede af Luftens Vanddamp, uden at den først har været flydende. Det er omtalt i det foregaaende, at smaa Vanddraaber kunne afkøles langt under Frysepunktet uden at blive til Is. Saadant finder ikke sjældent Sted i Luften: naar saadanne Vanddraaber falde ned, ville de i Berøring med Jordens Overflade straks fryse, hvorved det saakaldte Isslag fremkommer. Naar Vandet fryser, fremkommer der først et Lag Iskrystaller paa Vandets Overflade; disse danne, naar Frysningen skrider videre frem, et sammenhængende Lag, hvori de enkelte Krystaller ikke mere kunne skælnes. At de dog findes der, har *Tyndall* vist ved at holde en tynd Isplade i Sollyset, som samledes ved en Linse; der vil da kunne finde Smeltning Sted i Isens Indre; de vandfyldte Rum deri minde da ved deres sekskantede Begrænsning om de smeltede Krystallers Form. Samtidig viser der sig i Isen en stor Mængde smaa Bobler, der fremkomme ved, at Rumfanget af Vandet er mindre end Rumfanget af den smeltede Is.

Isens fysiske Egenskaber forandres med dens Temperatur; medens Isstykker ved en Temperatur, der ligger nogle Grader under Frysepunktet, ere elastiske, have en Klang ligesom et Stykke Metal, er Is ved 0^0 C. blødt og har Egenskaber fælles med Voks eller Beg. Anbringes et saadant Isstykke i en Presse, kan man faa det til at antage enhver som helst Form uden at det gaar itu, naar Trykket virker jævnt, medens det springer i mange Stykker ved at slaas med en Hammer. Isen er altsaa under disse Forhold plastisk. Endvidere lader Tøis sig svejse; det forholder sig ligesom Smedejærn ved høje eller Beg ved lavere Varmegrader. Paa dette Forhold har Faraday gjort opmærksom. Trykker man to Stykker Is imod hinanden i Vand, hænge de sammen ligesom to Stykker Beg, der bringes i Berøring; Forklaringen er sikkert i begge Tilfælde den samme; det er Vedhængningen, der virker saa stærk, fordi det er bløde Legemer, der selv ved et ringe Tryk faa et meget stort Antal Berøringspunkter. For Isens Vedkommende kommer hertil endnu den Omstændighed, at Trykket

bringer Smeltepunktet til at synke, i Berøringsfladen smeltes altsaa lidt af Isen; naar Trykket igen ophæves, fryser det dannede Vand, saaledes at de to Isstykker fryse sammen. Herved kan man forstaa et meget smukt Forsøg, som *Tyndall* har anstillet. Han tog to Træplader, i hvilke der var uddrejet to Fordybninger, som, naar Pladerne lagdes mod hinanden, danne et linseformet Hulrum. Lægges nu en tyk Isplade mellem disse to Plader, og presses det hele haardt sammen, vil Ispladen først gaa itu, men derefter ville de enkelte Stykker atter under Trykkets Indvirkning forene sig til en klar. linseformig Ismasse.

Ogsaa Gletscherne fremkomme paa denne Maade. De dannes af Sne, som falder højt oppe i Bjergene; i saadanne dybe Snelag kan Trykket blive saa stort, at der kan finde en Sammensmeltning Sted. Denne mer eller mindre sammenhængende Masse synker under Tyngdens Indvirkning ned i Dalene, antager en Temperatur, der i Reglen ikke er langt under Frysepunktet; den hele Masse er nu plastisk, saaledes at den kan forandre sin Form og passe ind i Terrainforholdene; kun naar større Ujævnheder findes, vil der fremkomme Revner.

TIENDE AFSNIT.

Strømning og Gnidning.

TORRICELLIS TEOREM. Det er meget vanskeligt at bestemme de Bevægelser, som opstaa i en Vædskemasse, naar dens Ligevægt forstyrres; Vædskens enkelte Dele bevæge sig uafhængigt af hverandre; dog kan man i Reglen forudsætte, at Vædsken danner en sammenhængende Masse, om der end er mange Tilfælde, hvor dette ikke finder Sted, idet Vædsken da opløser sig i Draaber. For fuldstændig at beskrive en Vædskes Bevægelse er det derfor nødvendigt, at man kan følge enhver enkelt Vædskedel, angive dens Sted og dens Hastighed til enhver Tid; men dette er kun i meget faa Tilfælde muligt. Opgaven bliver yderligere gjort vanskelig ved den Omstændighed, at de Kræfter, med hvilke Vædskerne virke paa hinanden, afhænge af deres relative Bevægelse, idet den fremkalder en Gnidning, hvorved den Del, der gaar hurtigst, forsinkes, medens den, der gaar langsomst, fremskyndes. I mange Vædsker er denne Gnidning dog kun lille; saadanne ere Æter, Svovlkulstof og mange andre. Især naar Bevægelsen er langsom, kan man se bort fra denne Gnidning. Vi kunne tænke os en Vædske, hvori der slet ikke fandtes nogen Gnidning; man kalder det en ideal Vædske, og ville nu omtale nogle Tilfælde af dens Bevægelse.

Lad *AA* være et Kar, i hvis Bund der er et rundt Hul. Fyldes Karret med en Vædske, hvis Overflade er ved *BB*, saa vil Vædsken strømme ud gennem Hullet og danne en sammenhængende klar Straale. Fra Hullet og nedad aftager Straalens Tværsnit først hurtigt, senere langsomt. De Vanddele, der nærme sig til Hullet, bevæge sig i forskellige Retninger, de, der befinde sig oven for Hullet, bevæge sig næsten lodret nedad, de, der er ved Siden af det, bevæge sig næsten vandret; det er derfor natur-

ligt, at Straalen trækker sig sammen; først lidt under Hullet er Bevægelsen af alle Vanddelene bleven ensrettet; paa dette Sted er Straalens Tværsnit $^5/_8$ af Hullets Areal. Lad nu CC være et Tværsnit af Straalen, hvis Areal er s, og lad Vædskedelene, der befinde sig i dette Tværsnit, have Hastigheden v; vi kunne da under visse Forudsætninger tilnærmelsesvis beregne denne Hastighed. Vi antage, at Vædskens frie Overflade BB er mangfoldige Gange større end det nævnte Tværsnits Areal; de Vædskedele, der befinde sig i BB, have da en Hastighed, som er aldeles forsvindende i Sammenligning med v. Endvidere betragtes Tilstanden som stationær, saaledes at Hastigheden i ethvert Punkt af Vædskemassen holder sig uforandret, idet de nye Dele, som komme dertil, netop antage samme Hastighed, som de havde, der forlode det. Efter Forløbet af en uendelig kort Tid dt ville de Vædskedele, som befandt sig i CC, være komne til $C'C'$, idet $CC' = vdt$; har Vædsken Vægtfylden ϱ, saa er Massen m af den Vædske, som findes i Rummet $CCC'C'$, lig $\varrho svdt$. Den Vædskemasse, der til Tiden t laa over Tværsnittet CC, strækker sig nu efter Forløbet af Tiden dt til $C'C'$; da alle de Vædskedele, der overhovedet ere i Bevægelse, have beholdt denne Bevægelse uforandret, saa har den betragtede Del af Vædsken i Tiden dt modtaget en Tilvækst i levende Kraft, som er $\frac{1}{2}mv^2$. Den er frembragt af Tyngden, hvis Arbejde kan beregnes ved at antage, at en Vandmasse m har bevæget sig fra BB til CC, hvis Højdeforskel vi kalde h. Tyngdens Arbejde er da mgh, og vi have altsaa, at

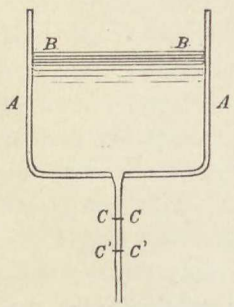


Fig. 81.

$$\frac{1}{2}mv^2 = mgh,$$

eller

$$v = \sqrt{2gh}.$$

Vædskedelene, der danne Straalen, bevæge sig altsaa med en Hastighed, der er lig den, de vilde opnaa ved at falde frit fra Vædskens Overflade i Karret. Denne Sætning er først bevist af *Torricelli*. Hvis Vædsken er underkastet et Tryk, vil Hastigheden kunne findes ved at tænke sig Overfladen hævet saa meget, som der udfordres for at frembringe dette Tryk.

Af Torricellis Teorem følger, at det Rumfang Vædske, som strømmer ud af Hullet i et Sekund, er $0.625\ s_0\sqrt{2gh_0}$, naar h_0 er Vædskens Højde i Karret og s_0 Hullets Tværsnit.

Havde Hullet været anbragt i Karrets Sideflade, vilde Straalen ikke blive retliniet, men der vilde dannes en Parabel; ved Udmaaling af den kan man vise, at Torricellis Lov er rigtig.

DRAABEDANNELSE. En Vædskestraale opløser sig i Reglen i Draaber; de kunne vel ikke ses enkeltvis, men de give sig til Kende ved, at Straalens nederste Del bliver uklar. Naar man undgaar alle Rystelser, ser man, at denne uklare Del har Udvidelser og Sammentrækninger, der følge regelmæssigt efter hverandre. At denne Del af Straalen virkelig bestaar af Draaber kan vises paa flere Maader. Føres et Stykke Trækpapir hurtigt paa tværs af Straalen, vil det opfange nogle Draaber, som væde Papiret; man lægger da Mærke til, at Draaberne ere af forskellig Størrelse; imellem to store Draaber ligger der i Reglen een eller undertiden 3 mindre Draaber. Man kan vise det samme ved at belyse Straalen med en elektrisk Gnist; den varer saa kort en Tid, at Draaberne ikke kunne bevæge sig en kendelig Vej, mens de ere belyste; de synes derfor at staa stille, og vi se da, hvoraf den uklare Del bestaar. Man kan ogsaa betragte Straalen gennem en rund Papskive, i hvis Rand der med lige store Mellemrum er udskaaret Spalter i Retning af Radierne. Drejes denne Skive hurtig rundt, og ser man gennem Spalterne paa den stærkt belyste Straale, vil man kunne se de enkelte Draaber.

Aarsagen til Draabedannelsen har *Plateau* paavist. Man kan, som det allerede er bemærket under Haarrørsvirkningen, give en Vædskemasse Cylinderformen, naar man unddrager den fra Tyngdens Paavirkning. Dog er dette kun muligt, naar Cylinderens Længde er π Gange saa stor som dens Diameter; er Cylinderen længere, bliver dens Ligevægt ustadig. Noget lignende maa finde Sted i nærværende Tilfælde. Naar en Vædske strømmer ud af en lille Aabning, kan den klare Del af Straalen dog blive meget længere, men her maa det antages, at Bevægelsen, som ikke er ganske den samme for alle Vanddelene, forøger Stabiliteten.

Det er under disse Forhold let forstaaeligt, at Straalen lettest opløser sig i Draaber, naar Karret rystes lidt. De enkelte Draaber ere af forskellige Størrelser; dette kommer af, at en Vædskecylinder, som omdannes til Draaber, først deler sig i større Afsnit, i hvilke

den bliver tykkere, og disse ere forbundne ved tyndere Strænge af Vædsken; de tykkere Dele danne de større Draaber, medens de tyndere Dele igen danne een eller flere smaa Draaber. En nærmere Betragtning viser tillige, at de store Draaber ikke ere kugleformige, samt at deres Form stadig forandres. Lige før Straalen opløses, bestaar den af langagtige Partier, som senere danne de enkelte Draaber; idet Forbindelsen mellem dem ophæves, ville de være stærkest krummede i de Punkter, der ligge i Straalens Akse; de ville da stræbe at antage Kugleformen, men paa Grund af den Bevægelse, hvormed denne Ligevægtsstilling naas, gaar Draaben over til at blive fladtrykt. Draaben kommer derved til at udføre Svingninger om sin Ligevægtsfigur, og derved fremkommer de omtalte Udvidelser og Sammentrækninger i Tværsnittet af den uklare Straale.

BEVÆGELSE I EN IDEAL VÆDSKE. Vi ville tænke os, at en ideal Vædske er indesluttet i en lukket Beholder, som den helt udfylder; Vædsken antages at være usammentrykkelig. Da der her ingen Gnidning kan finde Sted hverken mellem Vædskedelene selv eller mellem dem og den omgivende Beholder, vil en saadan Vædske, naar den en Gang er bragt i Bevægelse, aldrig kunne komme i Hvile, den levende Kraft vil holde sig uforandet. At Tyngdekraften ingen Bevægelse kan frembringe i en saadan Vædskemasse er indlysende, men det samme kan vises at gælde om alle Kræfter, der udgaa fra tiltrækkende eller frastødende Masser.

Vi ville tænke os, at der inde i en saadan Vædskemasse, hvis Udstrækning til alle Sider antages at være uendelig, findes et fast Legeme, f. Eks. en Kugle, hvis Form og Størrelse ikke kan forandres, altsaa et idealt fast Legeme. Er baade Vædsken og Kuglen oprindelig i Hvile, og meddeles der nu Kuglen en fremskridende Bevægelse, saa vil denne Bevægelse meddele sig til Vædsken; kaldes Kuglens levende Kraft L_1, Vædskens L_2, saa maa Summen $L_1 + L_2$ blive uforandret under hele den paafølgende Bevægelse. Det er nu tænkeligt, at man kunde frembringe en saadan Bevægelse, at Kuglens Hastighed blev konstant, og de Vædskedele, der befandt sig i samme Stilling til Kuglen, ogsaa vare i den samme Bevægelsestilstand; vi kunne bedst forstaa dette ved at tænke paa et Skib, der bevæger sig med konstant Hastighed i samme Retning; naar dette har fundet Sted i nogen Tid, vil Vanddelenes Bevægelsestilstand i Forhold til Skibet forblive

uforandrede. Er dette nu indtraadt i den ideale Vædske, saa vil den samlede levende Kraft ikke forandres; der udfordres altsaa intet Arbejde til at bevæge Kuglen med konstant Hastighed igennem den ideale Vædske. Naar der udfordres et Arbejde for at vedligeholde et Legemes Bevægelse i en virkelig Vædske, ligger dette kun i, at der er Gnidning i den. Den her paapegede mærkelige Egenskab hos de ideale Vædsker er først paavist af *Stokes*.

Ved Bredderne af et Vandløb dannes der ofte smaa Hvirvler, som give sig til Kende ved, at der fremkommer en Fordybning i Vandspejlet; disse Hvirvler følge Vandets Bevægelse og adskille sig fra Bølgerne derved, at de altid bestaa af de samme Vanddele. Hvirvlerne forsvinde dog snart igen, da deres Energi medgaar til at overvinde Gnidningen. Tænker man sig, at Vandets Gnidningsmodstand pludselig ophævedes, vilde en saadan Hvirvel, naar den en Gang var frembragt, aldrig forsvinde. Hvirvelbevægelsen er undersøgt matematisk af *H. Helmholtz*, som har fundet mange mærkelige Egenskaber hos den. Man kan skelne mellem Bevægelsen i Hvirvlen selv og Bevægelsen i det omgivende Fluidum. Betragtes et uendelig kort Længdeelement af en Hvirvel, ville de Vædskedele, der høre til det, dreje sig om dens Akse ligesom et Hjul om sin Akse, saaledes at alle Dele have samme Vinkelhastighed ω. Af de omgivende Dele af Fluidet ville de, der berøre Hvirvlen, have samme Hastighed som de yderste Dele af Hvirvlen, derimod vil Hastigheden aftage, naar man fjerner sig mere fra Hvirvelaksen. Den hele Hvirvel vil i Retning af sin Akse enten danne en lukket Kreds, eller ogsaa vil den naa ud til Fluidets Overflade, som de Hvirvler, der opstaa, naar man bevæger sin Haand igennem Vand; man ser da de to Ender af Hvirvlen i Overfladen. En ringformig Hvirvel vil kunne forandre sin Tykkelse og Længde, naar den bevæger sig i en Vædske, som ikke er i Hvile; under Bevægelsen vil dog Produktet ωs af Hvirvlens Vinkelhastighed ω og dens Tværsnits Areal s forblive den samme for alle Dele af samme Hvirvel.

Man kan anskueliggøre disse Hvirvler ved at tage en Kasse, af hvis 2 modstaaende Vægge den ene er forsynet med et rundt Hul paa et Par Tommers Diameter, medens den anden er erstattet af udspændt Lærred. Bringer man nogen Røg ind i Kassen og slaar paa Lærredet, vil der fra Hullet udgaa en ringformig Hvirvel, der vil bevæge sig fremad i lige Linie; dog vil den maaske synke lidt paa Grund af Røgens Vægt. Ved at affyre Kanoner med løst

Krudt dannes saadanne Ringe af stor Kraft, og de benyttes som et Middel mod Hagelvejr. Man skyder da lodret opad. Man kan tænke sig at Hagel dannes, naar der af en eller anden Grund er en ustadig Ligevægtstilstand i Luften, og det gælder da om at forstyrre den, inden den er bleven stærk nok til at fremkalde Hagel.

William Thomson har opstillet en Hypotese, ifølge hvilken Legemernes Atomer skulde være dannede af saadanne Hvirvler. Ere disse en Gang dannede i et idealt Fluidum, ville de aldrig kunne forsvinde; da den Mængde Fluidum, som danner Hvirvlen, ikke kan forandres, vil dens Masse være en uforanderlig Størrelse. Herved faar man dog kun een Art af Atomer; man maa da antage, at de forskellige Grundstoffer ere fremkomne ved, at flere Hvirvler ere forbundne, hvilket f. Eks. kan ske ved, at de gribe ind i hinanden som to Led af en Kæde.

Naar man gaar ud fra denne Betragtningsmaade, maa man ikke tillægge Materien andre Egenskaber end de, der følge af Hypotesen selv; da vi kende det ideale Fluidums Egenskaber, har man kun at drage Konsekvenser af dem. Det er da paavist, navnlig af *J. J. Thomson*, at man kommer til Mariottes og Gay-Lussacs Love ad denne Vej, saaledes at Hvirvelhypotesen for saa vidt ikke staar tilbage for den almindelige Luftteori; hvor vidt i øvrigt Konsekvenserne af Teorien ville vise sig at være i Overensstemmelse med Erfaringen, maa Tiden vise.

INDRE GNIDNING I EN VÆDSKE. Vi ville nu betragte en Vædskes Strømning gennem et vandret Rør AB (Fig. 82), hvis Vidde overalt er den samme. Vi kunne antage, at F er en Vandbeholder, fra hvilken Vandet strømmer ud gennem Røret AB. C, D og E ere 3 foroven aabne Rør, som staa i Forbindelse med AB. Saa længe Vandet strømmer gennem AB, vil det staa til forskellig Højde i de lodrette Rør; er Afstanden lige stor mellem Rørene, vil Højden, til hvilken Vandet stiger i dem, aftage jævnt hen imod Udløbsaabningen. Da Højden i Siderørene afgiver et Maal for Trykket, ser man heraf, at Trykket under de forhaandenværende Forhold ogsaa aftager jævnt. Da AB er et vandret Rør, og da Tilstaanden er stationær,

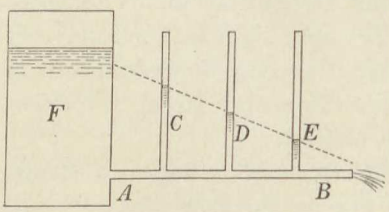


Fig. 82.

kan Trykdifferensen kun have den Virkning, at Gnidningsmodstanden overvindes. Det viser sig nu, at Trykdifferensen mellem to Punkter i Røret forholder sig ligefrem som den Vædskemængde, der i en given Tid gaar gennem Røret, altsaa som Vædskens Middelhastighed. Gnidningen fremkommer ved, at Vædskedelene glide forbi hinanden; de, der berøre Røret selv, ligge stille, de, der ere nærmere ved Aksen, gnide mod dem, der ere længere fra den; bliver Strømmen stærkere, vil denne relative Hastighed forøges i samme Forhold, og vi have altsaa heri et Bevis for, at Gnidningen i en Vædske er proportional med Delenes relative Hastighed. Man faar endvidere, at Gnidningen er uafhængig af Trykket; var dette nemlig ikke Tilfældet, voksede Gnidningen f. Eks. med Trykket, saa maatte Trykdifferensen imellem C og D være større end imellem D og E, fordi Trykket i Rørstykket CD er større end i Stykket DE.

De her beskrevne Forhold stemme dog ingenlunde altid med de virkelige Forhold. Er Røret AB vidt og Hastigheden stor, ville Vædskedelen ikke bevæge sig i retliniede Baner gennem Røret; deres Baner kunne da bugte sig, og der kan ved Gnidningen i Nærheden af Rørets Vægge dannes Hvirvler i Vædsken, som ganske ville forandre Bevægelsen. Er Røret derimod meget snævert, finder det ovenfor udviklede altid Anvendelse, og den Vædskemængde, der gaar gennem Røret, kan da med stor Nøjagtighed beregnes under Forudsætning af, at dets Længde er flere tusinde Gange større end dets Diameter.

Lovene for Vædskernes Strømning gennem Haarrør har *Poiseuille* fundet. Det Rumfang Vædske, som i et Sekund strømmer igennem et snævert Rør, hvis Radius er R, og hvis Længde er l, kan udtrykkes ved

$$V = \frac{\pi p R^4}{8 \eta l},$$

naar p er Trykdifferensen ved Rørets Ender og η en Konstant. Jo større η er, desto mindre er V; η kan derfor betragtes som et Maal for Gnidningens Størrelse. Man ser, at V forholder sig ligefrem som p/l, det er som Trykfaldet pr. Længdeenhed, hvilket stemmer med det foran udviklede. Endvidere ser man, at V aftager meget hurtigt med R, hvilket ogsaa stemmer med Erfaringen. Maales Trykket p i absolutte Enheder, R og l i Centimeter, bliver η for Vand ved 0^0 C. lig 0.0178.

Gnidningen i Vædsker aftager stærkt, naar Varmegraden vokser, hvilket fremgaar af efterfølgende Tabel; Gnidningen i Vand ved 0^0 C. er sat lig 100.

	10^0 C.	30^0 C.	50^0 C.	
Vand	73.5	45.2	30.8	Poiseuille
Vinaand	82.3	56.2	39.6	Graham
Æter	14.5	11.7	—	Pribram og Handl
Benzol	42.4	31.5	24.4	»

I absolutte Maal er den indre Gnidning maalt af *W. König*; han fandt:

for Æter	ved 17^0 C.,	$\eta = 0.00256$
» Svovlkulstof . .	» 17.5	0.00388
» destill. Vand . .	» 17	0.01096
» Terpentinolie .	» 14	0.01865

Warburg har bestemt den indre Gnidning i Kvægsølv; han fandt $\eta = 0.01633$ ved 17.2^0 C.

Vi have forudsat, at de Dele af en Vædske, som berøre Væggene af Røret, gennem hvilket Vædsken strømmer, under hele Bevægelsen forblive i Hvile; denne Forudsætning er i det hele bleven bekræftet ved Forsøg over Strømning gennem Rør; det maa derefter antages at finde Sted ikke alene, naar Vædsken befugter Røret, men ogsaa naar dette ikke er Tilfældet, som f. Eks. naar Kvægsølv strømmer igennem Rør af Glas.

Vi skulle nu nærmere betragte den fysiske Betydning af Størrelsen η. Lad AB og CD være to parallelle Planer af meget stor Udstrækning, hvis Mellemrum er udfyldt med en Vædske. AB antages at være i Hvile, medens Fladen CD bevæger sig med Hastigheden $CC' = v$. Denne Bevægelse vil da meddele sig til Vædsken, og efter en Tids Forløb vil en Vædskedel E have en Hastighed $EE' = v'$, der forholder sig til v, ligesom Afstanden fra AB til E forholder sig til Afstanden AC mellem Planerne. Sættes altsaa $AE = x$, $AC = a$ haves

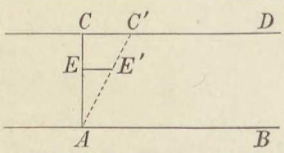


Fig. 83.

$$v' : v = x : a.$$

For at vedligeholde denne Bevægelsestilstand maa der virke en

Kraft paa CD i Bevægelsens Retning; den Kraft F, der maa virke paa et Areal S af Fladen CD, vil da være udtrykt ved

$$F = \eta \frac{vS}{a}.$$

At den indre Gnidning i et flydende Legeme er bestemt paa denne Maade, er først vist af *Newton*.

EFFUSION. Tænker man sig, at Lufttrykket inden i en Beholder er større end uden for Beholderen, saa vil Luften strømme ud af en lille Aabning i Beholderen med en vis Hastighed. Denne Udstrømning har *Graham* kaldet Effusion. For at studere den

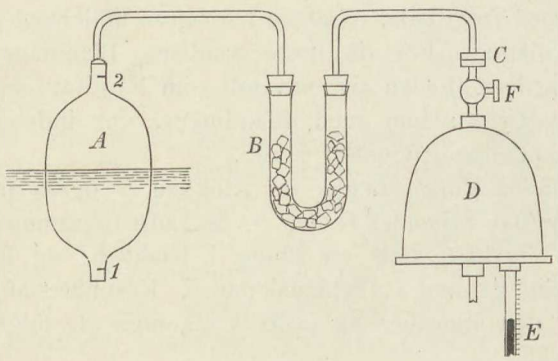


Fig. 84.

anvendte han det i Fig. 84 fremstillede Apparat. Det bestod af en Glasbeholder A, som foroven og forneden endte i snævre Rør, der vare forsynede med Mærker 1 og 2. B er et Klorkalciumrør, som tjener til at tørre Luften. Ved C var der i Ledningen indsat en tynd Messingplade, hvori der var et ganske lille Hul. D er en Luftpumpes Klokke og E den øverste Del af et langt Glasrør, hvis nederste aabne Ende stod i Kvægsølv. Beholderen A fyldes over Vand med den Luftart, som skal undersøges, medens D holdes saa vidt muligt lufttom ved fortsat Pumpning. Nu aabnes Hanen F; Luften begynder at strømme fra A til D; Beholderen A er ophængt saaledes, at den stadig synker dybere og dybere, eftersom Luften strømmer ud af den, hvorved Trykket i og uden for A holdes konstant. Naar Vandet i A har naaet Mærket 2, afsluttes Forsøget, idet F lukkes. Paa denne Maade maalte Graham den

Tid, lige store Rumfang af forskellige Luftarter behøvede til at strømme over i et tomt Rum gennem samme Aabning. Hans Resultater vare følgende:

	Effusionstid	$\sqrt{\varphi}$
Luft	1	1
Kvælstof	0.9842	0.985
Ilt	1.0502	1.051
Brint	0.2763	0.263
Kulsyre	1.1971	1.236

Man ser, at disse Effusionstider meget nær forholde sig som Kvadratrødderne af Luftarternes Vægtfylder; Graham sluttede derfor, at Udstrømningshastigheden forholder sig omvendt som Kvadratroden af Vægtfylden. Rigtigheden heraf har senere *Bunsen* yderligere godtgjort, og han har herpaa grundet en Metode til Maaling af Luftarternes Vægtfylde. Graham har ogsaa undersøgt Effusionen af Luftblandinger. For de fleste saadanne Blandinger forholdt Udstrømningshastigheden sig omvendt som Kvadratroden af Blandingens Vægtfylde; kun med Blandinger, der indeholdt Brint, iagttoges kendelige Afvigelser herfra.

I en anden Forsøgsrække var Klokken D ogsaa fra først af lufttom; derefter aabnedes Hanen F, og Luften strømmede nu ind i Klokken. Trykket steg nu stadig i Klokken, og Kvægsølvet sank samtidig dermed i Trykmaaleren E. Resultatet af disse Forsøg var for den atmosfæriske Lufts Vedkommende følgende:

Trykmaalerens Stand	Tiden i Sekunder	Diff.
28″	0	120
20	120	123
12	243	152
4	395	

Trykmaaleren sank altsaa fra 28″ til 20″ i 120 Sekunder, fra 20″ til 12″ i 123 Sekunder; de Luftmængder, som i disse to Tidsrum ere strømmede gennem Hullet, ere altsaa lige store; man ser heraf, at Udstrømningshastigheden, saa længe Trykdifferensen er stor, kun aftager meget lidt, naar Trykdifferensen formindskes.

Det samme mærkelige Forhold viste sig ved en Række Forsøg, som *Wilde* har anstillet. Han havde i en stærk Beholder sammentrykket atmosfærisk Luft, som han lod strømme ud gennem et Hul. Kaldes Trykket i Beholderen p_0, den omgivende Lufts Tryk 1, er R Beholderens Rumfang og u Luftens Hastighed, naar dens Tryk, idet den strømmer ud, antages at være p_0 Atmosfærer,

vil den i Tiden dt udstrømmende Luftmængde have Rumfanget $sudt$, naar s er Hullets Tværsnit; i samme Tid vil Trykket synke fra p_0 til p'_0, og den udstrømmende Luftmængdes Rumfang, reduceret til Trykket p_0, er derfor ogsaa udtrykt ved $R(p_0 - p'_0)/p_0$; sættes $p'_0 = p_0 + dp_0$, haves da, at

$$u = -\frac{Rdp_0}{p_0 sdt}.$$

Wilde fandt saaledes følgende Værdier for u:

Overtryk $p_0 - 1$ i Atm.	Hastighed i Meter pr. Sekund
8	257
6	257
4	257
2	285
$1\frac{2}{3}$	299
$1\frac{1}{3}$	321
1	359
$\frac{2}{3}$	400

Det er ikke muligt nøjagtigt at beregne, hvor megen Luft der under givne Trykforhold strømmer ud gennem et Hul. Dette har sin Grund i flere Forhold; for det første vil den udstrømmende Luftmængdes Tæthed stadig aftage, idet den bevæger sig ud gennem Hullet, og de Forhold, som her ere de afgørende, ere saa indviklede, at vi ikke kunne gøre Rede for dem. Dernæst vil Luftens Temperatur forandres, naar den udvider sig; var Luften ikke i Stand til at lede Varmen, maatte Udvidelsen foregaa isentropisk; i Virkeligheden spiller dog Varmeledningen en ret betydelig Rolle under Luftens Udstrømning.

Vi ville foretage Beregningen under Forudsætning af, at Temperaturen er konstant. Idet et Gram Luft ved konstant Temperatur gaar over fra Trykket p_0 til det mindre Tryk p, vil det udføre et Arbejde, som er lig $\int pdv$, naar v er Luftmassens Rumfang. Af Tilstandsligningen $\varphi pv = R\vartheta$, som er udledet S. 000, faas, da ϑ her antages konstant, at $pdv + vdp = 0$; det Arbejde, som Luften udfører, er altsaa

$$\int pdv = -\int vdp = -\frac{R\vartheta}{\varphi}\int \frac{dp}{p}.$$

Udføres Integrationen og indsættes Grænserne, faas Arbejdet at være

$$\frac{R\vartheta}{\varphi} \lg \frac{p_0}{p}.$$

Dette Arbejde anvendes her til at give Luften levende Kraft; kaldes Udstrømningshastigheden U, har man altsaa, at

$$\tfrac{1}{2} U^2 = \frac{R\vartheta}{\varphi} \lg \frac{p_0}{p},$$

altsaa er

$$U = \sqrt{\frac{2R\vartheta}{\varphi} \lg \frac{p_0}{p}}.$$

Ved lg forstaas her den naturlige Logaritme. Man ser heraf, at Udstrømningshastigheden forholder sig omvendt som Kvadratroden af Luftartens Vægtfylde φ, hvilket stemmer med Grahams Forsøg. Indsættes Værdien for R, og sættes $\vartheta = 273(1 + \alpha t)$, hvor t betyder Temperaturen efter Celsiustermometret, faas, at U maalt i Centimeter pr. Sekund er lig

$$U = 39600 \sqrt{\frac{1 + \alpha t}{\varphi} \lg \frac{p_0}{p}}.$$

Hastigheden i Udstrømningsaabningen kan ikke maales; derimod kan det Rumfang V_0 beregnes, som i et Sekund strømmer ud af Aabningen. Maales det ved Trykket p_0, haves at

$$V_0 p_0 = Usp,$$

naar s er Tværsnittet af Aabningen. I Virkeligheden er den udstrømmende Luftmængde dog meget mindre, da vi her ligesom ved Vædskerne have en Sammentrækning af den udtrædende Straale; derved formindskes V_0 næsten til det halve.

Er Trykdifferensen $p_0 - p$ kun lille, kan man sætte

$$\lg \frac{p_0}{p} = -\lg \frac{p}{p_0} = -\lg \left(1 - \frac{p_0 - p}{p_0}\right) = \frac{p_0 - p}{p_0}.$$

Er tillige μ Forholdet mellem Tværsnittet af den sammentrukne Straale og Tværsnittet af Hullet, faas altsaa, at

$$V = \mu V_0 = 39600 \frac{\mu s p}{p_0} \sqrt{\frac{1 + \alpha t}{\varphi} \frac{p_0 - p}{p_0}}$$

er den i et Sekund udstrømmende Luftmængdes Rumfang ved Trykket p_0 og Temperaturen t^0 C.

TRANSSPIRATION. Luftarternes Strømning gennem lange og snævre Rør ligner i flere Henseender Vædskernes Strømning gennem lignende Rør; Lovene for denne Bevægelse har *Graham*

studeret og har kaldet den Transspiration. Han benyttede hertil det Apparat, som var konstrueret til Brug ved Undersøgelsen af Strømningen gennem en lille Aabning, hvilket Apparat er afbildet i Fig. 84. Der var kun den Forskel, at den ved *C* anbragte Plade med den lille Aabning blev erstattet af et langt og snævert Rør, i Reglen af Glas. Graham fandt ved disse Forsøg, at det Rumfang Luft, reduceret til samme Tryk og Temperatur, der gik igennem et saadant Rør, forholdt sig ligefrem som Trykforskellen ved Rørets Ender og omvendt som Rørets Længde, forudsat at Rørets Længde mindst var 4000 Gange saa stor som dets Diameter. Endvidere afhang Transspirationens Størrelse af Luftartens Natur; enhver Luftart har sin Transspirationskoefficient, der er et Maal for den indre Gnidning i denne Luftart, idet den forholder sig ligefrem som den Tid, i hvilken et givet Rumfang gaar igennem Røret. De Mængder af Luftarter, som under i øvrigt lige Forhold gaa igennem Røret, forholde sig altsaa omvendt som Transspirationskoefficienten. Graham har af sine Forsøg udledt følgende Værdier for denne Koefficient; han sætter den lig 1 for Ilt, som af alle undersøgte Luftarter har den største Transspirationskoefficient.

Transspirationskoefficienter ved c. 18° C.

Ilt	1.000	Klor	0.687
Luft	0.899	Svovlsyrling	0.654
Kvælstoftveilte	0.878	Svovlbrinte	0.616
Kvælstof	0.873	Methan	0.555
Kulilte	0.870	Ammoniak	0.511
Kulsyre	0.755	Cyan	0.506
Kvælstofforilte	0.752	Vanddamp	0.473
Klorbrinte	0.736	Brint	0.439

Værdien for Vanddamp er funden af *Kundt* og *Warburg*, alle de andre af Graham.

Transspirationskoefficienten vokser med Temperaturen, men ikke lige hurtigt for de forskellige Luftarter.

Det er ovenfor omtalt, at den Vædskemængde, der i et Sekund strømmer gennem et Haarrør, har et Rumfang V, der er udtrykt ved

$$V = \frac{\pi (p_0 - p_1)}{8 \eta l} R^4;$$

hvor p_0 og p_1 ere Trykkene ved Rørets Ender, R Rørets Radius, l dets Længde og η et Maal for den indre Gnidning. Den samme Formel kan, som *O. E. Meyer* har vist, anvendes paa Luftarternes

Strømning, naar Rumfanget maales ved Middeltrykket $\frac{1}{2}(p_0 + p_1)$. Kaldes Rumfanget maalt ved et andet Tryk p for V', haves

$$pV' = \tfrac{1}{2} V(p_0 + p_1)$$

og altsaa

$$V' = \frac{\pi(p_0^2 - p_1^2)}{16\eta l p} R^4.$$

Ved at lade Luft strømme gennem et Haarrør, hvis Radius og Længde er bekendt, kan man ved at benytte ovenstaaende Formel beregne η. Anvendes (C. G. S.) Systemet, faas paa denne Maade, at Gnidningskoefficienten η for Ilt ved 18° C. er 0.000212, hvoraf man ved Hjælp af Tabellen over Transspirationskoefficienterne kan beregne η for de andre Luftarter.

Det ligger nær at sammenligne Luftarternes Transspiration gennem snævre Rør med deres Diffusion gennem porøse Legemer som Gips eller Grafit, idet de porøse Legemer nærmest maa sammenlignes med et Legeme, gennem hvilket der gaar en stor Mængde yderst fine Kanaler. Alligevel er, som *Graham* har fremhævet, Lovene for de to Bevægelser ganske forskellige. Ved Diffusionen forholde de Luftvolumina, som i samme Tid gaa igennem det porøse Legeme, sig omvendt som Kvadratroden af Luftarternes Vægtfylde; ved Transspirationen forholde de sig derimod omvendt som Transspirationskoefficienterne. Hvilken Forskel dette gør, ses af følgende Tabel:

	Transspiration	Diffusion
Atm. Luft	1.00	1.00
Brint.....	2.06	3.80
Kulsyre	1.24	0.81

Medens altsaa Kulsyre strømmer hurtigere gennem et snævert Rør end atmosfærisk Luft er det modsatte Tilfældet, naar den diffunderer gennem et porøst Legeme.

Graham har dog ogsaa indset Grunden dertil; det fremgaar af hans S. 80 citerede Ytringer, at han mente, at Luftmolekylerne gik enkeltvis igennem Kanalerne i det porøse Legeme, medens de gaa i samlet Masse gennem et Rør. At denne Forklaring er den rigtige, kan ikke vel betvivles; da det alligevel har sin Interesse yderligere at godtgøre det, har jeg anstillet nogle Forsøg, hvorved jeg gik ud fra følgende Betragtning.

Naar Diametren af et Haarrør stadig gøres mindre, maa man til sidst naa til en Diameter, der er mindre end Luftmolekylernes

Middelvejlængde, som er defineret S. 86. Igennem et saadant Rør maa Luften da strømme paa samme Maade, som gennem et porøst Legeme. Vi kunne ad denne Vej omdanne Transspirationen til Diffusion; medens altsaa Kulsyren gaar hurtigere gennem et almindeligt Haarrør end atm. Luft, maa den gaa langsommere end atm. Luft gennem et Rør, hvis Diameter er mindre end Middelvejlængden. Et saadant Rør maa tillige give Anledning til Atmolyse ligesom de porøse Stoffer. Med Haarrør lader Forsøget sig dog ikke udføre, da det er yderst lidt Luft, man kan faa igennem et saadant Rør, derimod er der ingen Vanskelighed ved at gøre det, naar man lader Luftarterne strømme mellem to Glasplader. Til Forsøget anvendtes det i Fig. 85 fremstillede Apparat.

Det bestaar af to ottekantede planparallelle Glasplader *A* og *B*, som tilvejebragtes ved at bortslibe Hjørnerne af to Plader, som vare hver 4 Centimetre i Kvadrat og 1.5 Centimetre tykke. *A* er gennemboret, og der er i Hullet anbragt et tilslebet Glasrør *L*. Pladerne anbragtes i et Messingkar *CC*, der er aabent foroven; i Bunden af Karret er der lagt nogle Læderskiver. Oven paa *A* og ragende ud over Randen af Karret *CC*, er der lagt en tyk Kautschukplade *E* med et Hul i Midten, hvorigennem Røret *L* træder ud. For at kunne trykke Pladerne mod hinanden, anbragtes det hele mellem to Jærnplader *F* og *G*, som kunde presses sammen ved Hjælp af Skruerne *HH* og Møtrikkerne *MM*. For at gøre Apparatet tæt, hældtes Kvægsølv omkring *L*. I Karvæggen *CC* vare to Rør *I* og *K* anbragte, som tjente til at lede en Luftstrøm gennem Karret. Røret *L* stod i Forbindelse med en Sprengelsk Luftpumpe i en af Docent *K. Prytz* angivet forbedret Konstruktion.

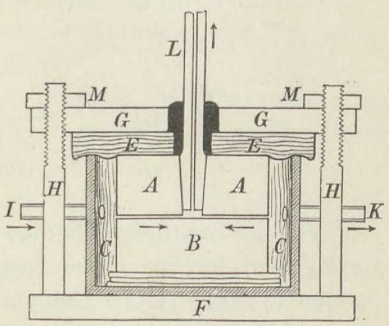


Fig. 85.

Ledes en Luftart ind ved *I* og ud ved *K*, medens Luftpumpen stadig er i Virksomhed, saa vil en Del af Luften gaa igennem Glaspladernes Mellemrum og blive opsamlet af Pumpen, som det er vist i Fig. 78. Naar Pladerne kun vare let trykkede mod hinanden, var Forholdet mellem Iltens og Kulsyrens Hastigheder som 1 : 1.04; trykkedes de meget stærkt sammen, var dette

Forhold 1 : 0.83; i første Tilfælde var Bevægelsen nærmest at betragte som en Transspiration, i sidste Tilfælde som en Diffusion. Naar man ledede Knaldluft ind i Apparatet, fandt man, at der var indtraadt Atmolyse, idet den af Pumpen opsamlede Luftblanding, naar Pladerne vare haardt trykkede imod hinanden, indeholdt 4 Rumfang Brint for hvert Rumfang Ilt; ligge Pladerne løsere paa hinanden, kan aldeles ingen Atmolyse paavises.

Med det her beskrevne Apparat er det ikke muligt at maale Pladernes Afstand under Forsøget; det erstattedes derfor af et andet, hvor to Glasprismer trykkedes sammen; af Intensiteten af det fra de berørende Flader tilbagekastede Lys kunde Afstanden a beregnes. Med dette Apparat erholdtes de i Tabellen angivne Hastigheder for Brint og Kulsyre, naar Iltens Hastighed sættes lig 1. Enheden for a er Bølgebredden for det saakaldte Natriumlys, 0.0000589 cm.

Iltens Hastighed = 1.00.

a	Brint	Kulsyre
∞	2.28	1.38
15.9	2.38	1.32
8.3	2.35	1.29
4.3	2.53	1.21
0.93	3.16	1.00
0.42	3.60	0.87
0.25	3.97	0.84
0.18	3.91	0.82
0.12	3.92	

Ved $a = \infty$ menes her en saa stor Tykkelse af Luftlaget, at Bevægelsen foregaar efter Lovene for Transspirationen. Allerede ved en Tykkelse af 16 Bølgebredder er Afvigelsen fra Transspirationen kendelig, og ved en Fjerdedel Bølgebreddes Tykkelse er Bevægelsen at betragte som en Diffusion. Man kan heraf slutte, at Middelvejlængderne maa have en lignende Størrelse.

MAXWELLS TEORI. Luftarternes kinetiske Teori gaar, som det er vist S. 82, ud fra den Forudsætning, at de luftformige Legemer bestaa af Molekyler, meget smaa Masser, der bevæge sig i alle mulige Retninger med store Hastigheder. Under almindelige Forhold ere Molekylernes Middelafstand mange Gange større end deres Dimensioner, saaledes at kun en forsvindende Del af Rummet er opfyldt med Stof. Det ligger nu nær at undersøge,

hvorledes den indre Gnidning i Rum, der tænkes at indeholde saadanne Molekyler, maa være beskaffen, og denne Opgave har *Maxwell* løst. Man kan danne sig en Forestilling herom ved at betragte to vigtige Tilfælde. Først antage vi, at der er saa faa Molekyler til Stede, at de yderst sjældent støde sammen. I saa Fald vil Gnidningen blive desto større, jo flere Molekyler der findes, jo større altsaa Luftens Tæthed er.

Er Luftartens Vægtfylde derimod saa stor, at der finder idelige Sammenstød Sted, og den S. 86 definerede Middelvejlængde altsaa er en lille Størrelse, ville Forholdene stille sig ganske anderledes. Maxwell har bevist, at Gnidningen i dette Tilfælde er uafhængig af Molekylernes Antal, altsaa af Luftartens Tæthed.

Vi skulle nu sammenligne disse Resultater af den kinetiske Luftteori med Erfaringen.

At Gnidningen i Luftarter under almindelige Forhold er uafhængig af Trykket, fremgaar allerede af Grahams Forsøg. Disse tilfredsstille nemlig den Meyerske Formel (S. 253) og give altsaa η konstant for samme Luftart ved samme Temperatur. Gnidningskoefficienten η er følgelig uafhængig af Trykket, som Luften er underkastet under Bevægelsen; da Trykket er proportionalt med Vægtfylden eller Tætheden, kan man altsaa slutte, at den indre Gnidning er uafhængig af Tætheden.

Hvor overraskende det end maa siges at være, at den indre Gnidning i Luften er uafhængig af Luftens Tæthed, saa har denne Konsekvens af den kinetiske Luftteori altsaa dog vist sig at være rigtig. Spørgsmaalet bliver nu, om Gnidningen ogsaa aftager ved meget smaa Tryk, naar Trykket yderligere formindskes, hvilket, som vi ovenfor have set, ogsaa følger af den samme Teori. At det forholder sig saaledes, er jo i sig selv sandsynligt, da Gnidningen er forskellig i forskellige Luftarter og altsaa er betinget af deres Tilstedeværelse, saaledes at den maa være Nul i det tomme Rum. Det havde imidlertid stor Interesse at vide, hvor stærkt Luften maa fortyndes, for at Gnidningen skal begynde at aftage.

Dette Punkt er undersøgt af *Kundt* og *Warburg*. De benyttede til deres Forsøg en rund Glasskive A (Fig. 86), som hang ved en Stilk F, der bar et Spejl E. Det hele var ophængt ved to meget fine Sølvtraade D. Pladen A kunde nu svinge imellem to faste Glasskiver B og C. Der vil under disse Forhold finde en stærk Gnidning Sted i Luften mellem A og B og imellem A og C. Glasskivens Svingninger ville derfor hurtigt formindskes,

og man kan af denne Dæmpning beregne Gnidningens Størrelse. Dæmpningen maaltes ved, at en vandret Maalestok spejlede sig i Spejlet E; ved Hjælp af en Kikkert kunde Spejlets Udslag da let maales, og Udslagets Formindskelse altsaa beregnes. Hele det beskrevne Apparat var anbragt under en Glasklokke, der foroven bar et Glasrør, i hvis øverste Del der var en Ophængning for Traadene D.

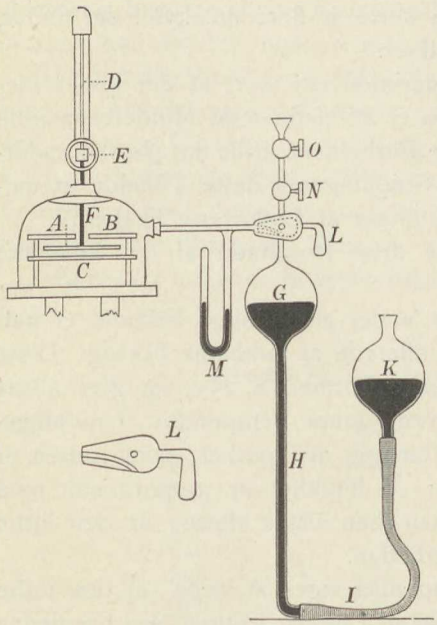


Fig. 86.

Til at pumpe Luften ud af Klokken anvendtes en Geisslers Pumpe. Den bestaar af en større Glasbeholder G, som forneden ender i et Glasrør H, der omtrent er 800 mm. langt. En stærk Kautschukslange I forbinder H med en Glasbeholder K. Oven over G findes en Hane L, som har to Gennemboringer. Er L i den Stilling, som er vist i Figuren, saa vil G være i Forbindelse med Gnidningsapparatet; men drejes Hanen 90°, vil der være Forbindelse mellem G og Røret med de to Haner N og O.

For Kortheds Skyld ville vi sige, at Hanen L har tre Stillinger, som benævnes den første, anden og tredje. Den første Stilling er den, som er vist i Figuren; i den anden Stilling er Hanen drejet 45°; G er da helt afspærret saa vel fra Røret NO som fra Gnidningsapparatet. I den tredje Stilling er der endelig Forbindelse mellem G og NO. Naar man skal pumpe, stilles Hanen først i den anden Stilling; Beholderen K, som er fyldt med Kvægsølv, hæves; Kvægsølvet strømmer da over i G. Nu bringes Hanen L i den tredje Stilling, Luften, som findes i G, gaar da, idet Hanerne N og O ere aabne, ud i NO; naar al Luft er gaaet ud, drejes Hanen om i den anden Stilling, K sænkes og Kvægsølvet falder i G, som derved er gjort lufttom. Nu bringes Hanen i den første Stilling, og G fyldes med Luft fra Klokken. Paa denne Maade fortsættes nu, og man kan herved, da der intet

skadeligt Rum findes, drive Fortyndingen meget vidt. Lufttrykket aflæses paa Trykmaaleren *M*. I Stedet for at lade Luften gaa ud i Atmosfæren, kan man med Fordel først drive Luften ud af Rummet under Hanen *O* og dernæst lade den sidste Rest af den udpumpede Luft gaa over i Rummet imellem *N* og *O*.

Gnidningsforsøgene udførtes nu paa følgende Maade. Man maalte først Gnidningskoefficienten ved atmosfærisk Tryk, derefter pumpedes Luften ud af Apparatet, indtil Trykket var 0.04 mm. Dette kaldes det første Vakuum. Derefter arbejdedes nogen Tid med Pumpen, hvorpaa en ny Maaling foretoges, og saaledes videre. Disse meget lave Tryk kunde ikke maales paa Manometret *M*. Hvor stor Fortynding der paa denne Maade tilvejebragtes, er det derfor umuligt at vide; i intet Tilfælde kunde det ventes, at Gnidningsmodstanden helt vilde forsvinde; Pumpen vil nemlig altid indeholde mættet Kvægsølvdamp, og Trykket i Klokken kunde derfor ikke blive lavere end Kvægsølvdampenes Maksimumspænding.

Resultaterne af Kundts og Warburgs Forsøg ere indeholdte i efterfølgende Tabel; de under η' anførte Tal angive Gnidningskoefficientens Størrelse, naar den for Ilt sættes lig 1.

	η' for Luft	η' for Brint
Atm. Tryk . .	0.899	0.439
1 Vakuum . .	0.597	0.245
2 — . .	0.519	0.199
3 — . .	0.468	0.192
4 — . .	0.421	0.205
5 — . .	0.396	—
6 — . .	0.366	—

Der er herefter ingen Tvivl om, at Gnidningen aftager med Trykket, naar det er 0.04 mm. eller derunder. Det bemærkes, at Forsøgene med Luft og Brint ikke anstilledes samtidig; derfor behøver f. Eks. andet Vakuum for Luft ikke at betegne det samme Lufttryk som andet Vakuum for Brint.

Om den indre Gnidning i Luftarter, der ere underkastede meget store Tryk, og hvis Molekyler derfor ere meget nær ved hverandre, veed man ikke meget. Der eksisterer kun en enkelt Undersøgelse desangaaende, den skyldes *Warburg* og *Babo*. De have undersøgt Kulsyrens Strømning gennem snævre Rør ved meget

store Tryk. I absolut Maal er Gnidningskoefficienten η ved 18° C. lig 0.000160; dens Størrelse ved højere Tryk ses af følgende Tabel, som er udledt af Forsøg, under hvilke Kulsyrens Temperatur var 40.3° C.

Tryk i Atm.	η
15.3	0.000180
64.3	196
82.7	243
91.7	366
114.6	580

Man ser heraf, at den indre Gnidning vokser stærkt med Trykket, naar Kulsyrens Tæthed er meget stor.

ELLEVTE AFSNIT.

Varmeledning.

NAAR et Legeme har samme Temperatur overalt, er Varmen i Ligevægt i dette Legeme; ere derimod enkelte Dele af det varmere end andre, vil Varmen bevæge sig fra de varmere til de koldere Dele; der finder da Ledning af Varmen Sted. For at gøre sig det klart, hvorledes Varmen bevæger sig i et Legemes Indre, kan man tænke sig Flader lagte gennem alle de Punkter i Legemet, der have samme Temperatur, saadanne Flader kaldes isoterme. Vi kunne betragte to saadanne nærliggende isoterme Flader, den ene svarende til Temperaturen T, den anden til Temperaturen $T' = T + dT$, hvor dT er en meget lille Størrelse. Lad nu T være større end T'; Varmen vil da bevæge sig fra den første isoterme Flade til den anden, og jo nærmere de ligge ved hinanden, desto stærkere bliver Varmestrømmen. Vi kunne betragte et lille Areal S af den første isoterme Flade og antage, at dens Afstand fra den anden isoterme Flade er a; den Varmemængde Q, som i Tidsenheden gaar fra Arealelementet S over til den anden isoterme Flade, vil da naturligt kunne udtrykkes ved

$$Q = K \frac{T - T'}{a} S,$$

hvor K kan være en Funktion af Temperaturen T. Heri ligger kun den Hypotese, at Varmestrømmen imellem to Punkter i Legemet, der have Temperaturerne T og T', forholder sig omvendt som de to Punkters Afstand, hvilket overalt har fundet Bekræftelse. K kaldes Legemets Varmeledningsevne; denne Størrelse afhænger i høj Grad af Legemets Natur, den er dernæst ogsaa en Funktion af dets Temperatur T.

Det er meget vanskeligt at maale Varmeledningsevnen nøjagtigt; Grundene dertil ere forskellige. I de flydende Legemer vil enhver Temperaturdifferens fremkalde ulige Vægtfylde i forskellige Punkter af Legemet, hvorved der kan fremkomme Strømninger, der blande de koldere og de varmere Dele med hinanden; Ledningsevnen vil da synes langt større, end den virkelig er. Hos Metallerne er Ledningsevnen derimod saa stor, at Temperaturforskellene forsvinde hurtigt og derfor vanskeligt kunne maales.

LUFTARTERNES VARMELEDNINGSEVNE. Gaar man ud fra den kinetiske Luftteori, saa er Varmeledningen at forklare paa følgende Maade. Vi tænke os, at Luften er indesluttet mellem to parallelle Plader, den øverste og den nederste. Den nederste kan have Temperaturen 100° C., medens den øverste har Temperaturen 0° C. Tænke vi os nu først, at der kun er faa Luftmolekyler til Stede, saa vil et saadant, idet det berører den kolde Flade, faa den Hastighed, som svarer til Temperaturen 0° C.; naar det derefter berører den varme Flade, vil det faa den større Hastighed, der svarer til 100° C.; det vil altsaa berøve den varme Flade en vis Energi, nemlig saa megen Energi, som medgaar til Forøgelse af dets levende Kraft. Naar samme Molekyl derefter støder mod den kolde Flade, afgives den modtagne Energi, og paa denne Maade transporteres der stadig Energi fra den varmere til den koldere Flade, hvilket vil vise sig som et Varmetab for den varme, men en Varmetilvækst for den kolde. Under de her beskrevne Forhold vil Varmemængden, der føres over i en given Tid, forholde sig ligefrem som Antallet af Molekyler. Er der derimod saa mange Molekyler i Rumfangsenheden, at et Molekyl paa Vejen fra den ene Grænseflade til den anden flere Gange støder sammen med andre Molekyler, vil Sandsynligheden for, at det vil bringe Energi fra den varme til den kolde Grænseflade formindskes; og denne Sandsynlighed vil staa i omvendt Forhold til Antallet af Molekyler i Rummet; paa den anden Side vil der nu være flere Molekyler i Virksomhed; Resultatet er, som Maxwell har vist, at Varmeledningsevnen under almindelige Forhold er uafhængig af Antallet af Molekyler, altsaa uafhængig af Luftartens Tæthed.

Rigtigheden af Maxwells Teori er først paavist af *Stefan*. Han anvendte et Apparat, som bestod af et Metalkar *A*, der ved et Rør *B* blev forbundet med et Glasrør *C*, som dyppedes ned i

en Skaal D med Kvægsølv. Det hele beskrevne Apparat danner altsaa et Lufttermometer. A var omgivet af et andet Metalkar EE; gennem Hanerne 1 og 2 kunde Rummet mellem A og EE fyldes med forskellige Luftarter eller ogsaa gøres delvis lufttomt. Det hele Apparat blev først opvarmet til en Temperatur, der var højere end den omgivende Lufts Temperatur, og derefter anbragt i Tøsne, saaledes at Karret EE kunde antages at have Temperaturen 0° C. Lad Overfladen af Beholderen A være S og Middelafstanden mellem Karrene A og EE lig a; den Varmemængde Q, som A i et Sekund afgiver til EE ved Ledning gennem Luftlaget, er da

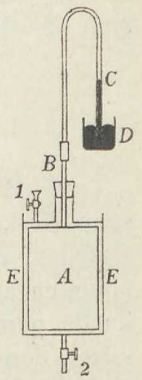


Fig. 87.

$$Q = K\frac{\frac{T+T'}{2} - 0}{a} S = \frac{KS(T+T')}{2a},$$

idet T og T' ere Begyndelses- og Slutningstemperaturerne. Disse kunne nu beregnes af Kvægsølvets Stand i Røret C. Ved Ledningen er A blevet afkølet; kaldes dens Vægt M, dens Varmefylde C, haves ogsaa, at

$$Q = MC(T - T').$$

Sættes de to Værdier for Q lige store, faas en Ligning, hvoraf K findes. Herved viste det sig da, at Luftarternes Varmeledningsevne i Overensstemmelse med Maxwells Teori er uafhængig af Luftens Tæthed. Saaledes gav Forsøget samme Værdi for K, enten Trykket i Mellemrummet var 1 eller $^1/_2$ Atmosfære. For atmosfærisk Luft fandt Stefan, at Ledningsevnen i absolut Maal er 0.000056.

Med et saadant Apparat er det nu let at sammenligne de forskellige Luftarters Varmeledningsevne; Stefan fandt følgende Resultater:

Varmeledningsevne.

Atm. Luft	1.000
Kulsyre	0.642
Kvælstofforilte	0.665
Kulilte	0.981
Ilt	1.018
Methan	1.372
Brint	6.718

Man lægger her Mærke til Brintens store Ledningsevne, der er næsten 7 Gange saa stor som Luftens. Varmeledningsevnen vokser for Luftarternes Vedkommende med Temperaturen; sættes $K = K_0(1 + \lambda T)$, hvor K_0 er Ledningsevnen ved 0° C., har man efter *Winkelmann:*

	K_0	λ
Atm. Luft	0.0000555	0.00190
Brint	0.0003829	0.00175
Kulsyre	0.0000327	0.00401

Af Maxwells Teori følger, at Varmeledningen ved meget smaa Tryk maa aftage med Trykket; at det virkelig forholder sig saaledes, er godtgjort af *Kundt* og *Warburg*. De anbragte Beholderen af et Termometer midt i en Glaskugle, af hvilken Luften kunde pumpes ud; det hele anbragtes først i kogende Vand og sattes derefter ned i en Blanding af Vand og Is. De iagttoge den Tid τ, Termometret brugte til at synke fra 60° til 20° C., og fandt saaledes:

Atm. Luft		Brint		Kulsyre	
Tryk	τ	Tryk	τ	Tryk	τ
760 mm.	225 sec.	760 mm.	81.5 sec.	760 mm.	277 sec.
154 -	313 -	150 -	90.5 -	150 -	380 -
9.8 -	363 -	9.2 -	92 -	9.5 -	460.5 -
4 -	369 -	5 -	95 -	4.5 -	459 -
1.3 -	364 -	0.9 -	105.5 -	1.26 -	470 -
Vakuum I	444 -	—	—	—	—
» II	555 -	—	—	—	—
» III	602 -	—	—	—	—
» IV	712 -	—	—	Vakuum IV	708 -

Termometret afkøles dels paa Grund af Udstraaling, dels ved Ledning navnlig gennem Luften; ved de uundgaaelige Strømninger vil Ledningen dog blive større, end den vilde være i stillestaaende Luft. Strømningerne vedligeholdes af Tyngden paa Grund af de ved Opvarmningen fremkommende Uligheder i Vægtfylde, men de modvirkes af den indre Gnidning. Da den sidste ikke forandres kendeligt, naar Luftens Tæthed formindskes, medens Vægtfyldedifferenserne blive mindre, maa Strømningerne blive svagere, naar Luften fortyndes; dette stemmer ogsaa med Resultatet af Afkølingsforsøgene, idet Afkølingen ikke forandres synderlig, naar Trykket aftager fra 9 til 1 mm.

Fortyndes Luften yderligere, gaar Afkølingen meget langsomt for sig, hvilket tydeligt ses af Forsøgene over atmosfærisk Luft. Det bemærkes, at Vakuum IV erholdtes ved at opvarme hele Apparatet i et Oliebad til 200°, pumpe det saa vidt muligt lufttomt ved denne Temperatur og derefter at afspærre det ved Hjælp af en Glashane fra Pumpen.

VÆDSKERS VARMELEDNINGSEVNE. Ved dette Aarhundredes Begyndelse opstillede Rumford den Sætning, at Vædskerne og Luftarterne slet ikke kunne lede Varme; al Varmeforplantning i dem maatte ske ved Strømning eller Straaling. Urigtigheden heraf fremgaar dog af den Omstændighed, at Vædskerne overhovedet kunne opvarmes, thi det vilde jo være vanskelig at begribe, hvorledes dette kunde gaa til uden Ledning. De første egentlige Maalinger af Varmeledningsevnen K for Vædsker skyldes *Lundqvist*; han fandt følgende Resultater:

	Ledningsevne ved c. 42° C.	Vægtfylde	Varmefylde
Vand	0.00155	1.000	1.000
Kogsaltopløsning	0.00149	1.178	0.785
Zinkvitriolopløsning I.	0.00161	1.242	0.816
— II.	0.00158	1.382	0.770

Senere have Winkelmann, H. F. Weber og Graetz maalt Ledningsevnen for en Del Vædsker. *Winkelmann* benyttede et Apparat, der i Hovedsagen er det af Stefan angivne; Rummet mellem A og EE (Fig. 87) fyldtes med den Vædske, som skulde undersøges, i øvrigt er Metoden den samme. *H. F. Weber* benyttede to lige store Kobberplader, som holdtes adskilte ved 3 smaa Stumper Glas. Efter at Mellemrummet mellem Pladerne var fyldt med Vædsken, stilledes det hele paa en Isplade, medens den øverste Plades Temperatur maaltes ved Hjælp af et Termoelement. Denne Plade vil her afkøles desto hurtigere, jo bedre ledende Vædskelaget er, som findes imellem Kobberpladerne. *Graetz* opvarmede Vædsken først, ledede den derefter gennem et snævert Rør, som holdtes ved en konstant lav Temperatur; man indser, at naar alt ellers er lige, vil den af Røret udtrædende Vædske være desto mere afkølet, jo bedre Vædsken leder.

For at sammenligne to Vædskers Ledningsevne har jeg anvendt et Apparat, som er fremstillet i Fig. 88. Det bestaar af

tre Kobberplader I, II og III, som holdes adskilte ved Stumper af Glas ligesom i Webers Apparat. Ind i Pladernes cylindriske Overflade er der boret Huller, hvori Termometre indsættes. Pladen III hviler paa et Messingkar A, gennem hvilket der stadig strømmer koldt Vand; oven paa I er der sat et lignende Kar B, der opvarmes af Damp eller varmt Vand. Vi kunne tænke os Rummet mellem I og II udfyldt med en Vædske, hvis Ledningsevne er K, medens Rummet mellem II og III er fyldt med en Vædske, hvis Ledningsevne er K'; K og K' antages at være meget smaa i Sammenligning med Ledningsevnen for Kobber. I saa Fald kan Temperaturen betragtes som konstant i hver af Kobberpladerne. Naar A og B i lang Tid holdes ved konstant Temperatur, vil Pladerne I, II og III til sidst antage konstante Temperaturer T_1, T_2 og T_3. Pladen II vil da fra I modtage i et Sekund en Varmemængde

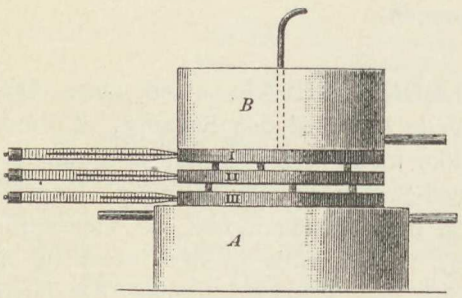


Fig. 88.

$$K\frac{T_1-T_2}{a}S,$$

naar a er Afstanden fra I til II. I samme Tid vil II til III afgive Varmemængden

$$K'\frac{T_2-T_3}{a'}S,$$

naar a' er Afstanden fra II til III. Har Luften Temperaturen t, kan man antage, at Pladen II i samme Tid til Luften afgiver Varmemængden

$$sh(T_2-t),$$

hvor s er Arealet af den krumme Overflade af II, og h er konstant. Man faar altsaa

$$K\frac{T_1-T_2}{a}S=K'\frac{T_2-T_3}{a'}S+sh(T_2-t).$$

Naar man indretter det saaledes, at Pladen II har samme Temperatur som den omgivende Luft, bliver $T_2=t$ og

$$\frac{K}{K'} = \frac{a}{a'}\frac{T_2 - T_3}{T_1 - T_2}.$$

Ad denne Vej kan man let sammenligne Vædskernes Ledningsevner og bestemme Ledningsevnens Afhængighed af Temperaturen, det sidste ved at fylde begge Mellemrum med samme Vædske. Følgende Talværdier ere tagne af Landolts og Børnsteins Tabelværk:

Relativ Ledningsevne for Vædsker.

Vand	1.000	Glycerin	0.599
Æter	0.326	Olivenolie	0.321
Vinaand	0.371	Citronolie	0.321
Benzol	0.268	ClNa-Opløsning (33.3 %)	1.737
Svovlkulstof	0.336	ClKa- — (20 %)	1.242

Vandets Varmeledningsevne i absolut Maal er som ovenfor bemærket af Lundquist fundet lig 0.00155 ved 42° C.; de nyere Bestemmelser afvige temmelig stærkt fra hverandre; de synes at vise, at Vandets Varmeledningsevne vokser med Temperaturen. Det samme gælder om alle de af Graetz undersøgte Vædsker. Han finder, at Varmeledningerne vokse imellem 1/2 og 1 % for een Grads Opvarmning.

FASTE LEGEMERS VARMELEDNINGSEVNE. Til at maale Varmeledningsevnen for slette Ledere kan man anvende Apparatet (Fig. 88). For de godt ledende Stoffers, navnlig da for Metallernes Vedkommende, er Sagen derimod ret vanskelig. Gælder det kun om at paavise Forskel i Ledningsevne, kan man enten beklæde lige store Stænger med et Vokslag og derefter opvarme den ene Ende af dem lige meget. Den Stang leder da bedst, paa hvilken Vokset smelter længst. Man kan ogsaa anvende følgende af K. Prytz angivne Metode. *A* (Fig. 89) er et vidt Glasrør, som forneden er lukket med en slet ledende Prop. Igennem den gaar to Metalstænger *B* og *C*, den ene f. Eks. af Jærn, den anden af Kobber. Man fylder

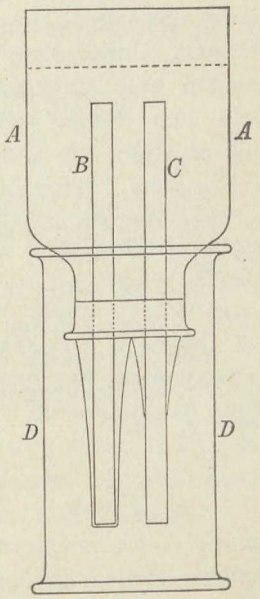


Fig. 89.

nu A med en Kuldeblanding og sætter det hele ned i Karret D, som indeholder Vand af 0° C. Der vil da danne sig Ishylstre om den nederste Del af B og C, hvis Størrelse vil afhænge af Metallernes Varmeledningsevne.

Biot og senere *Despretz* anvendte til Forsøg over Metallernes Ledningsevne for Varme en prismatisk Stang AB af det paagældende Metal. I lige store Afstande a var der boret en Del Huller i Stangen, i hvilke Termometre med smaa Beholdere sattes ned. For at sikre sig, at Termometrene faa samme Temperatur som Stangen, kan man fylde Hullerne efter med en Vædske, helst med Kvægsølv. Overlades Stangen nu til sig selv, vil den antage en bestemt Temperatur, alle Termometrene ville vise samme Temperatur t^0. Nu opvarmes Stangen ved A ved Hjælp af en Lampe, medens en Skærm forhindrer Straalerne fra Lampen i at falde paa de andre Dele af Stangen. Under disse Omstændigheder vil Stangen blive opvarmet gennem hele sin Længde, men Temperaturen i dens forskellige Dele vil i Reglen være meget ulige. Termometret 0 begynder først at stige, de andre følge efter, og efter nogen Tids Forløb er Stangens Tilstand bleven stationær, Temperaturfordelingen kan da være fremstillet ved CD. For at se naar dette er Tilfældet, betragtes et Stykke af Stangen som $\alpha\beta$. Det modtager Varme gennem Tværsnittet α og afgiver igen Varme, dels gennem Tværsnittet β, dels gennem den frie Overflade til Luften.

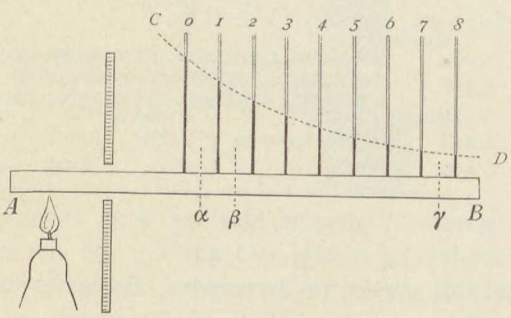


Fig 90.

Naar Tværsnittet α ligger midt imellem Termometrene 0 og 1, vil den Varmemængde, som gaar igennem dette Tværsnit i et Sekund, være

$$KS\frac{T_0 - T_1}{a},$$

her er K Ledningsevnen, S Stangens Tværsnit, T_0 og T_1 Forskellene mellem de paa Termometrene 0 og 1 aflæste Temperaturer og Luftens Temperatur. Paa lignende Maade ses, at der

gennem Tværsnittet β, som er midt imellem Termometrene 1 og 2 gaar i et Sekund Varmemængden

$$KS\frac{T_1 - T_2}{a}.$$

Er endelig P Omkredsen af Stangens Tværsnit og h en konstant Størrelse, bliver den Varmemængde, som Stykket $\alpha\beta$ af Stangen i et Sekund afgiver til Luften,

$$Pah\,T_1,$$

da T_1 kan betragtes som Middeldifferensen mellem Temperaturen af $\alpha\beta$ og af den omgivende Luft. Altsaa har man, naar Tilstanden er bleven stationær, at

$$KS\frac{T_0 - T_1}{a} - KS\frac{T_1 - T_2}{a} = Pah\,T_1$$

eller

$$\frac{T_0 + T_2}{T_1} = 2 + \frac{Ph}{KS}a^2.$$

Da Leddet paa højre Side er konstant, haves almindeligt, at

$$2 + \frac{Ph}{KS}a^2 = \frac{T_0 + T_2}{T_1} = \frac{T_1 + T_3}{T_2} = \frac{T_2 + T_4}{T_3} = \ldots,$$

hvor det dog erindres, at a maa være en meget lille Størrelse.

I Stedet for at maale Temperaturen med Kvægsølvtermometre kan man ogsaa anvende et termoelektrisk Element, hvad *G. Wiedemann* og *Franz* have gjort. De anbragte tillige Metalstangen inde i et langt og vidt Glasrør, som var omgivet af Vand, der holdtes ved konstant Temperatur; Metalstængerne, som brugtes til Forsøgene, vare forsølvede. Her anføres Resultatet af nogle Forsøg, ved hvilke Stængernes Diameter var 5 mm., Afstanden a lig 52 mm. Tallene angive Udslagene paa det anvendte Spejlgalvanometer, og under C er opført Værdien af Kvotienten

$$(T_0 + T_2)/T_1 = (T_1 + T_3)/T_2 = \ldots$$

	Sølv		Kobber		Staal	
	T	C	T	C	T	C
0	107.7		96.5		147	2.669
1	84.2	2.061	73.5	2.075	69	2.433
2	65.8	2.065	56	2.080	37.2	2.265
3	51.7	2.052	43	2.041	21.5	2.348
4	40.3	2.022	31.7	2.071	11.5	
5	29.8	2.040	22.7	2.088	5.5	
6	20.5	2.092	15.7			
7	13.1					

Middelværdierne af disse Forsøg give

Sølv 2.055
Kobber 2.071
Staal 2.429

Da alle Stængerne havde samme Omkreds P, og de alle vare forsølvede, haves altsaa, naar man erindrer Betydningen af C og sætter Ledningsevnen for Sølv, Kobber og Staal henholdsvis lig K_1, K_2 og K_3, at

$$\frac{1}{K_1} : \frac{1}{K_2} : \frac{1}{K_3} = 0.055 : 0.071 : 0.429.$$

Sættes Ledningsevnen for Sølv lig 100, faas altsaa, at den for Kobber er 77 og for Staal 13.

De første absolutte Bestemmelser af Varmeledningsevnen skyldes *Ångström*. Hans Fremgangsmaade, som senere blev benyttet af Lundquist til Maaling af Vædskers Ledningsevne, kan ikke beskrives her; Resultaterne vare:

Varmeledningsevne for Jærn .... $0.199\ (1 - 0.00287\, t)$
— - Kobber . $0.982\ (1 - 0.001519\, t)$

ved t^0 C. Dernæst have Forbes, F. E. Neumann, H. F. Weber, Kirchhoff, Hansemann og endelig *L. Lorenz* beskæftiget sig med Løsningen af denne Opgave. Da den af den sidstnævnte anstillede Undersøgelse over Metallernes Ledningsevne udstraktes til en stor Mængde, tildels sjældne Metaller, og da det tillige lykkedes ham at bestemme baade Ledningsevnen og Temperaturvariationen, skulle vi gaa lidt nærmere ind paa hans Metode.

Vi tænke os, at Stangen AB (Fig. 90), som har Luftens Temperatur, opvarmes ved A; den Del af Stangen, som ligger

imellem Tværsnittene α og γ, har en Længde lig $7a$; i en meget kort Tid dt modtager den gennem Tværsnittet α Varmemængden $KS(T_0 - T_1)\,dt/a$, medens den gennem Tværsnittet γ afgiver Varmemængden $KS(T_7 - T_8)\,dt/a$. I samme Tid dt afgiver den til Luften Varmemængden $Pha(T_1 + T_2 + \ldots T_6 + T_7)\,dt$, og dernæst opvarmes Stangen selv; kaldes dennes Vægtfylde ϱ, dens Varmefylde c, medgaar der til Opvarmningen en Varmemængde

$$Sac\varrho(dT_1 + dT_2 + \ldots + dT_6 + dT_7),$$

naar dT_1, $dT_2 \ldots$ er Temperaturernes Stigning i Tiden dt. Sættes $T_1 + T_2 + \ldots + T_7 = \Sigma$ og $T_0 - T_1 - (T_7 - T_8) = \Delta$, haves altsaa

$$\frac{KS}{a}\Delta = Ph a\Sigma + Sac\varrho\frac{d\Sigma}{dt}.$$

For at forstaa, hvorledes denne Ligning kan tjene til Bestemmelse af K, maa man vide, hvordan Lorenz maalte Temperaturerne. Stængerne, som skulde undersøges, havde alle samme Diameter og vare forniklede. I Afstande paa 2 cm. var der boret 9 Huller gennem hver af Stængerne. Hullernes Diameter var kun 0.4 mm. I disse Huller anbragtes Termoelementer, dannede af sammenloddede Nysølv- og Kobbertraade. Naar Hullerne efter den Orden, i hvilken de vare borede, kaldes 0, 1, 2 . . 7, 8, anbragtes i 0 og 1 Termoelementer, der forbandtes saaledes, at de gave Strømme i modsatte Retninger; det Udslag, de vilde give, var altsaa Maal for den tilsvarende Temperaturdifferens $T_0 - T_1$. Paa lignende Maade bestemtes Differensen $T_7 - T_8$. Da det her kun kommer an paa at finde Differensen $\Delta = T_0 - T_1 - (T_7 - T_8)$, forbandtes endelig de to termoelektriske Par saaledes, at de gave Strømme i modsatte Retninger, hvorved altsaa det første Led i ovenstaaende Ligning er bekendt. Ved Siden af Hullerne 1 og 7 var der boret to andre Huller 1' og 7'; i dem, saa vel som i de mellemliggende Huller 2, 3, 4, 5, 6, anbragtes ogsaa termoelektriske Elementer, der forbandtes indbyrdes, saaledes at de alle gave Strøm i samme Retning; det tilsvarende Udslag afgiver altsaa et Maal for Summen $T_1 + T_2 + \ldots + T_6 + T_7 = \Sigma$.

Forsøgene foretoges nu saaledes. Medens Stangen opvarmedes, iagttoges Δ og Σ paa den beskrevne Maade. Dernæst overlodes Stangen til sig selv, hvorpaa Δ og Σ igen observeredes. Af Værdierne for Σ til forskellige Tider kan Differentialkoefficienterne $d\Sigma/dt$ beregnes.

Have Σ og Δ i et vist Øjeblik, mens Stangen opvarmedes. Værdierne Σ_1 og Δ_1, og have de under den derpaa følgende Afkøling Værdierne Σ_2 og Δ_2, saa er

$$\frac{KS}{a}\Delta_1 = Pha\Sigma_1 + Sa\varrho c\frac{d\Sigma_1}{dt},$$

$$\frac{KS}{a}\Delta_2 = Pha\Sigma_2 + Sa\varrho c\frac{d\Sigma_2}{dt}.$$

I den første Forsøgsperiode stiger Σ fra 0 til et Maksimum og falder i den anden Periode igen til 0; vi kunne altsaa betragte Stangens Tilstand i to Øjeblikke, i hvilke Summerne Σ_1 og Σ_2 ere lige store. Man faar da af Ligningen, at

$$\frac{KS}{a}(\Delta_1 - \Delta_2) = Sa\varrho c\left(\frac{d\Sigma_1}{dt} - \frac{d\Sigma_2}{dt}\right).$$

Paa denne Maade elimineres Udstraalingen og Afledningen til Luften. Da nu alle Størrelserne i denne Ligning enten bestemmes under Forsøget selv eller ad anden Vej ere bekendte, paa Ledningsevnen K nær, kan denne Størrelse beregnes.

Metallernes Varmeledningsevne i absolut Maal (C, G, S) efter L. Lorenz.

	ved 0° C.	ved 100° C.
Kobber	0.7198	0.7226
Magnium	0.3760	0.3760
Aluminium	0.3435	0.3619
Messing, rødt	0.2460	0.2827
Kadmium	0.2200	0.2045
Messing, gult	0.2041	0.2540
Jærn	0.1665	0.1627
Tin	0.1528	0.1423
Bly	0.0836	0.0764
Nysølv	0.0700	0.0887
Antimon	0.0442	0.0396
Vismut	0.0177	0.0164

Heraf følger f. Eks., at der gennem hver Kvadratcentimeter af en 1 cm. tyk Kobberplade, hvis ene Sideflade er 0, den anden 1° C., i et Sekund gaar 0.7198 Varmeenheder. I de sidste Aar er der paa Rigsanstalten ved Charlottenburg udført omfattende Arbejder over Metallernes Ledningsevne efter en af *F. Kohlrausch* udarbejdet Metode. Resultaterne afvige meget lidt fra de af L. Lorenz fundne.

Hall og *Ayres* i Boston have maalt Jærnets Ledningsevne efter en ny Metode, der har betydelig Interesse. De udfældte paa begge Sider af en Jærnplade ad elektrolytisk Vej et Lag Kobber. Disse Belægninger forbandtes ved Kobbertraade med et Galvanometer. Naar Belægningerne holdes ved forskellig Temperatur, vil der gaa en Varmestrøm gennem Jærnpladen. Af den og Pladens Dimensioner samt af Temperaturforskellen, der udledes af den termoelektriske Strøms Styrke, kan man beregne Jærnets Varmeledningsevne. De fandt for Støbejærn $K = 0.1490$ ved 30^0 C.

Endnu skal tilføjes følgende Ledningsevner for forskellige faste Legemer efter Less.

Varmeledningsevne i absolut Maal for slette Ledere.

Asbestpapir	0.00057	Marmor	0.0071
Bomuld	0.00055	Papir	0.00031
Ebonit	0.00040	Paraffin	0.0006
Flintglas	0.0020	Silke	0.00022
Guttapercha	0.00046	Skellak	0.0006
Is	0.0057	Skifer	0.0047
Kork	0.00013	Stensalt	0.0138
Kronglas	0.0024	Svovl	0.00045
Mahognitræ	0.00047		

TOLVTE AFSNIT.

Elektrostatik.

GNIDNINGSELEKTRICITET. For at forklare de simpleste elektriske Fænomener antog *Dufay*, at der var to Slags Elektricitet, nemlig Glas- og Lakelektricitet. Gnides en Glasstang med Uld eller Silke, faar den Evne til at tiltrække lette Legemer; den samme Evne meddeler man ogsaa en Lakstang paa samme Maade. For saa vidt er der altsaa ingen Forskel mellem de to Slags Elektricitet. Begge kunne endvidere ved Berøring overføres fra et Legeme til et andet; det samme kan ogsaa finde Sted, selv om det elektriske og det uelektriske Legeme er i stor Afstand, naar man sætter dem i Forbindelse med hinanden ved Hjælp af en Metaltraad eller en vaad Snor. For at vise, at der dog er en Forskel mellem Glas- og Lakelektricitet, kan man ophænge et let Legeme, som en Hyldemarvskugle, ved en Silketraad, der ikke kan lede Elektriciteten; berøres nu Hyldemarvskuglen med en gneden Glasstang, vil den faa Glassets Elektricitet og frastødes da af Glasset; nærmes en gneden Lakstang derefter til Kuglen, bliver den tiltrukken. Samme Resultat faas ved først at berøre Kuglen med en gneden Lakstang og derefter nærme en gneden Glasstang til den.

Ved Gnidning kunne alle Legemer blive elektriske; man maa kun sørge for, at Elektriciteten ikke bortledes; et godt ledende Legeme maa derfor under Gnidningen befæstes til en slet Leder, det maa isoleres. For at vise dette tog *Æpinus* to Plader af forskelligt Stof, f. Eks. en Glasplade og en Træplade omviklet med Klæde. Begge Plader anbragtes paa Glasstænger og bleve derpaa gnedne mod hinanden. Naar de skilles ad, findes begge Plader at være elektriske, den ene, Glaspladen, har Glaselektricitet, den anden, der var betrukken med Klæde, har Lakelektricitet.

Erstattes den sidste nu af en Metalplade, faar denne ogsaa Lakelektricitet. Udføres Gnidningen paa denne Maade, faas altid Elektricitet, naar de to Legemer ere forskellige; ere de ens, kommer der dog ogsaa lidt Elektricitet, idet ganske umærkelige Forskelligheder kunne bevirke, at hver af Pladerne faar sin Elektricitet.

Det er umuligt at vide paa Forhaand, om et Legeme ved Gnidning med et andet vil faa Glas- eller Lakelektricitet; i denne Henseende har man ikke kunnet paavise nogen Sammenhæng med deres andre Egenskaber. *Wilcke,* og mange andre efter ham, have givet Tabeller, af hvilke man let kan se, hvilken Slags Elektricitet, der i et givet Tilfælde vil fremkomme; det synes nemlig, at Stofferne kunne ordnes i Rækker, saaledes at det efterfølgende Legeme faar Lakelektricitet ved at gnides med et foregaaende Legeme, som da faar Glaselektricitet. En saadan Række er følgende:

Katteskind,	Papir,
Blankt Glas,	Hvidt Voks,
Uld,	Mat Glas,
Fjer	Svovl,
Træ,	Metaller.

En saadan Tabel har dog kun ringe Værdi, da Overfladernes Tilstand, navnlig om de ere rene eller urene, spiller en stor Rolle. Man ser af Tabellen, at Katteskind altid har Glaselektricitet; dette er dog kun rigtigt, naar man benytter Skind fra Ryggen; med et Stykke Skind fra Halsen eller Poterne faar Skindet Lakelektricitet.

Gnides to isolerede Legemer, som i det ovenfor omtalte, af Æpinus anstillede Forsøg, og nærmer man dem, inden de endnu ere adskilte, til en Hyldemarvskugle eller et Elektroskop, iagttages ingen elektrisk Virkning; Elektriciteterne vise sig først, naar Legemerne ere skilte ad. Da det nu ikke er sandsynligt, at de dannes i Adskillelsesøjeblikket, maa de have lige store og modsatte Virkninger, eller, som det ogsaa kan udtrykkes, de ere til Stede i lige stor Mængde. Med *Franklin* kan man derfor antage, at der egentlig kun er een Slags Elektricitet; i den uelektriske Tilstand er den til Stede i en bestemt Mængde i ethvert Legeme; forøges den, har Legemet Glaselektricitet, formindskes den, har det Lakelektricitet. Derfor sagde Franklin, at Glas ved Gnidning med Uld blev positiv, medens Lak ved Gnidning med Uld blev negativ elektrisk. Under Gnidningen gaar Elektriciteten fra det negative

til det positive Legeme; da den hele Mængde ikke derved forandres, blive Virkningerne først kendelige, naar Legemerne skilles ad. Det maa her bemærkes, at det i Virkeligheden er tilfældigt, at man kalder Glaselektricitet positiv; man kunde lige saa godt antage, at det var Lakelektricitet, der var positiv.

Af det foregaaende fremgaar nu, at to Legemer, som indeholde eller ere ladede med samme Slags Elektricitet, frastøde hinanden; ere de ladede hver med sin Slags Elektricitet, tiltrække de hinanden.

I elektrisk Henseende deles Legemerne i to Slags: Ledere eller Konduktorer og Ikkeledere eller Isolatorer. Det er dog ikke afgjort, om der gives noget Legeme, som slet ikke kan lede Elektricitet; det er derfor rigtigere at tale om slette Ledere. Ledende ere navnlig Metaller, Vand og vandige Opløsninger; slette Ledere ere Skellak, Harpiks, Segllak, Beg, Ebonit og Glas. Glasset tiltrækker dog stærkt Luftens Fugtighed, hvorved dets Overflade bliver ledende. Skal Glas benyttes som Isolator, maa det derfor terniseres. Ogsaa Glas, som er renset, skyllet i varmt, helst kogende Vand og tørret, isolerer godt, men beholder, af ovennævnte Aarsag, ikke længe denne Evne.

COULOMBS LOV. To isolerede Legemer, A og B, der ere ladede med samme Slags Elektricitet, frastøde hinanden. Denne Frastødning kan antages at hidrøre fra, at enhver Del af Ladningen paa A frastøder enhver Del af Ladningen paa B. Vidste man nu, efter hvilken Lov en Mængde Elektricitet, som vi kunne kalde e_1, frastøder en anden Mængde e_2 i given Afstand a, vilde den hele frastødende Virkning af de to Ladninger kunne findes. For at løse denne Opgave kan man søge den frastødende Kraft mellem to elektriske Legemer, hvis Afstand er stor i Forhold til deres Udstrækning. Forsøg herover ere anstillede af *Coulomb*.

Han maalte ved Hjælp af en Snovægt den Kraft, med hvilken to elektriske Legemer frastødte hinanden i forskellige Afstande; derved kom han til det Resultat, at den frastødende Kraft forholdt sig omvendt som Kvadratet paa Afstanden.

For at se hvorledes Kraften afhænger af Ladningen, anvendte han følgende Fremgangsmaade. Har man to lige store ledende Kugler og meddeler den ene en vis Ladning, vil man ved at berøre den med den anden Kugle formindske Ladningen til det halve,

og det viser sig da, at den Frastødning, den nu udøver, er halv saa stor som før.

Paa Grundlag af disse Forsøg opstillede Coulomb den Lov, at den Kraft K, hvormed to Ladninger e_1 og e_2 frastødte hinanden i Afstanden a, var udtrykt ved

$$K = \mu \frac{e_1 e_2}{a^2},$$

hvor μ er en Konstant, hvis Størrelse afhænger af, hvilke Enheder man vælger for Elektricitetsmængde og Afstand.

Denne Lov er her kun bevist for det Tilfælde, at de to Ladninger ere af samme Slags, og Metoden kan heller ikke anvendes, naar de ere af forskellig Slags. I det sidste Tilfælde vil Ligevægten nemlig blive ustadig, og Maaling af Kraften derved umulig. At Loven dog ogsaa maa gælde for Tiltrækningen mellem en positiv og en negativ ladet Kugle indses saaledes. Har man to Kugler A og B, begge ladede med den positive Elektricitetsmængde e, ville de frastøde hinanden med Kraften K. Bringes der nu en saa stor Mængde negativ Elektricitet til B, at B bliver uelektrisk, vil K blive Nul. Men vi kunne i dette Tilfælde sige, at B har to Ladninger, nemlig den positive Ladning e og den negative $-e$. Da nu Frastødningen af den positive Ladning er ophævet ved Tilstedeværelsen af den negative Ladning, maa den sidste tiltrækkes lige saa stærkt, som den første frastødes.

Ad den her beskrevne Vej kan Loven dog kun tilnærmelsesvis godtgøres; at opnaa en stor Nøjagtighed ved Forsøg med Snovægten er, især naar det drejer sig om elektriske Maalinger, yderst besværligt. For at Coulombs Lov strengt skulde gælde under de her beskrevne Forhold, maatte Kuglerne være uendelig smaa i Forhold til deres Afstande; det er imidlertid ikke engang muligt at reducere Kuglernes Radius synderligt, uden at Ladningerne blive saa smaa, at Udslagene ikke kunne maales; ere Kuglerne imidlertid store, faar den fordelende Virkning, som den enes Ladning udøver paa den anden, en kendelig Indvirkning, idet den formindsker Frastødningen. En anden Vanskelighed ligger i, at Ladningen efterhaanden ledes over i de Isolatorer, hvortil Kuglerne ere fæstede, ligesom der ogsaa afgives Elektricitet til Luften. Vi skulle dog se, at der er andre Veje, ad hvilke man lettere og sikrere kan overbevise sig om Rigtigheden af Coulombs Lov. Ved at gaa ud fra Coulombs Lov kan man maale Elektricitetsmængder

i absolut Maal. Da der ingen Forudsætning er gjort om de Enheder, hvori e_1 og e_2 skulle maales, har man Lov til at sætte $\mu = 1$; Loven bliver da:

$$K = \frac{e_1 e_2}{a^2}.$$

Skal man nu finde den Elektricitetsmængde e, som en Kugle B indeholder, bringes den ind i Coulombs Apparat; ved Berøringen med A faa A og B lige store Ladninger, nemlig hver Ladningen $\frac{1}{2}e$; man har altsaa, at

$$K = \frac{e^2}{4a^2}, \quad e = 2a\sqrt{K}.$$

Nu frastøde Kuglerne hinanden; man maaler saavel a som K og har dermed bestemt e i absolut Maal, naar a og K udtrykkes i dette Maal. Man siger, at Elektricitetsmængden derved bliver udtrykt i elektrostatisk Maal.

CAVENDISHS FORSØG. Meddeler man en isoleret Leder en Ladning, ligger det nærmest at antage, at Elektriciteten fordeler sig over Lederens hele Rumfang paa samme Maade, som en Luftmasse fordeler sig i en lukket Beholder. Man er dog tidlig blevet opmærksom paa, at Elektriciteten forholder sig ganske anderledes. Den første, der har undersøgt Sagen omhyggeligt, er *Cavendish*. Han benyttede en Metalkugle, der var befæstet til en Glasstang, som, for bedre at isolere, var belagt med Lak; Kuglens Diameter var omtrent 30 cm. To ledende Halvkugler vare befæstede hver til sin Ramme; disse Rammer vare igen forbundne med Hængsler; foldedes Rammerne sammen, dannedes derved en Kugle, hvis Diameter var 32 cm., som omgav den første Kugle. Denne gav han først en stærk Ladning, derpaa omsluttedes den af Halvkuglerne; i den ene af disse var der et lille Hul, hvorigennem en isoleret Metaltraad blev stukket ind, som tilvejebragte en ledende Forbindelse mellem de to Kugleflader. Derpaa bortfjernedes Traaden, Halvkuglerne skiltes ad, og den indre Kugles elektriske Tilstand undersøgtes ved at berøre den med en isoleret Leder, ved hvilken der i ledende Traade hang to Hyldemarvskugler. Da disse nu intet Udslag gjorde, maatte hele Ladningen have forladt den indre Kugle og var altsaa gaaet over paa Halvkuglerne. Vare disse isolerede fra Omgivelserne, fandtes Ladningen virkelig ogsaa

paa dem. Efter Cavendish var det i intet Tilfælde muligt, at den indre Kugle kunde have beholdt mere end $^1/_{50}$ af sin oprindelige Ladning, og han antog, at der i Virkeligheden slet ikke var nogen Elektricitet tilbage paa den efter Afledningen.

Man er herefter berettiget til at antage, at al den Elektricitet, som findes paa en isoleret Leder, er samlet paa dens Overflade; om Lederen er massiv eller hul er altsaa i elektrisk Henseende ganske ligegyldigt. Man kunde nu spørge om Elektricitetslagets Tykkelse. Havde det en endelig Tykkelse a, maatte en hul Leder, hvis Tykkelse var mindre end a, optage mindre Elektricitet end en anden Leder, hvis Tykkelse var lig eller større end a; da det nu ikke hidtil har været muligt at paavise nogen saadan Virkning. ledes man til at antage, at Laget er uendelig tyndt. Under disse Forhold indser man, at det egentlig ikke er tilladeligt at betragte Elektriciteten som et Stof; den mangler jo nemlig Evnen til at opfylde et Rum.

Naar et Rum helt er omgivet af en ledende Flade, vil der ikke alene ingen Elektricitet findes inden for Begrænsningen, forudsat at alle de Ledere, den maatte omslutte, ere i Forbindelse med Overfladen; der vil heller ikke virke nogen elektrisk Kraft paa de indesluttede Legemer. Dette fremgaar i Virkeligheden allerede af Cavendishs Forsøg; det er endvidere direkte paavist af *Faraday*. Han dannede af Træ en terningformet Kasse, hvis Kanter vare 2 Meter lange; udvendig var den omviklet med Kobbertraad og Stanniolstrimler. Det hele var frit ophængt ved stærke Silkesnore i en stor Sal. Faraday gik selv ind i Kassen med Elektroskoper og andre Maaleapparater, hvorpaa Kassen sattes i Forbindelse med en kraftig Elektrisermaskine. Medens Kassens ydre Flader vare saa stærkt ladede, at der sprang lange Gnister fra dem til Omgivelserne, var der ingen som helst elektrisk Virkning at iagttage inden i den.

Det er bekendt, at en Kugleskal, over hvilken en tiltrækkende Masse er fordelt jævnt, ikke vil paavirke et Legeme, der findes inden for dens Overflade. Paa samme Maade indses, under Forudsætning af at Coulombs Lov gælder, at et jævnt Lag af Elektricitet, som er fordelt over en Kugleoverflade, ikke vil have nogen Indvirkning paa en Elektricitetsmængde, som er omsluttet af Skallen, og derfor heller ikke vil frembringe nogen Fordeling i det indre, hvorved Ligevægten vilde forstyrres. Derimod vil enhver Del af Ladningen paa Overfladen paavirkes af en udadgaaende

Kraft, der dog ikke kan forstyrre Ligevægten, eftersom Elektriciteten ikke kan bevæge sig i den Retning. Man ser saaledes, at Elektricitet virkelig er i Ligevægt paa en ledende Kugle, naar den er jævnt udbredt over Overfladen.

Man er ad denne Vej i Stand til at bevise Rigtigheden af Coulombs Lov. *Maxwell* gentog Cavendishs Forsøg med den Forandring, at han i Stedet for Hyldemarvskugler anvendte Lord *Kelvins* Kvadrantelektrometer til at prøve, om der blev nogen Ladning tilbage i den indre Kugle. Der fandtes da ingen paaviselig Ladning paa den, og dog var Elektrometret saa følsomt, at det vilde have givet et kendeligt Udslag, hvis der i Coulombs Lov i Stedet for Exponenten 2 skulde sættes 2 ± 0.00005. Lovens Rigtighed kan under disse Omstændigheder vanskelig drages i Tvivl.

DEN FULDSTÆNDIGE FORDELING. *Faraday* har gentaget Cavendishs Forsøg paa en særegen Maade, og han har derved fundet et Resultat af allerstørste Betydning for Elektricitetslæren. Han benyttede dertil et Metalkar A, der var anbragt paa en isoleret Plade B; C var et Metallaag med isolerende Haandtag E, og D en Leder, der ved en Silketraad var ophængt ved C. Naar man giver D en Ladning e, derefter bringer den ind i Karret A og lader Laaget C hvile paa A, vil Elektroskopet F gøre et Udslag. Dette hidrører fra Fordelingen i A og C; ved den vil der nemlig komme negativ Elektricitet paa Karrets Inderside og positiv Elektricitet paa dets Yderside. De fordelte Mængder kunne vi sætte lig $-e'$ og $+e'$. Hældes nu Karret saa meget, at D kommer til at røre ved A, vil Ladningen e gaa over til A og C, hvorved D selv altsaa mister hele sin Ladning. Alligevel bliver Elektroskopets Udslag uforandret. Da begge Ladningerne e og $-e'$ nu maa findes paa den ydre Flade af Karret, og da Forsøget viser, at deres Tilstedeværelse ingen Forandring frembringer i Elektroskopets Udslag, har man altsaa, at $e - e' = 0$

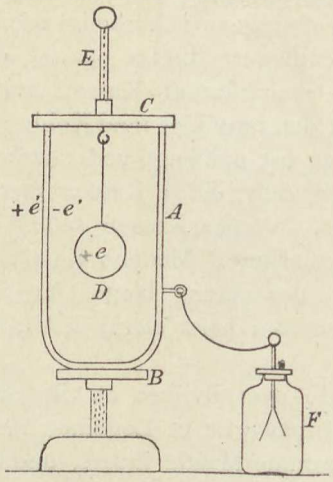


Fig. 91.

eller $e = e'$. Naar det fordelende Legeme helt er omgivet af det fordelte, vil den fordelte Elektricitetsmængde altsaa være lig den fordelende. Man kalder dette den fuldstændige Fordeling.

Forsøget kunde ogsaa udføres paa en anden Maade. Efter at D med Ladningen e var bragt ind i Karret, kunde man et Øjeblik sætte Karret i ledende Forbindelse med Jorden; Elektroskopets Blade falde da sammen, og der vil ikke findes nogen Elektricitet paa Karrets Overflade. Nu tilvejebringes Berøring mellem D og A, Overskuddet $e - e'$ vil da gaa ud paa Karrets Overflade; alligevel fremkommer der intet Udslag paa Elektroskopet, altsaa maa man have $e = e'$.

Af dette Forsøg har Faraday draget meget vidtrækkende Slutninger, som bedst ville kunne forstaas ved at betragte Fig. 92. Lad A være en Leder, der har en Ladning $+e$, og B en metallisk Skal, som helt omgiver A; der vil da paa Indersiden af B findes en Ladning $-e$. Bringes en uendelig lille Elektricitetsmængde ε ind i Rummet, som adskiller A fra B, vil den være paavirket af en Kraft, der er rettet fra A til B. Denne Kraft kaldes K. Den paa en Enhed af Elektricitet virkende Kraft vil da være $F = K/\varepsilon$. Størrelsen F kalde vi den elektriske Kraft i det paagældende Punkt. En saadan Kraft kan, naar Elektriciteten er i Ligevægt, kun eksistere i Isolatorer; i Ledere som A eller B er den Nul overalt.

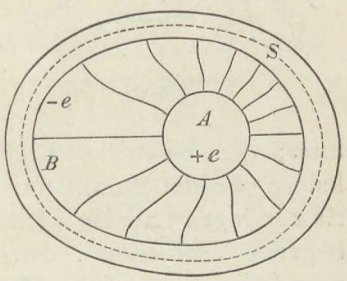


Fig. 92.

Tænker man sig, at et Punkt bevæger sig fra A til B paa en saadan Maade, at dets Bevægelsesretning overalt falder sammen med Retningen af den elektriske Kraft, fremkommer en elektrisk Kraftlinie. Vi kunne nu tænke os Overfladen af A delt i e Arealer, hvert indeholdende en Elektricitetsenhed. Fra hvert af disse Arealer drages Kraftlinier over til den indre Flade af B. Tænke vi os i disse Kraftliniers Endepunkter Enheder af negative Elektricitetsmængder anbragte, vil der paa Fladen B netop komme en Mængde Elektricitet, som er lig $-e$. Dette svarer nu til de faktiske Forhold, kun med den Forskel, at Ladningen i Virkeligheden er fordelt over hele Overfladen B.

Faraday antager nu, at ethvert Legeme, der indeholder en

elektrisk Ladning, ved Kraftlinier staar i Forbindelse med en lige saa stor Ladning af modsat Slags. Findes der i et Værelse en isoleret ladet Leder, saa udgaar der fra den Kraftlinier, der forbinde dens Ladning med den modsatte lige store Ladning paa Væggene. Har Jordkloden en elektrisk Ladning, maa den ved Kraftlinier være forbunden med den modsatte Ladning paa andre Himmellegemer, og saaledes i alle Tilfælde.

Vi kunne anvende dette paa det almindelige Fordelingsforsøg. Lad A (Fig. 93) være en ladet Kugle, der er i stor Afstand fra alle andre Ledere; der vil da fra den udgaa Kraftlinier til alle Sider, disse Kraftlinier ere i Figuren antydede ved de punkterede Linier. Bringes en isoleret Leder i Nærheden af den, saa ville Kraftlinierne skifte Retning; nogle af dem ville gaa hen til B og fremkalde en negativ Ladning paa den. Da B ingen Ladning havde i Forvejen, vil der paa andre Dele af den fremkomme positiv Elektricitet, fra hvilken der igen vil udgaa Kraftlinier.

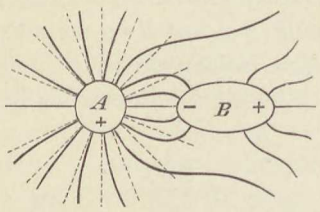


Fig. 93.

Kraftlinier eksistere kun i Isolatorer; den elektriske Kraft i en Leder er altid lig Nul. Man kalder ofte det Rum, hvori der findes Kraftlinier, et elektrisk Felt. Er der ingen Ladning i Rummet selv, kunne Kraftlinierne hverken begynde eller ende i det. Følger man en Kraftlinie, idet man gaar i Retningen af den Kraft, der virker paa en positiv Elektricitetsmængde, naar man tilsidst hen til en negativ elektrisk Ladning; ved at gaa den modsatte Vej kommer man til den tilsvarende positive Ladning. I mange Tilfælde findes der ogsaa Ladninger i Isolatorer; saaledes vil der udgaa Kraftlinier fra en Glas- eller Lakstang, der er gjort elektrisk ved Gnidning.

SPÆNDINGSFORSKEL. For at undersøge et Legemes elektriske Tilstand kan man forbinde det med et Elektroskop ved Hjælp af en lang og tynd Leder. For at Elektroskopet skal kunne give et paalideligt Billede af Forholdene, maa Indersiden af Glasset være beklædt med Stanniol, som staar i ledende Forbindelse med Jorden igennem Gas- eller Vandledninger. Der bør kun være saa meget ubelagt af Glasset, at man kan iagttage Guldbladenes Udslag. Lad A være den isolerede Leder, E Elektroskopet;

man forbinder da først Knoppen F paa Elektroskopet et Øjeblik med Jordledningen G; Guldbladene kunne da ingen Ladning indeholde, eftersom de ere omgivne af et ledende Hylster. Har man ladet A med positiv Elektricitet og forbinder man nu A med Elektroskopet, vil dette gøre et Udslag, hvis Størrelse afhænger af Ladningens Størrelse, men er uafhængig af, hvilket Punkt af A Lederen berører. For at indse dette, kunne vi antage, at der oprindelig fra A udgik to Ledere BD og CD, og at D dernæst var forbunden med F. Elektroskopets Udslag vil da ikke forandres, om ogsaa en af Lederne BD eller CD blev skaaret over.

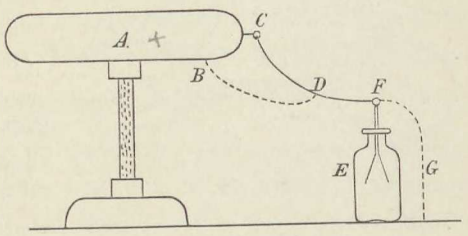


Fig. 94.

Man plejer at gaa ud fra, at Elektroskopet, naar det staar i ledende Forbindelse med Jorden, er uelektrisk; Udslaget viser da, at Lederen A er ladet med Elektricitet. I Virkeligheden vide vi intet om Jordens elektriske Tilstand, og det er derfor rettere at sige, at der findes en elektrisk Forskel mellem det ladede Legeme og Jorden. Man har sammenlignet denne Forskel med Differensen mellem den sammenpressede Lufts Tryk i en lukket Beholder og Trykket i den omgivende Luft; i Stedet for at tale om elektrisk Forskel, bruger man da Udtrykket Spændingsforskel. Gnides en Glasstang med en ulden Klud, som holdes i Haanden, faar Kluden samme Spænding som Jorden, medens Glasstangen faar en større Spænding end Jorden; derfor er Spændingsforskellen mellem et positiv elektrisk Legeme og Jorden altid positiv, og paa samme Maade faas, at et negativ elektrisk Legemes Spænding er mindre end Jordens Spænding.

Forskellen mellem en Konduktors og Jordens Spænding afhænger fornemmelig af Ladningens Størrelse; man gaar ud fra, at Spændingsforskellen er proportional med Ladningen. Samme Ladning vil imidlertid kunne give forskellig Spænding efter Lederens Form og Størrelse samt paa Grund af Omgivelsernes Indflydelse. Til en virkelig Definition af Spændingsforskellen kan man komme paa følgende Maade. Vi tænke os to isolerede Ledere

A og B (Fig. 95), af hvilke den første har Ladningen e_1, medens den anden har Ladningen e_2. De forbindes nu med en meget fin Traad C. Denne Traad antages at være saa tynd, at den ikke optager nogen kendelig Ladning. Naar denne Forbindelse er bragt til Veje, maa der ske et af tre. Enten maa der gaa positiv Elektricitet fra A til B eller fra B til A, eller endelig kunne begge beholde deres Ladninger. I sidste Tilfælde siges de at have samme Spænding, i første Tilfælde er A's Spænding større, i andet mindre end B's Spænding. Vi kunne dog ogsaa faa Oplysning om, hvilket af Legemerne der har den største Spænding uden at forbinde dem ved Hjælp af en Leder.

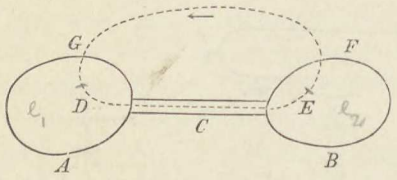


Fig. 95.

For at indse dette, tænke vi os først, at A og B have samme Spænding; vi forbinde dem ved Ledningen C, hvilket i dette Tilfælde ingen Indflydelse vil have. Nu antage vi, at en uendelig lille Elektricitetsmængde ε føres fra et Punkt D i Lederen A gennem det indre af C til et Punkt E i Lederen B; derefter gennem Overfladen af B, ad Vejen FG tilbage til D. Under denne Bevægelse er ε kun paavirket af elektriske Kræfter paa Vejen fra F gennem Luften til G; det omtalte Arbejde maa imidlertid i nærværende Tilfælde være Nul. Var det nemlig ikke lig Nul, kunde man ad denne Vej tilvejebringe et Perpetuum mobile, ved at udføre Kredsløbet $DEFG$ i en saadan Retning, at de elektriske Kræfters Arbejde blev positivt. Omvendt kan man sige, at to Ledere have samme Spænding, naar der intet Arbejde udføres af de elektriske Kræfter under Bevægelsen af en Elektricitetsmængde fra det ene til det andet Legeme. Det ses let, at der i dette Tilfælde ikke kan gaa nogen Kraftlinie fra det ene af Legemerne til det andet. Havde der nemlig gaaet en saadan, saa vilde en Elektricitetsmængde, som bevægedes langs ad en Kraftlinie i dens positive Retning, hele Tiden være paavirket af en Kraft, der gik i Bevægelsens Retning, saaledes at Arbejdet ikke kunde være Nul.

Under disse Omstændigheder ligger det nær at definere Spændingsforskellen ved det Arbejde U, som udføres af de elektriske Kræfter, under Bevægelsen af Elektricitet fra det ene Legeme

til det andet. Vil man finde, hvor meget Spændingen i Legemet A er større end i Legemet B, kan man derfor bevæge Elektricitetsmængden ε fra Overfladen af A til Overfladen af B; $U/\varepsilon = V$ kaldes da Spændingsforskellen, der altsaa defineres som det Arbejde, der udføres af de elektriske Kræfter, naar en Elektricitetsenhed gaar fra A til B. Spændingsforskellen mellem A og B betegnes ofte ved $A|B$; vi have altsaa i nærværende Tilfælde:

$$A|B = V, \text{ og paa samme Maade } B|A = -V.$$

I Stedet for Spænding bruges ofte Benævnelsen Potential; her skal dette Udtryk navnlig benyttes til at angive Spændingsforskellen mellem en Leder og Jorden. *At et Legemes Potential er V skal altsaa angive, at der af de elektriske Kræfter i Rummet udføres et Arbejde lig $V\varepsilon$, naar en uendelig lille Elektricitetsmængde ε bevæges fra Legemets Overflade til et metallisk Legeme, der staar i Forbindelse med Jorden* eller rettere med Grundvandet. Der udfordres da Arbejdet V til at føre en Enhed af Elektricitetsmængde fra Jorden hen til Legemet.

Har man tre Legemer A, B, C, og er Spændingsforskellen mellem A og B lig V_1, mellem B og C lig V_2, saa er Spændingsforskellen V_3 mellem A og C lig $V_1 + V_2$ eller med samme Betegnelse som ovenfor

$$A|B + B|C = A|C$$

og altsaa

$$A|B + B|C + C|A = 0.$$

POTENTIALET. Lad A (Fig. 96) være en ledende Kugle med Radius R; dens Centrum O antages at falde sammen med Centret for den hule Kugle BC, hvis Radius er R'. BC er den indre Flade af Lederen EF, som antages at staa i ledende Forbindelse med Jorden. Har A en Ladning e, saa vil der paa B findes en Ladning $-e$. For at finde Potentialet af A bestemmes det Arbejde, som de elektriske Kræfter udføre, naar Enhed af Elektricitet bevæger sig fra Overfladen af A til Overfladen BC. Da den Kraft, der virker paa en Elektricitetsenhed i Afstand r fra O, er lig e/r^2, bliver Potentialet

$$V = \int_R^{R'} \frac{e}{r^2} dr = \frac{e}{R} - \frac{e}{R'}.$$

Sættes $R' = nR$, bliver

$$V = \frac{e}{R}\left(1 - \frac{1}{n}\right);$$

med voksende n nærmer Potentialet sig altsaa til Værdien

$$V = \frac{e}{R},$$

som dog kun er ganske rigtig, naar R' er uendelig mange Gange større end R. Dette Udtryk for Potentialet vil dog ogsaa kunne benyttes, selv om den omgivende Leder ikke er kugleformig, naar blot Afstanden til Væggene er stor i Forhold til Kuglens Radius.

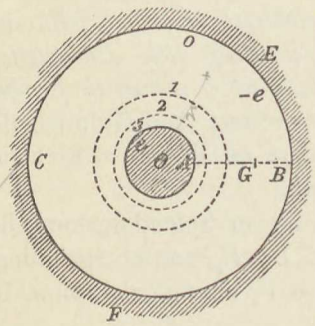


Fig. 96.

Vi faa herved Enheden for Potentialet bestemt; er nemlig $R = 1$ og $e = 1$ bliver $V = 1$. Tænker man sig da, at der midt i et stort Værelse, hvis Vægge ere ledende og forbundne med Jorden, findes en isoleret Kugle, hvis Radius er en Centimeter, saa vil dens Potential være lig 1, naar den er ladet med Enhed af Elektricitetsmængde.

Man kan ogsaa tale om Potentialet i Luften, der omgiver et elektrisk Legeme. Derved forstaas det Arbejde, der udføres af de elektriske Kræfter, naar en Elektricitetsenhed gaar fra det betragtede Punkt til Jorden. Er saaledes G et Punkt uden for Kuglen i Afstand $OG = r$ fra Kuglens Centrum, bliver Potentialet V i dette Punkt

$$V = \int_r^{R'} \frac{e}{r^2} dr = \frac{e}{r} - \frac{e}{R'}.$$

Alle Punkter, der have samme Afstand fra Centret, have altsaa samme Potential; en Flade, i hvilken Potentialet er ens overalt, kaldes en ækvipotential Flade; i nærværende Tilfælde ere de Kugleflader. Overfladen af Kuglen A og Overfladen BC ere ækvipotentiale Flader; overhovedet er enhver Leders Overflade en ækvipotential Flade.

Man kan ofte faa en god Oversigt over Forholdene ved at

konstruere de ækvipotentiale Flader saaledes, at Spændingsforskellen mellem to paa hinanden følgende er lig 1. Man faar da, at Spændingsforskellen mellem to Ledere er lig det Antal Stykker, i hvilke en Kraftlinie skæres af de nævnte Flader. Er saaledes i Fig. 96 $R=1$, $R'=4$ og $e=4$, bliver $V=3$. Radierne r_1 og r_2 til de ækvipotentiale Flader, for hvilke Potentialet henholdsvis er 2 og 1, bestemmes af Ligningen

$$2=\frac{4}{r_1}-\frac{4}{4},\quad 1=\frac{4}{r_2}-\frac{4}{4};$$

altsaa er

$$r_1=\frac{4}{3},\quad r_2=2.$$

Havde Overfladerne A og BC ikke været Kugleflader, vilde Bestemmelsen af det Potential, som en given Ladning frembringer, været langt vanskeligere. Vi skulle her kun nævne, hvori Opgaven kommer til at bestaa. Man maa først bestemme den Maade, hvorpaa Ladningerne e og $-e$ fordele sig paa Fladerne A og BC; den maa være saaledes beskaffen, at den elektriske Kraft saavel i det indre Legeme som i Rummet uden for BC er Nul. Naar man ved Hjælp heraf har fundet Fordelingen, kan den elektriske Kraft i Luftrummet findes, og deraf beregnes saa igen det indre Legemes Potential. Paa samme Maade findes ogsaa de ækvipotentiale Flader i Luftrummet. I det indre af en god Leder har Potentialet overalt samme Værdi; det er en Følge af, at den elektriske Kraft i et saadant Legeme overalt er Nul. Der virker altsaa ingen Kraft paa en uendelig lille Elektricitetsmængde, som bevæges fra et Sted i Lederen til et andet; altsaa udføre de elektriske Kræfter intet Arbejde; da nu Potentialforskellen er defineret ved det af de elektriske Kræfter under Bevægelsen udførte Arbejde, bliver den Nul i en Leders Indre, Potentialet selv altsaa konstant. Derimod varierer Potentialet i Reglen fra Sted til Sted i Isolatorer, i hvilke der findes elektriske Kræfter.

Omvendt har man, at den elektriske Kraft er Nul overalt, hvor Potentialet er konstant. Varierer derimod Potentialet, saa vil der være en elektrisk Kraft. Denne Kraft kunne vi definere som Resultanten af alle de Kræfter, der virke paa en Enhed af Elektricitetsmængde, idet vi forudsætte, at denne Enheds Tilstedeværelse ingen fordelende Virkning har frembragt i de omgivende Ledere. Den saaledes definerede Kraft ville vi betegne ved F.

Er F bekendt i alle Punkter af Rummet, kunne vi finde Potentialet overalt. Dette kan tænkes udført paa følgende Maade. Lad A være Punktet, for hvilket Potentialet skal findes; vi forbinde det ved en vilkaarlig Linie AB med Jorden. Lad ds være et Element af Linien AB, F Størrelsen af den elektriske Kraft i ds og φ Vinklen mellem Retningen af F og Retningen af ds. I det en Enhed af Elektricitet gennemløber Vejen ds i Retningen fra A til B, ville de elektriske Kræfter udføre Arbejdet $F \cos \varphi \, ds$; altsaa bliver Potentialet V i A ifølge Definitionen

$$V = \int F \cos \varphi \, ds,$$

naar Integrationen udstrækkes fra A til B.

Man kan ogsaa udlede den elektriske Kraft af Potentialet. Lad Potentialet i et Punkt P være V og i et nærliggende Punkt Q være V'. Vi drager da fra P gennem Q en Linie til Jorden; ifølge Potentialets Definition har man da, naar F er den elektriske Krafts Værdi i P og φ Vinklen, den danner med PQ, at

$$V = F \cos \varphi \cdot PQ + V',$$

hvoraf faas, at

$$F \cos \varphi = \frac{V - V'}{PQ}$$

er den i Retningen PQ virkende Kraft. Ligge Punkterne P og Q paa samme ækvipotentiale Flade, bliver $V = V'$ og φ altsaa 90^0. Har man derimod valgt P og Q saaledes, at deres Forbindelseslinie er lodret paa den ækvipotentiale Flade gennem P, haves $\varphi = 0$; ovenstaaende Ligning giver os da selve den elektriske Kraft i Punktet P.

GAUSS'S SÆTNING. Vi ville antage, at der i et Punkt O, som ligger inden for den lukkede Flade S, findes en Elektricitetsmængde e_1. I Punktet C, som hører til Fladen S, vil der virke en elektrisk Kraft CD, der er lig e_1/r^2, hvor $r = OC$. Projiceres denne Kraft paa Normalen CE til Fladeelementet $CB = dS$, fremkommer den saakaldte Normalkraft, som betegnes med N_1; er Vinklen $DCE = \varphi$, haves da

$$N_1 dS = \frac{e_1 dS}{r^2} \cos \varphi.$$

Er nu $d\omega$ det Areal, som en Kegle, med Toppunkt i O og Grundflade CB, afskærer af en Kugle omkring O med Radius 1, haves at $r^2 d\omega = CB \cos\varphi = dS \cos\varphi$. Altsaa bliver

$$\int N_1 dS = e_1 \int d\omega.$$

Naar Integrationen udstrækkes over hele Fladen S, bliver $\int d\omega = 4\pi$, og altsaa er

$$\int N_1 dS = 4\pi e_1.$$

Betegnes de Normalkræfter, som andre Elektricitetsmængder $e_2, e_3, \ldots$ frembringe, med $N_2, N_3, \ldots$, og er $N = N_1 + N_2 + N_3 + \ldots$ den hele Normalkraft, som virker i et Punkt af Overfladen af S, faas altsaa at

$$\int N dS = 4\pi (e_1 + e_2 + e_3 + \ldots).$$

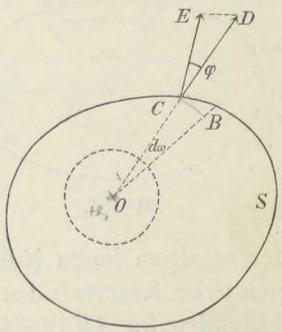


Fig. 97.

Dette Resultat kan ogsaa udtrykkes saaledes: *Den elektriske Ladning, som omsluttes af en given Flade, er lig* $^1/_{4\pi}$ *Gange Summen af Produkterne af Normalkræfterne og Arealerne af de Fladeelementer, hvori de virke.*

Det maa dog erindres, at der herved ikke er taget Hensyn til de Ladninger, som findes uden for den lukkede Flade; det lader sig imidlertid vise, ved at anvende den samme Metode som ovenfor, at de ingen Indflydelse ville have paa Integralet, saaledes at Sætningen virkelig er almengyldig.

Som Anvendelse af denne Sætning mærkes følgende. Vi have S. 281 set, at et ladet Legeme som A, Fig 92, ved Fordeling fremkalder en lige stor Ladning af modsat Slags paa Indersiden af den omgivende Leder B. At det maa være saaledes følger ogsaa af ovenstaaende Sætning. Tænke vi os nemlig en lukket Flade S beskreven i Lederen B, saa er Normalkraften i S overalt Nul. Altsaa maa den samlede Elektricitetsmængde inden for S ogsaa være Nul, hvilket Faraday ogsaa fandt var Tilfældet. Da Gauss's Sætning er bevist under Forudsætning af, at Coulombs Lov gælder, have vi heri et nyt Bevis for denne Lovs Rigtighed.

En anden, meget vigtig Anvendelse er følgende. En isoleret Leder L (Fig. 98) indeholder en elektrisk Ladning e, som vil være fordelt paa dens Overflade S. Lad nu $AB = dS$ være en meget

lille Del af Overfladen S. Parallelle med AB lægges to Flader, den ene EF lige indenfor AB, den anden CD lige uden for AB. Disse Flader i Forbindelse med en Normal til Fladen S, der bevæger sig langs med Randkurven for AB, ville begrænse et Legeme, der, naar AB er tilstrækkelig lille, kan betragtes som en Cylinder. Vi kunne nu anvende Gauss's Sætning paa det saaledes begrænsede Rum. Lad der paa Fladen AB findes en Elektricitetsmængde de. Vi skulle dernæst bestemme Normalkræfterne i Overfladen $CDFE$. Overfladen $AEFB$ ligger helt inde i Lederen; i den er den elektriske Kraft overalt Nul; der er altsaa ingen Normalkraft til Stede. Derimod vil der findes elektriske Kræfter uden for Lederens Overflade. Vi antage nu, at Afstanden fra AB til CD er uendelig lille og behøve derfor ikke at tage Hensyn til Normalkraften, der virker i Cylinderfladen. Dette er saa meget mere tilladt, som S er en ækvipotential Flade; der virker altsaa ingen elektrisk Kraft i Retninger, som ere parallelle med den. Derimod vil der findes en Normalkraft i CD, som vi kunne kalde N. Da det nu er tilladt under de gjorte Forudsætninger at betragte Arealerne AB og CD som lige store og altsaa at sætte dem lig dS, giver Gauss's Sætning, at Ladningen paa AB

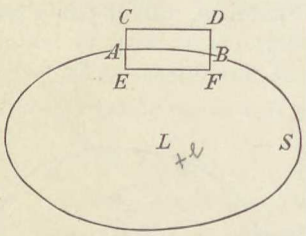


Fig. 98.

$$de = \frac{1}{4\pi} N dS.$$

Sættes $de/dS = \sigma$, hvor σ altsaa kan betragtes som Elektricitetsmængden paa Overfladeenheden, faas at

$$N = 4\pi\sigma.$$

Denne vigtige Ligning udsiger, at *Normalkraften ved en Leders Overflade er 4π Gange saa stor som Overfladetætheden.* For at give et Eksempel paa Anvendelsen af denne Ligning, kunne vi antage, at en Kugle med Radius R har Ladningen e. Overfladetætheden σ er da $e/4\pi R^2$ og Normalkraften N lig e/R^2. Men dette er ogsaa en Følge af den bekendte Sætning, at en ladet Kugle virker paa en Elektricitetsmængde uden for Kuglen, som om dens hele Ladning var samlet i Kuglens Centrum.

Lad dernæst $AB = S_1$ (Fig. 99) være en Del af Lederen L_1's Overflade, fra hvilken der gaar Kraftlinier til en anden Leder L_2. Vi tænke os alle Kraftlinierne fra Randkurven for S_1 dragne; de ville ramme L_2 i en Kurve, som omslutter et Areal $CD = S_2$. Endelig konstrueres inde i Lederen L_1 den vilkaarlige Flade AEB, som ogsaa gaar gennem Randkurven for AB; paa lignende Maade bestemmes Fladen CFD. Vi betragte nu hele det Rum, der er begrænset af Fladen $EACFDBE$. I dets Overflade er Normalkraften overalt Nul; inde i L_1 og L_2 er der nemlig slet ingen elektrisk Kraft, og Overfladen $ACDB$ tangeres af den elektriske Kraft. Da altsaa Normalkraften er Nul, bliver den af Fladen omsluttede Elektricitetsmængde ogsaa Nul; er der altsaa paa AB en Ladning e_1 og paa CD en Ladning e_2, haves $e_1 + e_2 = 0$, $e_2 = -e_1$. Det samme har Faraday, som det er omtalt S. 282, udtrykt ved at sige, at der paa en Kraftlinies Endepunkter findes lige store Ladninger af modsatte Elektriciteter.

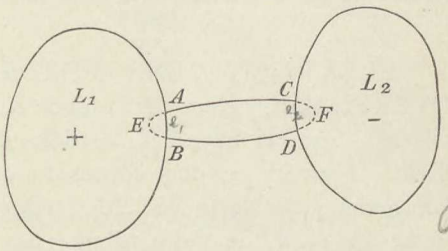


Fig. 99.

Ved Hjælp af Gauss's Sætning kan man finde Størrelsen af den Kraft, der virker paa en Del af en ladet Leders Overflade, hvis hele Ladning er e. Betragte vi den Elektricitetsmængde de, som findes paa Overfladeelementet $AB = dS$ af Lederen L (Fig. 98), saa indses umiddelbart, at denne Elektricitetsmængde vil være paavirket af en frastødende Kraft fra den øvrige Ladning, som er lig $e - de$. Gaar man nu fra Punktet E gennem A til C, forandres den elektriske Kraft meget pludseligt; inden for Overfladen er den nemlig Nul, medens den lige udenfor er N; det er under disse Forhold naturligt at antage, at Kraften, der virker paa en Elektricitetsenhed i A, er lig Middelværdien af Kraften indenfor og udenfor, altsaa at sætte den lig $\frac{1}{2}N$. At det forholder sig saaledes, bekræftes ved nærmere Undersøgelser, hvorpaa her ikke skal gaas ind. Naar nu Overfladetætheden er σ, bliver den Kraft, hvormed Ladningen paa $AB = dS$ drives udad, lig $\frac{1}{2}N\sigma dS$; den paa Fladeenheden virkende Kraft K bliver derfor

$$K = \tfrac{1}{2}N\sigma.$$

Da $4\pi\sigma = N$, haves ogsaa, at

$$K = 2\pi\sigma^2 = \frac{1}{8\pi} N^2.$$

Er Overfladetætheden σ bekendt, kan man altsaa finde, hvilken Bevægelse en Leder, som er overladt til sig selv, vil udføre paa Grund af de elektriske Kræfters Indvirkning.

ELEKTRICITETENS FORDELING PAA EN LEDERS OVERFLADE. Naar en ledende Kugle har en elektrisk Ladning, vil den, som vi have set, fordele sig jævnt over Kuglens Overflade. Herved er dog forudsat, at der ingen Ledere findes i Nærheden; var dette Tilfældet, vilde der finde Fordeling Sted paa dem; de vilde da virke tilbage paa Kuglen, og dens Overfladetæthed vilde da ikke blive konstant. Er Lederen ikke kugleformig, vil Tætheden derimod være mere eller mindre forskellig paa de enkelte Dele af Overfladen. Eksempelvis anføres, at Tætheden paa en Ellipsoides Overflade forholder sig ligefrem som Afstanden fra Ellipsoidens Centrum til Tangentplanet til det betragtede Punkt af Overfladen. Derfor forholde Tæthederne i de tre Aksers Endepunkter sig ligefrem som Aksernes Længder. Vi kunne heraf finde Tætheden i en cirkulær Skives Overflade. En saadan Skive kan tænkes opstaaet ved, at to af Ellipsoidens Akser blive lige store, medens den tredie bliver uendelig lille. Man finder, at Tætheden paa Overfladen af en saadan Skive, hvis Radius er a, i Afstand x fra Skivens Centrum forholder sig omvendt som $\sqrt{a^2 - x^2}$. I Randen selv vilde Tætheden herefter blive uendelig stor; i Virkeligheden er den dog endelig for enhver virkelig Skive, da dennes Tykkelse altid er endelig.

Poisson har bestemt Potentialet af to ledende Kugler, der hver have sin Ladning; er Potentialet bekendt, kan nu den elektriske Kraft tæt uden for Overfladen og altsaa ogsaa den elektriske Tæthed paa samme beregnes. Andre Tilfælde ere undersøgte af Lord *Kelvin*. Blandt de Opgaver, som han har løst, fremtræder følgende. Paa en Kuglekalot vil Tætheden være størst ved Randen; den er endvidere større paa den konvekse end paa den konkave Flade. W. M. Thomson har nu givet Formler, ved Hjælp af hvilke man kan beregne Overfladetætheden i alle Punkter af en saadan Kalot. Her skulle Talværdierne anføres for et vigtigt Tilfælde. Man skal finde Tætheden paa en uendelig tynd Kugleskal (Fig. 100), der for-

oven har en cirkulær Aabning *AB*, hvis Radius er 10°. Afstanden fra *A* til Punktet *C*, der ligger lige over for Aabningen, deles i 6 lige store Dele; Overfladetætheden i dem, begyndende fra det Punkt, der ligger nærmest ved *A*, er angivet i nedenstaaende Tabel.

	Den konvekse Overflade	Den konkave Overflade	En plan Flade
1	2.0040	0.0042	1.8091
2	2.0006	0.0009	1.3416
2	2.0001	0.0004	1.1547
4	2.0000	0.0002	1.0607
5	1.9999	0.0002	1.0142
6	1.9999	0.0001	1.0000

Til Sammenligning er endvidere i Tabellen angivet, hvor stor Overfladetætheden er i de tilsvarende Punkter af en plan cirkulær Skive. Tallene for Kuglen vise, at den elektriske Tæthed i Kuglens Indre er overordentlig lille. Enten man har en hel Kugleskal, eller der er en lille Aabning i Kuglen, kommer derfor i elektrisk Henseende ud paa et.

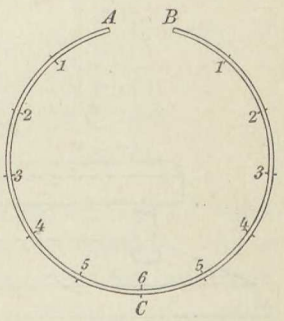


Fig. 100.

Som allerede bemærket viser Beregningen, at Overfladetætheden er uendelig stor i Kanten af en Skive, naar Skivens Tykkelse er uendelig lille. Det samme findes at være Tilfældet med Tætheden i en skarp Kant eller i en Spids. Skønt de Kanter og Spidser, som kunne tilvejebringes, langtfra ere saa fuldkomne, at Teorien helt kan anvendes paa dem, faar man dog i Virkeligheden en meget stor Overfladetæthed paa dem. Derfor bliver den elektriske Kraft i Nærheden af Spidser og Kanter meget stor; som Følge deraf vil der fra dem udgaa en stærk fordelende Virkning; Støvet i Luften vil derfor trække hen til Kanterne, lades med Elektricitet og frastødes; dette iagttages navnlig ofte ved Spidser, som derfor give Anledning til, at Lederen mister sin Ladning. Endnu hurtigere sker dette, naar Legemet er saa stærkt ladet med Elektricitet, at der finder en Udladning Sted fra Spidsen.

Coulomb har maalt Elektricitetens Tæthed paa Overfladen af Ledere af forskellig Form. Han brugte dertil den saakaldte Prøveskive, et tyndt Metalblad, der er befæstet til den ene Ende af en Skellakstang. Man berører den ladede Flade med Prøveskiven og

maaler Ladningen, som Prøveskiven har modtaget, ved Snovægten. I de Tilfælde, i hvilke man kan beregne Fordelingen, har Coulombs Forsøg vist tilfredsstillende Overensstemmelse med Teorien.

LUFTKONDENSATOR, KAPACITET. Den nu almindelig anvendte, af *R. Kohlrausch* angivne Kondensator, er fremstillet i Fig. 101. Den bestaar af to plane og cirkulære Metalskiver, der bæres af Glasfødder. Disse kunne forskydes hen ad en vandret

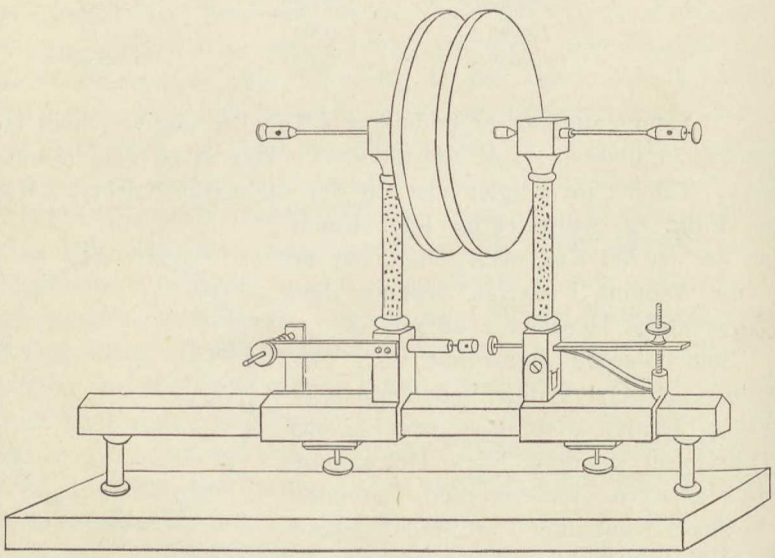


Fig. 101.

Maalestok, saaledes at man kan variere Kondensatorpladernes Afstand. Endvidere er der sørget for, at den ene af Skiverne kan drejes om en vandret, den anden om en lodret Akse, hvorved det er muligt at faa dem til at være parallelle.

Kondensatoren selv er fremstillet i Gennemsnit i Fig. 102. Vi sætte Pladen II i ledende Forbindelse med Jorden, medens vi meddele I en positiv Ladning. I Luftrummet $ABDC$ vil der findes Kraftlinier, som i nogen Afstand fra Randen ville være retlinede. Naar dette er Tilfældet, bliver den elektriske Kraft i Mellemrummet konstant; vi ville kalde den N; den er rettet fra I til II. Er Pladernes Afstand a, følger af Potentialets Definition, at I maa have Potentialet

$$V = Na.$$

Overfladetætheden σ paa I er da bestemt ved, at

$$\sigma = \frac{N}{4\pi}.$$

Paa II bliver Overfladetætheden $-\sigma$. Heraf følger, at

$$\sigma = \frac{V}{4\pi a}.$$

Naar Kondensatorens Plader ere meget nær hinanden, vil man uden at begaa stor Fejl kunne anvende denne Betragtningsmaade paa hele Fladen AB; da endvidere den Elektricitetsmængde, som findes paa den udad vendte Flade EF kun er ringe i Sammenligning med den, der findes paa AB, kan hele Ladningen Q, som findes paa I udtrykkes ved

$$Q = \pi R^2 \sigma = \frac{R^2 V}{4a},$$

idet R er Skivernes Radius.

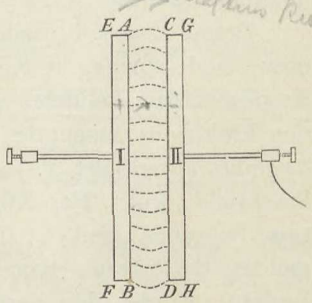


Fig. 102.

Kondensatorpladerne ville tiltrække hinanden med en Kraft, som under de gjorte Forudsætninger beregnes saaledes. Det er bemærket ovenfor, at Kraften, der virker paa en Elektricitetsenhed, som findes paa en ladet Leders Overflade, er Middelværdien af de elektriske Kræfter paa begge Sider af Fladen; denne Kraft er altsaa lig $\frac{1}{2}N$. Da hele Ladningen paa Kondensatoren er sat lig Q, bliver den søgte Kraft X altsaa lig $\frac{1}{2}NQ$ eller

$$X = \frac{R^2 V}{4a} \cdot \frac{V}{2a} = \frac{R^2 V^2}{8a^2}.$$

Af Udtrykket for Q ses, at en Luftkondensator kan optage meget store Elektricitetsmængder, naar Pladerne bringes tæt til hinanden, idet a derved bliver meget lille. Til Sammenligning kan bemærkes, at der til at give en Kugle med Radius R, som er i stor Afstand fra andre Legemer, en Spænding V, behøves en Ladning e, som bestemmes af

$$V = \frac{e}{R}.$$

Heraf ses, at Forholdet mellem de Ladninger, som Kondensatoren og Kuglen kunne optage, bliver

$$Q:e=\frac{R^2V}{4a}:RV=\frac{R}{4a}.$$

Det er altsaa let at give en Kondensator en Ladning, der er 100, ja 1000 Gange større end den, som Kuglen kan optage, skønt begge have samme Potential. Dog maa det bemærkes, at dette kun gælder, naar Potentialet er lavt; med høje Potentialer kan Kondensatoren udlades, idet der springer en elektrisk Gnist over imellem Pladerne.

Denne Forskel mellem Kondensatoren og Kuglen udtrykkes ogsaa ved at sige, at Kondensatoren har en større Kapacitet end Kuglen. Man definerer gerne Kapaciteten ved at sætte den lig den Elektricitetsmængde, som udfordres for at give det betragtede Legeme Potentialet 1, naar alle omgivende Ledere holdes ved Potentialet Nul. For Kuglens Vedkommende bliver Kapaciteten, som betegnes med C, lig Kuglens Radius, altsaa $C=R$. Dog gælder dette kun, naar Kuglen er langt borte fra alle andre Ledere. Findes den derimod midt i et kugleformet Hulrum med Radius R^1, have vi set, at Potentialet V, som Ladningen e kan give den indre Kugle, er

$$V=\frac{e}{R}-\frac{e}{R^1};$$

i dette Tilfælde er Kapaciteten

$$C=\frac{e}{V}=\frac{RR^1}{R^1-R};$$

Kapaciteten kan altsaa blive stor, ved at Kuglernes Afstand formindskes.

Derimod er Kondensatorens Kapacitet

$$C=\frac{Q}{V}=\frac{R^2}{4a}.$$

Dette gælder dog som sagt kun med Tilnærmelse.

ELEKTROSKOPET. Det almindelige Elektroskop er fremstillet i Fig. 103. Vi ville antage, at det indeholder to Aluminium-

blade, som have Længden l og Bredden b. Man meddeler det en vis Ladning, hvorved Bladenes Potential bliver V, medens Belægningerne paa Glassets Inderside ere afledede til Jorden og altsaa have Potentialet Nul. Fra begge Blade gaa der da Kraftlinier til Belægningerne; disse kunne, naar Afstanden d til Belægningerne er lille, og Bladenes Udslag 2α ogsaa er en lille Vinkel, betragtes som parallelle. Vi have da, at den elektriske Kraft N er bestemt ved Ligningen $V = Nd$. Paa en Fladeenhed af et

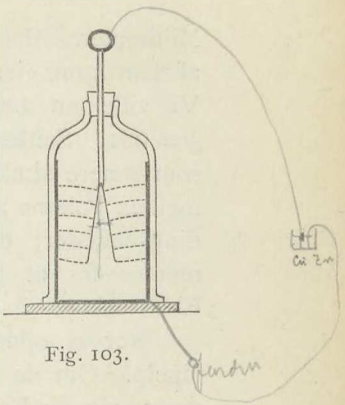


Fig. 103.

af Bladene virker da Kraften $\frac{1}{8\pi} N^2 = V^2/8\pi d^2$. Momentet, hvormed denne Kraft søger at dreje Aluminiumbladet, er da tilnærmelsesvis

$$\frac{V^2 lb}{8\pi d^2} \cdot \frac{l \cos \alpha}{2} = \frac{V^2 l^2 b \cos \alpha}{16\pi d^2}.$$

Er g Tyngdekraftens Acceleration, ϱ Bladets Vægtfylde og c dets Tykkelse, bliver det Moment, hvormed Tyngden drager det tilbage til Hvilestillingen

$$lbc\varrho g \cdot \frac{l \sin \alpha}{2} = \tfrac{1}{2} l^2 bc\varrho g \sin \alpha.$$

Naar Bladene ere i Ligevægt, maa disse to Momenter være lige store; man faar da

$$\frac{V^2 l^2 b \cos \alpha}{16\pi d^2} = \tfrac{1}{2} l^2 bc\varrho g \sin \alpha.$$

Idet α her antages at være en lille Vinkel, kan man sætte $\cos \alpha = 1$ og $\sin \alpha = \alpha$; man faar da, at

$$V = d\sqrt{8\pi\varrho g c\alpha}.$$

Maales Afstanden 2δ mellem Aluminiumbladenes nederste Rande, bliver $l\alpha = \delta$, Udtrykket for Potentialet bliver da

$$V = d\sqrt{\frac{8\pi\varrho g c\delta}{l}}.$$

For at faa en Forestilling om dette Apparats Følsomhed, ville vi søge det Potential, der udfordres, for at Udslaget skal blive to

Millimeter. Man har Blade saa tynde, at en Kvadratcentimeter af dem kun vejer $\frac{1}{8}$ mgr., Tykkelsen er altsaa, da $\varrho = 2.6$, $^1/_{2000}$ mm. Vi ville nu antage, at $d = 2$ cm., $\varrho c = {}^1/_{8000}$ gr., $l = 5$ cm. og $g = 981$. Sættes endvidere $\delta = 0.1$ cm., faas $V = 0.5$. Af Forsøg, som senere skulle omtales, fremgaar det, at Spændingsforskellen mellem Polerne af Daniells Element er 0.0037 elektrostatiske Spændingsenheder; der behøves altsaa $0.5/0.0037 = 135$ saadanne Elementer for at frembringe et Udslag af 2 mm. paa et saadant Elektroskop.

For at opnaa større Følsomhed tages Luftkondensatoren til Hjælp. Om de Resultater, der kunne opnaas derved, kan man danne sig en Forestilling paa følgende Maade. Vi sætte Kondensatorens ene Plade i Forbindelse med Jorden, medens den anden lades til Potentialet V_0. Den indeholder da en Ladning $Q = CV_0$, hvor C, Kondensatorens Kapacitet, naar Pladernes Afstand er lille, kan sættes lig $R^2/4a$. Altsaa er

$$Q = \frac{R^2 V_0}{4a}.$$

Nu borttages den Plade, som før var afledet til Jorden; Potentialet faar da en forholdsvis meget stor Værdi, som vi kalde V. Man har ad teoretisk Vej fundet, at Kapaciteten af en cirkulær Plade med Radius R under disse Omstændigheder er $\frac{2R}{\pi}$; altsaa bliver

$$Q = \frac{2R}{\pi} V.$$

Man faar altsaa

$$V = \frac{R\pi}{8a} V_0.$$

Er f. Eks. $R = 10$ cm., $a = 0.1$ cm. faas, at $V = 39\, V_0$; et Udslag paa 2 Millimeter paa Elektroskopet vil altsaa kunne frembringes af 135/39 eller af 3.5 Daniellske Elementer. Ved at gøre Kondensatorpladernes Afstand mindre, kan Elektroskopets Følsomhed blive endnu langt større. Vil man have, at Kondensatoren skal gøre saa stor Virkning som muligt, maa dens Plader bringes meget tæt op til hinanden; for at sikre sig mod, at de skulle berøre hinanden, kan man først overtrække dem med et tyndt Lag Fernis og derpaa lade dem berøre hinanden. Man har da det af *Volta* konstruerede Kondensatorelektroskop; det bestaar af et almindeligt Elektroskop, hvis Knap er erstattet af en vandret, foroven

plansleben og ferniseret Messingplade. En lignende Messingplade, der er forsynet med et isolerende Haandtag, har sin underste Flade plansleben og ferniseret. Stilles disse to Plader oven paa hinanden, danne de en Kondensator. Dette Apparat anvendes ganske paa samme Maade som det foran beskrevne.

BOHNENBERGERS ELEKTROSKOP. Til Paavisning af meget smaa elektriske Spændinger har man længe anvendt et af *Bohnenberger* opfundet Apparat, som er skematisk fremstillet i Fig. 104. Det bestaar af en Kondensator AB, imellem hvis Plader der hænger et Guld- eller Aluminiumblad E, som er befæstet til en isoleret Leder C. Kondensatoren x) er forbunden med Polerne af en *Zambonis* Støtte; derved fremkommer der en vis Spændingsforskel V_0 imellem A og B. Naar Midten af Støtten D er i ledende Forbindelse med Jorden, vil Pladen A faa Spændingen $+\frac{V_0}{2}$; medens B faar Spændingen $-\frac{V_0}{2}$; hænger Bladet E da midt imellem dem, og er det ogsaa i Forbindelse med Jorden, saa vil det være i Ligevægt i denne Stilling. Giver man derimod C og dermed E et Potential V, vil Ligevægten forstyrres; er V positiv, vil E bevæge sig imod B. Med samme Tilnærmelse som den, hvormed Elektroskopets Udslag beregnedes, har man da, idet $BE = AE = d$, at den elektriske Kraft N_1 imellem E og B er lig

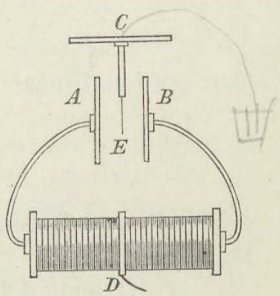


Fig. 104.

$$N_1 = \frac{V - \left(-\frac{V_0}{2}\right)}{d} = \frac{\frac{1}{2}V_0 + V}{d}$$

og er rettet fra E til B. Imellem A og E vil den elektriske Kraft være

$$N_2 = \frac{-\frac{1}{2}V_0 + V}{d}.$$

Enhver Fladeenhed af E drages da henimod B med Kraften $N_1^2/8\pi$, medens Kraften $N_2^2/8\pi$ drager den imod A. E vil derfor gaa over imod B, og den Kraft, hvormed dette sker, henført til Fladeenheden, bliver altsaa

x) Voltastøtte

$$\frac{N_1^2 - N_2^2}{8\pi} = \frac{(\frac{1}{2}V_0 + V)^2 - (\frac{1}{2}V_0 - V)^2}{8\pi d^2} = \frac{2VV_0}{8\pi d^2}.$$

Udslaget α faas da paa samme Maade som ovenfor at være bestemt ved

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{2VV_0}{8\pi d^2} / \varrho c g.$$

Bevæger den nederste Kant af E sig et Stykke δ henimod B, og er Længden af E lig l, kan man sætte $\operatorname{tg}\alpha = \delta/l$, og man faar altsaa, at

$$V = d^2 \frac{8\pi\varrho g c \delta}{2lV_0}.$$

Man ser heraf, naar de samme Talværdier benyttes som foran, at

$$V = \frac{0.5^2}{2V_0} = \frac{0.125}{V_0}$$

er det Potential, som E maa have, for at Udslaget skal blive en Millimeter.

Af det almindelige Udtryk for V ser man, at Bohnenbergers Apparat egner sig godt til Maaling af elektriske Potentialer. Til dette Brug er det især anvendt af *Hankel*. Han aflæste Udslaget af Bladet E ved Hjælp af Mikroskop; endvidere erstattede han Zambonis Støtte med et Voltask Bægerapparat, som gav en konstantere Spændingsforskel V_0 mellem Kondensatorens Plader. Sættes denne Spændingsforskel lig den, som 100 Daniellske Elementer kunne give, haves, efter Lord Kelvin, at $V_0 = 100 \cdot 0.0037 = 0.37$. Indsat i ovenstaaende Udtryk for V giver dette $V = 0.125/0.37 = 0.34$, som altsaa er den Spænding, E maa have for at give et Udslag af 1 mm. Da Aflæsningen her sker med Mikroskop, hvorved Udslag paa 0.01 mm. kunne iagttages, indser man, at dette Apparat er særdeles brugeligt til Maaling af smaa Potentialer.

Bohnenbergers Elektroskop udmærker sig fremfor det almindelige Elektroskop ikke alene ved sin større Følsomhed, men ogsaa derved, at Udslagene ere proportionale med Potentialet; eftersom det gaar til den ene eller den anden Side, er Potentialet positivt eller negativt. Anvendes derimod det sædvanlige Elektroskop, udfordres der et særligt Forsøg for at bestemme Potentialets Fortegn.

KVADRANTELEKTROMETRET. Til Maaling af Potentialdifferenser anvendes nu i Reglen det saakaldte Kvadrantelektrometer, som er konstrueret af Lord *Kelvin*. Det bestaar i Hovedsagen af en Metalæske, der er delt i fire lige store Dele A, B, C og D (Fig. 105), de saakaldte Kvadranter, som bæres af Glasfødder. Inde i den hænger en tynd Plade EE, Viseren, af Aluminium ved to Silkespind aa (Fig. 106), hvis indbyrdes Afstand er meget lille. Fra Aluminiumbladet gaar en Platintraad b ned i et Glas FF med Svovlsyre, FF er udvendig beklædt med Stanniol; dette er afledet til Jorden. Gennem Traaden C lades Svovlsyren til en vis Spænding V_0. Hele Apparatet er indesluttet i en Metalkasse, der er forsynet med et Vindue, lige over for det med Aluminiumbladet EE fast forbundne Planspejl S. Man lader Lyset fra en snæver Spalte falde paa Spejlet; det tilbagekastede Lys samles af en Linse, der danner et Billede af Spalten. Dette Billede opfanges af en Maalestok. Enhver Drejning af Spejlet vil da bringe Lysbilledet til at bevæge sig henad Inddelingerne, og man kan saaledes maale Spejlets Drejning. Oftere anvendes dog Spejlaflæsning med Kikkert og Maalestok. Ved Brugen af dette Apparat gaar man frem paa følgende Maade. Kvadranterne A og C forbindes med Kobbertraad; paa samme Maade forbindes B og D; endvidere indstilles Viseren saaledes, at dens Længderetning er parallel med Spalten, der adskiller A og D fra B og C. Fra A og B føre Ledninger hen til et Par isolerede Klemskruer, som kaldes Elektrometrets Poler. Naar de nu forbindes med hinanden, faa alle Kvadranterne samme Potential, og den elektriske Kraft i det Hulrum, de omslutte, er da Nul; Viseren vil altsaa ikke være paavirket af nogen elektrisk Kraft. Vi tænke os nu, at A og C have Potentialet V_1, medens B og D have Potentialet V_2, hvor V_1 er større

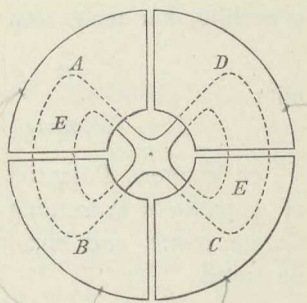


Fig. 105.

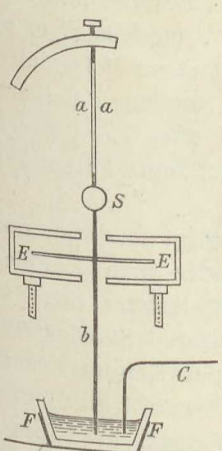


Fig. 106.

end V_2. De først nævnte Kvadranter ville da være positive i Forhold til de sidst nævnte; er Viserens Ladning positiv, saa vil den derfor dreje sig i Retning fra A til B. Vinklen, som Viseren maa dreje sig for at komme i Ligevægt, kaldes α. Naar Vinklen α er lille, har man, som Lord Kelvin har vist, at

$$\alpha = c(V_0 - V_2)^2 - c(V_0 - V_1)^2$$

eller

$$\alpha = c(V_1 - V_2)(2V_0 - V_1 - V_2);$$

V_0 er Viserens Potential, c en Konstant, hvis Størrelse afhænger af Apparatets Indretning. I Reglen er Viserens Potential V_0 mange Gange større end Kvadranternes Potentialer V_1 og V_2; man kan da sætte

$$\alpha = 2c(V_1 - V_2)V_0.$$

Udslaget bliver altsaa proportional med Forskellen mellem Kvadranternes Potentialer, naar man blot sørger for, at Naalens Potential holdes konstant.

Kvadrantelektrometret tjener til at sammenligne Potentialer. Man forbinder først A og B hver med sin Pol af et Batteri, f. Eks. et eller flere Daniellske Elementer, og faar deraf at vide, at et Daniells Element frembringer et vist Udslag α_0. Derefter forbindes A med det Legeme, hvis Potential skal findes, medens B er afledet til Jorden; lad Udslaget nu være α. Det søgte Potential er da α/α_0 Gange større end Spændingsforskellen mellem Polerne af Daniells Element. Da denne Spændingsforskel efter Lord Kelvin i absolut elektrostatisk Maal er 0.0037, bliver det søgte Potential V lig $0.0037\ \alpha/\alpha_0$.

For at disse Maalinger skulle give et nøjagtigt Resultat, maa Viserens Potential V_0 ikke forandre sig. Lader man Leidnerflasken FF til et vist Potential V_0 og derefter isolerer den, vil dens Ladning tabe sig mer eller mindre hurtigt. Svovlsyren i Glasset forhindrer Fugtighed fra at sætte sig paa Glassets Rand; men der vil alligevel altid gaa nogen Elektricitet tabt til Luften. Under gunstige Forhold har Lord Kelvin fundet, at Tabet i Spændingen V_0 ikke oversteg 1 % i Døgnet. Sikrest er det dog at forbinde Svovlsyren i FF med den ene Pol af et konstant galvanisk Batteri, hvis anden Pol er afledet til Jorden.

Kvadrantelektrometret er nærmest beregnet paa Maaling af smaa Potentialer; man kan dog ogsaa maale store Potentialer med det. Dertil kan man anvende to isolerede Ledere, f. Eks. to

Kugler, der staa paa Glasfødder. Den ene Kugle forbindes med Kvadranterne A og C, medens den anden forbindes med Legemet, som skal undersøges. Efter som Afstanden mellem Kuglerne bliver større eller mindre, vil Udslaget aftage eller vokse, saaledes at man altid kan faa Udslaget formindsket, saa meget man ønsker.

LORD KELVINS ABSOLUTTE ELEKTROMETER. De Apparater, som ere beskrevne i det foregaaende, kunne i det højeste tjene til at sammenligne forskellige Potentialer; ingen af dem angiver Potentialets absolutte Størrelse. For at maale Potentialet i absolut Maal har man anvendt Vejning. Vi kunne f. Eks. tænke os Maalingerne udførte paa følgende Maade. Den almindelige Skaal paa en Vægt erstattes af en plan Plade A, som hænger vandret. Under den anbringes en anden vandret Plade B, som er isoleret. De to Plader danne da en Luftkondensator. Er nu A i ledende Forbindelse med Jorden, medens B har Potentialet V, og er Pladernes Afstand a lille i Sammenligning med deres Udstrækning, bliver den elektriske Kraft N, som virker mellem dem, lig V/a. Vi have da, idet Pladerne have Arealet S, at den Kraft, der tiltrækker Skaalen A, er

$$\frac{SN^2}{8\pi} = \frac{SV^2}{8\pi a^2}.$$

Holdes denne Kraft i Ligevægt ved at lægge p Gram paa den anden Skaal, haves

$$pg = \frac{SV^2}{8\pi a^2}, \quad V = a\sqrt{\frac{8\pi pg}{S}}.$$

Der er dog flere Omstændigheder, som bevirke, at denne Metode ikke kan give nøjagtige Resultater, navnlig vil Elektricitetens Tæthed være større i Nærheden af Randen. Disse Ulæmper har Lord *Kelvin* undgaaet paa følgende Maade.

I hans Apparat danner Pladen A en Del af Bunden af en cylindrisk Metalkasse CC. Imellem A og CC er der et cirkulært Mellemrum, omtrent $^1/_2$ mm. bredt. Her vil der ingen Elektricitet findes paa den opadvendte Side af A, og den elektriske Tæthed paa dens nedadvendte Side vil paa det allernærmeste være konstant, saaledes at ovenstaaende Formel virkelig kan finde Anvendelse. For øvrigt kunne Maalingerne udføres paa to Maader. Man

kan ligesom foran bestemme den Kraft, der behøves for at holde Underfladen af A i Flugt med Underfladen af C; dette kan enten ske ved Vejning eller, hvad der er bekvemmere, ved at befæste den øverste Ende af D til en dobbelt Fjeder, der har samme Form som den, der almindelig anvendes til Kraftmaaling. D fæstes da til den nederste Del af denne, medens dens øverste Del kan hæves eller sænkes ved Hjælp af en Skrue. Man bestemmer da ved foreløbige Forsøg Spændingen, som Fjederen frembringer, naar den aabnes mere og mere, og man kan da af Skruens Omdrejninger finde Trækket p, som udøves paa A. Man kan ogsaa indrette sig paa den Maade, at A er løftet lidt op af en Fjeder; naar nu B lades, vil A drages nedad, og man forskyder nu B, indtil A er kommen i den rette Stilling, saaledes at Underfladerne af A og CC ere i samme vandrette Plan. Man har da kun en Gang for alle at bestemme den Vægt, som maa lægges paa A, for at bevirke det samme, naar A og B have samme Potential.

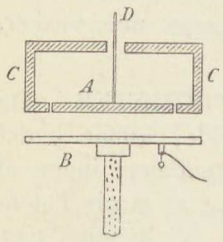


Fig. 107.

Lord Kelvin har benyttet det absolutte Elektrometer til at bestemme Spændingsforskellen mellem Polerne af et Daniells Element. Forbandtes B med den ene Pol af et Batteri af saadanne Elementer, medens A og CC stode i Forbindelse med Batteriets anden Pol, fandtes, at Tiltrækningen, som 1000 Elementer kunde frembringe, vilde være lig Vægten af 5.7 Gram, hvis Pladen A havde haft et Areal af 1 Kvadratdecimeter, og Afstanden mellem A og B havde været 1 Millimeter. Sættes nu i ovenstaaende Udtryk for V, $a = 0.1$, $p = 5.7$, $g = 981$ og $S = 100$, findes Spændingsforskellen imellem Batteriets Poler at være 3.7; for et enkelt Element faas altsaa Spændingsforskellen 0.0037. Som Enhed for Potential bruges i Galvanismen almindelig en Volt; med denne Enhed er Daniells Elements Spændingsforskel, eller, som den almindelig kaldes, Elementets elektromotoriske Kraft 1.1; altsaa er en Volt i elektrostatisk Maal lig $0.0037/1.1 = 0.0034$ eller omtrent $^1/_{300}$. Den elektrostatiske Enhed for Potential er altsaa omtrent 300 Volt.

MAALING AF KAPACITETER. *Cavendish* er den første, der har gjort nøjagtige Forsøg for at finde, hvor stor den Elek-

tricitetsmængde er, som udfordres for at give en isoleret Leder et vist Potential. Han ladede to Leidnerflasker A_1 og A_2 samtidig fra samme Elektricitetskilde, medens deres ydre Belægninger vare afledede til Jorden. Derpaa isoleredes A_2 og dens indre Belægning afledes til Jorden. Under disse Omstændigheder vil den indre Belægning af A_1 og den ydre Belægning af A_2 meget nær have lige store, men modsatte Potentialer. For nu at prøve, om to Legemer B_1 og B_2 behøve lige megen Elektricitet for at lades til samme Potential, forbandt han B_1 med den indre Belægning af A_1, og B_2 med den ydre Belægning af A_2, hvorved den første fik en positiv, den sidste en negativ Ladning. Derefter forbandtes B_1 og B_2 samtidig ved meget lange og fine Metaltraade med et Elektroskop. Hvis de begge indeholde lige store Ladninger, vil Elektroskopet intet Udslag give; Kapaciteten er da den samme for begge; fremkommer der et Udslag med positiv Elektricitet, vil B_1 have en større Kapacitet end B_2; er negativ Elektricitet derimod til Stede i Overskud, har B_2 haft den største Kapacitet. For at finde Forholdet mellem to ulige store Kapaciteter B_1 og B_2, sammenlignede han dem hver for sig med et Legeme med variabel Kapacitet. Et saadant erholdt han ved at tage to lige store kvadratiske Tinplader med Sidelinie a. Lægges de ovenpaa hinanden, danne de en enkelt Plade, hvis Kapacitet han kaldte a. Forskydes den ene Plade, saaledes at de danne et Rektangel med Siderne a og b, antog han, at deres Kapacitet var lig Sidelinien i et Kvadrat med samme Areal, altsaa lig $\sqrt{ab}$.

Paa denne Maade sammenlignede han Kapaciteterne af Legemer af samme Form og Størrelse, men af forskelligt Stof. Dertil brugte han kvadratiske Glasplader, alle med Sidelinierne lig 30.5 cm. Disse Plader, helt bedækkede med de i nedenstaaende Tabel anførte Stoffer, havde Kapaciteter, som, maalt med en vilkaarlig Enhed, ere angivne ved de vedføjede Tal.

Guldblad	11.89
Stanniol	11.59
Indtørret Gummiopløsning	12.12
Samme, blandet med Kogsalt	11.99
Kulpulver, blandet med lidt Gummivand	11.91
Vand med lidt Gummi	11.84

Heraf kan man slutte, at Kapaciteten er uafhængig af Stoffet.

Cavendish har ogsaa sammenlignet Kapaciteten af Legemer med forskellig Form med en Kugles Kapacitet; da man imidlertid

nu er i Stand til at beregne Kapaciteten med stor Nøjagtighed, have disse Forsøg væsentlig kun den Betydning, at de vise, hvor omhyggeligt udførte og hvor nøjagtige hans Maalinger have været.

I det elektrostatiske System er, som det er vist S. 296, Kapaciteten af en Kugle med Radius R lig R. Kapaciteten C af en cirkulær Skive med Radius R er $\frac{2}{\pi} R$ eller 0.637 R. Kuglens Kapacitet er altsaa 1.571 Gange saa stor som Skivens, naar begge Radier ere lige store; Cavendish fandt for dette Forhold Værdien 1.57. Kapaciteten af en kvadratisk Skive med Sidelinie a er efter Maxwell 0.3607 a; den forholder sig altsaa til Kapaciteten af en Kugle med Diameter a ligesom 0.3607 $a : \frac{a}{2}$, hvilket Forhold er lig 0.7214. I Stedet derfor fandt Cavendish 0.75.

Det er let at bestemme Kapaciteten af et isoleret Legeme, naar man har et Kvadrantelektrometer. Først findes Elektrometrets egen Kapacitet C_0. Dette sker ved at give Elektrometret eller rettere det ene Kvadrantpar en Ladning Q; der iagttages da et Udslag α. Derpaa forbindes Elektrometret med en Leder, hvis Kapacitet C er bekendt, f. Eks. en Kugle eller en cirkulær Skive. Idet en Del af Ladningen nu gaar over paa et andet Legeme, bliver Potentialet mindre; lad det nye Udslag være β. Da Udslaget er proportional med Potentialet, kunne de til Udslagene α og β svarende Potentialer sættes lige store med αv og βv. Man har da, at

$$Q = C_0 \alpha v$$

og

$$Q = C_0 \beta v + C \beta v.$$

Heraf findes Elektrometrets Kapacitet C_0, nemlig

$$C_0 = C \frac{\beta}{\alpha - \beta}.$$

Er C_0 funden, kan man igen, ved at bruge samme Fremgangsmaade, finde Kapaciteten af et hvilket som helst Legeme; dets Kapacitet C bliver

$$C = C_0 \frac{\alpha - \beta}{\beta}.$$

Ogsaa ved Hjælp af et følsomt Galvanometer kunne Kapaciteter maales. Man lader de to Legemer, hvis Kapaciteter C_1 og C_2 skulle sammenlignes, til det samme Potential V, f. Eks. ved samtidig at forbinde dem med et ladet Legeme eller med den

ene Pol af et Akkumulatorbatteri, hvis anden Pol afledes til Jorden. Derpaa udlades de igennem Galvanometret; faas derved Udslagene α og β, haves

$$\frac{C_1 V}{C_2 V} = \frac{\alpha}{\beta} = \frac{C_1}{C_2}.$$

Disse Metoder kunne anvendes, naar det kun er smaa Kapaciteter, der skulle maales. Man har ofte, navnlig i Telegrafien, Brug for Ledninger og Apparater, der have meget stor Kapacitet. For disse anvender man som Enhed Mikrofaraden, som er Kapaciteten af en Kugle, hvis Radius er 9000 Meter eller 9.10^5 cm. Til Maaling af saa store Kapaciteter benyttes Glimmerkondensatorer, der ere dannede af Lag, afvekslende af Glimmer og Stanniol. Det første, tredje, femte osv. Stanniolblad forbindes; ligeledes det andet, fjerde, sjette osv. Man har paa denne Maade Stabler, der have Kapaciteten 0.1, 0.2, 0.5, 1, 2 . . Mikrofarad. Ogsaa Luftkondensatorer anvendes. De kunne dannes af forsølvede Glasplader, adskilte ved smaa Stykker Glimmer eller Glas. Deres Kapacitet kan beregnes paa samme Maade som Kapaciteten af den almindelige Luftkondensator.

POTENTIAL I ISOLATORER. Vi have defineret en god Leders Potential ved at sætte det lig Arbejdet, som de elektriske Kræfter udføre, naar en Enhed af positiv Elektricitet bringes fra Lederen til Jorden. Potentialet i Isolatorer defineres nu paa samme Maade, og for saa vidt har Sagen ingen Vanskelighed; en saadan fremkommer derimod, naar en Maaling af Potentialet skal foretages. Det er klart, at det ikke kan føre til noget at gaa frem paa den sædvanlige Maade; en ledende Traad, der fra et Elektrometer fører hen til det betragtede Punkt i Isolatoren, vil overalt have samme Potential, og Elektrometret giver os i dette Tilfælde ingen som helst Oplysning om Potentialet ved Lederens Endepunkt. For at maale Potentialet er det derfor nødvendigt at bringe en isoleret Leder hen til det Punkt, hvor Maalingen skal finde Sted. For at se, hvilken Virkning dette vil have, antage vi, at AB og CD (Fig. 108) ere to vandrette Planer, den første har Potentialet Nul, den anden Potentialet V_1. Imellem dem ville de ækvipotentiale Flader være vandrette Planer, medens Kraftlinierne ere lodrette Linier. Nu tager man en lille isoleret Metalkugle K, som først har været bragt ind i et Metalkar, der næsten helt er lukket. Naar Kuglen da har berørt Karrets indre Væg, vil der ingen

Ladning findes paa den. Bringer man Kuglen ind i det betragtede Rum, saaledes at dens Centrum ligger i et vandret Plan EF, hvor Potentialet er V, saa vil der ske en Fordeling i den; dens øverste Del vil faa en negativ Ladning $-q$, dens nederste Del en positiv Ladning $+q$. Den vil under disse Omstændigheder faa samme Potential V som Niveaufladen EF; tænker man sig nemlig, at en Elektricitetsenhed bevæger sig fra E hen til Kuglen, saaledes at den hele Tiden befinder sig paa Niveaufladen EF, ville de fordelte Elektricitetsmængder $+q$ og $-q$ virke paa den med en Kraft, der bestandig vil staa lodret paa Niveaufladen, altsaa ogsaa paa Bevægelsens Retning; da der saaledes intet Arbejde udfordres til at bevæge en Elektricitetsmængde fra E hen til Kuglen, bliver Potentialet lige stort begge Steder. Nu tænke vi os, at Kuglen sættes i ledende Forbindelse med Jorden, hvorved dens Potential bliver Nul. Gennem Ledningen vil der da strømme en Elektricitetsmængde e hen til Kuglen, og den vil udbrede sig jævnt over Kuglens Overflade. Idet vi nu antage, at Punktet E's Afstand fra Kuglen er mange Gange større end Kuglens Radius R, kunne vi finde Udtryk for Kuglens Potential ved at tænke os, at en Elektricitetsenhed først bevæger sig fra A til E, derefter fra E til Kuglen. Til at bevæge en Elektricitetsenhed fra A til E medgaar Arbejdet V, til at bevæge den fra E til Kuglen medgaar Arbejdet e/R; vi finde altsaa, at Kuglens Potential er $V+e/R$; men tillige vide vi, at Kuglens Potential er Nul; altsaa bliver

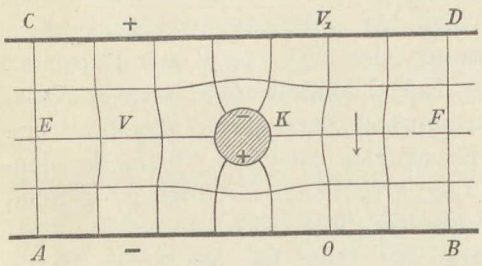


Fig. 108.

$$V+\frac{e}{R}=0;\quad V=-\frac{e}{R}.$$

Bringes Kuglen dernæst ind i et Værelse, hvis Vægge have Potentialet Nul, vil den faa et Potential V', som kan maales ved Hjælp af Elektrometret; da i dette Tilfælde $V'=e/R$ faas, at $V=-V'$.

For at finde Potentialet i en Isolator, gaar man altsaa frem paa følgende Maade. Man anbringer en lille ledende Kugle, som hænger i en Silketraad, paa det Sted, hvor Potentialet skal maales,

(og forbinder den et Øjeblik ved en meget fin Metaltraad med Jorden. Derpaa bringes Kuglen med sin Ladning ind i et Rum, hvis Vægge have Potentialet Nul; finder man, at Kuglen nu har Potentialet V', saa er det søgte Potential V lig $-V'$.)

Endnu bedre er det dog at benytte en anden Fremgangsmaade, som er angiven af Lord *Kelvin*. Vi tænke os, at man vil finde Potentialet i Luften. Inde i et Værelse opstilles en isoleret Vandbeholder, som staar i ledende Forbindelse med et Elektrometer; fra Beholderen fører et snævert Rør ud gennem et Hul i Muren; af Rørets Aabning falder Vandet draabevis ud. Er Luftens Potential mindre end Vandets, saa vil enhver Draabe, lige inden den falder, faa en positiv Ladning e, medens Vandbeholderen faar den tilsvarende Ladning $-e$; Draaben falder derpaa med sin Ladning; en ny Draabe dannes, som atter medfører en positiv Ladning, medens Beholderen paa ny faar negativ Elektricitet. Paa denne Maade vil Forskellen mellem Luftens og Beholderens Potential bestandig aftage, og de ville tilsidst blive lige store; Elektrometret angiver da Potentialet i Luften.

Det Princip, som ligger til Grund herfor, har forøvrigt tidligere været anvendt i andre Former; hvis man saaledes et Steds i Luften anbringer en lille Flamme, som staar i ledende Forbindelse med et Elektrometer, vil Flammen lade sig paa samme Maade som Draaberne i Lord Kelvins Apparat; Forbrændingsprodukterne ville da føre Elektriciteten med sig, fordi de, idet de afkøles, miste Ledningsevnen, saa at der ikke kan finde nogen Tilbagestrømning Sted.

For at se om det virkelig er muligt paa denne Maade at bringe en isoleret Leder paa samme Potential som den omgivende Luft, har *Pellat* anstillet nogle Forsøg. I et Værelse ophængtes en meget stor isoleret Metalplade, som afvekslende forbandtes med Jorden eller med et galvanisk Batteri, hvorved Pladens Potential blev 100 Volt. Tæt ved Pladen stilledes Udløbsaabningen for Vandet; et Elektrometer angav Potentialet. Pellat fandt, at Elektrometret først efter 6 Minutters Forløb naaede et Potential af 80 Volt, naar Draaberne dannedes saa hurtigt, at der i 12 Timer forbrugtes 8 Liter Vand. Med et Forbrug af 12 Liter Vand i samme Tid var Potentialet derimod allerede naaet til 100 Volt i 5 Minutter. Man ser heraf, at Lord Kelvins Metode kan give paalidelige Resultater, men Apparatet virker langsomt. En Flamme virker langt hurtigere; Pellat fandt, at en Gasflamme, der brænder ud af et

isoleret Metalrør, næsten øjeblikkelig fik Pladens Potential. Hvor forsigtig man maa være ved Iagttagelser efter denne Metode fremgaar forøvrigt bedst af *Exners* Iagttagelser; under de af ham anvendte Betingelser iagttoges, at en Flamme gav den rigtige Værdi for Potentialet, medens Draabeapparatet kun gav det halve, og en Lunte endog kun en Tiendedel af Potentialets sande Værdi. Det erindres, at her ved Potentialet forstaas Spændingsforskellen mellem Luften og Jorden.

ELEKTRICITETSTAB TIL OMGIVELSERNE. En isoleret Leder, som har faaet en Ladning, vil i Reglen miste den igen, selv om der ikke finder nogen egentlig Afledning Sted. De første Iagttagelser herover skyldes *Coulomb*; han bemærkede, at de to Kugler, som han anvendte ved Undersøgelserne over de elektriske Kræfters Afhængighed af Afstanden, efterhaanden nærmede sig til hinanden; da de vare ladede med samme Slags Elektricitet, maatte dette forklares ved, at deres Ladninger efterhaanden formindskedes. Coulomb antog, at dette Tab dels fremkom ved Ledning henad Isolatorens Overflade, dels ved Ledning gennem Luften; Luften var altsaa ikke nogen fuldkommen Isolator. Coulomb fandt, at Ladningstabet q i en meget kort Tid dt forholdt sig ligefrem som Ladningens Størrelse og som Tiden dt; han satte derfor, idet Q betegner Ladningens Størrelse,

$$q = \frac{1}{2p} Q dt,$$

hvor p er en Størrelse, der afhænger af Forsøgsbetingelserne; jo større p er, desto bedre er Isolationen.

Senere har *E. Warburg* underkastet denne Sag en fornyet Prøvelse. Han eksperimenterede efter samme Metode som Coulomb; kun var hans Snovægt indrettet saaledes, at han kunde foretage Forsøg over Tabet i forskellige Luftarter og i luftfortyndet Rum. Det viste sig, at p ikke er konstant, men vokser først hurtigt, senere langsomt med Tiden og bliver tilsidst konstant. Han fandt saaledes for p:

Tid efter Ladningen	p
1 Time 20 Minutter	248
1 » 37 »	373
1 » 58 »	367
2 » 27 »	416
12 » — »	1000

Efter de 12 Timers Forløb var der ingen yderligere Forandring at opdage. Warburg antog, at dette maatte forklares saaledes. De Isolatorer, som bære de ladede Legemer, modtage selv en Ladning; først naar denne har naaet en vis Værdi, bliver Afledningen proportional med Ladningen. Ved de følgende Forsøg ere derfor kun de Iagttagelser medtagne, der foretoges saa længe efter Ladningen, at p var bleven konstant.

Forsøgene over Elektricitetstabet i forskellige Luftarter under vekslende Tryk gave følgende Værdier for p:

	760 mm.	380 mm.	80—70 mm.
Kulsyre	1100	1600	2600
Atm. Luft	1050	1800	3400
Brint	2200	3700	—

Heraf ses, at Brint isolerer bedre end Luft og Kulsyre, hvoraf tillige følger, at Luften har stor Indflydelse paa Afledningen. I denne Henseende slutter Warburg sig til den tidligere af *Faraday* udtalte Anskuelse, at Aarsagen hertil ikke laa i Luftarterne selv, men i Støvpartiklerne, som altid ere til Stede; disse tiltrækkes af det ladede Legeme, som under Berøringen afgiver en Del af sin Ladning til dem, hvorpaa de tiltrækkes af Væggene og udlade sig til dem. Paa denne Maade forklares ogsaa flere Forhold. Den Luft, som bragtes ind i Apparatet, indeholdt fra først af en Del Støv; paa Grund af, at den indre Gnidning, som det fremgaar af Tabellen over Transspirationskoefficienterne (S. 253), er omtrent halv saa stor i Brint som i Luft og Kulsyre, maa Støvet hurtigere synke til Bunds i Brint end i de andre Luftarter. At Tabet bliver mindre, naar Luften fortyndes, ligger da i, at en Del af Støvet føres bort under Udpumpningen. Endvidere fandt Warburg, at Tabet i fugtig Luft var paa det nærmeste af samme Størrelse som Tabet i tør Luft, samt at det var ligegyldigt, enten Ladningen var positiv eller negativ.

Der er meget, som taler for, at Luftarterne selv, under almindelige Forhold, ikke kunne lede Elektriciteten; de Virkninger, man tidligere har forklaret ved Ledning i Luften, maa da enten hidrøre fra Støvpartikler eller ogsaa fra, at Luftarternes Molekyler ere dissocierede. Støvets Indflydelse fremgaar tydeligt af en Undersøgelse, som *Nahrwold* har anstillet. Hans Apparat er fremstillet i Fig. 109. Det bestaar af en Beholder AA af Jærnblik; i dens Laag er der en Aabning, hvori en Jærntragt B er anbragt;

den er ved en Prop af Ebonit isoleret fra *AA*. I Bunden af Beholderen er der ligeledes en Aabning. Ved *D* er der en Aabning i Beholderen, som er lukket med en Korkprop, hvorigennem der gaar et Glasrør. I dette Rør kan en Kobbertraad *F*, der ved *E* ender i en fin Spids, en Synaal, skydes frem og tilbage. *AA* afledes til Jorden; man nærmer en ladet Leidnerflaskes Kugle til *F* saaledes, at der springer en lille Gnist over, derved lades Luften i Beholderen. For at paavise denne Ladning fyldes Tragten *B* med Kvægsølv, som i smaa Draaber falder ned i Beholderen, Kvægsølvet opsamles i Skaalen *C*. *B* staar ved en Kobbertraad *H* i ledende Forbindelse med et Kvadrantelektrometer. For at Tragten *B* ikke fra den omgivende Luft skal modtage Elektricitet, er den omgivet af Metalkarret *G*, som hviler paa *AA*, og derved faar Potentialet Nul. Under disse Omstændigheder maa Tragten faa samme Potential som Luften i Beholderen, og der fremkom virkelig ogsaa et stort Udslag, saa snart Draabeapparatet sattes i Virksomhed. Dette Udslag blev efterhaanden mindre og mindre; ladedes nu Luften paany, gav Elektrometret igen et Udslag, som dog var meget mindre end det forrige. Det laa nær at antage, at dette hidrørte fra, at Støvet efterhaanden sank til Bunds; for at paavise, at det virkelig forholdt sig saaledes, vædede Nahrwold Beholderen indvendig med Glycerin; han fandt da ogsaa, at Luften straks kunde modtage en stærk Ladning, men gentoges Forsøget, hørte Virkningen snart op, idet Støvet optoges af Glycerinen.

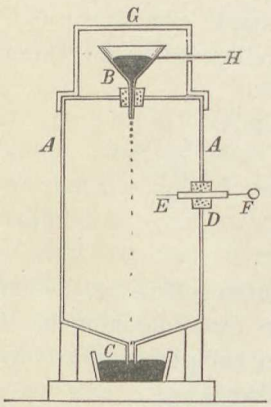


Fig. 109.

Er Luften saaledes helt bleven støvfri, kan den ikke mere lades med Elektricitet; bringer man støvholdig Luft ind, modtager den derimod straks paany en Ladning. Nahrwold fandt endvidere, at man ogsaa kan lade Luft, hvori en Platintraad en kort Tid har glødet; dette hidrører fra, at der fra en saadan Traad udkastes smaa Metaldele, der kunne holde sig svævende i nogen Tid. At dette virkelig er Aarsagen, er der saa meget mindre Grund til at tvivle om, som det ved Vejning viste sig, at Traaden tabte i Vægt.

Endnu paa en anden Maade viste Nahrwold Støvets Indflydelse. Fyldes en Glasbeholder med Luft, der indeholder Tobaks-

røg, og sættes en Metalspids, som er anbragt inde i Beholderen, i ledende Forbindelse med en Elektrisermaskines ene Konduktor, ser man, at Luften i Beholderen bliver klar, saa snart Maskinen drejes. Dette forklares let derved, at Støvpartiklerne lades og derpaa tiltrækkes af Beholderens Vægge. Luft, som paa denne Maade befries for Støv, kan ikke mere lades med Elektricitet.

Luftarterne isolere ogsaa ved højere Temperaturer, selv Kvægsølv- og Natriumdamp ere endnu ved Glødhede Isolatorer; derimod aflede Flammerne Elektriciteten; for at forklare dette har man antaget, at Luftarterne i disse, i hvert Fald tildels, bestaa af Joner, det vil sige Atomer, som ere ladede enten med positiv eller med negativ Elektricitet; bringes et Legeme, der f. Eks. har en positiv Ladning, ind i en Flamme, ville de negative Joner aflede Elektriciteten, medens Flammen selv eller rettere Forbrændingsprodukterne ville faa en positiv Ladning, fordi de positive Joner ville være til Stede i Overskud. Denne Opfattelse af Flammernes Virksomhed er især gjort gældende af *W. Giese.*)

DIELEKTRICITETSKONSTANTEN. Til Paavisning af Isolatorers Indflydelse kan man anvende en almindelig Luftkondensator (Fig. 110). Dens ene Plade A afledes til Jorden, den anden B forbindes med Elektroskopet D eller med et Elektrometer. Først give vi B en vis elektrisk Ladning e; Elektroskopet gør da et Udslag, svarende til Potentialet af B, lad det være V. Nu anbringes imellem A og B en Plade af en eller anden Isolator, f. Eks. Svovl. Man vil se, at Elektroskopets Udslag bliver formindsket herved; udfylder Svovlpladen hele Rummet mellem A og B, finder man, at B's Potential omtrent er fire Gange saa lille som tidligere. En Plade af Glas, anbragt paa samme Maade, gør Potentialet seks Gange, en Plade af Paraffin gør det to Gange mindre. Man siger, at Svovlets Dielektricitetskonstant er 4 Gange større end Luftens Dielektricitetskonstant; vælges denne sidste til Enhed, og kaldes denne Konstant K, har man altsaa, at K

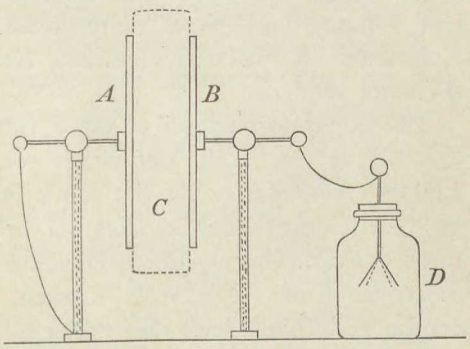


Fig. 110.

for Svovl er 4, for Glas 6 og for Paraffin 2. Et Stofs Dielektricitetskonstant angiver altsaa, hvor mange Gange Kondensatorens Potentialdifferens formindskes, naar man udfylder Rummet mellem Kondensatorpladerne med det paagældende Stof. Hvis samme Ladning e frembringer en Potentialdifferens V, naar Mellemrummet er fyldt med Luft, men Potentialet V', naar det er fyldt med et andet Stof, har man $K = V/V'$, eller $V = KV'$.

Naar Potentialdifferensen forandres, maa ogsaa den elektriske Kraft forandres. Kaldes den N, naar Mellemlaget er Luft, og er a Kondensatorpladernes Afstand, saa følger af Potentialets Definition, at $V = Na$. Har Mellemlaget derimod Dielektricitetskonstanten K, og er den elektriske Kraft nu bleven N', saa maa man have $V' = N'a$. Da nu $V = KV'$, saa er ogsaa $N' = N/K$. Den elektriske Kraft imellem Kondensatorpladerne formindskes altsaa i samme Forhold som Potentialet.

Da Ladningen er konstant, saa maa Overfladetætheden σ ogsaa være det; nu have vi fundet den elektriske Kraft $N = 4\pi\sigma$, naar Isolatoren er Luft; da nu for en anden Isolator den elektriske Kraft er $N' = N/K$, eller $N = KN'$, faar man, at

$$KN' = 4\pi\sigma.$$

Heraf følger, at Overfladetætheden paa en Leder, der befinder sig i en Isolator med Dielektricitetskonstanten K, er lig Produktet af Konstanten K og den elektriske Kraft ved Lederens Overflade, divideret med 4π.

Kondensatorpladerne A og B tiltrække hinanden; vi have set (S. 291), at den Kraft, der virker paa en Kvadratcentimeter af en Leders Overflade, er lig det halve Produkt af den elektriske Kraft og Overfladetætheden σ; Kraften er altsaa lig $\frac{1}{2}N\sigma$, naar Isolatoren er Luft. Har Isolatoren Dielektricitetskonstanten K, bliver den elektriske Kraft $N' = N/K$; Kraften, der virker paa en Kvadratcentimeter af de ladede Overflader bliver lig $\frac{1}{2}N'\sigma$ eller lig $\frac{1}{2}N\sigma/K$. Ved at indbringe en saadan Isolator imellem Pladerne i en Luftkondensator, bliver deres indbyrdes Tiltrækning altsaa K Gange mindre.

En Leders Kapacitet C er defineret som den Ladning, der udfordres for at give Lederen Potentialet 1; vi faa altsaa Kapaciteten ved at dividere Ladningen e med Potentialet V; $C = e/V$. Anvendes dette paa Kondensatorpladen B, have vi, naar Mellemrummet er fyldt med Luft,

$$C = \frac{e}{V};$$

er Mellemrummet udfyldt med et Stof, hvis Dielektricitetskonstant er K, Potentialet i B altsaa lig V', bliver Kapaciteten C', bestemt ved

$$C' = \frac{e}{V'};$$

nu er, som vi have set

$$V' = \frac{V}{K},$$

altsaa er

$$C' = KC.$$

En Kondensators Kapacitet forholder sig altsaa ligefrem som Dielektricitetskonstanten.

Vi kunne nu sammenfatte Resultatet af disse Betragtninger saaledes. Naar en Kondensator har en given Ladning, vil Potentialdifferensen, den elektriske Kraft og Kondensatorpladernes indbyrdes Tiltrækning blive K Gange mindre, naar man udfylder Rummet mellem Pladerne med et Stof, hvis Dielektricitetskonstant er K. Derimod vil Kondensatorens Kapacitet derved blive K Gange større.

Isolatorernes Betydning kan ogsaa vises paa en anden Maade. Medens A stadig staar i Forbindelse med Jorden og altsaa har Potentialet Nul, kunne vi tænke os den anden Plade B forbunden med et galvanisk Batteris positive Pol; Batteriets negative Pol forbindes med Jorden. Paa denne Maade opnaas, at B bestandig faar samme Potential V. Den elektriske Kraft N imellem Pladerne vil da altid have samme Værdi N, idet $Na = V$. Udfyldes Mellemrummet med en Isolator, hvis Dielektricitetskonstant er K, saa vil der fra Batteriet strømme positiv Elektricitet over paa B, indtil dens Ladning e' bliver lig Ke, hvor e er Ladningen, da der var Luft imellem Pladerne. Vi have jo nemlig set, at Kondensatorens Kapacitet forholder sig ligefrem som K. Altsaa vil ogsaa den elektriske Overfladetæthed blive K Gange saa stor; Tiltrækningen mellem Pladerne vil forøges i samme Forhold; den er nemlig lig det halve Produkt af den elektriske Kraft og Overfladetætheden; af disse vil den første ikke forandres, den anden vil derimod blive K Gange større.

Afbrydes Forbindelsen mellem Pladen B og Batteriet, medens den isolerende Plade staar imellem Pladerne A og B, vil man,

naar Isolatoren fjernes, se, at Elektroskopets Udslag bliver større; da Ladningen nu er $e' = Ke$, saa vil B's Potential nu blive K Gange større end tidligere; i Luften frembragte Ladningen e jo Potentialet V, altsaa vil Ladningen Ke i Luften frembringe Potentialet KV.

Den her beskrevne Virkning af Isolatorerne kan forklares paa følgende Maade. Man tænker sig, at Isolatorerne ikke ere homogene Legemer, men at de ere sammensatte af to ganske forskellige Bestanddele, nemlig af overordentlig smaa ledende Legemer, der ere adskilte ved et absolut isolerende Stof. Til at anskueliggøre dette, kan Fig. 111 tjene; A og B ere de to Kondensatorplader, 1, 2, 3 . . . ere de ledende Smaadele, som findes i Isolatoren; der vil ske Fordeling i dem under Indvirkning af Ladningerne paa A og B; de fordelte Elektricitetsmængder i ethvert af Smaalegemerne ville igen virke saavel paa A og B som paa de andre Smaalegemer. Beregningen af de Forhold, som herved fremkomme, er temmelig indviklet; vi maa derfor nøjes med at undersøge et simpelt Tilfælde. Vi kunne tænke os, at en Luftkondensators Plader A og B (Fig. 112) have Afstanden d; mellem dem anbringes en isoleret Metalplade C, som ingen Ladning har; Pladens Afstande fra A og B ere $AC = a$ og $BC = b$; Tykkelsen c af Pladen er altsaa $c = d - a - b$. Da C ingen Ladning har, bliver Overfladetæthederne paa dens to Overflader lige store med modsatte Fortegn; kaldes de $+\sigma$ og $-\sigma$, har man, at den elektriske Kraft ved begge disse Overflader er $N = 4\pi\sigma$; til at bringe en Enhed af Elektricitet fra A, som er afledet til Jorden, til C udfordres Arbejdet Na; Na er altsaa Potentialet paa C. Til at bringe den samme Elektricitetsmængde fra C til B udfordres Arbejdet Nb; altsaa er Potentialet V paa B lig $N(a+b)$. Da B har Overfladetætheden σ, bliver dens Kapacitet C, naar Arealet af B kaldes S,

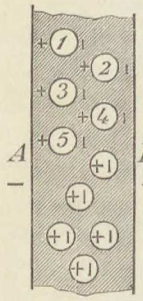


Fig. 111.

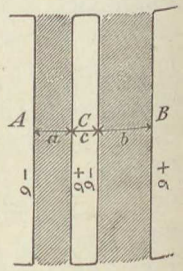


Fig. 112.

$$C = \frac{S\sigma}{N(a+b)} = \frac{S}{4\pi(a+b)} = \frac{S}{4\pi(d-c)}.$$

At anbringe en saadan Plade imellem Kondensatorpladerne har altsaa samme Virkning som at formindske deres Afstand med

Pladens Tykkelse, hvorved Kapaciteten vil forøges. En lignende Virkning vil en stor Mængde isolerede og ledende Smaalegemer have.

Man ser heraf, at en Leidnerflaskes Kapacitet ikke alene afhænger af Belægningernes Størrelse og Afstand, men ogsaa af Glassets Dielektricitetskonstant K. Kaldes Belægningernes Areal S, Glassets Tykkelse a, vilde Flasken, hvis Belægningerne havde været adskilte ved et Luftlag af Tykkelse a, tilnærmelsesvis haft samme Kapacitet som en Luftkondensator, hvis Plader have Arealet S og stode i Afstanden a. Dens Kapacitet have vi, under Forudsætning af, at a er meget lille, sat lig $S/4\pi a$ (S. 296). Med Glas som Mellemlag bliver Kapaciteten derimod

$$C = \frac{KS}{4\pi a}.$$

En Leidnerflaske, hvis Radius er R og som er belagt med Stanniol i Bunden og til en Højde H op ad Siderne, har et belagt Areal S, som er $\pi R^2 + 2\pi RH$. Er f. Eks. $R = 5$ cm og H lig 15 cm, bliver dette Areal 175π cm^2. Er Glassets Tykkelse 0.5 cm og Dielektricitetskonstanten for Glasset 6, bliver dens Kapacitet $6 \cdot 175 \cdot \pi/4\pi \cdot 0.5 = 525$. Den er altsaa lig Kapaciteten af en Kugle med en Radius af 5.25 Meter, der er anbragt midt i et stort Værelse. Denne Beregning af Kapaciteten er dog kun tilnærmelsesvis rigtig; vi have nemlig ikke taget Hensyn til den større Overfladetæthed ved Randen af Belægningen.

MAALING AF DIELEKTRICITETSKONSTANTER. Da K angiver, hvor mange Gange en Kondensators Kapacitet er større, naar det isolerede Mellemlag bestaar af det Stof, som skal undersøges, end naar Mellemlaget er Luft, vil det i Almindelighed ikke være vanskeligt at bestemme denne Størrelse. Man har i Reglen anvendt Kondensatorer, der bestod af to eller flere planparallelle Metalplader, som adskiltes ved tynde Stykker af Glas eller Ebonit. Efter de tidligere angivne Metoder maales Kapaciteten C med Luften som Isolator, derpaa indbringes imellem Pladerne en anden Isolator; man finder da en ny Værdi C' for Kapaciteten, og har da, at Dielektricitetskonstanten K er lig C'/C. Er det en Vædske, eller en Luftart, der skal undersøges, maa Kondensatoren anbringes i et Kar, som fyldes med det flydende Legeme, er det et fast Legeme, giver man det Pladeform og kan da bruge en

Luftkondensator, hvis Kapacitet maales, hvorpaa Stoffet, der skal undersøges, anbringes imellem Kondensatorpladerne. Dog bør man ikke lade dem berøre Isolatoren; der maa da ved Beregningen af Resultatet tages Hensyn til de tilbageblevne Luftlag.

Vi skulle nu give en Oversigt over Resultaterne af disse Undersøgelser.

Luftarter. *Bolzmann* er den første, der har paavist, at de forskellige Luftarter have forskellige Dielektricitetskonstanter. Han finder, at K for Luftarter er meget lidt forskellig fra Enheden; for det tomme Rum er den lig 1. Differensen $K-1$ forholder sig ligefrem som Lufttrykket. Senere har *Klemencic* undersøgt flere Luftarter og Dampe. Efterfølgende Tabel indeholder de fundne Resultater, gældende for Luftarterne ved 0°C og 760 mm Tryk.

		K efter Boltzmann	K efter Klemencic	n	n^2
	Luft	1.000590	1.000586	1.0002927	1.0005854
H_2	Brint	1.000264	1.000264	1.0001387	1.0002774
CO_2	Kulsyre	1.000946	1.000984	1.0004544	1.0009088
CO	Kulilte	1.000690	1.000694	1.0003350	1.0006700
N_2O	Kvælstofforilte	1.000994	1.001158	1.0005159	1.001032
C_2H_4	Æthylen	1.001312	1.001458	1.000720	1.001440
CH_4	Methan	1.000944	1.000952	1.000442	1.000884
CS_2	Svovlkulstofdamp		1.00290	1.001478	1.002956
SO_2	Svovlsyrling		1.00954	1.0007036	1.001407
$C_4H_{10}O$	Æterdamp		1.00754	1.001537	1.003074
C_2H_5Cl	Kloræthyldamp		1.01552	1.001174	1.002348
C_2H_5Br	Bromæthyldamp		1.01546	1.001218	1.002436

Man ser, at der i det hele er god Overensstemmelse mellem Boltzmanns og Klemencics Maalinger. I Tabellen er tillige angivet Luftarternes Brydningsforhold n samt Kvadratet n^2 af denne Størrelse. Man ser, at n^2 for de egentlige Luftarter paa det nærmeste er lig K; dette har *Maxwell* ogsaa fundet at være en Følge af hans Lysteori, ifølge hvilken Lyset bestaar af elektriske og magnetiske Forskydninger.

Vædsker. Det er vanskeligt at maale Vædskernes Dielektricitetskonstanter, eftersom flere Aarsager kunne bevirke, at Forsøgsresultaterne blive usikre. De fleste Vædsker lede Elektriciteten, hvorved K maa blive større, end den skulde være; er der faste

Partikler i Vædsker, ville de ogsaa bevirke en Overføring af Elektricitet fra den ene Leder til den anden. For mange Vædsker faar man andre Værdier, naar Kondensatoren lades og udlades med korte Mellemrum, end naar den holdes ladet i længere Tid; det er sandsynligt, at man faar de bedste Resultater i første Tilfælde. For nogle af de hyppigst anvendte Vædsker ere Dielektricitetskonstanterne følgende:

	K	
Vand	78	Bouty
Methylalkohol	32.7	Tereschin
Æthylalkohol	26.5	Cohn og Arons
Propylalkohol	22.8	Tereschin
Amylalkohol	15.9	»
Anilin	7.5	»
Æter	4.5	Quincke
Svovlkulstof	2.7	Hopkinson
Benzol	2.3	Palaz
Toluol	2.3	Negreano
Terpentin	2.3	Quincke
Petroleum	2.05	Silow

Faste Legemer. Ogsaa for de faste Legemers Vedkommende volder Ledningsevnen Vanskeligheder; kun enkelte, som Svovlet, isolere saa fuldkommen, at Resultaterne blive fuldt paalidelige. Ogsaa her viser der sig en Forskel, eftersom Isolatoren er underkastet Indvirkningen af langvarige eller kortvarige elektriske Kræfter. Særlig tydeligt viser dette sig for Glassets Vedkommende. Dielektricitetskonstanten for Glas ligger, naar de almindelige Metoder anvendes, imellem 6 og 9; anvendes derimod de af Hertz opdagede hurtige elektriske Svingninger, faar man ganske andre Resultater; saaledes fandt *J. J. Thomson* Glassets Dielektricitetskonstant lig 2.7 ved Hjælp af Svingninger, hvis Svingningstid kun var $^1/_{25000000}$ Sekund. Ganske samme Resultat er ogsaa *Blondlot* kommet til ved samme Metode.

	K	
Spejlglas	6	Schiller
Flintglas	7	Winkelmann
Ebonit	3	Boltzmann
Svovl	3.9	»
Kolofonium	2.9	»
Skellak	3.7	Donle
Paraffin	2.3	Boltzmann
Raa Kautschuk	2.2	Gordon

	K	
Flusspat	6.7	Romich og Nowack
Kvarts	4.6	» »
Kalkspat parallel med Aksen	8.0	Curie
» lodret paa Aksen	8.5	»
Stensalt	5.8	»
Glimmer	8	»

Hvor stor en Indflydelse Temperatur og Tilstandsform har paa Dielektricitetskonstanten, viser nogle Forsøg af *Abegg* og *Seitz* (1899); de fandt for Æthylalkohol:

+ 16° C.	$K = 26.1$
— 21.3 -	32.1
— 67 -	40.8
— 125.9 -	54.8
— 143 -	62.7

For den faste Tilstandsform derimod fandtes $K = 2.7$.

Ifølge Maxwell skulde Brydningsforholdets Kvadrat n^2 være lig K. Dette synes kun tilnærmelsesvis at kunne være Tilfældet for Vædsker og faste Legemer. Navnlig for Vandets Vedkommende er Afvigelsen umaadelig stor. Men det maa erindres, at Brydningsforholdet afhænger af Bølgebreden. Nu har *Drude* (1896) paavist, at Vandets Brydningsforhold for elektriske Svingninger er omtrent 9, naar Antallet af Svingninger er 4×10^8 i Sekundet, Bølgebreden altsaa $^3/_4$ Meter; under Forudsætning af, at Lyssvingninger og elektriske Svingninger ere af samme Natur, giver dette god Overensstemmelse med Maxwells Teori.

RESTLADNING. Forbindes en Luftkondensators ene Plade med Jorden, og lades den anden Plade til et vist Potential V, saa vil den beholde dette Potential næsten uforandret; i Virkeligheden vil Ladningen dog aftage lidt paa Grund af Elektricitetstab til Luften og til Isolatorerne. Anderledes med en Franklins Tavle; saa snart man isolerer den fra Elektricitetskilden, synker Potentialet meget hurtigt i Førstningen, men bliver senere næsten konstant. Dette er først bemærket af *Faraday*, senere undersøgt nøjere af *R. Kohlrausch*. Faraday antog, at Aarsagen hertil var, at Glasset ledede Elektriciteten, saaledes at den først gik fra Belægningerne over paa Glassets Overflade og derefter trængte ind i Glassets Indre. En saadan Antagelse kan dog ikke forklare alle de herhen hørende Forhold. Det er en gammel Erfaring, at en Leidnerflaske, som er udladet ved, at man en kort Tid har tilvejebragt metallisk Forbindelse mellem Belægningerne, ikke derfor har mistet

hele sin Ladning; bringer man efter en kort Tids Forløb paa ny Forbindelse til Veje mellem Belægningerne, kan man igen faa en Udladning; denne Restladning er af samme Slags som den oprindelige. Dette lader sig gentage flere Gange. Udladningen kan ligefrem iagttages derved, at man umiddelbart forud for Berøringen ser en elektrisk Gnist.

Efter *Maxwell* maa saadanne Restladninger danne sig, naar Isolatoren ikke er homogen, navnlig naar den kan betragtes som bestaaende af parallelle Lag med forskellige Værdier for Ledningsevnen og Dielektricitetskonstanten. Er denne Antagelse rigtig, kan der ingen Restladning fremkomme i fuldkommen homogene Legemer, og dette har ogsaa bekræftet sig. I Overensstemmelse hermed fandt *Rowland* og *Nicols* ingen Restladning, naar Isolatoren var en Kalkspatplade. *Hertz* har anvendt Benzol som Isolator; dette Stof gav først en betydelig Restladning, men, naar det henstod i længere Tid, ophørte den, vel fordi Urenhederne bundfældtes. *Arons* stillede to Metalplader i nogen Afstand fra hinanden i en Beholder fuld af smeltet Paraffin; saasnart Paraffinen var størknet omkring dem, ladedes den ene af Pladerne, medens den anden afledes. Nu afbrødes Ledningen, og Pladerne forbandtes med hinanden; der var da ingen Ladning tilbage i dem. *Mauraoka* har paa samme Maade og med samme Resultat undersøgt Paraffinolie, Petroleum, amerikansk Olie, Terpentinolie og Xylol. Blandinger af Petroleum og Terpentinolie eller Xylol gave heller ingen Restladning. Derved kan man forklare følgende mærkelige Forsøg. Mauraoka dannede en Kondensator, hvori de vandrette Metalplader vare adskilte ved et Lag af Paraffin, hvorpaa der igen kom et Lag af Xylol. Denne Kondensator gav en kendelig Restladning, som dog efterhaanden forsvandt, idet Paraffinlaget opløstes i Xylol.

DEN ELEKTRISKE GNIST. *Otto Guericke* er vistnok den første, der har iagttaget den elektriske Gnist; han frembragte den ved at gnide en Svovlkugle med Haanden; den blev da stærk elektrisk og lyste i Mørke. Saadanne slette Ledere give dog kun svage Gnister, fordi den enkelte Gnist kun udlader Elektricitet fra den Del af Isolatoren, fra hvilken den udgaar. Kraftige Gnister erholdes derimod, naar man nærmer Haanden til en stor Leder, der er ladet til en høj Spænding. Den elektriske Gnist iagttages i Reglen i Luften; den kan dog ogsaa fremkomme i draabeflydende og faste Isolatorer, ja endog i Vand og andre Vædsker, der dog

have en kendelig Ledningsevne for Elektriciet. De mange forskellige Former, Gnisten kan antage, skulle ikke omtales her; vi ville navnlig betragte Gnisten saaledes, som den viser sig, naar to Ledere, der ere i en ringe indbyrdes Afstand, lades med modsatte Elektriciteter; har deres Spændingsforskel naaet en vis Størrelse, saa forbinde deres Ladninger sig med hinanden i den saakaldte elektriske Gnist. Staa Lederne tæt ved hinanden, er Gnisten retlinet, fjernes de mere, bliver den krum eller bugtet; ofte gaar den endog i Siksak. Dens Farve er i atmosfærisk Luft blaalig, i Kvælstof er Gnisten kraftigere; Farven nærmer sig mere til Purpur; i Ilt er den næsten hvid, i Brint derimod rødviolet. Undersøgt med Spektroskopet viser det sig, at Spektret af Lyset, fra Gnisten, bestaar af lyse Linier, der karakterisere Luftarten, hvorigennem den gaar. Er Gnisten stærk, vil tillige noget af de Metaller, den slaar over imellem, fordampe, og man iagttager da i Spektret de lyse Linier, som ere særegne for disse Metaller. Det fremgaar heraf, at Gnisten bestaar af glødende Dampe. Disse danne altsaa en Ledning for Elektriciteten. Gnisten ledsages af et Knald, der fremkommer ved Luftudvidelse, som er en Følge af Glødningen.

Jo længere Lederne ere fra hinanden, desto større maa deres Spændingsforskel være i det Øjeblik, Gnisten dannes. *Volta* fandt ved Forsøg, at Gnistlængden forholdt sig ligefrem som Spændingsforskellen, senere Undersøgelser vise, at der dog findes ret betydelige Afvigelser fra denne Lov. Lord *Kelvin* er den første, der i absolut Maal har bestemt den Spændingsforskel, der udkræves for at frembringe en Gnist af given Længde. Han lod Gnisten dannes mellem to parallelle Metalplader, hvis Spændingsforskel maaltes ved det absolutte Elektrometer.

Spændingsforskel

Gnistlængde l i cm.	i elektrisk Maal (V)	i Volt (V')	Elektrisk Kraft $N = V/l$
0 0086	2.30	690	267
0.0127	3.29	987	259
0.0190	4.26	1278	224
0.0281	5.64	1692	201
0.0408	6.18	1854	151
0.0563	8.11	2433	144
0.0583	8.15	2445	140
0.0688	9.69	2907	140
0.0904	12.60	3780	139
0.1056	13.95	4185	132
0.1325	17.36	5208	131

Faraday antog, at der forud for Udladningen fandt en Fordeling Sted i Luftmolekylerne; naar den havde naaet en bestemt Værdi, skete Udladningen fra Molekyl til Molekyl. Dette vilde udfordre, at den elektriske Kraft i det Rum, hvori Gnisten dannes, maa have opnaaet en bestemt Værdi, inden Udladningen indtræder; den maatte saaledes i Lord Kelvins Forsøg være uafhængig af Pladernes Afstand. Man ser af Tabellen, at Kraften N vel er temmelig konstant, naar Gnisterne ere mer end en halv Millimeter lange; den er da omtrent 140 i absolut Maal; Overfladetætheden σ er altsaa $140/4\pi$, og den Kraft K, hvormed Pladerne tiltrække hinanden er, naar deres Areal er S,

$$K = \tfrac{1}{2} N\sigma S = \tfrac{1}{2} \cdot 140 \cdot \frac{140}{4\pi} S = 780\, S.$$

For en Plade med en Kvadratcentimeters Overflade er Kraften altsaa 780 eller lig Vægten af 780/981 Gram, knap 1 Gram. Ved meget smaa Afstande bliver den elektriske Kraft N dog, som Tabellen viser, meget stor; sandsynligvis spiller det Lag af Luft og Fugtighed, som bedækker Pladerne, en Rolle herved. Hvorledes den elektriske Kraft, udtrykt i absolut Maal, varierer, naar Gnisterne dannes mellem parallelle Plader, hvis Afstande ere mellem 0.1 og 1.0 cm., fremgaar af Forsøg af *Baille*:

Gnistlængde .. $l =$	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
Elektrisk Kraft $N =$	179	135	118	113	112	109	106	106	105	106

Mere indviklede blive Forholdene, naar Gnisten dannes mellem Kugler eller Spidser. Herover er der anstillet Forsøg af *Baille*, *Bichat*, *Blondlot*, *Paschen*, *Freyberg* og flere. Nogle af Freybergs Resultater ere angivne i efterfølgende Tabel.

Gnistlængde i cm.	Potential i Volt				
	Spidser	Kuglernes Diameter i cm.			
		0.5	1	2	4
0.5	6300	15100	16800	17000	16600
1.0	8600	19500	25800	29000	29900
1.5	9900	23100	29500		
2.0	10100	24600	35400		
3.0	11200	28400			
4.0	12200	29600			
5.0	13100	30700			

Naar Gnisten springer over mellem Kugler, er den elektriske Kraft i Luften af foranderlig Størrelse; den vil være størst ved Kuglernes Overflader. Det kunde nu antages, at Gnisten altid fremkom, naar den elektriske Kraft blot paa et eneste Sted havde naaet en vis Værdi, som efter Forsøgene med parallelle Plader maatte antages at være omtrent 106 absolutte Enheder eller 31800 Volt paa Centimeteren. Denne Betragtningsmaade holder dog, som *A. Schuster* har vist, ingenlunde Stik. Han har af Bailles Forsøg beregnet den største elektriske Kraft N for Plader og Kugler i forskellige Afstande og fandt saaledes

Kuglernes Radier i cm. ..	0.05	0.175	0.3	0.5	1.5	3	∞
Største elektriske Kraft N	733	349	258	194	133	128	106

Dannes Gnisten i et luftfortyndet Rum, bliver den længere, naar Spændingsforskellen er den samme. Efter *Snow Harris* forholder Gnistlængden for samme Spændingsforskel sig omvendt som Trykket; dog gælder dette kun indtil en vis Grænse (200 mm. Kvægsølvtryk); drives Fortyndingen meget vidt, forandres Udladningens Karakter aldeles; ved de stærkeste Fortyndinger, som kunne opnaas, ved hvilket Trykket er Millioner Gange mindre end en Atmosfære, forsvinder Ledningsevnen fuldstændig; Rummet er da absolut isolerende.

I Overensstemmelse hermed fandt *M. Wolff*, at der til at danne Gnister af 0.1 cm. Længde udfordredes Spændingsforskelle, der forholdt sig ligefrem som Trykket. Denne Lov syntes at være nøjagtig gældende indtil 9 Atmosfærers Tryk.

Anbringes to Kugler i uforanderlig Afstand i en Beholder, som kan fyldes med forskellige Luftarter, finder man, at den Spændingsforskel, der udfordres for at danne en Gnist mellem Kuglerne, retter sig efter Luftartens Natur. Kaldes den nævnte Spændingsforskel for atmosfærisk Luft 1.00, har man efter *Faraday* følgende relative Værdier for forskellige Luftarter:

Brint	0.53	Kulsyre	0.92
Ilt	0.74	Atm. Luft ..	1.00
Kvælstof ..	0.88	Klorbrinte .	1.59

Naar Luftens Vægtfylde holdes konstant, har dens Temperatur ingen kendelig Indflydelse paa Gnistens Længde.

Almy (1900) har maalt den Spændingsforskel, der udfordres

for at danne en Gnist i forskellige faste og flydende Isolatorer; nogle af hans Resultater anføres her.

	Gnistlængde i cm.	Spændingsforskel i Volt
Glas	0.041	17550
»	0.220	39900
Glimmer	0.0032	21090
Paraffin	0.0359	43500
Ebonit	0.015	42000
Terpentinolie	0.066	33600
Petroleum	0.026	21600
»	0.052	36300

UNIPOLARITET. Vi have hidtil fundet, at den positive og den negative Elektricitet altid virke paa samme Maade; vi skulle nu betragte nogle Fænomener, ved hvilke der viser sig en kendelig Forskel mellem de to Slags Elektricitet. Man siger, at der i saadanne Tilfælde viser sig en Unipolaritet. Aarsagen til disse Forhold er ubekendt. Man formoder, at den fremkommer ved Overgangen fra Lederen til Isolatoren, saaledes at det Lag af Luft eller Vand, som i Reglen bedækker Lederen, har en væsentlig Indflydelse.

Vi ville først betragte Unipolariteten, saaledes som den træder frem, naar en Gnist slaar over mellem to Metalkugler, hvis Diametre ere ulige store. Har man en Elektrisermaskine, der kan give en Gnist paa 25 cm. Længde imellem to Kugler, af hvilke den ene, som staar i Forbindelse med den positive Konduktor, har en Diameter af 1 cm., medens den anden Kugle, der staar i Forbindelse med den negative Konduktor, har en Diameter af 7 cm., saa vil der slet ingen Gnist dannes, naar den store Kugle forbindes med den positive, den lille med den negative Konduktor. For at faa en Udladning, maa man i det sidste Tilfælde bringe Kuglerne saa nær til hinanden, at deres Afstand bliver 2 cm. Som man kunde vente, iagttages lignende Forhold, naar Udladningen sker fra en Spids til en Plade; Gnisten kan da blive mange Gange længere, naar Spidsen er positiv, end naar den er negativ.

Springer der en Gnist over mellem to lige store Kugler, og fjerner man dem efterhaanden mere og mere fra hinanden, vil Gnistens Udseende forandre sig; den udsender kortere Grene til Siden, som alle pege hen imod den negative Kugle. Ere Kuglerne tilstrækkelig smaa, vil der, naar Afstanden bliver meget stor, udgaa en Slags »Kost« af Gnister fra den positive Kugle, som bestaar af en kort Stamme, »Skaftet«, der deler sig i en stor Mængde

mindre Gnister, som ikke naa helt hen til den negative Kugle. Samtidig hermed viser der sig smaa Gnistpensler paa den negative Kugle. Denne Udladnings Udseende er vist i Fig. 113. Det er disse Udladningsformer, som iagttages, naar man paa hver af en Elektrisermaskines Konduktorer anbringer smaa Kugler eller tynde Stænger, der ere afrundede i Enderne. I Mørke ses da paa den positive Konduktor en »Kost«, paa den negative en eller flere »Pensler«. Betragtes Kosten i et roterende Spejl, opløser den sig i en stor Mængde Koste, der staa skarpt hver for sig; Udladningen er altsaa diskontinuert; naar en Udladning har fundet Sted, varer det lidt, inden Kuglen igen er bleven ladet med Elektricitet. Da Udladningerne ske med lige store Mellemrum, ere de ledsagede af en svag Tone, hvis Højde vokser, naar man drejer Glasskiven hurtigere rundt. Sandsynligvis gælder noget lignende om Lyspenslerne paa den negative Konduktor; dog følge Udladningerne der saa hurtig paa hinanden, at de ikke kunne adskilles ved Hjælp af et roterende Spejl.

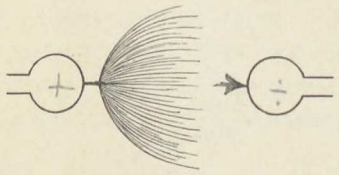


Fig. 113.

Naar en elektrisk Gnist slaar over imellem en ledende Kugle og en isolerende Plade, hvis Bagside er beklædt med Stanniol, som er afledet til Jorden, vil man kunne paavise Spor af Gnisten paa Pladen. Dette kan f. Eks. ske ved at drysse en Blanding af Svovlblomster og Mønie gennem en lille Si af Silke ned paa Pladen. Ved Gnidningen bliver Mønien positiv, Svovlet negativ; giver man derfor Pladen et lille Stød, vil Svovlet eller Mønien blive hængende ved den, eftersom den udladede Elektricitet har været positiv eller negativ. Derfor giver positiv Elektricitet en gul, negativ en rød Plet. Disse Pletter have ofte et ejendommeligt Udseende; man kalder dem de Lichtenbergske Figurer. Er den udladede Elektricitet positiv, bliver Figuren gerne stjerneformig, er den negativ, bliver Figuren ringformig.

ELEKTROSTATISK ENERGI. Naar en elektrisk Gnist fremkommer, udvikles der Lys og Varme, samtidig med, at Luften sættes i en stærk Bevægelse; vi have altsaa her Energi i flere Former; denne Energi maa hidrøre fra elektriske Kræfter, og ethvert Legeme, som indeholder Elektricitet, er altsaa ogsaa i Besiddelse af Energi. Det viser sig ogsaa, at der udføres et Arbejde,

naar man drejer en Elektrisermaskines Skive rundt; især er dette meget let at mærke, naar man anvender en af de saakaldte Fordelingsmaskiner. Vi skulle nu se, hvorledes det Arbejde kan beregnes, som udfordres for at give en isoleret Konduktor en vis elektrisk Spænding.

Vi antage, at man paa en eller anden Maade har faaet en saadan Leder L ladet til Potentialet V. Vi vide da, at der udfordres et Arbejde lig V for at bringe en Elektricitetsmængde 1 fra et Legeme, hvis Potential er 0, hen til den betragtede Leder. Altsaa udfordres der et Arbejde $V\varepsilon$ for at bringe Ladningen ε hen til den, idet vi forudsætte, at ε er saa lille, at dens fordelende Kraft paa L er umærkelig. Antage vi nu, at den hele Ladning, som findes paa L, er lig e, saa kunne vi tænke os, at L er ladet paa den Maade, at man først har bragt en ganske lille Elektricitetsmængde ε hen til den; da L endnu intet Potential har, udfordres dertil intet Arbejde. Bringes nu en ny Elektricitetsmængde ε til L, vil der udfordres et vist Arbejde for at overvinde den Frastødning, som L nu vil udøve paa ε; for hver Gang, der bringes en Ladning til L, vil Arbejdet herefter blive større, og det vil, naar Potentialet har naaet den endelige Værdi V, blive $V\varepsilon$. Imidlertid vil det samlede Arbejde, som er blevet udført under Ladningen, kunne beregnes paa en simpel Maade. Da Potentialet vokser jævnt med Ladningen kunne vi uden at begaa nogen Fejl tænke os, at Legemet hele Tiden har haft Potentialet $\frac{1}{2}V$; da den hele Ladning er e, vil det udførte Arbejde altsaa være lig $\frac{1}{2}Ve$; kaldes Lederens elektrostatiske Energi altsaa E, har man følgelig at

$$E = \tfrac{1}{2}Ve.$$

Da det foran er omtalt, at man ved en Leders Kapacitet forstaar den Ladning, som behøves for at give den Potentialet 1, har man ogsaa, at $e = CV$, og altsaa er

$$E = \tfrac{1}{2}CV^2 = \frac{e^2}{2C}.$$

En Leders elektriske Energi forholder sig altsaa ligefrem som Kvadratet af dens Ladning, og omvendt som dens Kapacitet.

Rigtigheden af denne Betragtningsmaade fremgaar af Forsøg, som *P. Riess* har anstillet over Varmeudviklingen, som en elektrisk Udladning kan frembringe. At denne Varmeudvikling er betydelig,

fremgaar af, at man kan bringe en Platintraad til at gløde, ja endog smelte den ved at udlade flere stærkt ladede Leidnerflasker gennem den. Riess maalte nu baade Ladningen og Varmeudviklingen; Apparatet, han anvendte, er fremstillet skematisk i Fig. 114.

Ladningen maaltes ved Hjælp af Lanes Maaleflaske, som er en lille Leidnerflaske A; tæt ved dens Kugle B staar en anden Kugle C, der er i ledende Forbindelse med Flaskens ydre Belægning. C sidder paa den ene Ende af en Metalstang, der kan

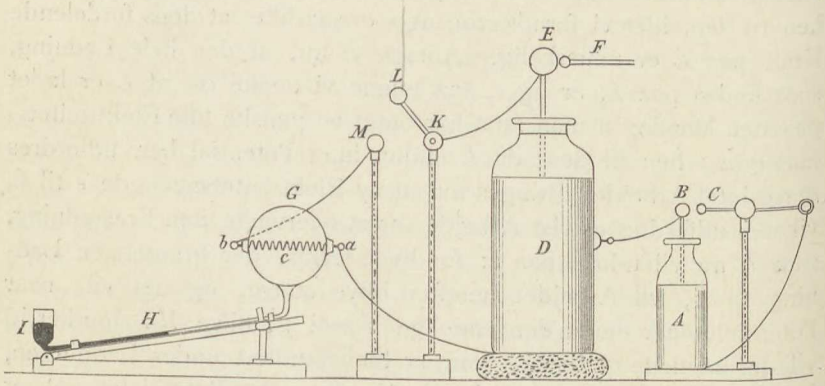


Fig. 114.

skydes frem og tilbage, indtil B og C ere komne i en til Forsøget passende Afstand. For nu at give den store Flaske D en bestemt Ladning, berøres dens Kugle E med den ene Ende F af en Metalstang, der gaar hen til den ene Konduktor paa en Elektrisermaskine. D er stillet paa en isolerende Plade, medens A's ydre Belægning er afledet til Jorden. Drejes der nu paa Elektrisermaskinen, saa vil D blive ladet indvendig, f. Eks. med positiv Elektricitet; dens ydre Belægning vil faa en negativ Ladning, medens den tilsvarende positive Elektricitet gaar over i Maaleflasken A. Har denne derved faaet en tilstrækkelig høj Spænding, springer der en Gnist over mellem Kuglerne B og C, hvorved A og dermed ogsaa den ydre Belægning paa D faar Potentialet Nul. I dette Øjeblik indeholder Flasken D en vis Ladning, som betegnes med q. Idet der nu fra Elektrisermaskinen tilføres ny Elektricitet, vil Spændingen i Flasken A igen stige,

indtil der atter kommer en Gnist, og D har da Ladningen $2q$. Man ser saaledes, at den i D ophobede Elektricitetsmængde er proportional med Antallet af Gnister, der ses imellem Kuglerne B og C.

Varmeudviklingen maaltes ved Hjælp af Lufttermometret GHI. Det bestod af en Glaskugle G, med et snævert Rør H og en cylindrisk Beholder I, i hvilken der var en farvet Vædske; Kuglen var gennemboret ved a og b; i Hullerne var der indkittet to Messingrør med Metalpropper, til hvilke en fin Platintraad c var fæstet. Sendes Udladningen gennem denne Traad, bliver den opvarmet; den afkøles imidlertid meget hurtigt, idet den afgiver Varme til Luften, som nu udvider sig, og Vædsken drives derved tilbage i det kalibrerede Rør H. Naar Røret er meget snævert, behøver man ikke at tage Hensyn til Rumfangsforøgelsen; Vædskens Bevægelse bliver da proportional med Tryktilvæksten, der igen forholder sig som den Varmemængde, Luften har optaget fra Platintraaden.

Forsøgene anstilles nu paa følgende Maade. Først lades Flasken D med en vis Elektricitetsmængde, bestemt ved Lanes Flaske. Den indre Belægning af D staar i ledende Forbindelse med en isoleret Metalkugle K, som bærer en bevægelig Arm KL, der holdes oppe ved en Traad. Slippes denne, falder Kuglen L ned paa Kuglen M, der staar i ledende Forbindelse med b, medens a paa lignende Maade staar i Forbindelse med den ydre Belægning af D. Flasken D udlades da gennem Traaden c, og Varmemængden kan nu maales.

Riess har bestemt Varmeudviklingen ved forskellige Udladningsmaader. Han ladede et Antal Flasker n med en samlet Ladning e. Har nu hver Flaske Kapaciteten C, bliver deres samlede Kapacitet nC, og deres elektrostatiske Energi E er følgelig

$$E = \frac{e^2}{2nC}.$$

Efterfølgende Tabel indeholder nogle af Riess's Forsøg. Det bemærkes, at Riess hverken maalte Energi, Ladning eller Kapacitet i absolut Maal; i Tabellen er derfor under E anført Udslaget paa Lufttermometret, under e Antallet af Gnister i Lanes Maaleapparat; n betegner som sagt Antallet af udladede Leidnerflasker.

e	$n=2$		$n=4$		$n=6$	
	E	$\frac{nE}{e^2}$	E	$\frac{nE}{e^2}$	E	$\frac{nE}{e^2}$
2	1.5	0.75				
4	6.7	0.84	3.2	0.80	2.6	0.98
6	13.4	0.74	7.3	0.81	5.5	0.92
8			14.1	0.88	9.3	0.87

Da $C = e^2/2nE$ er konstant, maa det samme være Tilfældet med nE/e^2; Tabellen viser, at dette nogenlunde er Tilfældet.

Endvidere udladede Riess et Antal Flasker n til et andet Antal n' af Flasker; alle Flaskerne havde samme Kapacitet C. De n Flasker med Ladningen e indeholdt en elektrostatisk Energi E, som var lig $e^2/2nC$; efter Udladningen var den samme Elektricitetsmængde e fordelt over $n+n'$ Flasker; Energien var da $E' = e^2/2(n+n')C$. Tabet i elektrostatisk Energi ved Udladningen var altsaa

$$E - E' = \frac{e^2}{2nC} - \frac{e^2}{2(n+n')C};$$

de ved Forsøget fundne Varmemængder stemte ogsaa med denne Formel.

ELEKTRISERMASKINER. I de ældre Elektrisermaskiner gnides en Glasskive imod en Pude, der er indgnedet med Fedt, hvorpaa der er drysset et ledende Pulver, i Reglen et Amalgam. Denne Gnidepude afledes til Jorden; dens Potential er altsaa Nul. Ved den inderlige Berøring mellem Amalgamet og Glasset, bliver Amalgamet negativ, Glasset positiv elektrisk. De to Flader, der berøre hinanden, forholde sig da som de to Belægninger af en Franklins Tavle; Afstanden mellem de to Lag af Elektricitet er overordentlig lille, til Gengæld maa Ladningerne være meget store. Ved Drejning af Glasskiven fjernes nu den positive Ladning fra den negative; den negative ledes ned i Jorden, den positive træder ud i Luften og vil nu faa en meget stor Spænding. Derved vil den let udlade sig til Luften; dette forhindres da ved, at der til Gnidepuderne ere fæstede Stykker af ferniseret Silketøj, som lægge sig op ad Skiven. Derefter passere de elektriske Dele af Skiven imellem to Rækker Metalspidser; Elektriciteten gaar igennem dem over paa den positive Konduktor. Denne Konduktor vil nu faa

en voksende Spænding; til sidst er den bleven saa stor, at Elektricitetstabet til Luften er lig med den gennem Spidserne tilførte Elektricitetsmængde; naar dette indtræffer, har Maskinen naaet sin største Spænding. Om Maskinens Styrke danner man sig bedst en Forestilling ved at iagttage Gnistlængden. Jo hurtigere Skiven drejes rundt, desto flere Gnister giver den i samme Tid. Det er fordelagtigt at gøre Gnidepuderne lange i Retning af Skivens Radius; derimod har deres Bredde mindre at sige.

Naar den positive Elektricitet, der findes paa Glasskiven, har forladt Gnidepuderne, maa dens Spænding være overordentlig stor, 100,000 Volt eller derover; efterhaanden tabes dog en Del af den, dels til Luften, dels til Maskinens Akse; vil man opnaa en meget stor Gnistlængde, er det derfor bedst at benytte en Maskine med en stor Glasskive, saaledes at Afstanden fra Gnidepuderne til Aksen bliver stor. Ofte ser man, at der gaar Gnister fra Spidserne til Gnidetøjet; de følge i Reglen Glasskivens Overflade; ogsaa dette undgaas lettest ved at gøre Skiven meget stor. Hvor stor en Spænding, der kan opnaas ved Hjælp af den Slags Elektrisermaskiner, vides ikke; skønt der er konstrueret overoverordentlig store Maskiner, er det dog næppe endnu lykkedes at naa til Grænsen for deres Ydelser.

Der udfordres et ret betydeligt Arbejde til at dreje Glasskiven rundt paa disse Maskiner; dette Arbejde anvendes i Hovedsagen til at overvinde Gnidningsmodstanden mellem Skiven og Gnidepuderne. Der er dog ogsaa en elektrisk Modstand at overvinde; paa en almindelig Elektrisermaskine er under Bevægelsen den øverste Halvdel af Skiven positiv elektrisk, medens den nederste Halvdel enten er uelektrisk eller i det mindste mindre stærkt ladet end den øverste Del. Nu er den positive Konduktor saavel som Spidserne og Lederen, til hvilke de ere fæstede, positive elektriske; de ville altsaa frastøde den øverste Del af Glasskiven, og altsaa maa der medgaa et Arbejde til at føre Elektriciteten fra Gnidepuderne til Spidserne. Om dette Arbejdes Størrelse kunne vi gøre os en Forestilling paa følgende Maade. Lad den positive Konduktor have Kapaciteten C, og lad Potentialet, som den opnaar, inden man tager en Gnist af den, være V, dens Ladning er da $e = CV$ og dens Energi $\frac{1}{2}CV^2$. Giver Konduktoren n Gnister i Sekundet, saa er Arbejdet, der er udført, i Sekundet $\frac{1}{2}nCV^2$. Lad Konduktoren være en Kugle, hvis Radius er $\frac{1}{2}$ Meter, lad Gnistlængden være 5 cm. og Antallet af Gnister

i Sekundet 4. En Gnistlængde af 5 cm. svarer, naar man anvender Udladningskugler, hvis Diameter er $\frac{1}{2}$ cm., til en Spænding af 30700 Volt eller 30700/300 elektrostatiske Enheder. Det søgte Arbejde er altsaa, idet en Kugle med en Radius af 50 cm. har Kapaciteten $C = 50$, lig

$$\frac{1}{2} \cdot 4 \cdot 50 \cdot 102^2 = 1040400.$$

Det er det Arbejde, der udfordres for at løfte 1040400/981 Gram, lidt over 1 Kilogram, en Centimeter, hvilket er et ikke umærkeligt Arbejde. Her er dog ikke taget Hensyn til, at der ved Elektricitetens Overgang fra Glasskiven til Spidserne udvikles Varme, og heller ikke til, at Glasskiven afgiver Elektricitet til Luften.

FORDELINGSMASKINER. *Voltas* Elektrofor bestaar af en Plade, den saakaldte »Kage«, som ligger paa en afledet Metalplade, samt af en Metalplade, »Skjoldet«, med et isoleret Haandtag. Kagen kan laves ved at sammensmelte Harpiks og Beg; ofte anvendes dog nu Plader af Ebonit. Ved Gnidning gøres Pladen negativ elektrisk; til Gnidningen maa helst benyttes Katteskind. Den bliver ogsaa stærk elektrisk ved at pidskes med en Rævehale. Sættes Skjoldet nu ned paa Kagen, vil der ske Fordeling i Skjoldet; dets underste Flade faar positiv, dets øverste Flade derimod negativ Elektricitet. Berøres Skjoldet afledende, saa gaar den negative Elektricitet bort. Man kunde tro, at den positive Elektricitet i Skjoldets underste Flade vilde forbinde sig med den negative Ladning i Kagen. Dette sker dog ikke, naar man danner Kagen af et af de nævnte stærkt isolerende Stoffer. Løftes Skjoldet op, tager det den positive Elektricitet med sig, og denne faar nu en stærk Spænding, saaledes at den kan give en lang Gnist Sættes Skjoldet igen ned paa Kagen, gentager det samme sig, og man kan paa denne Maade faa en stor Mængde Gnister, uden at Kagens Ladning svækkes kendeligt.

Elektroforet arbejder uden Gnidning; derfor bliver alt det anvendte Arbejde anvendt til at frembringe elektrostatisk Energi; fra et økonomisk Standpunkt er Elektoforet derfor at foretrække for Elektrisermaskiner. Imidlertid er dets Form ikke saa heldig, og man har derfor søgt at omdanne det saaledes, at en simpel Omdrejning sættes i Stedet for den op- og nedadgaaende Bevægelse af Skjoldet. De Maskiner, der ere konstruerede med dette Formaal for Øje, kaldes Elektrofor- eller Fordelingsmaskiner.

Fig. 115 fremstiller en saadan Maskine, der er konstrueret af Lord *Kelvin*. *AB* er en Isolator, der kan drejes rundt om Aksen *O*, paa den ere to Metalplader C_1 og C_2 anbragte; da de gøre samme Nytte, som Skjoldet i Elektroforet, ville vi kalde dem Skjoldene. D_1 og D_2 ere to andre Metalplader, der bæres af Glasstænger; vi ville kalde dem Induktorer. Til dem ere Metalfjedrene F_1 og F_2 befæstede. E_1 og E_2 ere to andre Fjedre, der ere forbundne ved Metaltraaden *G*, som afledes til Jorden. Nu antages, at Induktoren D_1 oprindelig har en svag positiv Ladning. Naar nu Pladen C_1 netop berører Fjedren E_1, vil den, under Indvirkning af Ladningen paa D_1, blive negativ elektrisk, idet den tilsvarende positive Elektricitet afledes til Jorden. Idet nu C_1 drejes rundt i den ved Pilen angivne Retning, vil den komme til at berøre Fjedren F_2; den afgiver nu største Delen af sin Ladning til Induktoren D_2, som altsaa bliver negativ elektrisk. Derefter kommer C_1 i Berøring med Fjedren E_2; ved den fra D_2 udgaaende fordelende Kraft vil C_1 nu blive positiv elektrisk; denne Elektricitet overføres til D_1 gennem Fjedren F_1; Induktoren D_1 faar derved en større Ladning, altsaa et højere Potential. Man indser, at Induktorernes Potential vil stige stadig; til sidst vil der springe en Gnist over imellem den ene af dem og en af Fjedrene E_1 eller E_2. I den her beskrevne Maskine er der to Skjolde; der er dog intet i Vejen for, at der kan være fire eller flere saadanne. Derved vil man hurtigere opnaa den højeste Spænding.

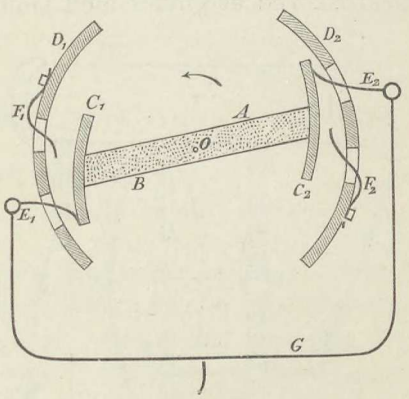


Fig. 115.

Der er konstrueret mange Maskiner efter det samme Princip. Som oftest anbringes Skjoldene paa en rund Glasskive; Induktorerne maa da stilles parallelt med denne. Saadanne Maskiner ere konstruerede af *Töpler* og andre. Man kan ogsaa anbringe dem paa en Slags Rem af Kautschuk eller Silke; Remmen gaar da over to isolerede Ruller. Imellem dem gaar Remmen inde i to Metalrør, som her danne Induktorer, og som ere forsynede med Fjedre, der virke paa samme Maade som Fjedrene i Lord Kelvins Maskine.

Væsentlig forskellig fra disse Maskiner er *Holtz's* Elektrisermaskine, i hvilken Skjoldenes Rolle overtages af en Glasskive. Ogsaa denne Maskine har man givet mange Former; for at lette Forstaaelsen ville vi først betragte en Modifikation af den, som skyldes *Carré*. *A* (Fig. 116) er en Glasskive, der gøres positiv elektrisk ved at gnides mod Gnidepuden *B*. Tæt ved den er en stor Ebonitskive *C* anbragt; den sidder paa Aksen *EE* og kan drejes hurtig rundt. Foran Ebonitskiven findes to Konduktorer *F* og *G*, der ere forsynede med Spidser, som vende imod Skiven. Den positiv elektriske Glasskive virker fordelende paa Elektriciteten i Konduktoren *F*; der strømmer negativ Elektricitet ud paa Ebonitskiven, medens den tilsvarende positive Elektricitet gennem Metaltraaden *H* gaar til Jorden. Herved lades Ebonitskiven med negativ Elektricitet; under Skivens Omdrejning føres denne hen til Konduktoren *G* og derfra til *I*, som er en stor Metalcylinder, der bæres af Glasstængerne *K* og *L*.

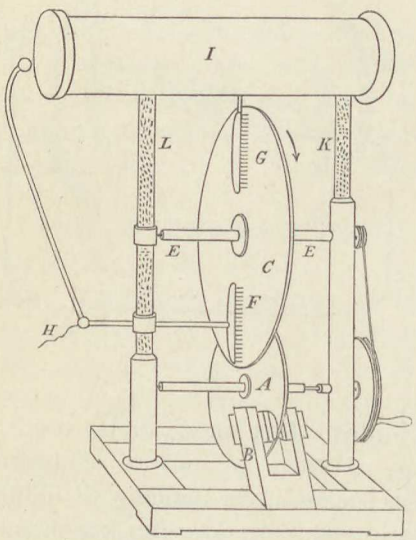


Fig. 116.

I Hovedsagen bestaar *Holtz's* Maskine af en Glasskive, der spiller samme Rolle som Ebonitskiven i Carrés Maskine; den har ligeledes de samme Konduktorer *F* og *G*. Fordelingen i dem frembringes derimod paa en anden Maade. Bag ved den bevægelige Skive, men lige ud for *F* og *G* er anbragt to Papirflader, klæbede til en faststaaende Glasskive; den ene af dem giver man en positiv Ladning, som da virker fordelende paa *F* ligesom Glasskiven i Carrés Maskine. Det ejendommelige ved Holtz's Maskine er nu, at denne Papirflade lades ved den i den roterende Skive selv fremkaldte Fordeling. Paa den nærmere Beskrivelse heraf skulle vi dog ikke her gaa ind.

TRETTENDE AFSNIT.

Magnetiske Kræfter.

MAGNETER. En Magnet kendes i Reglen paa to Ting. Nærmer man den til smaa Jærnstykker, som Søm, Filspaan eller lignende, blive de tiltrukne af Magneten; den Kraft, hvormed den fastholder Jærn, er dog ulige stærk i forskellige Punkter af dens Overflade. De Dele af Overfladen, i hvilke Kraften er stærkest, kaldes dens Poler; de ere adskilte ved lukkede Linier eller Flader, hvor ingen Tiltrækning mærkes; disse kaldes Ligevægtsrum. Foruden de i Naturen forekommende magnetiske Jærnertser, har man ogsaa kunstige Magneter, i Reglen Staalstænger, der ved Gnidning med en anden Magnet ere blevne magnetiserede saaledes, at der midt paa dem er et Ligevægtsrum. Ophænges en saadan Magnet ved en Traad i vandret Stilling, drejer den sig saaledes, at dens ene Ende vender mod Nord, den anden mod Syd. Man kunde antage, at der i en Magnet findes to saakaldte Fluider, Nord- og Sydmagnetisme; i den Ende af Magneten, som vender mod Nord, Magnetens Nordpol, findes Nordmagnetisme, i den anden Ende, Sydpolen, findes Sydmagnetisme. Aarsagen til, at Magneten indtager en bestemt Stilling, kan da ligge i, at Jorden virker paa Nordpolen med en Kraft, som er rettet mod Nord, medens den paa Sydpolen virker med en Kraft, som er rettet mod Syd. Lægges en Magnet paa et Stykke Kork, der svømmer paa Vand, drejer den sig, til Nordpolen er mod Nord; derimod viser Magneten selv ingen Tilbøjelighed til at flytte sig mod Nord eller Syd. Af denne Omstændighed slutter man, at der i en Magnet findes lige store Mængder af begge Slags Magnetisme. Naar nu den jordmagnetiske Kraft virker lige stærkt paa lige store Mængder af begge Slags Magnetisme, maa Magneten være i Ligevægt,

naar den har stillet sig i Kraftens Retning. Paa Grund af det Modsætningsforhold, som overalt træder frem mellem Nord- og Sydmagnetisme, betragtes den første som en positiv, den anden som en negativ Størrelse.

Brækkes en Staalmagnet over, og gentages Forsøgene med Stykkerne, bliver Resultatet det samme som før, ethvert Stykke af en Magnet har, ligesom den oprindelige Magnet, to lige stærke Poler. Da dette Forhold ikke forandres, om Stykkerne end blive nok saa smaa, nødes man til at antage, at hver enkelt Del, hvori en Magnet overhovedet kan deles, oprindelig er en Magnet, saaledes at Magneten kan opfattes som en Samling af Smaamagneter.

Om disse Smaamagneters Form og Størrelse vide vi forøvrigt intet, lige saa lidt som vi vide, hvorledes Magnetismen er fordelt i dem. Her skal det antages, at Nordmagnetisme $+\mu$, er samlet i et Punkt A, medens Sydmagnetisme, $-\mu$, er samlet i et Punkt B; A og B maa ligge meget tæt ved hinanden. En Linie fra B til A kaldes Magnetens Akse. Produktet af Længden $BA = \lambda$ og Magnetismen μ, altsaa $\lambda\mu$, Smaamagnetens Moment, kaldes m, altsaa er $m = \lambda\mu$.

Da Summen af Nord- og Sydmagnetisme for enhver af Smaamagneterne er Nul, maa det samme gælde for hele Magneten. Man har altsaa, at Summen af al Magnetisme i enhver Magnet er lig Nul.

Magnetiseres en Strikkepind, og brækkes den derpaa over, ville de to Brudflader have modsat Magnetisme; bringes Brudfladerne igen i Berøring, vil der i Reglen ikke være nogen kendelig Magnetisme paa Brudstedet; paa samme Maade ville to lige stærke Smaamagneter, hvis modsatte Poler støde sammen, virke som en enkelt Magnet, altsaa kun have to Poler.

Nærmes Nordpolen af en Magnet til Nordpolen af en frit bevægelig Magnet, viser der sig en Frastødning mellem dem. Paa lignende Maade viser det sig, at en Nordpol og en Sydpol tiltrække hinanden. Da disse Virkninger iagttages, selv om Magneterne ere aldrig saa smaa, maa man antage, at de samme Kræfter virke mellem Smaamagneterne; for at finde de Kræfter, hvormed den ene Magnet paavirker den anden, maa man derfor bestemme Virkningen af Smaamagneterne i den ene Magnet paa Smaamagneterne i den anden. For at løse denne Opgave, maa man kende saavel Magneternes magnetiske Tilstand, som Loven, efter hvilken Smaamagneterne virke paa hverandre.

MAGNETISERING. Vi kunne nu tænke os en Magnet, som SN (Fig. 117), bestaaende af en stor Mængde lige stærke Smaamagneter, der ere ordnede regelmæssigt, som Figuren viser. En saadan Magnet siges at være magnetiseret i Retningen SN. Vinkelret paa Magnetiseringsretningen lægges et Plan AB, som ikke overskærer nogen af Smaamagneterne. Er nu n det hele Antal Rækker af Smaamagneter, i Figuren er $n = 7$, og antage vi, at alle Smaamagneterne have Magnetismen μ i hver af Polerne, saa vil der vende $n\mu$ Nordmagnetisme og lige saa megen Sydmagnetisme imod Fladen AB. Er Arealet af AB lig S, saa er den Magnetisme, der vender mod en Kvadratcentimeter af AB, lig $n\mu/S$. Dette Forhold kaldes Magnetiseringens Intensitet og betegnes med I. Lad dernæst CD være en anden Flade, der danner en Vinkel θ med AB, og som heller ikke overskærer nogen af Smaamagneterne. Imod denne Flade vende det samme Antal n af Poler som imod AB; deres samlede Magnetisme er $n\mu$. Da nu $CD \cos\theta = AB = S$, saa bliver Mængden af Magnetisme, der vender mod Fladeenheden af CD

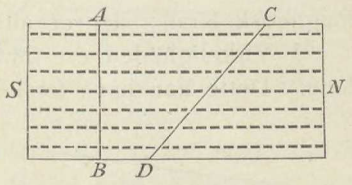


Fig. 117.

$$\frac{n\mu}{CD} = \frac{n\mu}{S}\cos\theta = I\cos\theta.$$

Imod en Flade, som er parallel med Magnetiseringsretningen, vende ingen Poler.

Overføres dette paa en virkelig Magnet, komme vi til følgende Resultat. Igennem hvert Punkt P i en Magnet kan man drage en Linie, der er parallel med Smaamagneterne i Nærheden af dette Punkt, og som gaar i Retning fra Syd til Nordpolerne. Denne Linie angiver Magnetiseringens Retning i dette Punkt. Vi kunne dernæst tænke os, at Magneten blev brudt over, saaledes at Brudfladerne i P vare vinkelrette paa Magnetiseringsretningen; findes der da paa Enhed af Brudflade Mængden I af Magnetisme, saa er I Magnetiseringens Intensitet i dette Punkt. Paa en Brudflade, som danner Vinklen θ med den nævnte Brudflade, vil der paa Enhed af Flade i Nærheden af P findes en Mængde af Magnetisme, som er lig $I\cos\theta$. Brudflader, som ere parallelle med Magnetiseringsretningen, ville være umagnetiske.

En prismatisk Magnet, der er magnetiseret i Længderetningen,

og som har samme Magnetiseringsintensitet overalt, vil være magnetisk paa Endefladerne, medens Sidefladerne ville være ganske umagnetiske. Dens Ender ville altsaa være Poler, medens Sidefladerne ville være Ligevægtsrum. Paa disse vil der dog ogsaa ytre sig nogen magnetisk Kraft, hidrørende fra Magnetismen paa Endefladerne. Man siger, at en saadan Magnet har fri Magnetisme paa Endefladerne. Fra dens Indre udgaar derimod ingen magnetisk Kraft; der er altsaa ingen fri Magnetisme i det indre.

I Virkeligheden ere Magnetiseringsforholdene meget indviklede. Dette kan have forskellige Aarsager. Indskrænke vi os til de Tilfælde, i hvilke Smaamagneternes Akser ere parallelle og ligge i Retningen SN (Fig. 118), kan det tænkes, at de forskellige Smaamagneter have forskellig Magnetisme μ, men samme Længde. Vokser μ nu jævnt fra S til N, saa vil det samme være Tilfældet med Magnetiseringens Intensitet I. Er den ved S lig I_1, ved N lig I_2, saa vil den i Afstanden x fra S, naar Afstanden fra S til N er l, være

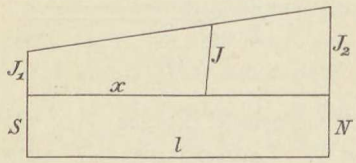


Fig. 118.

$$I = I_1 + \frac{I_2 - I_1}{l} x.$$

Paa Enhed af Overflade vil der da ved S være Magnetismen $-I_1$, paa Enhed af Overflade ved N derimod Magnetismen $+I_2$. Antages I_2 at være større end I_1, og erindres, at den samlede Magnetisme i en Magnet er Nul, saa følger heraf, at der i Magnetens Indre maa være fri Magnetisme. Dens Mængde ϱ i Rumfangsenheden bestemmes saaledes. Kaldes Magnetens Tværsnit S, saa er dens Rumfang lig Sl; kaldes hele Mængden af fri Magnetisme i Magnetens Indre M, saa have vi, at

$$M + SI_2 - SI_1 = 0;$$

tillige er

$$Sl\varrho = M,$$

altsaa faas, at

$$\varrho = \frac{M}{Sl} = \frac{I_2 - I_1}{l}.$$

Dette gælder dog kun, naar, som her, Magnetiseringens Intensitet vokser jævnt. Altid har man dog, at den frie Magnetisme er

negativ, naar man, ved at gaa i Magnetiseringsretningen, kommer fra Steder, hvor Intensiteten er svagere, til Steder, hvor den er stærkere. I en almindelig Staalmagnet er Intensiteten størst i Midten; derfor vil der være fri negativ Magnetisme eller Sydmagnetisme, naar man gaar fra Sydpolen hen til Midten, medens der vil være fri Nordmagnetisme, naar man gaar fra Midten hen til Nordpolen.

Her have vi bestandig antaget, at Smaamagneterne ere ordnede i parallelle Rækker. Mere indviklede Forhold fremkomme, naar de tænkes ordnede i krumme Linier. Vi kunne saaledes tænke os, at de danne en regulær Polygon. Idet vi her antage, at de alle ere lige stærke, ville i alle Vinkelspidser to modsatte Poler støde op til hinanden; de ville derfor ingen Virkninger have udadtil. En Magnet, der bestaar af saadanne magnetiserede Systemer, vil ingen magnetiske Virkninger udøve, den vil heller ikke blive paavirket af Jordmagnetismen; først naar den brækkes over, vil der fremkomme Poler.

I Staalmagneter ere Smaamagneterne sandsynligvis ordnede efter krumme Linier, af hvilke nogle ende paa Siden af Magneten, andre i dens Endeflader. Der fremkommer derfor fri Magnetisme saavel paa dens Sideflader som i Endefladerne; desuden er der ogsaa fri Magnetisme i dens Indre.

JÆRNETS OG STAALETS MAGNETISKE FORHOLD. Vi have set, at en Magnet tiltrækker Jærn; vi skulle nu nærmere betragte Aarsagen dertil. Man iagttager da, at Jærnet under Magnetens Paavirkning faar magnetiske Egenskaber; det virker tiltrækkende paa andre Jærnstykker, ligesom det ogsaa virker paa Magneter. Jærnet bliver altsaa magnetisk. I Nærheden af en Nordpol vil den Del af Jærnet, som vender mod denne Pol, blive sydmagnetisk, medens den anden Ende bliver nordmagnetisk. Vi kunne da antage, at Jærnet bestaar af Smaamagneter, som under almindelige Forhold ere uvirksomme, fordi de danne lukkede Polygoner; under Magnetens Paavirkning aabnes disse Polygoner, saaledes, at der fremkommer fri Magnetisme. Fjernes Jærnet fra Magneten, ville Polygonerne lukke sig, og Jærnet er da igen umagnetisk.

Dette kan igen tjene til at belyse Staalmagneternes Forhold. Man magnetiserer en Staalstang ved at stryge den i Længderetningen med den ene Pol af en Magnet. Er det en Nordpol, saa

vil Stangen blive nordmagnetisk ved den Ende, fra hvilken Gnidningen begynder, sydmagnetisk, hvor Gnidningen afbrydes. Man tænker sig da, at Staalet, ligesom Jærnet, indeholder Smaamagneter, der danne lukkede Polygoner, som aabnes under den gnidende Pols Paavirkning. Naar Staalet nu i Modsætning til Jærnet bliver ved at være magnetisk, saa maa det ligge i, at Smaamagneterne i Staalet ikke ere saa bevægelige som i Jærnet; der maa være en Slags Gnidningsmodstand, som holder dem i den nye Stilling.

Det er ofte nødvendigt at tage Hensyn til, at en Staalmagnet ikke alene er en Magnet, men ogsaa har Jærnets magnetiske Egenskaber; under Paavirkning af stærke Magneter opstaar der i Staalmagneten ny Magnetisme, selv om der ingen Berøring eller Gnidning finder Sted. Nærmes f. Eks. en stærk Magnets Nordpol til Nordpolen af en Magnetnaal, der kan dreje sig i et vandret Plan, frastødes Naalen, men komme de to Poler tæt op til hinanden, forandres Frastødningen til en Tiltrækning, fordi der fremkommer en Sydpol i Naalen i Nærheden af den stærke Magnet. Denne Magnetisering forsvinder dog næsten ganske, naar Polerne igen skilles ad.

Da en Staalmagnet kan beholde sin magnetiske Tilstand i Aarhundreder, kalder man den ofte en permanent Magnet. Derimod er Jærnets Magnetisme ikke varig; den kaldes derfor ogsaa temporær.

MAGNETISK MOMENT. Tænke vi os først, at vi have en saakaldt ideal Magnet, hvis Sydmagnetisme er samlet i Punktet S, og Nordmagnetismen i Punktet N, saa vil den, naar den frit kan dreje sig i et vandret Plan, indtage en bestemt Stilling i Rummet. Et lodret Plan, lagt gennem Polerne, kaldes da Stedets magnetiske Meridian. Den jordmagnetiske Kraft, som virker paa Polerne, maa da ligge i dette Plan; her have vi imidlertid kun med denne Krafts vandrette Komposant H at gøre; ved H forstaa vi da den Kraft, der virker paa en Nordpol med Enhed af Magnetisme. Kaldes Mængden af Magnetisme i Nordpolen m, saa er Hm den paa Nordpolen virkende vandrette Kraft. Paa Sydpolen virker en lignende Kraft, men den gaar i den modsatte Retning. Drejes Magneten en Vinkel α i det vandrette Plan, saa ville de paa Polerne virkende Kræfter søge

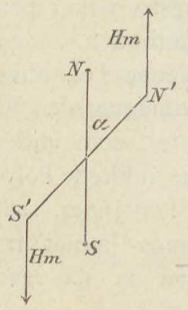


Fig. 119.

at dreje Magneten tilbage til Meridianen. Disse Kræfters Moment D er da

$$D = Hm \cdot l \sin \alpha,$$

naar l er Polernes Afstand. Produktet $ml = M$ kaldes Magnetens magnetiske Moment; vi have da for Drejningsmomentet D Udtrykket

$$D = HM \sin \alpha.$$

Vi have her betragtet et idealt Tilfælde; i Virkeligheden indeholder enhver Magnet et meget stort Antal Smaamagneter; vi skulle nu se, at vi dog ogsaa i dette Tilfælde faa et lignende Udtryk for Drejningsmomentet.

Drejningsmomentet, der virker paa en af Smaamagneterne med Magnetisme μ_1 og Længde λ_1, afhænger af Produktet $\mu_1\lambda_1$, samt af den Vinkel, som λ_1 danner med Kraften H. Det er derfor tilladt at tænke sig, at alle Smaamagneterne have samme Magnetisme m, medens deres Længder $l_1, l_2 \ldots$, som vi kalde reducerede Længder, kunne være forskellige. Det er ligeledes tilladt at tænke sig dem flyttede, hvorhen man vil, naar blot deres Retning bliver uforandret. Heraf kunne vi nu benytte os saaledes. Lad AB (Fig. 120) være den reducerede Længde af en af Smaamagneterne. Fra dens Nordpol B drages BC parallel og lige stor med den reducerede Længde af en anden af Smaamagneterne. I B kunne vi da foruden Polen $+m$ af den første Magnet tænke os Polen $-m$ af den anden Magnet, saaledes at vi nu, i Stedet for de to Magneter, der ere fremstillede ved AB og BC, faa en ny Magnet med Magnetisme m og Længde AC. Paa denne Maade kunne vi gaa videre og maa da tilsidst ende i et eller andet Punkt, lad det være i F. En Magnet af Længde $l = AF$ og med Sydmagnetisme $-m$ i A og Nordmagnetismen $+m$ i F vil da kunne sættes i Stedet for den virkelige Magnet, naar det gælder om at finde Jordmagnetismens Indvirkning; Magneten vil derfor indstille sig saaledes, at AF ligger i den magnetiske Meridian. Figuren viser endvidere, at Magnetens Moment $M = ml$ er lig Resultanten af alle Smaamagneternes Momenter, naar vi tænke os disse sammensatte paa samme Maade, som Kræfter sammensættes.

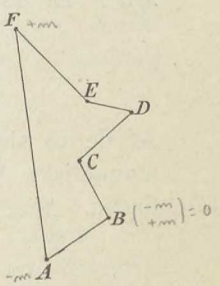


Fig. 120.

En Magnet, som hænger vandret i et Silkespind, vil, naar den

drejes ud af Hvilestillingen, udføre Pendulsvingninger om denne Stilling. For uendelig smaa Udsving har man, at Svingningstiden T er udtrykt ved

$$T = \pi \sqrt{\frac{I\alpha}{A}},$$

naar I er Magnetens Inertimoment med Hensyn til Omdrejningsaksen og A det Moment, som drejer Magneten mod Hvilestillingen, naar Afvigelsen fra denne er lig α. Da nu A her kan sættes lig $MH\alpha$, faas, at

$$T = \pi \sqrt{\frac{I}{MH}}.$$

Af denne Ligning kan man altsaa beregne MH, naar Inertimomentet I er bekendt og Svingningstiden maalt. I findes enten ved Beregning eller ved Forsøg. I sidste Tilfælde kan man ophænge to lige store Lodder ved Magneten, hver paa sin Side af Traaden, i hvilken Magneten er ophængt. Er p Loddernes Vægt og a deres Afstand fra Traaden, saa er deres Inertimoment lig $2pa^2$. Er nu Svingningstiden funden at være T_1, saa er

$$T_1 = \pi \sqrt{\frac{I + 2pa^2}{MH}}.$$

Af de to sidste Ligninger kan nu Produktet MH af Magnetens magnetiske Moment og af Jordmagnetismens vandrette Intensitet findes. Man finder, at

$$MH = \frac{2\pi^2 pa^2}{T_1^2 - T^2}.$$

I Stedet for Lodderne kan man ogsaa anvende en nøjagtigt afdrejet og udmaalt Messingring, hvis Inertimoment kan beregnes. Ringen lægges oven paa Magneten, saaledes at Ophængningen gaar gennem dens Centrum.

COULOMBS FORSØG. For at faa at vide, efter hvilken Lov de magnetiske Kræfter forandre sig med Polernes Afstand, gjorde *Coulomb* følgende Forsøg. Han tog en tynd Staalstang AB (Fig. 121), 25 Tommer lang, og magnetiserede den ved at stryge den med en Magnet. Ved en Silketraad ophængte han en lille Magnetnaal C, der stiller sig i Nord og Syd, eller rettere i den

magnetiske Meridian. Nu stilledes AB i samme lodrette Plan som Naalen, med Sydpolen ud for Naalens Nordpol, i en Afstand af 2 Tommer fra Naalen. Først var Stangens nederste Ende i Niveau med Naalen; Coulomb fandt da, at Naalen udførte 120 Svingninger i Minuttet; derefter sænkedes AB et Stykke a, og det tilsvarende Antal Svingninger N i Minuttet maaltes. Resultaterne af disse Forsøg vare følgende:

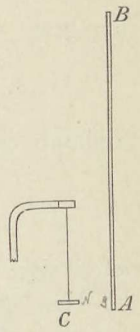


Fig. 121.

$a =$	0.0,	0.5,	1,	2,	3,	4,	8 Tommer
$N =$	120,	122,	122,	115,	112,	98	39

Toges Stangen AB bort, udførte Naalen 34 Svingninger i Minuttet. Coulomb sluttede heraf, at Magneten virkede paa Naalen, som om al dens Sydmagnetisme var samlet i et Punkt i en Afstand af 10 Linier fra Enden. Overføres dette paa andre Magneter, hvis Længde er meget stor i Forhold til Tykkelsen, kunne vi tænke os en saadan Magnets Magnetisme koncentreret i to Punkter, der ligge i Nærheden af Enderne. Det er aabenbart, at det herved bliver muligt at finde Lovene, efter hvilke to Magneter virke paa hinanden.

For nu at se, hvorledes Kraften afhang af Afstanden, maalte Coulomb en lille Magnetnaals Svingningstid T_0; den er med de samme Betegnelser som tidligere udtrykt ved

$$T_0 = \pi \sqrt{\frac{I}{MH}}.$$

Derpaa anbragtes Sydpolen af en lang Magnet i Naalens Forlængelse. Naar Naalens Længde er lille i Forhold til Afstanden a_1, fra Polen til Naalens Midte, vil Sydpolens Indvirkning næsten være lige stor paa begge Naalens Poler; kaldes den Kraft, hvormed Sydpolen virker i Afstand a_1, for K_1, har man da, at Svingningstiden T_1 er udtrykt ved

$$T_1 = \pi \sqrt{\frac{I}{M(H+K_1)}}.$$

Et andet Forsøg, ved hvilket Afstanden var a_2, og Kraften kaldes K_2, gav en ny Svingningstid T_2, hvor

$$T_2 = \pi \sqrt{\frac{I}{M(H+K_2)}}.$$

Af de tre sidste Ligninger følger, at

$$T_1^{-2} - T_0^{-2} = \frac{MK_1}{\pi^2 I}, \quad T_2^{-2} - T_0^{-2} = \frac{MK_2}{\pi^2 I},$$

som give

$$\frac{T_1^{-2} - T_0^{-2}}{T_2^{-2} - T_0^{-2}} = \frac{K_1}{K_2}.$$

Coulomb fandt nu, at

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{a_2^2}{a_1^2},$$

det vil sige, at Kraften forholdt sig omvendt som Afstandens Kvadrat.

Han har ogsaa paavist Rigtigheden af denne Lov ved Hjælp af Snovægten; Kraften maales da ved den Vinkel, en i en fin Sølvtraad ophængt Magnet drejes under Paavirkning af Tiltrækning eller Frastødning fra en anden Magnet.

Coulomb kommer saaledes ved sine Undersøgelser over Magnetpolernes Virkninger paa hinanden til samme Resultat, som ved Forsøgene over de elektriske Tiltrækninger og Frastødninger, nemlig at Kraften forholder sig omvendt som Afstandens Kvadrat. Man kan altsaa sætte den Kraft K, med hvilken to Magnetpoler, der indeholde Mængderne m_1 og m_2 af Magnetisme, og som ere i en Afstand af a, virke paa hinanden, lig

$$K = \frac{m_1 m_2}{a^2}.$$

Ved Snovægten kan Kraften K maales i absolut Maal; udtrykkes a i Centimeter, saa kan den absolutte Værdi af Produktet $m_1 m_2$ maales. Have de to Poler lige store Mængder af Magnetisme, hvilket f. Eks. kan prøves ved at lade dem virke paa en Magnetnaal, der svinger, faar man deres Magnetisme bestemt i absolut magnetisk Maal. Paa denne Maade antage vi i det følgende, at Mængder af Magnetisme maales.

EN MAGNETS VIRKNING PAA EN MAGNETPOL. Lad i Fig. 122 SN være en ideal Magnet, hvis Poler S og N henholdsvis indeholde Mængderne $-m$ og $+m$ af Magnetisme; Polernes Afstand $SN = l$. I Forlængelsen af SN findes en Magnetpol med Magnetismen m', dens Afstand OA fra Magnetens Midtpunkt kaldes a. Den vil frastødes af N med Kraften $mm'/(a - \frac{1}{2}l)^2$ og til-

trækkes af S med Kraften $mm'/(a+\frac{1}{2}l)^2$. Den paa m' virkende frastødende Kraft K_1 bliver altsaa

$$K_1 = mm'\left(\frac{1}{(a-\frac{1}{2}l)^2} - \frac{1}{(a+\frac{1}{2}l)^2}\right).$$

Er Afstanden a fra Magneten stor i Forhold til Magnetens Længde, kunne vi sætte

$$K_1 = \frac{2mm'l}{a^3}.$$

Indføres heri Magnetens magnetiske Moment $M = ml$, faas altsaa

$$K_1 = \frac{2Mm'}{a^3}.$$

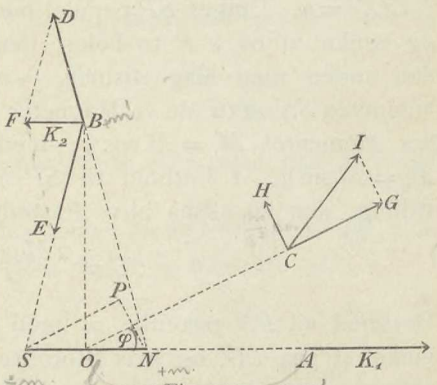


Fig. 122.

Denne Stilling af Polen i Forhold til Magneten, vi her have betragtet, kaldes den første Hovedstilling.

Dernæst tænke vi os, at Polen befinder sig i Punktet B, der ligger i et Plan, som staar vinkelret paa Magnetens Akse og gaar gennem dens Midtpunkt O; OB antages at være lig a. N vil da frastøde m' i Retningen BD, der ligger i Forlængelsen af NB. S vil tiltrække m' i Retningen BE, som peger mod S. Man har, at

$$BD = BE = \frac{mm'}{a^2 + \frac{1}{4}l^2}.$$

Drages DF parallel og lige stor med BE, og forbindes F med B, saa er $BF = K_2$ Resultant af BD og BE. Man har, da

$$\triangle BDF \sim \triangle NBS,$$

at

$$K_2 : BD = SN : NB,$$

$$K_2 = \frac{mm'l}{\left(a^2 + \frac{l^2}{4}\right)^{3/2}}.$$

Da l antages at være lille i Sammenligning med a, faas, at

$$K_2 = \frac{Mm'}{a^3}.$$

K_2 er altsaa et Udtryk for den magnetiske Kraft i denne Stilling,

som kaldes den anden Hovedstilling. I dette Tilfælde er Kraften kun halv saa stor som tidligere; dens Retning er endvidere modsat Retningen af Kraften i den første Hovedstilling.

Endelig ville vi tænke os, at Polen m' ligger i et vilkaarligt Punkt C, hvis Beliggenhed er bestemt ved, at $OC = a$, og $\angle CON = \varphi$. Drages SP parallel med OC og NP vinkelret paa OC, og tænke vi os i P to Poler, den ene med Magnetismen $+m$, den anden med Magnetismen $-m$, saa kunne vi i Stedet for Magneten SN sætte de to Magneter SP og PN, af hvilke den første har Momentet $M_1 = M\cos\varphi$, medens den anden har Momentet $M_2 = M\sin\varphi$. I Forhold til SP er m' nu i den første Hovedstilling; den vil altsaa blive frastødt med en Kraft

$$CG = \frac{2M\cos\varphi}{a^3}m'.$$

Derimod vil PN paavirke m' med en Kraft CH, hvis Retning er vinkelret paa CG, og hvis Størrelse er

$$CH = \frac{M\sin\varphi}{a^3}m'.$$

Resultanten $K = CI$ af de paa m' virkende Kræfter er altsaa

$$K = \sqrt{CG^2 + CH^2} = \frac{Mm'}{a^3}\sqrt{1 + 3\cos^2\varphi}.$$

Resultanten danner en Vinkel $\theta = \angle ICG$ med Forbindelseslinien mellem Magnetens Midtpunkt og den betragtede Pol, som er bestemt ved

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{CH}{CG} = \tfrac{1}{2}\operatorname{tg}\varphi.$$

Hvad her er udviklet om en ideal Magnet, kan ogsaa anvendes paa en virkelig Magnet, naar blot Afstanden fra Magneten til den paavirkede Pol er stor i Forhold til Magnetens Længde.

KRÆFTER, SOM VIRKE MELLEM MAGNETER. Man indser Muligheden af, at Magneternes indbyrdes Paavirkning kunne udtrykkes paa lignende Maade, som en Magnets Indvirkning paa en Magnetpol. Man faar dog paa denne Maade meget indviklede Udtryk for Kræfterne. Vi skulle her kun betragte et Par simple Tilfælde, der have større Betydning.

Lad SN (Fig. 122) være en Magnet, hvis Akse er vinkelret paa den magnetiske Meridian. Man ophænger en kort Magnetnaal,

saaledes, at dens Midtpunkt ligger i A. Denne Naal er da paavirket af Jordmagnetismen, hvis Intensitet i vandret Retning er H, samt af en fra Magneten SN udgaaende Kraft, hvis Intensitet er, med de samme Betegnelser som ovenfor, lig $2M/a^3$. Den sidste Kraft staar vinkelret paa den magnetiske Meridian. Resultanten af disse to Kræfter danner en Vinkel α_1 med Meridianen, som er bestemt ved, at

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{2M}{Ha^3}.$$

α_1 er altsaa det Udslag, Magnetnaalen vil gøre, naar den er i den første Hovedstilling.

Flyttes Naalen nu hen i den anden Hovedstilling, finder man paa samme Maade, at dens Udslag α_2 bliver bestemt ved

$$\operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{M}{Ha^3}.$$

Gauss har udført saadanne Forsøg. Udslagene α_1 og α_2 maaltes ved Spejlaflæsning, og han fandt, at man virkelig har

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = 2 \operatorname{tg} \alpha_2,$$

hvilket viser, at Coulombs Lov er rigtig.

Naar der findes Magneter i et Rum, vil en Magnetpol P med Magnetismen μ, der er i Nærheden af dem, blive paavirket af en vis Kraft. Antage vi, at μ er saa lille, at Polens Tilstedeværelse ingen Forandring frembringer i Magnetismens Fordeling, saa ville vi kunne sætte den Kraft, som virker paa P, lig $F\mu$; F er da det, som man kalder den magnetiske Kraft i Punktet P. Vi kunne nu sige, at F er den Kraft, som vil virke paa Enhed af Magnetisme i Punktet P. Et saadant Rum, hvori der virke magnetiske Kræfter, kaldes et magnetisk Felt.

Har man en lille Magnet, som frit kan bevæge sig i alle Retninger, og anbringes dens Midtpunkt i P, saa vil den stille sig saaledes, at dens magnetiske Akse er parallel med Retningen af Kraften F. Har den magnetiske Kraft samme Størrelse og Retning i begge Magnetens Poler, saa vil Magneten være i Ligevægt i denne Stilling. Saaledes forholder det sig f. Eks. med en Magnet, der alene er underkastet den jordmagnetiske Krafts Paavirkning.

Har Kraften vel samme Retning i begge Poler, men er den større paa Nordpolens end paa Sydpolens Plads, vil den drages til den Side, hvor den største Kraft findes; Magneten vil altsaa have

en Tilbøjelighed til at bevæge sig hen imod de Punkter, hvor den magnetiske Kraft har sin største Styrke. Man kan bevise, at dette gælder under alle Forhold. En Magnet vil altid søge at bevæge sig hen imod de Steder i Rummet, hvor Feltets Intensitet, som det ogsaa kaldes, er størst.

Det samme gælder om en lille Jærnmasse. En Stump Jærntraad, der befinder sig i et magnetisk Felt, vil blive magnetiseret, og derefter vil den stille sig parallel med den magnetiske Kraft. Tillige vil den bestræbe sig for at komme hen til de Punkter, hvor Feltets Intensitet er størst; den vil altsaa nærme sig en af Magnetpolerne.

Lægger man en Magnet paa et Bord og strør Jærnfilspaaner paa Bordet omkring Magneten, vil der fremkomme en Figur, som er vist i Fig. 123. Enhver lille Spaan vil stille sig parallel med den magnetiske Krafts Retning, og de ville alle danne et System af Kurver, de saakaldte Kraftlinier, som vise Kraftens Retning overalt i Rummet. Hvor disse Kurver ligge tæt ved hinanden, er den magnetiske Kraft større, hvor de fjerne sig fra hinanden, er Kraften mindre. Rystes Bordet, ser man, at Filspaanerne nærme sig til Magneten; det er en Følge af deres Bestræbelse efter at komme til de Steder i Rummet, hvor den magnetiske Kraft er størst.

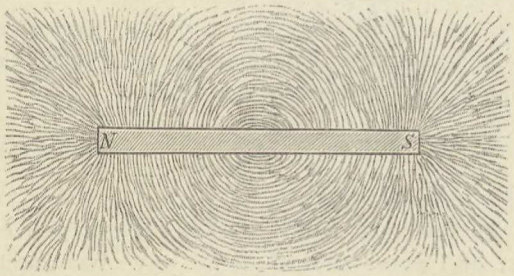
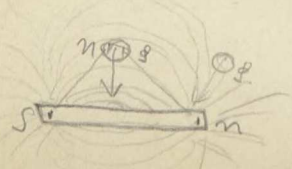


Fig. 123.

JORDMAGNETISMEN. En Magnet, der kan dreje sig i et vandret Plan, stiller sig saaledes, at dens magnetiske Akses Retning danner en Vinkel med den astronomiske Meridian, der er forskellig paa forskellige Steder af Jorden. Er Magneten lang og tynd, kan man antage, at dens magnetiske Akse falder sammen med den geometriske Akse, og det er da let, naar man kender Retningen af den astronomiske Meridian, at finde Vinklen, som den magnetiske Meridian danner med den astronomiske. Denne Vinkel kaldes gerne Deklinationen eller Misvisningen. Skal Dekli-



nationen maales nøjagtigt, kan man gaa frem paa følgende Maade, som er angiven af *Gauss*.

Et kort Messingrør med kvadratisk Tværsnit ophænges ved et Bundt Silkespind. En Messingstang, der har samme Vægt som den Magnet, der skal benyttes, lægges ind i Røret, saaledes at Stangen hænger vandret. Man drejer nu Bundtets Ophængningspunkt, indtil Messingstangen saa nogenlunde bliver parallel med den magnetiske Meridian. Man kan nu antage, at Silkespindenes Snoningsmodstand vil være uden Indflydelse paa Magnetens Stilling. Lægges nu Magneten ind i Røret, vil den indtage en saadan Stilling, at dens magnetiske Akse er parallel med den magnetiske Meridian. Da man imidlertid ikke kan være sikker paa, at Magnetens magnetiske Akse er parallel med Magnetens Længderetning, bliver det nødvendigt først at undersøge Beliggenheden af den magnetiske Akse selv. Dette sker saaledes. Paa Enden af Magneten anbringes et Planspejl, som kan indstilles ved Hjælp af 3 Skruer. Vi kunne antage, at det fra først af er lodret paa Magnetens Længderetning. I Magnetens Forlængelse opstilles en Kikkert og en vandret Maalestok. I Kikkerten ser man da Spejlbilledet af Maalestokken, og man kan nu dreje Kikkerten, indtil Billedet af det Punkt af Maalestokken, der er i samme lodrette Plan som Kikkertens optiske Akse, ses over et med en lodret Traad i Kikkertens Fokus. Tages Magneten ud af Røret og vendes den om, saaledes at den Flade, som før var nederst, nu kommer øverst, saa vil man i Reglen finde, at Spejlet drejer sig lidt bort fra den tidligere Stilling; man faar altsaa et andet Punkt af Maalestokken i Kikkertens Fokus. Dette ligger i, at Spejlet ikke har været vinkelret paa Magnetens magnetiske Akse. Man indstiller nu paa Skruerne, indtil man har opnaaet, at Spejlet beholder samme Stilling, efter at Magneten er vendt om. Er dette opnaaet, saa er Normalen til Spejlet parallel med den magnetiske Akse. Er nu Kikkerten indstillet i Retningen af denne Normal, saa maales Vinklen, man maa dreje Kikkerten, for at bringe dens Akse over i den astronomiske Meridian. Denne Vinkel er da Deklinationen. Nutildags anvender man i Reglen transportable Apparater til Maaling saavel af Deklinationen som af de andre jordmagnetiske Konstanter; med Hensyn dertil henvises til Ad. Paulsen: Meteorologi og Jordmagnetisme, Kbhvn. 1890.

En Magnet, som er understøttet i Tyngdepunktet, vil under Jordmagnetismens Indflydelse indtage en saadan Stilling, at dens

magnetiske Akse befinder sig i den magnetiske Meridian og danner en vis Vinkel med det vandrette Plan, som kaldes Inklinationen eller Hældningen. Det er meget vanskeligt at maale denne Vinkel nøjagtigt. Man anvender i Reglen hertil en Magnet, som bæres af en tynd Cylinder af Staal, hvis geometriske Akse saa nær som muligt gaar gennem Magnetens Tyngdepunkt, og tillige er vinkelret paa den magnetiske Akse. Cylinderen ruller paa to vandrette Agatplader, medens Magnetens Ender bevæge sig langs med en lodret og inddelt Cirkel. Det hele stilles saaledes, at Omdrejningsaksen er vinkelret paa den magnetiske Meridian. Her maa man navnlig erindre, at man ikke kan være sikker paa, at Aksen gaar gennem Magnetens Tyngdepunkt; derpaa gøres Prøve ved at ommagnetisere Magneten og foretage en ny Maaling af Inklinationen; stemme de to Maalinger ikke overens, tages Middeltallet. For at prøve, om den magnetiske Akse er parallel med Magnetens Længderetning, tages Magneten op og lægges ned igen, efter at være vendt om; Middeltallet vil da være befriet fra Fejlen.

Er nu Deklination og Inklination maalte, saa er dermed den magnetiske Krafts Retning funden; der staar da kun tilbage at finde Kraftens Intensitet, det vil sige at finde den Kraft, med hvilken Jordmagnetismen virker paa en Pol med Enhed af Magnetisme. For at finde den, maales først dens Intensitet H i vandret Retning.

Man benytter dertil en større Staalmagnet, der ophænges paa den af Gauss angivne Maade, som er beskreven i det foregaaende. Man maaler Magnetens Svingningstid T, og har da med de i det foregaaende anvendte Betegnelser (S. 342)

$$T = \pi \sqrt{\frac{I}{MH}}.$$

Hænges derpaa 2 Lodder, hvis Vægt er p, paa Magneten i Afstand a fra Ophængningspunktet, faas en ny Svingningstid T_1; man har da

$$T_1 = \pi \sqrt{\frac{I + 2pa^2}{MH}}.$$

Af disse Ligninger findes

$$MH = \frac{2\pi^2 a^2 p}{T_1^2 - T^2}.$$

Nu lægges Magneten paa et vandret Bord, saaledes at dens

magnetiske Akse er vinkelret paa den magnetiske Meridian. I Aksens Forlængelse ophænges i Afstand a fra Magnetens Midtpunkt en Magnetnaal; den vil paa Grund af Magnetens Indflydelse dreje sig en Vinkel α_1 ud af Meridianen; er Afstanden a mange Gange større end Magnetens Længde, faas da (S. 347), at

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{2M}{Ha^3}.$$

Da nu baade Produktet MH og Kvotienten M/H ere bekendte, kan man heraf finde Jordmagnetismens vandrette Komposant H.

Det maa dog bemærkes, at der er flere Ting at tage Hensyn til, naar det tilsigtes at maale H nøjagtigt. Vinklen α_1 maales bedst ved Spejlaflæsning; derved kan der opnaas stor Nøjagtighed. Vanskeligheden ligger paa et andet Punkt. Det Udtryk, som tidligere er fundet for den Kraft, hvormed en Magnet virker paa en Magnetpol, gælder kun, naar Magneten er langt borte fra Magnetpolen; i Virkeligheden kan man ikke gøre denne Afstand stor, da Kraften aftager hurtigt med Afstanden. En nøjagtigere Beregning er ogsaa forbunden med Vanskeligheder, da Magnetismens Fordeling i Magneten vanskelig kan bestemmes med nogen Sikkerhed.

JORDENS MAGNETISME. De magnetiske Virkninger, som Jorden udøver, forklares ved at antage, at Jorden selv er en Magnet; den nordlige Halvkugle maa da være sydmagnetisk, medens den sydlige er nordmagnetisk. I Overensstemmelse hermed finder man, at Inklinationen er meget stor i de nordligste Egne af Jorden, og paa et enkelt Punkt har man fundet, at Inklinationen er 90^0. I et Bælte, der gaar rundt om Jorden i Nærheden af Ækvator, den magnetiske Ækvator, er Inklinationen Nul; længere mod Syd bliver den negativ, og der maa paa den sydlige Halvkugle findes et Sted, hvor Inklinationen er -90^0, hvor altsaa Inklinationsnaalens Sydpol peger nedad. De Punkter, i hvilke Hældningsnaalen staar lodret, kaldes Jordens magnetiske Poler. Hermed stemmer ogsaa Deklinationsnaalens Forhold. I den største Del af Europa, hele Afrika og de østlige Dele af Nord- og Sydamerika er Deklinationen vestlig; den er ogsaa vestlig i en Del af Kina og det tilstødende Hav. Paa den øvrige Del af Jorden er Deklinationen østlig. I Hovedtrækkene maa det ogsaa forholde sig saaledes, da Jordens magnetiske Sydpol ligger i det nordlige Amerika (paa 70^0 nordlig Bredde og 98^0 vestlig Længde fra Greenwich). De særegne Forhold i Kina kunne dog ikke forklares paa denne Maade.

Paa Grundlag af de omfattende Maalinger af Jordmagnetismens Konstanter, som ere udførte navnlig i dette Aarhundrede, have først *Hansteen*, derefter *Gauss*, senere *Erman*, *Neumayer* og andre, søgt at bestemme Jordens magnetiske Tilstand. for saa vidt man kan udlede den af Iagttagelser ved Jordens Overflade. Her skal kun den første raa Tilnærmelse betragtes, ifølge hvilken Jordmagnetismen hidrører fra, at der tæt ved Jordens Midtpunkt findes en Magnet. Kaldes dens magnetiske Moment M, og er r Jordens Radius, saa følger af Antagelsen, at den magnetiske Kraft F_1 i Jordens magnetiske Poler (S. 345) er

$$F_1 = \frac{2M}{r^3}.$$

I Jordens magnetiske Ækvator skulde den være

$$F_2 = \frac{M}{r^3}.$$

Nu fremgaar det af Iagttagelserne, at F_1 i Jordens magnetiske Sydpol, den Pol, som findes i den nordlige Halvkugle, er i absolut Maal 0.64. I Jordens magnetiske Ækvator varierer Kraften imellem 0.26 og 0.38. Middelværdien er 0,32. Dette stemmer godt med Forudsætningerne. Vi kunne altsaa sætte

$$\frac{M}{r^3} = 0.32.$$

Hver Kubikcentimeter af Jorden maatte altsaa, hvis Momentet M var jævnt fordelt over den, have Momentet

$$I = \frac{M}{\frac{4}{3}\pi r^3} = \frac{3 \cdot 0.32}{4\pi} = 0.076.$$

Jordens Magnetiseringsintensitet bliver altsaa efter denne Hypotese 0.076. For almindelige Staalmagneter er I flere Tusinde Gange større.

Det er her antaget, at Magnetens Midtpunkt faldt sammen med Jordens Centrum; den nøjagtige Beregning fører ikke til dette Resultat; i det hele kan man ikke ved nogen simpel Fordeling af Magnetisme i Jordens Indre forklare de ofte højst uregelmæssige Forhold ved Jordens Overflade. Endnu skal det blot nævnes, at de magnetiske Konstanter i Virkeligheden ere meget variable, idet de i Tidens Længde undergaa Forandringer; desuden variere de saavel i Aarets som i Dagens Løb.

MAGNETISK POTENTIAL. I Nærheden af Magneter, i det saakaldte magnetiske Felt, vil en Pol, der indeholder Enheden af Nordmagnetisme, en Enhedspol, paavirkes af en Kraft F, som har forskellige Værdier i forskellige Punkter af Feltet. I meget store Afstande fra Magneterne er denne Kraft umærkelig. Tænker man sig, at en Enhedspol bevæger sig fra et Punkt P i det magnetiske Felt til et Punkt, der er uendelig langt borte, saa vil den magnetiske Kraft gøre et Arbejde paa denne Pol, som vi kalde det magnetiske Potential og betegne med V. Dette Potential har i det væsentlige de samme Egenskaber, som det elektriske Potential. Kender man saaledes Potentialet overalt i det magnetisk Felt, saa kan man beregne den magnetiske Krafts Størrelse og Retning overalt. De Flader, der have samme magnetiske Potential, kaldes ækvipotentiale Flader; den magnetiske Kraft i et Punkt staar vinkelret paa den ækvipotentiale Flade, der gaar gennem Punktet. De saakaldte Kraftlinier staa altsaa overalt vinkelrette paa de ækvipotentiale Flader.

Vi skulle nu beregne det magnetiske Potential for nogle specielle Tilfælde. En enkelt Magnetpol A med Magnetisme m vil i et Punkt P, som ligger i Afstand r fra Polen, frembringe en magnetisk Kraft, der er lig m/r^2. Gaar en Enhedspol fra P til det uendelig fjerne, vil det af de magnetiske Kræfter udførte Arbejde være

$$V = \int_r^\infty \frac{m}{r^2}\, dr = \frac{m}{r}.$$

Vi faa altsaa det magnetiske Potential bestemt i dette Tilfælde ved at dividere Magnetismen i den givne Pol med Afstanden fra Polen til det Punkt, for hvilket Potentialet søges. Man indser heraf, at man i Almindelighed har, at Potentialet i et Punkt P er lig Summen af de Kvotienter, der fremkomme ved at dividere hver enkelt Pols Magnetisme med Polens Afstand til P.

Lad saaledes SN (Fig. 124) være en lille Magnet; S er en Sydpol med Magnetismen $-m$, N en Nordpol med Magnetismen $+m$. Potentialet V i Punktet P er da

$$V = \frac{m}{NP} - \frac{m}{SP}.$$

Lad Forlængelsen af Magnetens Akse SN danne Vinklen φ med

NP; man kan da, naar SN er meget lille i Forhold til NP, sætte $SP - NP = SN \cos \varphi$; er nu $NP = r$, saa faas, at

$$V = \frac{ml}{r^2} \cos \varphi.$$

I Stedet for ml, som er Magnetens magnetiske Moment, kunne vi sætte M, og faa altsaa

$$V = \frac{M}{r^2} \cos \varphi.$$

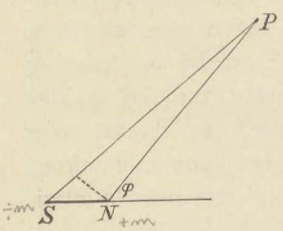


Fig. 124.

Vi have her faaet et Udtryk for Potentialet af en lille Magnet, som ogsaa kan anvendes til Beregning af Potentialet af en hvilken som helst Magnet, da vi betragte enhver Magnet som sammensat af Smaamagneter. Dog kan man ad denne Vej kun finde Potentialet i Luften; Potentialet i Magnetens Indre vil variere paa en meget indviklet Maade, om hvilken vi ikke kunne gøre os nogen klar Forestilling, da vi ikke kende Smaamagneternes Størrelse og Stillinger til hverandre.

Ved Hjælp af det her udviklede kunne vi danne os en Forestilling om Størrelsen af Jordens magnetiske Potential. Vi tænke os, i Overensstemmelse med, hvad der er udviklet S. 352, at der i Nærheden af Jordens Midtpunkt findes en Magnet, hvis Moment M er bestemt ved

$$\frac{M}{r^3} = 0.32,$$

hvor r er Jordens Radius. Potentialet V ved Jordens Overflade er altsaa

$$V = \frac{M \cos \varphi}{r^2} = 0.32 \cdot r \cos \varphi.$$

For den magnetiske Sydpol, den nordlige Pol, er $\varphi = 180^0$, Potentialet i dette Punkt bliver altsaa $-0.32 \cdot 2 \cdot 10^9/\pi = -2.04 \cdot 10^8$.

Til Slutning søge vi Potentialet af en uendelig tynd og plan Staalplade, hvis ene Overflade AB (Fig. 125) har Magnetismen $+\sigma$ paa Kvadratcentimeteren, medens den anden har Magnetismen $-\sigma$ paa samme Areal. En saadan Magnet kan betragtes som en Samling af Smaamagneter, hvis Længde ϵ er lig Pladens Tykkelse, og som indeholde Magnetismen μ i hver Pol. Gaar der n saa-

danne paa en Kvadratcentimeter, haves $n\mu = \sigma$. Et lille Stykke dS af denne Plade kan betragtes som en Magnet med Magnetismen σdS og Polafstand e; dets Moment er altsaa $e\sigma dS$. Det vil i Punktet P frembringe Potentialet dV, hvor

$$dV = \frac{e\sigma dS}{r^2} \cos \varphi,$$

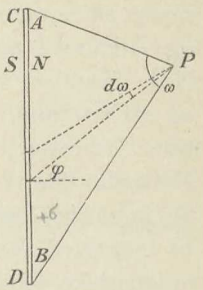


Fig. 125.

naar r er Afstanden fra dS til P, og φ er Vinklen mellem r og en Linie, som staar vinkelret paa dS. Beskrives om P med Radius 1 en Kugle, saa vil der af denne Kugle afskæres et Areal $d\omega$, naar man forbinder P og Omkredsen af dS med en Kegleflade. Vi faa da

$$r^2 d\omega = dS \cos \varphi,$$

og altsaa

$$dV = e\sigma d\omega.$$

Er ω den Rumvinkel, som er bestemt ved P og Omkredsen af Staalpladen, saa bliver Potentialet V i P udtrykt ved

$$V = e\sigma\omega.$$

Dette Udtryk gælder for alle Punkter, der ligge paa den nordmagnetiske Side af Magneten. Paa den modsatte Side bliver Potentialet $-e\sigma\omega$. Ligger Punktet P tæt ved Magneten, bliver Potentialet henholdsvis $2\pi e\sigma$ og $-2\pi e\sigma$. Forskellen i Potential paa modsatte Sider af den magnetiske Plade er $4\pi e\sigma$.

I det væsentlige gælder det her udviklede ogsaa, naar Staalpladen ikke er plan, dog maa det da forudsættes, at Produktet af Tykkelsen e og Magnetismens Overfladetæthed σ overalt er lige stor. Navnlig faas ogsaa i dette Tilfælde, at Potentialet er $4\pi e\sigma$ større paa den nordmagnetiske end paa den sydmagnetiske Side. Vi ville faa Lejlighed til at gøre en vigtig Anvendelse heraf i det følgende.

GAUSS'S SÆTNING. Det er bevist i Elektrostatiken (S. 289), at den elektriske Ladning, som omsluttes af en given lukket Flade, er lig $1/4\pi$ Gange Summen af Produkterne af Normalkræfterne og Arealerne af de Fladeelementer, hvori de virke. Den samme Sætning gælder ogsaa om Magnetismen, og vi skulle nu se, hvilken Anvendelse der kan gøres af den her. Først antage vi, at den lukkede Flade omslutter en Magnet. Da Summen af al Magne-

tisme i Magneten, der her maa træde i Stedet for den elektriske Ladning, er lig Nul, saa vil Sætningen i dette Tilfælde simpelt hen blive, at Summen af Produkterne af de magnetiske Normalkræfter og Arealerne af de Fladeelementer, hvori de virke, maa være lig Nul. Tænkes den betragtede lukkede Flade at være Magnetens egen Overflade, og erindres, at alle Overfladeelementerne ere positive Størrelser, saa maa der være baade positive og negative Normalkræfter. De positive findes, hvor der er Nordmagnetisme, de negative, hvor der er Sydmagnetisme; Overgangen fra positive til negative Normalkræfter sker i Ligevægtsrummet, hvor den magnetiske Kraft enten er Nul, eller ogsaa, hvad der er Reglen, tangerer Overfladen. En Magnet maa altsaa mindst have to »Poler«. Den kan ogsaa have tre eller et større Antal »Poler«.

Magnetkraftlinierne tjene ved mange Lejligheder til at anskueliggøre de magnetiske Kræfters Fordeling i Rummet, og derved igen til at lette Oversigten over de Virkninger, som disse Kræfter frembringe. De vise os den magnetiske Krafts Retning overalt i Feltet og kunne ogsaa benyttes til at anskueliggøre Størrelsen af den magnetiske Kraft. Lad denne Kraft i et vist Punkt P være F. Gennem P lægges en uendelig lille Flade dS_0 vinkelret paa F; gennem den tænke vi os dragne et Antal Kraftlinier dN, parallelle med F; dN vælges saaledes, at

$$F = \frac{dN}{dS_0}.$$

Man kan da betragte F som det Antal Kraftlinier, der gaar gennem en Fladeenhed, som staar vinkelret paa Kraften i Punktet P. Naar Kraftlinierne drages saaledes, vil altsaa deres »Tæthed« give et Maal for Kraftens Størrelse.

Antallet af Kraftlinier dN, der gaar gennem en Flade dS, som ikke staar vinkelret paa Kraftretningen, kan nu ogsaa beregnes. Det maa være det samme som Antallet af Kraftlinier, der gaar gennem Projektionen dS_0 af dS paa en Flade, der er vinkelret paa Kraftretningen. Danner Normalen til dS Vinklen α med Kraftretningen, saa er $dS_0 = dS \cos \alpha$; altsaa bliver Antallet dN af Kraftlinier, der gaar gennem dS lig FdS_0; Resultatet bliver altsaa, at

$$dN = FdS \cos \alpha.$$

$F \cos \alpha$ er den magnetiske Krafts Komposant i Retning af Normalen til Overfladen dS; denne Komposant kaldes Normalkraften.

Vi faa altsaa, at det Antal Kraftlinier, der gaar gennem et Fladeelement, er lig Produktet af Fladeelementets Areal og Normalkraften. Betragtes nu en hvilken som helst Flade, saa er altsaa Summen af Produkterne af Normalkræfterne og Arealelementerne lig det Antal Kraftlinier, der overskæres af Fladen. Det vil herved være nødvendigt at tage Hensyn til, fra hvilken Side Kraftlinierne komme; har man regnet dem positive, naar de gaa igennem Fladen fra den ene Side, maa de regnes negative, naar de komme fra den anden. Den ovennævnte Sum kaldes det magnetiske Overfladeintegral; og vi have da, at dette Overfladeintegral er lig Antallet N af Kraftlinier, der skærer Fladen. Vi kunne altsaa sætte

$$N = \int F dS \cos \alpha.$$

Anvendes nu Gauss's Sætning paa en lukket Flade, som ligger helt uden for de Magneter, der frembringe det magnetiske Felt, saa er der ingen Magnetisme inden for Fladen; Overfladeintegralet er altsaa Nul, og det hele Antal Kraftlinier N, der gaar igennem Fladen, er altsaa ogsaa Nul. Men dette vil sige, at der gaar lige saa mange Kraftlinier igennem Fladen i udadgaaende som i indadgaaende Retning.

Denne Sætning gælder ikke uden videre naar den betragtede lukkede Flade overskærer en Magnet; det vil da kunne tænkes, at den kommer til at skille Syd- og Nordpolen i en eller flere af Smaamagneterne fra hinanden; i saa Fald vil Mængden af Magnetisme, som Fladen omslutter, ikke være Nul. Tænker man sig derimod Magneten brækket over, og følger Brudfladen det Snit, som den lukkede Flade frembringer i Magneten, saa vil Sætningen finde Anvendelse.

JORDMAGNETISMENS VARIATIONER. Det jordmagnetiske Felt er underkastet idelige, regelmæssige og uregelmæssige Forandringer. Til de første høre den *sekulære* og den *daglige* Variation.

Den sekulære Variation ytrer sig som en langsom Forandring i de jordmagnetiske Elementers aarlige Middelværdier.

Saaledes var i København Deklinationen i

Aar	Deklination	Iagttager
1649	1° 30′ Øst	Bagge Vandel
1672	2 30 Vest	Picard og E. Bartholin
1730.5	10 37	Lous, den ældre

Aar	Deklination	Iagttager
1782.0	17° 23′ Vest	Lous, den yngre
1793.8	18 15	Bugge
1807.7	18 26	Wleugel
1814.2	18 12	»
1845.4	16 46	Pedersen
1858.0	15 13	Lamont
1878.8	12 2	Mynster Fischer
1883.3	11 38	»
1891.5	11 0	Paulsen
1901.0	10 10	»

Magnetnaalen pegede altsaa omtrent 1660 i København lige mod Nord. Deklinationen aftager her i Landet for Tiden omtrent 5′ aarlig, men denne sekulære Forandring er ingen konstant Størrelse.

Horisontalkraften har, saa langt som Observationerne gaa tilbage, været voksende i Danmark. Saaledes var den i København

Aar	Horisontalk.	Iagttager
1827.5	0.16265 (C. G. S.)	Hansteen
1840.6	0.16541	»
1846.0	0.16600	»
1854.5	0.16658	»
1869.7	0.16949	Lundquist
1882.3	0.17142	Paulsen
1891.0	0.17313	»
1900.9	0.17522	»

Horisontalkraften vokser i Danmark gennemsnitlig 0.0002 (C. G. S.) aarlig.

Efterfølgende Tabel viser Inklinationens Værdi i København fra den Tid, man har udført Maalinger herover.

Aar	Inklination	Iagttager
1820.0	70° 37′	Hansteen
1839.7	69 56	»
1847.6	46	»
1858.0	29	Lamont
1869.7	16	Lundqvist
1884.4	68 53	Paulsen
1892.0	47	»
1900.9	38	»

Den sekulære Variation har forskellig Størrelse paa forskellige Steder af Jorden, og de magnetiske Kurver ere saaledes i en bestandig om end langsom Bevægelse, under hvilken de tillige forandre deres Form.

Den daglige Variation. Middelværdierne af de magnetiske Elementer for forskellige Timer paa Dagen vise, at saavel Deklinationen som Horisontalkraften og Inklinationen, altsaa ogsaa Vertikalkraften, i Løbet af et Døgn udfører en periodisk Bevægelse, der kaldes den daglige Variation.

Deklinationen har paa den nordlige Halvkugle sin mindste vestlige (største østlige) Værdi omtrent Kl. 7—8 om Morgenen. Fra dette Tidspunkt vokser den vestlige (aftager den østlige) Deklination til Kl. 1—2 om Eftermiddagen, hvorefter Nordpolen atter bevæger sig mod Øst til omtrent Kl. 8 Morgen. Paa den sydlige Halvkugle er Deklinationens daglige Gang den omvendte af den paa den nordlige.

I Danmark er den regelmæssige daglige Variation gennemsnitlig 7′—8′; om Vinteren noget mindre, om Sommeren noget mere. Disse Værdier gælde dog kun for Forskellen mellem de største og mindste Værdier i en regelmæssig daglig Gang, der er udledet af mange Observationer. Middelværdien af Forskellen mellem Deklinationsnaalens Yderstillinger for hver Dag er altid større. Saaledes var i København i 1892 Middelværdien af Forskellen mellem den daglige største og mindste Deklination omtrent 20′; Middelværdien af den Vinkel, som Magnetnaalens Yderstillinger for hver Dag danner med hinanden, er imidlertid meget forskellig i de forskellige Aar.

Horisontalkraften har gennemsnitlig sin mindste Værdi omtrent Kl. 11 Fm., sin største omtrent Kl. 8 Em.; om Natten er den, ligesom Deklinationen, i Reglen temmelig konstant. Forskellen mellem Maksimums- og Minimumsværdierne i den daglige Gang beløber sig hos os gennemsnitlig til omtrent 0.0003 (C. G. S.).

Inklinationen har sin største daglige Værdi gennemsnitlig Kl. 11 Fm., sin mindste omtrent Kl. 8 Em. Dens daglige Gang er altsaa modsat Horisontalkraftens. Den daglige Amplitude er under vore Breddegrader 2—3 Minutter.

Den daglige Variation er for alle tre Elementer mindst i de ækvatoreale Egne, hvorfra den vokser mod de polare. Den retter sig efter den geografiske Bredde og er, saa vidt vi kende den fra Observationerne, ens paa alle Steder, der ligge paa samme geografiske Parallel. I de Aar, da Solen er rig paa Pletter, ere de daglige Variationer overalt størst; er Solen i et Minimum af sin Pletperiode, have de daglige Variationer over hele Jorden deres Minimum. De daglige Variationer i det jordmagnetiske Felt ere saaledes afhæn-

gige af Solens daglige Bevægelse, af dens Afstand fra Ækvator, idet Variationen er større om Sommeren end om Vinteren, og endelig af den noget over 11aarige Solpletperiode.

Magnetiske Perturbationer. Alle de Forandringer i det jordmagnetiske Felt, der ikke falde sammen med disse Elementers regelmæssige daglige Gang, kaldes magnetiske Perturbationer. Saadanne ere næsten altid til Stede; naar de ere store, siger man, at der finder et *magnetisk Uvejr* Sted.

De store Perturbationer optræde samtidig over hele Jorden. De ere mindst i de ækvatoreale Egne og vokse fra disse mod de polare. De ere hyppigst paa de Tider, Solen er rig paa Pletter. Dannelsen af en stor Solplet er næsten altid forbunden med en stor Perturbation, der dog først optræder, naar Pletten kommer i Nærheden af den mod Jorden vendte Meridian paa Solen.

Lokale Perturbationer af det jordmagnetiske Felt. Ved Gauss's Teori er man i Stand til at give en Fremstilling af Jordmagnetismens Fordeling over Jorden til et vist Tidspunkt, men ved Teorien kan naturligvis ikke beregnes de rent lokale Perturbationer i det jordmagnetiske Felts regelmæssige Fordeling, der f. Eks. frembringes ved overfladiske jærnholdige Masser. Saaledes vise Alperne en kendelig Virkning paa Magnetnaalens Retning; det samme er Tilfældet med Himalaya. Perturbationer i det magnetiske Felt af mere lokal Natur ere meget almindelige; saaledes f. Eks. paa Island, hvis Basaltklipper virke stærkt paa Kompasnaalen; kommer man ud i det dybe Hav, blive de perturberende Virkninger mindre. Som det er paavist af Direktør *Ad. Paulsen*, har Bornholm en saa stor perturberende Indflydelse paa det normale magnetiske Felt, at Deklinationen paa Øens Vestside er indtil 3^0 mindre, og paa dens østlige Side indtil 2^0 større, end den vilde være, hvis denne Ø ikke paavirkede det jordmagnetiske Felt. Observationerne vise, at Bornholm virker som en magnetisk Sydpol; Kompasnaalens Nordende afviger, som om den blev tiltrukken af Kræfter, der fra Kysterne gaa ind imod Øen. Horisontalkomposanterne af de perturberende Kræfter ere omtrent vinkelrette paa Kysterne ind mod det indre af Øen, undtagen paa Øens sydlige Del, uden for hvilken der findes en Grund, der strækker sig langt ud i Havet. Ogsaa i den øvrige Del af Danmark kan der paavises perturberende Kræfter, om end disse langtfra naa samme Størrelse som paa Bornholm. I det nordlige Fyn, paa Sprogø samt

ved Korsør og Skelskør er Deklinationen omtrent den samme og indtil 1 Grad større end ved Faaborg og Svendborg.

Aarsagen til de regelmæssige og uregelmæssige Variationer i Jordens magnetiske Felt. Medens Middelværdierne af de jordmagnetiske Elementers Størrelse for et enkelt Sted af Jorden kun er underkastet langsomme, saakaldte sekulære Forandringer, er paa den anden Side Feltet i en bestandig svingende Bevægelse. Efter hvad vi ovenfor have fremstillet om den regelmæssige daglige Gang, kunne vi opfatte denne som Virkningen af et bevægeligt magnetisk Felt, der i et Døgn roterer omkring Jorden. Vi have endvidere ovenfor omtalt, hvorledes den daglige Gang paa et Sted afhænger af Solens Deklination, og hvorledes saavel dens Størrelse som de uregelmæssige Forandringer i Feltet ere afhængige af den Virksomhed, der foregaar paa Soloverfladen, og som viser sig som en større eller mindre Dannelse af Solpletter og Fakler.

Meget tyder nu ogsaa paa, at de nævnte Variationer i det jordmagnetiske Felt skyldes elektriske Strømme i Atmosfæren, der fremkomme ved Solstraalerne.

At der ogsaa i de højere Lag af Atmosfæren er stærke elektriske Kræfter i Virksomhed, viser *Polarlyset*, der kan frembringe stærke »magnetiske Uvejr«, og som, naar det er stærkt udviklet, foraarsager saa stærke, idelig skiftende elektriske Strømme i Telegraftraadene, at Telegraferingen endogsaa umuliggøres.

Polarlysets elektriske Natur fremgaar ogsaa af dets noget sammensatte Spektrum, der indeholder Kvælstoffets Katodelysspektrum. Polarlyset har en daglig Periode, idet Intensiteten gennemgaaende er stærkest tidlig paa Natten. Dets aarlige Maksimum indtræder i de tempererede Bælter ved Jævndøgnstider, paa hvilke Tider af Aaret hele Atmosfæren hver Dag belyses af Solen. Polarlyset er endvidere underkastet samme Periode som Solpletterne, idet dets Hyppighed og Intensitet er stærkest paa de Tider, da Solen er rigest paa Pletter, og omvendt. Det synes saaledes paa en eller anden Maade at være afhængig af Solens Stilling til Jorden saavel som af Solens egen Virksomhed.

FJORTENDE AFSNIT.

Elektromagnetisme.

ØRSTEDS FORSØG. Aar 1820 opdagede *H. C. Ørsted*, at en elektrisk Strøm, som gaar forbi en Magnetnaal, bringer denne til at afvige fra den magnetiske Meridian. Gaar Strømmen fra *A* til *B* (Fig. 126) over Magnetnaalen, drejer dennes Nordpol sig mod Øst og kommer i Hvile i en vis Stilling, der nærmer sig desto mere til Øst, jo stærkere Strømmen er, og jo nærmere den er ved Naalen. Vendes Strømmens Retning om, saa slaar Naalen ud mod Vest. Gaar Strømmen under Naalen, som i Lederen *EF*, foregaar Udslaget ogsaa mod Øst, naar Strømmen gaar fra Syd til Nord. Gaar Strømmen gennem de lodrette Ledere *CD* og *GH*, sker Udslaget til samme Side, naar Strømmen gaar i de Retninger, som Pilene vise. Vendes Strømretningen om, bliver ogsaa Udslagets Retning forandret til den modsatte.

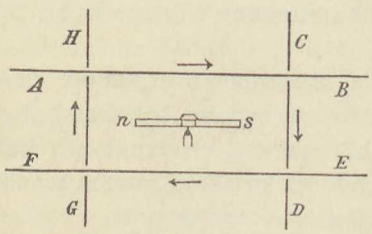


Fig. 126.

Ørsteds Opdagelse var ikke alene mærkelig derved, at den viser, at Magnetismen og Elektriciteten virke paa hinanden, højst paafaldende er den Retning, i hvilken Kraften virker; man havde tidligere kun kendt tiltrækkende og frastødende Kræfter, som virke i Forbindelseslinjens Retning; her fremtræde Kræfter, der synes at virke vinkelret paa Forbindelseslinjen. Derfor har det nogen Vanskelighed at angive Retningen af Kraften. Ørsted tænkte sig, at man holdt et Ur saaledes, at Strømmen gik vinkelret ind imod Urskiven; tænker man sig nu, at Nordpolen befinder sig i et Punkt af en af Viserne, saa vil Polen bevæge sig til samme Side som Viseren. Sydpolen gaar til den modsatte Side. Ampère har

angivet en anden Regel; han tænker sig, at en menneskelig Figur ligger i Strømmen, saaledes at Strømmen træder ind ved Fødderne og ud ved Hovedet. Vendes Figuren nu saaledes, at den ser hen imod Nordpolen, saa vil denne Pol under Strømmens Paavirkning bevæge sig til Figurens venstre Side. Endnu simplere er det med *C. Holten* at tænke sig, at man holder den højre Haand i Strømmens Retning og vender Indersiden af Haanden mod Nordpolen; Nordpolen slaar da ud til den Side, til hvilken Tommelfingeren findes.

Ørsted viste tillige, at denne Virkning ikke afhang af Lederens Beskaffenhed; med samme Strøm fik man samme Udslag, af hvilket Stof end Lederen var dannet. Han prøvede ogsaa, om det gjorde Forskel, om Magnetnaalen var i Luft eller i Vand, og om en Plade af Metal eller andet fast Stof, anbragt mellem Strømmen og Magneten, havde nogen Indflydelse paa Kraftens Størrelse; der var intet saadant at paavise.

Naar her er talt om Strømme og deres Retning, er det at forstaa saaledes. Har man et galvanisk Batteri, saa kalde vi den Pol A, hvor der er positiv Spænding, Batteriets positive Pol; den anden Pol B er da den negative Pol. Forbindes begge Polerne ved en Metaltraad, udjævnes Spændingsforskellen delvis, idet der gaar positiv Elektricitet fra A til B, negativ Elektricitet fra B til A. Imidlertid udvikler Batteriet stadig ny Elektricitet, saaledes at Spændingsforskellen næsten øjeblikkelig faar en konstant Værdi. Det simpleste er nu at antage, at der gaar lige store Elektricitetsmængder i samme Tid gennem ethvert af Traadens Tværsnit; gaar altsaa Elektricitetsmængden $+q$ gennem Tværsnittet i den ene Retning, saa gaar Elektricitetsmængden $-q$ gennem det i den modsatte Retning. Denne Maade at udtrykke Strømstyrken paa, har været anvendt af W. Weber og andre. Nu til Dags er det mere almindeligt at angive, hvor megen positiv Elektricitet der maatte gennemstrømme Lederen, hvis den negative tænktes at være i Hvile. Det er let at se, hvor stor denne Mængde maatte være. Under den af Weber gjorte Antagelse, gik der en Mængde positiv Elektricitet lig q bort fra Polen A, som samtidig modtog den negative Elektricitetsmængde $-q$, der ophæver en Mængde $+q$. Det samme Resultat vilde nu være opnaaet, hvis en Elektricitetsmængde $+2q$ var gaaet fra A til B uden nogen tilsvarende Bevægelse af negativ Elektricitet. I Overensstemmelse hermed forstaa vi ved Strømstyrke den Mængde af positiv Elek-

tricitet, som i et Sekund maa antages at gaa gennem Lederens Tværsnit, naar den negative Elektricitet tænkes at være i Hvile. Gaar der i Virkeligheden en positiv Elektricitetsmængde q_1 i den ene Retning og en negativ Elektricitetsmængde q_2 i den modsatte i Sekundet, saa har dette altid den samme Virkning, som om der var gaaet en positiv Elektricitetsmængde $q_1 + q_2$ i den ene Retning. Vi sætte derfor Strømstyrken i lig $q_1 + q_2$.

BIOT OG SAVARTS FORSØG. For at lære Lovene for den af Ørsted opdagede Kraft at kende, anstillede *Biot* og *Savart* følgende Forsøg. De lode en elektrisk Strøm gennemløbe en meget lang og lodret Leder, hvis Gennemsnit er vist ved A (Fig. 127). I nogen Afstand fra den hang en lille Magnetnaal SN i et Silkespind. Jordmagnetismen vil stille Naalen i den magnetiske Meridian; ved nu at anbringe en stor Magnet i nogen Afstand fra SN, kunde de opnaa, at Jordmagnetismen ingen Indflydelse fik paa Naalen. Den var da, naar Strømmen ikke gik, i Ligevægt i alle Stillinger. Gaar den elektriske Strøm nedad, saa maa Nordpolen N efter Ørsted være paavirket af en Kraft NB, som staar vinkelret saavel paa Strømmens Retning som paa Forbindelseslinien AN. Indeholder Nordpolen Magnetismen m, saa kan den paa Nordpolen virkende Kraft sættes lig Fm, idet F er den Kraft, med hvilken Strømmen virker paa en Pol med Enhed af Magnetisme, naar Afstanden er $AN = r$. Paa samme Maade findes Kraften, der virker paa Sydpolen. Naalen vil nu stille sig saaledes, at dens Længderetning er vinkelret paa Linien $OA = a$, der forbinder Naalens Midtpunkt med Strømmen; er Vinklen $NAS = \theta$, saa vil Naalen drages ind mod Strømmen af en Kraft, som er lig Resultanten af de i Polerne virkende Kræfter; denne Resultants Størrelse er $2\,Fm \sin \frac{1}{2}\theta$. Tillige vil der paa enhver af Polerne virke en Kraft i Naalens Længderetning, som er lig $Fm \cos \frac{1}{2}\theta$. Ved de Forsøg, hvorom her er Tale, var Naalen kort og Afstanden a stor, Vinklen θ bliver derfor saa lille, at vi kunne antage, at den sidst nævnte Kraft er Fm. Bringes Naalen nu ud af Ligevægtsstillingen, vil den udføre Svingninger; Svingningstiden T bliver, ifølge hvad der tidligere er vist (S. 342),

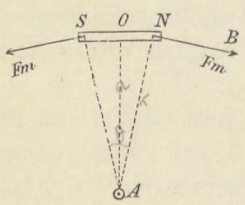


Fig. 127.

$$T = \pi \sqrt{\frac{I}{FM}};$$

I er Inertimomentet, M Naalens magnetiske Moment. Fjernes nu Strømmen fra Naalen, saa formindskes F, og Svingningstiden bliver større; Forsøgene viste, at Svingningstidernes Kvadrater forholdt sig som Afstandene; Strømmens Indvirkning paa en Pol forholdt sig altsaa omvendt som Afstanden. Af Biot og Savarts Forsøg følger altsaa, at en meget lang retlinet elektrisk Strøm paavirker en Magnetpol, der er i en Afstand fra Lederen, som er lille i Forhold til Lederens Længde, med en Kraft, der staar i omvendt Forhold til Afstanden.

Lad nu AB og CD være to lange Ledere, der gennemløbes af samme Strøm, og P en Magnetpol, der ligger i det ved AB og CD bestemte Plan. Magnetpolen P vil da være paavirket af to Kræfter, den ene hidrørende fra AB, den anden fra CD; disse Kræfter forholde sig omvendt som Afstandene, altsaa som

$$PF : PE.$$

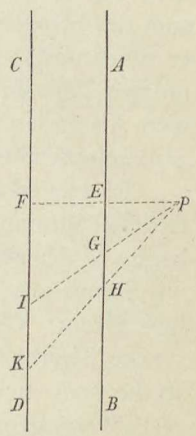


Fig. 128.

Drages Linierne PGI og PHK, saa er det naturligst at antage, at Virkningerne paa P af GH og IK ogsaa maa forholde sig som PF til PE; i saa Fald vil man nemlig ved at antage det samme om ethvert Par Elementer af AB og CD, der bestemmes paa samme Maade som GH og IK, komme til Biot og Savarts Lov for en lang retlinet Strøms Virkning paa en Pol. Antages, at den Kraft, hvormed et meget kort Strømstykke virker, forholder sig ligefrem som dets Længde, have vi, naar Kraftens Afhængighed af en Afstand som PG betegnes ved $f(PG)$, for Længderne GH's og IK's Vedkommende:

$$GH \cdot f(PG) / IK \cdot f(PI) = PF : PE.$$

Nu er $PF : PE = PI : PG$, og $GH : IK = PG : PI$; altsaa er

$$f(PG) : f(PI) = PI^2 : PG^2;$$

Kraften forholder sig altsaa omvendt som Afstandens Kvadrat.

Lad nu AB være et uendelig kort Stykke af en Leder, i hvilken den elektriske Strøm gaar fra A til B. I Punktet P findes

en Magnetpol med Magnetismen m. Der vil da paa m virke en Kraft, som er vinkelret paa det ved AB og Forbindelseslinien CP bestemte Plan; naar P er en Nordpol, gaar Kraften indad fra Figurens Plan. Foruden af Længden AB og Afstanden CP maa Kraften, som virker paa Nordpolen, ogsaa afhænge af Vinklen $BCP = \varphi$ imellem Strømelementets Retning og Forbindelseslinien CP. Ligger P nemlig i Forlængelsen af AB, saa kan AB ikke virke paa Polen, eftersom Kraftretningen da bliver ubestemt; den simpleste Maade til at indføre dette i Kraftudtrykket er at sætte Kraften proportional med $\sin\varphi$. Drages altsaa AD parallel med CP og BD vinkelret paa AD, saa er $DB = AB \sin\varphi$ at betragte som det Strømstykke, der virker paa Polen, medens $AD = AB \cos\varphi$ er uvirksomt. Man ser heraf, at elektriske Strømelementer kunne opløses ligesom Kræfter; dog kan denne Opløsning kun benyttes, naar Afstanden til den paavirkede Pol er mange Gange større end Strømelementets Længde.

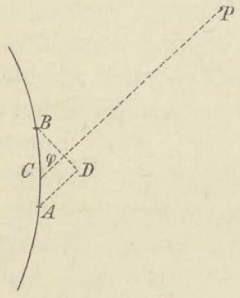


Fig. 129.

Et Hovedspørgsmaal er endnu tilbage; det er, hvilken Indflydelse Strømmens Styrke har. For at komme til Klarhed herom, lægge vi Mærke til følgende. Naar en Leder forgrener sig i to, vil Summen af Strømstyrkerne i Grenene være lig den oprindelige Strøm; det er saaledes muligt at dele en Strøm i to lige stærke Strømme; hver af disse har da halv saa stor en Strømstyrke som den oprindelige Strøm. Ved Hjælp heraf er det muligt at paavise, at en Strøms magnetiske Virkninger forholde sig ligefrem som Strømmens Styrke.

Resultatet af alt dette er nu følgende. Et Strømelement $AB = ds$ med Strømstyrke i virker paa en Pol, som indeholder Magnetismen m, med en Kraft k, der er

$$k = \varkappa \frac{mids}{r^2} \sin\varphi,$$

naar $\varkappa$ er en Konstant, r er Afstanden fra Strømelementet til Polen og φ Vinklen mellem Strømmens Retning og r. Man plejer at kalde dette Biot og Savarts Lov; i Virkeligheden er Loven først fremsat af *Laplace*.

MAALING AF DEN ELEKTRISKE STRØM. En Strøms magnetiske Virkninger kan bruges til at maale Strømmens Styrke; man benytter dertil den af *Pouillet* angivne saakaldte Tangensboussole. *F. Kohlrausch* har givet den følgende Form. Den bestaar i Hovedsagen af en nøjagtig uddrejet cirkulær Ring *ABCD* (Fig. 130 a) af galvanoplastisk udfældet Kobber. Imellem *A* og *D* er Ringen overskaaren, og Enderne ere forbundne med to lodrette Kobberstænger *AE* og *DF*, med hvilke Ledningstraadene forbindes med Klemmeskruer. Ringen holdes i lodret Stilling ved Hjælp af en trekantet Træramme *GHI*, som er befæstet til et vandret Bord *K*. Paa dette Bord stilles et Stativ, som foroven bærer en kort Magnet, der kan dreje sig om en Staalspids. Paa tværs af Magneten anbringes en lang, let Viser, som peger paa en inddelt Kreds (Fig. 130 b). Tangensboussolen opstilles saaledes, at Kobberringen ligger i den magnetiske Meridian; derpaa bringes Magnetens Midtpunkt til at ligge i Ringens Centrum. Magnetens magnetiske Akse vil nu ligge i Ringens Plan, og Viseren peger paa Kredsens Nulpunkt. Gennemløbes Ringen af en elektrisk Strøm, saa vil Magneten dreje sig og komme i Ligevægt i en Stilling, i hvilken dens Akse danner en vis Vinkel med den magnetiske Meridian.

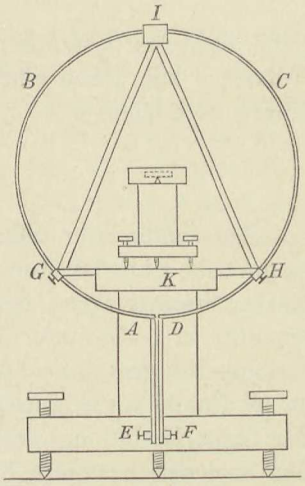


Fig. 130 a.

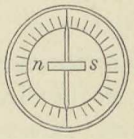


Fig. 130 b.

Lad Strømmens Styrke være i, Ringens Radius, hvorved vi forstaa Middelværdierne af Radierne for dens inderste og yderste Flade være R. Vi kunne nu finde den Kraft, med hvilken Strømmen virker paa en Pol i Ringens Centrum O. Da Vinklen mellem et Længdeelement af Strømlederen og Forbindelseslinien med det paavirkede Punkt her er 90^0, bliver den Kraft, der virker paa en Pol i O med Enhed af Magnetisme,

$$K = \frac{\varkappa i \cdot 2\pi R}{R^2} = \frac{2\pi\varkappa i}{R}.$$

Vi kalde Jordmagnetismens vandrette Komposant H; Resultanten

af K og H er den i O virkende vandrette magnetiske Kraft; den vil med den magnetiske Meridian danne en Vinkel ε, saaledes at

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{K}{H} = \frac{2\pi\varkappa i}{RH}.$$

I den saaledes bestemte Retning vil Magnetnaalen indstille sig, og Vinklen ε kan altsaa aflæses paa den inddelte Kreds. Løses Ligningen med Hensyn til i, faas

$$i = \frac{RH}{2\pi\varkappa} \operatorname{tg} \varepsilon.$$

Konstanten $\varkappa$ er vilkaarlig; i det saakaldte absolutte elektromagnetiske Enhedssystem, der er indført af *W. Weber*, sættes $\varkappa = 1$. Maales Strømstyrken i under denne Forudsætning, bliver den altsaa udtrykt i absolutte elektromagnetiske Enheder. Paa en international Kongres, som afholdtes i Paris 1881, vedtoges at indføre en ny Enhed for Strømstyrke, den internationale Enhed; efter den der tagne Beslutning sættes $\varkappa = {}^1/_{10}$; tillige vedtoges det at kalde den saaledes bestemte Enhed en Ampère (Am.). I det følgende skal denne Enhed for Strømstyrke benyttes; Formlen bliver da

$$i = 10 \frac{RH}{2\pi} \operatorname{tg} \varepsilon \text{ Am.}$$

Frembringer en vis Strøm et Udslag af 45^0 paa en Tangensbousssole, for hvilken $R = 10$ cm., og antages Jordmagnetismens vandrette Komposant at være 0.17, saa er Strømstyrken

$$i = 10 \cdot \frac{10 \cdot 0.17}{2\pi},$$

eller 2.7 Ampère.

Naar Strømstyrken varierer fra 0 til ∞, vokser ε fra 0 til 90^0; for saa vidt skulde man altsaa kunne maale en hvilken som helst Strøm med en Tangensboussole. I Virkeligheden vil dog for meget svage Strømme Udslagene blive saa smaa, at de ikke kunne aflæses paa Kredsen. For at gøre Apparatet mere følsomt, kan man gaa to Veje. Enten kan man erstatte Magnetnaalen med et Staalspejl, som er magnetiseret og ophængt ved et Silkespind, Udslaget ε kan da findes ved Spejlaflæsning, eller ogsaa kan man anvende flere Vindinger til at lede Strømmen rundt om Magneten; Apparatets Følsomhed vokser da i samme Forhold som Vindingernes Antal.

For meget stærke Strømme bliver Udslaget næsten 90^0, og selv store Forandringer i Strømstyrken kunne da ikke mærkes paa Udslaget. I saa Fald plejer man at »shunte« Strømmen, det vil sige, man leder kun en bekendt Brøkdel, $^1/_{10}$, $^1/_{100}$ eller $^1/_{1000}$ gennem Tangensboussolen.

Det er her antaget, at Magnetnaalens Længde l er saa lille i Forhold til Kobberringens Diameter, at man kan regne, at den fra Strømmen udgaaende magnetiske Kraft bestandig har samme Størrelse og Retning i alle Punkter af Magneten. Der maa ogsaa tages Hensyn til, at Ringens Tykkelse ikke er forsvindende i Forhold til dens Radius. Er Tværsnittet rektangulært, kaldes dets halve Bredde a, dets halve Højde b, haves efter *F. Kohlrausch*,

$$i = 10\frac{RH}{2\pi}\left(1 + \tfrac{1}{2}\frac{a^2}{R^2} - \tfrac{1}{3}\frac{b^2}{R^2} - \tfrac{3}{16}\frac{l^2}{R^2}\right)\left(1 + \tfrac{15}{16}\frac{l^2}{R^2}\sin\varepsilon\right)\operatorname{tg}\varepsilon,$$

hvilken Formel maa anvendes, naar der skal foretages en nøjagtig Maaling af Strømstyrken. Da det ovenstaaende Udtryk forudsætter, at Afstanden mellem Magnetens Poler er l, kan man ikke uden videre sætte l lig Magnetens Længde; efter Kohlrausch faas det bedste Resultat ved at sætte l lig 0.85 Gange Magnetens Længde.

Naar der sendes en elektrisk Strøm ind i Tangensboussolen, kommer Magnetnaalen i Svingninger; disse kunne, især naar Magneten hænger i et Silkespind, vare meget længe og gøre, at der medgaar alt for lang Tid til Maalingen. Derfor dæmpes Magnetens Svingninger; der kan anvendes flere Metoder dertil; den simpleste er Luftdæmpningen, som altid findes, om end i Reglen i ringe Grad; den kan forøges ved at anbringe lette Vinger paa Magneten selv eller i fast Forbindelse med den. Oftest lader man Magneten svinge i Nærheden af større Masser af Kobber; der fremkaldes da, som vi senere skulle se, elektriske Strømme i Kobberet, som virke tilbage paa Magneten og formindske Svingningerne. Dæmpningen kan blive saa stærk, at Magneten uden at svinge gaar hen til den nye Ligevægtsstilling; dens Bevægelse kaldes da aperiodisk.

Undertiden anbringes den ringformige Leder i Tangensboussolen paa en lodret Akse, hvis Drejning kan aflæses paa en vandret Cirkel. Ringen stilles først i Meridianen; naar Strømmen nu ledes igennem den, gør Magnetnaalen et Udslag. Ringen drejes nu til samme Side, indtil Naalen og Ringen igen ligge i samme

Plan. Naalen er nu i Ligevægt under Indflydelse af to Kræfter, Jordmagnetismen $OA = H$ (Fig. 131) og den fra Strømmen udgaaende Kraft OB, som vi sætte lig Gi, idet i er Strømstyrken og G den Kraft, med hvilken Enhed af Strøm virker paa en Enhedspol. Resultanten OC vil nu, naar Naalen er i Ligevægt, falde sammen med Naalens magnetiske Akse. Man maaler nu paa den vandrette Cirkel Drejningsvinklen α og har da, eftersom OB staar vinkelret paa Ringens Plan, og altsaa ogsaa er vinkelret paa Naalens Retning,

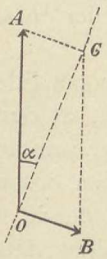


Fig. 131.

$$\sin \alpha = \frac{OB}{OA} = \frac{Gi}{H}.$$

Til Bestemmelse af i haves, at

$$i = \frac{H}{G} \sin \alpha.$$

Strømstyrken bliver altsaa proportional med Sinus til Drejningsvinklen α. Anvendes Tangensboussolen saaledes, kaldes den derfor Sinusboussole. Størrelsen G er, som det følger af det tidligere udviklede, lig $\frac{1}{10} 2\pi/R$, naar Strømmen maales i Ampère.

Sinusboussolen anvendes med Fordel til Maaling af svage Strømme. Man kan ogsaa gøre den følsommere ved at give den flere Vindinger. Ofte forstærker man Udslaget yderligere ved at give Vindingerne en lille Radius; i saa Fald kan man dog ikke bruge Apparatet til absolut Maaling; dette forudsætter nemlig, som vi have set, at Vindingernes Radier ere store i Forhold til Magnetnaalens Længde. Derimod vil Strømstyrken være nøjagtig proportional med sin α, eftersom Naalen under Maalingerne altid er i samme Stilling til Vindingerne.

Her skal endnu nævnes, at man dels til Maaling, dels til Paavisning af svage elektriske Strømme, anvender en stor Mængde Apparater: Multiplikatorer, Spejlgalvanometre, Differentialgalvanometre og andre. *G. Wiedemann* har konstrueret et meget brugeligt Galvanometer, bestaaende af to parallelle Traadruller, der kunne skydes frem og tilbage; midt imellem dem hænger et magnetiseret Staalspejl, der er omgivet af et Hylster af Kobber, som tilvejebringer Dæmpning. Man giver Galvanometret en passende Følsomhed ved at variere Traadrullernes indbyrdes Afstand. De tidligere meget anvendte Multiplikatorer med astatisk Dobbelt-

naal bruges nu sjældnere. Hyppigt anvendes derimod Lord *Kelvins* Galvanometer. Det afviger ikke i Princippet fra Multiplikatoren; dog er der lagt Traadvindinger om begge Magneterne. Udslaget maales ved Spejlaflæsning. Man indretter det altid saaledes, at Udslagene blive smaa; de ville da være proportionale med Strømstyrken. For at finde Strømstyrken ved Hjælp af et af de nævnte Apparater sendes en Strøm først gennem Tangensboussolen; derpaa leder man en bekendt Brøkdel af den gennem Galvanometervindingerne og faar nu let Apparatets Konstant bestemt. Det er ikke vanskeligt med Galvanometret at maale Strømme, hvis Styrke er under en Timilliontedel af en Ampère.

Ofte bevikles Galvanometret samtidig med to lige lange Traade, der ligge ved Siden af hinanden; i saa Fald kaldes det et Differentialgalvanometer. Sendes en Strøm gennem hver af Traadene, og gaa Strømmene i modsatte Retninger, vil Udslaget afhænge af Forskellen mellem Strømmenes Styrke. Er Beviklingen udført med Omhu, saa ville lige store men modsat rettede Strømme intet Udslag frembringe. Et saadant Galvanometer kan altsaa benyttes til at prøve Ligestorheden af Strømme, ligesom en Vægtskaal viser os, om to Legemer veje lige meget eller ikke. At der kan opnaas stor Nøjagtighed ved denne Prøve, følger af Galvanometrenes overmaade store Følsomhed.

Galvanometrene forsynes i Reglen med en saakaldet Styremagnet, en Staalmagnet, der kan bringes i forskellige Afstande og Stillinger i Forhold til Apparatets bevægelige Magnetnaal. Man kan derved give den magnetiske Kraft en hvilken som helst Størrelse og Retning; Naalen kan derved indstilles saaledes, at den bliver parallel med Vindingernes Plan. Skal Apparatet være meget følsomt, stilles Magneten saaledes, at den saa vidt muligt ophæver Jordmagnetismens Virkning paa Naalen. Herved maa dog erindres, at Staalmagnetens Moment er konstant, medens Jordmagnetismens Intensitet stadig varierer; Magnetnaalen vil derfor ikke have nogen uforanderlig Hvilestilling. Paa denne Ulæmpe kan der raades Bod ved at omgive hele Galvanometret med et lodret Rør af blødt Jærn; dette beskytter Apparatet mod Jordmagnetismens Paavirkning paa samme Maade, som et Elektroskop beskyttes mod ydre elektriske Kræfter ved at beklædes med Stanniol. I Stedet for en Jærncylinder kan man ogsaa bruge en vandret Jærnring, der lægges om Galvanometret i Højde med Naalen.

MAALING AF ELEKTRICITETSMÆNGDER. Den Elektricitetsmængde, som i et Sekund gaar gennem Tværsnittet af en Leder, naar Strømstyrken er en Ampère, kaldes en Coulomb. Gaar der altsaa en Strøm af konstant Styrke i gennem et saadant Tværsnit i t Sekunder, saa er den hele Elektricitetsmængde, der har passeret Tværsnittet, lig it Coulomb. Er Strømstyrken i variabel med Tiden, bliver Elektricitetsmængden Q, der gaar gennem Lederen, udtrykt ved

$$Q = \int i dt.$$

I mange Tilfælde har man med kortvarige Strømme at gøre; da Tangensboussolen eller Galvanometrene kun kunne maale Strømme, der i længere Tid holdes konstante, maa man da nøjes med at maale den hele Elektricitetsmængde Q. Vi skulle nu se, hvorledes dette lader sig gøre.

Vi tænke os, at Maaleapparatet er opstillet ligesom ved almindelig Strømmaaling. Benyttes den ovenfor beskrevne Tangensboussole, saa er den Kraft, der virker paa en Enhedspol i Kredsens Midtpunkt, naar Strømstyrken er i, lig $\frac{1}{10}\frac{2\pi}{R}i$. For Kortheds Skyld kaldes denne Kraft Gi. Betragtes Apparatets Magnet som en ideal Magnet med Magnetisme m og Afstand l mellem Polerne, bliver Summen af Produkterne af Kræfternes Momenter og de Tider, i hvilke Kræfterne virke,

$$\int_0^t Gimldt,$$

idet vi antage; at den Tid t, i hvilken Strømmen gennemløber Apparatet, er saa kort, at Naalen ikke i den har fjernet sig kendelig fra sin Hvilestilling. Men det kan vises, at ovenstaaende Momentsum er lig Produktet af Magnetens Inertimoment I og den opnaaede Vinkelhastighed ω; vi faa da

$$\int_0^t Gimldt = I\omega.$$

Her er $ml = M$ Magnetens Moment; endvidere er $\int idt = Q$, altsaa faas

$$GMQ = I\omega.$$

Magneten svinger nu ud af Hvilestillingen med en levende Kraft, som er lig $\frac{1}{2} I\omega^2$; den anvendes til at overvinde den Modstand, Jordmagnetismen sætter mod Magnetens Bevægelse. Gør den et Udslag θ, saa er det Arbejde, Magneten har gjort, lig $Hm(l - l\cos\theta) = Hml(1 - \cos\theta)$. Altsaa er

$$\frac{1}{2} I\omega^2 = HM(1 - \cos\theta).$$

De to sidste Ligninger give

$$Q = \frac{2\sin\frac{1}{2}\theta}{G}\sqrt{\frac{HI}{M}}.$$

Kaldes Magnetens Svingningstid T, haves

$$T = \pi\sqrt{\frac{I}{MH}},$$

altsaa bliver

$$Q = \frac{2HT\sin\frac{1}{2}\theta}{\pi G}.$$

For at finde Elektricitetsmængden Q udtrykt i Coulomb, maa man, foruden Udslaget θ, maale Magnetens Svingningstid og kende Jordmagnetismens vandrette Intensitet H. Gælder det kun om at foretage en Sammenligning mellem Elektricitetsmængder, er Sagen jo langt simplere; i dette Tilfælde har man blot at maale Udslagsvinklerne. I Reglen anvendes hertil Spejlaflæsning.

Vi have nu to Maader at maale Elektricitetsmængder paa. Ved den her beskrevne Fremgangsmaade maales de i Coulomb, men vi have i Elektrostatikken anvendt en anden Enhed. Den elektrostatiske Enhed var defineret derved, at den frastødte en ensbenævnt Enhed i Afstand 1 cm med Enhed af Kraft. Nu have *W. Weber* og *R. Kohlrausch* maalt, hvor mange elektrostatiske Elektricitetsenheder der gaa paa en Coulomb. De ladede en Leidnerflaske, hvis Kapacitet C var bekendt, til et bestemt Potential V; C og V maaltes begge ved de Metoder, der ere omtalte i Elektrostatikken. Produktet $CV = e$ er da Flaskens Ladning i elektrostatisk Maal. Derpaa udladedes Flasken gennem et Galvanometer, og man fandt derved Ladningen lig Q Coulomb. e/Q er da det Antal elektrostatiske Enheder, der svarer til en Coulomb. Af Forsøgene fremgaar, at

$$\frac{e}{Q} = 3 \cdot 10^9.$$

En Coulomb er altsaa lig 3000 Millioner elektrostatiske Enheder. Tænker man sig, at to Kugler, der hver indeholder en Coulomb af positiv Elektricitet, befinde sig i en Afstand af 1000 Meter, vil Frastødningen mellem dem i absolut Maal være $3^2 \cdot 10^{18}/100000^2 = 9 \cdot 10^8$; Kraften er altsaa lig Vægten af $9 \cdot 10^8/981$ Gram eller 917 Kilogram.

Hvor stor den Elektricitetsmængde er, som kaldes en Coulomb, kunne vi ogsaa faa en Forestilling om paa andre Maader. S. 317 have vi beregnet Kapaciteten af en vis Leidnerflaske og funden den lig 525, hvilket vil sige, at Flasken har samme Kapacitet som en Kugle, hvis Radius er 525 cm. Vi tænke os, at denne Flaske lades saa stærkt, at den ved at udlades imellem to Kugler med en Diameter af $\frac{1}{2}$ cm giver en Gnist af 5 cm Længde. Ifølge Tabellen S. 323 maa Flasken da være ladet til en Spænding af 30700 Volt eller 30700/300 elektrostatiske Spændingsenheder. Flaskens Ladning er nu lig Produktet af Kapacitet og Spænding, altsaa $525 \cdot 30700/300 = 53700$ elektrostatiske Elektricitetsenheder. Der behøves altsaa $3 \cdot 10^9/53700$, omtrent 56000 saadanne Flasker til at optage en Coulomb, naar de alle lades til den nævnte Spænding.

Vi kunne nu ogsaa faa en Forestilling om Styrken af den Strøm, en Elektrisermaskine kan give. Vi holde os til det Eksempel, som er omtalt S. 332. Konduktorens Kapacitet var 50; den gav 4 Gnister i Sekundet, hver 5 cm lang; Udladekuglernes Diameter var 0.5 cm. Deraf følger, at Kuglerne ladedes til den absolutte Spænding 30700/300; den hele i Sekundet udladede Elektricitetsmængde er da $4 \cdot 50 \cdot 30700/300 = 20500$. Forbindes nu Elektrisermaskinens Konduktorer ved en Metaltraad, saa vil denne Traad i Sekundet gennemløbes af 20500 Elektricitetsenheder; da der nu udfordres en Strøm af $3 \cdot 10^9$ Elektricitetsenheder for at frembringe en Strøm af een Ampère, bliver den Strømstyrke i, som Elektrisermaskinen kan frembringe,

$$i = \frac{20500}{3 \cdot 10^9} = 6.83 \cdot 10^{-6} \text{ Amp.}$$

Antager man, at denne Strøm ledes gennem en Tangensboussole, vil den frembringe et Udslag ε, der kan beregnes ved Hjælp af Formlen

$$i = 10 \cdot \frac{RH}{2\pi} \operatorname{tg} \varepsilon.$$

Sættes her $R = 10$, $H = 0.17$ og $i = 6.83 \cdot 10^{-6}$, faas

$$\operatorname{tg} \varepsilon = 2.5 \cdot 10^{-6}.$$

ε er her saa lille, at man ikke engang ved Spejlaflæsning kan paavise Strømmen. Derimod vil Strømmen let kunne paavises ved Hjælp af et Galvanometer.

EN SLUTTET STRØMS MAGNETISKE VIRKNINGER. Vi have set, at den Kraft k, med hvilken et Strømelement ds virker paa en Enhedspol i Afstand r, udtrykkes ved

$$k = \tfrac{1}{10} \frac{ids}{r^2} \sin \varphi,$$

naar Strømstyrken i maales i Ampère, og φ er Vinklen mellem r og ds. Vi skulle nu nærmere betragte det Tilfælde, i hvilket vi have med en sluttet Strøm at gøre. Først tænke vi os, at Strømmen i gennemløber en cirkulær Leder med Radius R, og vi søge den Kraft, der virker paa en Enhedspol P, som ligger paa Cirklens Akse i Afstand a fra Cirklens Centrum. Et Element $AB = ds$ af Cirklen vil da, naar Afstanden $AP = u$, virker paa Polen med Kraften $\frac{1}{10} ids/u^2$. Denne Kraft staar vinkelret saavel paa u som paa ds; den danner en Vinkel med Aksen, hvis cos er R/u; Kraftkomposanten i Aksens Retning er altsaa $\frac{1}{10} idsR/u^3$, og hele den cirkulære Strøms Virkning er altsaa

$$K = \tfrac{1}{10} 2\pi R^2 i/u^3.$$

Kaldes det af Strømmen omkredsede Areal A, og er Polen saa langt borte fra Strømmen, at a kan sættes i Stedet for u, bliver den søgte Kraft

$$K = \tfrac{1}{10} \frac{2Ai}{a^3}.$$

Den tiltrækkende eller frastødende Kraft, der virker paa Enhedspolen, forholder sig altsaa under disse Betingelser omvendt som Afstandens Kubus. Nu have vi tidligere (S. 345) set, at en Magnet virker paa en Enhedspol i Afstand a med Kraften

$$K = \frac{2M}{a^3}.$$

Altsaa vil en Magnet virke paa en Pol, der ligger i Forlængelsen

af Magnetens Akse, med samme Kraft som en elektrisk Cirkelstrøm, hvis Plan er vinkelret paa Magnetens Akse, forudsat at

$$M = \tfrac{1}{10} Ai.$$

Som *Ampère* har vist, gælder den samme Sætning om enhver sluttet elektrisk Strøm. Vi tænke os først, at vi have en plan Strømleder, der omslutter et lille Areal A. Man holder den højre Haand i Retning af et Strømelement, saaledes at Haandens Inderside vender til den Side, hvor det af Strømmen omkredsede Areal findes. Den Side, til hvilken Tommelfingeren da vender, kalde vi Strømmens positive Side. Nu antage vi, at en lille Magnetnaal anbringes med sit Midtpunkt i Strømkredsens Midtpunkt, dens Akse stilles vinkelret paa Strømkredsens Plan, og Nordpolen vender til dens positive Side. Er denne Magnetnaals Moment M bestemt ved, at

$$M = \tfrac{1}{10} Ai,$$

idet i er Strømstyrken, saa vil den have samme Virkning paa en Magnetpol, hvis Afstand fra Strømkredsen er stor i Forhold til dennes Udstrækning, som Strømkredsen selv.

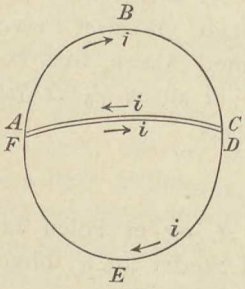


Fig. 132.

Lad nu $ABCEA$ være en elektrisk Strøm med Styrke i. Vi tænke os Ledningen afbrudt mellem A og F og imellem C og D. Punkterne A og C forbindes ved Hjælp af Lederen AC, F og D ligeledes ved Lederen FD. De to nye Ledere AC og FD ligge nu lige ved Siden af hinanden. Gaar der nu i begge samme Strøm i i modsatte Retninger, saa vil den magnetiske Kraft, som udgaar fra de to Kredsløb $ABCA$ og $DEFD$, være den samme som den magnetiske Kraft, der udgaar fra Kredsløbet $ABCEA$; de to nye Strømme AC og FD ville jo nemlig ophæve hinandens Virkninger. Man kan aabenbart gaa videre ad denne Vej og saaledes i Stedet for den oprindelig givne Strøm erholde et stort Antal sluttede Kredsløb, alle med samme Strømstyrke i.

Enhver af disse kan igen erstattes af en Magnet, hvis Moment er $\frac{1}{10} Ai$, idet A er Arealet af en Strømkreds. I Stedet for alle disse Smaamagneter kunne vi igen sætte en magnetisk Plade; tænke vi os de Lag Nord- og Sydmagnetisme, som findes paa den, at have en konstant Afstand e, og er dens Overfladetæthed σ,

bliver Magnetismen i en af Smaamagneterne $A\sigma$; dens Moment er altsaa $M = A\sigma e$. Da nu M er lig $\frac{1}{10}Ai$, faas altsaa, at

$$\sigma e = \tfrac{1}{10} i.$$

Heraf følger den vigtige Sætning, at enhver sluttet Strøm kan, med Hensyn til dens magnetiske Virkninger, erstattes af en magnetisk Plade, der er begrænset af Strømlederen selv, og af hvilken en Fladeenhed har Momentet $\sigma e = \frac{1}{10} i$. I Overensstemmelse hermed viste *Ampère* ved Forsøg, at en Traadrulle, der gennemløbes af en elektrisk Strøm, virkede paa en Magnet ligesom en anden Magnet. Ophænges en saadan Strømleder, en saakaldet Solenoide, indstiller den sig i den magnetiske Meridian ligesom en Magnetnaal.

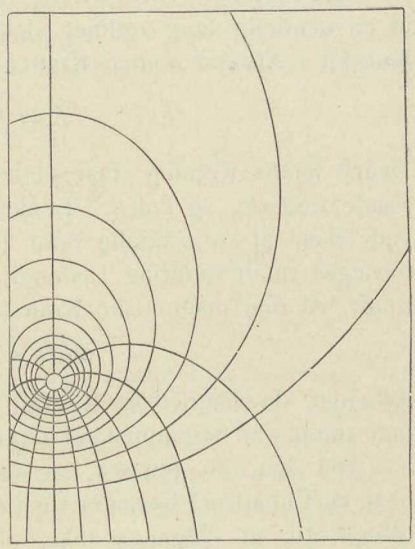


Fig. 133.

Omvendt kan man ogsaa sætte en elektrisk Strøm i Stedet for en Magnet. Navnlig ville alle de Smaamagneter, som antages at danne de virkelige Magneter, kunne erstattes af uendelig smaa elektriske Kredsløb, uden at dette i nogen Henseende vil forandre Magnetens Forhold. *Ampère* antog derfor, at der i Virkeligheden ikke fandtes nogen særegen magnetisk Naturkraft; alle magnetiske Kræfter skulle da hidrøre fra elektriske Strømme. Der er dog en Vanskelighed herved. Vedligeholdelsen af en elektrisk Strøm i en Leder er altid ledsaget af et Forbrug af Energi, der af Strømmen omsættes til Varme; de Ledere, hvori de Strømme gaa, om hvilke der her er Tale, maa derfor være væsentlig forskellige fra dem, vi kende; der maa ingen Modstand være i dem, som kunde hindre Elektricitetens Bevægelse i dem. Ogsaa Jordmagnetismen maa da antages at opstaa paa lignende Maade.

Ligesom ved Magneterne kunne vi ogsaa paavise Kraftlinier i Nærheden af elektriske Strømme. Gaar en lang retlinet Leder lodret op gennem en Plade, paa hvilken der er strøet Jærn-

filspaaner, saa ville de, naar der gaar en elektrisk Strøm gennem Lederen, ordne sig i Cirkler omkring denne. I andre Tilfælde faa Kraftlinierne mere indviklede Former. Fig. 133 viser Kraftlinierne i et Plan, der staar vinkelret paa en cirkulær Strømleder. De ere alle krumme Linier undtagen den, der falder sammen med Cirklens Akse. Foruden Kraftlinierne ere ogsaa nogle ækvipotentiale Kurver medtagne i Figuren.

MAXWELLS SÆTNING. Af Biot og Savarts Lov udledes, at en uendelig lang retlinet elektrisk Strøm i virker paa en Enhedspol i Afstand a med Kraften

$$K = \tfrac{1}{10}\frac{2i}{a}.$$

Denne Krafts Retning staar vinkelret paa et Plan, der indeholder baade Lederen og Polen. Tænkes Polen forbunden med Lederen ved Hjælp af en uendelig tynd Traad, saa vil Polen af Kraften K bevæges rundt omkring Lederen; naar den er kommen een Gang rundt, vil den magnetiske Kraft have udført Arbejdet

$$2\pi a K = \tfrac{1}{10} 4\pi i.$$

Arbejdet, de magnetiske Kræfter have udført, mens Polen er gaaet helt rundt om Strømmen, er altsaa uafhængig af Afstanden a.

Det kan nu bevises, at de magnetiske Kræfters Arbejde, naar en Enhedspol bevæger sig i en Bane, saaledes at den kommer tilbage til sit Udgangspunkt, altid kan udtrykkes paa samme Maade, forudsat at der kun findes sluttede elektriske Strømme. Lettest indses det ved at tænke sig Strømlederen erstattet af en magnetisk Plade. Har dens magnetiske Lag Overfladetætheden σ og en indbyrdes Afstand e, saa er, som vi have set,

$$\sigma e = \tfrac{1}{10} i,$$

idet i er Strømstyrken. Det er nu vist S. 355, at det Arbejde, som de magnetiske Kræfter udføre, naar en Enhedspol bevæger sig fra Dobbeltlagets positive Side til det uendelig fjerne, er $2\pi\sigma e$. Bevæges Enhedspolen derimod fra det uendelig fjerne hen til Pladens negative Side, bliver det af de magnetiske Kræfter udførte Arbejde igen $2\pi\sigma e$. Gaar altsaa en Enhedspol fra Pladens positive Side uden om dens Rand hen til den negative Side, bliver det af de magnetiske Kræfter udførte Arbejde lig $4\pi\sigma e$. Erstattes nu igen den magnetiske Plade af den tilsvarende elek-

triske Strøm, bliver det Arbejde U, som de fra Strømmen udgaaende magnetiske Kræfter udføre, naar Enhedspolen gaar helt rundt om Lederen, lig

$$U = \tfrac{1}{1\,0} 4\pi i.$$

Er altsaa DE (Fig. 134) en sluttet Strøm af Styrke i, og bevæger en Enhedspol sig omkring Strømmen i Retningen ABC, saa vil det Arbejde, som de magnetiske Kræfter udføre under Kredsbevægelsen, være $\tfrac{1}{1\,0} 4\pi i$. Gaar Polen derimod rundt i den modsatte Retning, bliver Arbejdet $-\tfrac{1}{1\,0} 4\pi i$. Gaar den endelig rundt i en Bane som FGH, der ikke omslutter Strømmen, saa er Arbejdet Nul.

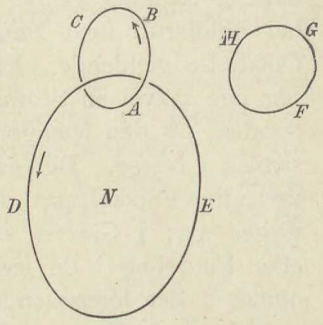


Fig. 134.

Heri har man et Middel til at maale en Strøms Styrke, selv om man ikke kan lede den gennem et Maaleapparat. Lad saaledes DE være en given Strøm, hvis Styrke skal findes. Man maaler da ved Metoder, som ere omtalte i 13de Afsnit, den magnetiske Kraft i flere Punkter som A, B, C ... (Fig. 134); har man fundet Kraften i tilstrækkelig mange Punkter, lader det Arbejde U sig beregne, som udføres af Kræfterne paa en Enhedspol, der gaar rundt omkring Strømmen. Man faar saaledes, at

$$i = 10 \frac{U}{4\pi}.$$

Naar Lederen næsten er lige, er det tilstrækkeligt, naar der ikke er andre Strømme eller Magneter i Nærheden, at maale den magnetiske Kraft K i et Punkt P tæt ved Lederen. Er Afstanden fra P til Lederen lig a, haves da, at Arbejdet U er lig $2\pi aK$; altsaa bliver

$$2\pi aK = \tfrac{1}{1\,0} 4\pi i,$$

$$i = 10 \cdot \frac{Ka}{2}.$$

Denne simple Sammenhæng mellem det af de magnetiske Kræfter udførte Arbejde og den elektriske Strøm er her bevist under Forudsætning af, at Strømmen er sluttet. Den kan ikke uden videre betragtes som almengyldig, efter som der ofte synes

at fremkomme Strømme, der ikke ere sluttede. Hvis man f. Eks. forbinder et galvanisk Batteris ene Pol med den ene Belægning paa en Leidnerflaske, medens den anden Pol forbindes med den anden Belægning, fremkommer der en kortvarig Strøm, som lader Flasken. Efter den almindelige Opfattelse gaar der da kun Strøm gennem Batteriet selv og Ledningstraaden; der gaar derimod ingen Strøm gennem Glasset; Strømmen er altsaa ikke sluttet, og den omtalte Sætning gælder derfor ikke for en saadan Strøm. Nu har imidlertid først *Faraday* og senere *Maxwell* gjort en anden Opfattelse gældende. Efter denne gaar der i det beskrevne Forsøg lige saavel en Strøm gennem Glasset som gennem Ledningstraaden, og den Mængde Elektricitet, som gaar igennem, er den samme i begge. Derved er ikke udelukket, at der kan være en væsentlig Forskel paa den Maade, paa hvilken Elektriciteten bevæger sig; i Glasset er det sandsynligvis kun en Forskydning eller Fordeling i de ledende Dele, hvilken Bevægelse ogsaa er omtalt i det foregaaende (S. 316); i Lederen er der derimod en virkelig Strømning.

Naar der tages Hensyn til denne Fordeling i Isolatorerne, synes nu intet at være i Vejen for at antage, at alle Strømme kunne betragtes som sluttede Kredsløb, og under denne Forudsætning har man altsaa, at det Arbejde, de magnetiske Kræfter udføre, naar en Enhedspol gaar rundt i en lukket Bane, er lig $4\pi/10$ Gange Styrken af den Strøm, som gennemløber det af Banen begrænsede Areal. Da denne Sætning først er fremsat som almengyldig af Maxwell, kalde vi den Maxwells Sætning.

EN MAGNETS VIRKNING PAA EN ELEKTRISK STRØM.

Da en elektrisk Strøm virker paa en Magnet, kan der ikke vel være Tvivl om, at en Magnet ogsaa virker paa en Strøm. Anvendes Sætningen om Aktion og Reaktion, bliver Kraften k, hvormed Magnetpolen m i A (Fig. 135) virker paa et Strømelement $CD = ds$, med de sædvanlige Betegnelser

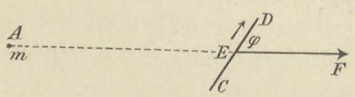


Fig. 135.

$$k = \tfrac{1}{10}\frac{mids}{r^2}\sin\varphi,$$

naar Strømstyrken i maales i Ampère. Den magnetiske Kraft, som virker i Punket E, og som gaar i Retningen EF, er m/r^2;

sætte vi denne Størrelse lig F, have vi altsaa den søgte Kraft udtrykt ved

$$k = \tfrac{1}{10} Fids \sin \varphi.$$

Den søgte Kraft er altsaa $\frac{1}{10}$ af den magnetiske Kraft Gange Strømstyrken Gange ds sin φ, som er Lederens Komposant, vinkelret paa den magnetiske Krafts Retning. Den søgte Kraft staar vinkelret baade paa Lederen og paa den magnetiske Kraft F; den gaar til Lillefingerens Side, naar højre Haand holdes i Strømretningen, og Indersiden vendes imod Magnetkraftens Retning, hen imod A. I Figuren gaar Kraften indad.

Herefter bliver den Kraft, som virker paa en Strømleder, bekendt, naar den magnetiske Krafts Størrelse og Retning er bekendt. Da Kraften forholder sig som sin. til Vinklen mellem Strømmens og Magnetkraftens Retninger, vil en Strøm, der følger en Kraftlinie, ikke være paavirket af nogen Kraft. Til at paavise den Kraft, med hvilken en Magnet virker paa en Strøm, anvendte *Ampère* en Ramme af Kobbertraad AB (Fig. 136), der blev baaren af to smaa Jærnskaale, fyldte med Kvægsølv; disse sattes i Forbindelse med Polerne af et galvanisk Batteri, som sendte en Strøm gennem Rammen AB. Holdes nu en Magnet SN inden i Rammen, vil Rammen dreje sig, B gaar indad, A udad; AB vil være i Ligevægt, naar dens Plan er vinkelret paa Magnetens Akse. Man kan ogsaa faa et Slags Perpetuum Mobile i Gang paa denne Maade.

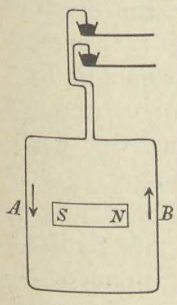


Fig. 136.

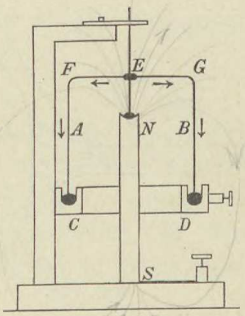


Fig. 137.

Dertil anvendes følgende Apparat. SN (Fig. 137) er en Staalmagnet, som er i Forbindelse med et galvanisk Batteris positive Pol. Ved N er Magneten udhulet, og der er hældt lidt Kvægsølv i Fordybningen. Gennem Kobberbøjlen AB gaar Strømmen ned i den cirkulære, med Kvægsølv fyldte Rende CD, og derfra igen til Batteriets negative Pol. B vil nu bevæge sig udad, A indad. Er Strømmen tilstrækkelig stærk, saa vil man faa Bevægelse, selv om Magneten SN tages bort; Jordmagnetismen overtager da dens Rolle. I dette Tilfælde ville kun de vandrette Strømme EF og

EG være virksomme; kaldes Jordmagnetismens vertikale Intensitet V, og er ds et Element af EF, saa er det Moment, der virker til at dreje Bøjlen om Aksen E,

$$2\int_0^l \tfrac{1}{10} Vids \cdot s = \tfrac{1}{10} Vil^2,$$

naar $l = EF = EG$. Hos os er $V = 0.44$; sættes $l = 10$ cm., og er Strømstyrken i lig 20 Ampère, bliver Momentet 88. Dette Moment vil kunne bevæge Bøjlen, naar Gnidningsmodstanden i Kvægsølvet er mindre end 8.8 absolutte Kraftenheder, lidt under $\frac{1}{100}$ Grams Vægt. Der maa i Virkeligheden ogsaa anvendes meget stærke Strømme for at frembringe Bevægelse ved Jordmagnetismens Hjælp.

De Kræfter, der virke paa en elektrisk Strøm, kunne, naar Strømmen er sluttet, udtrykkes paa en simpel Maade, som er angiven af *Faraday*. En elektrisk Strøm af Styrke i (Fig. 138) antages at befinde sig i et magnetisk Felt. Strømretningen antages at være en saadan, at den magnetiske Kraft, som Strømmen frembringer, gaar i samme Retning som Feltets magnetiske Kraft. I saa Fald ville de Kræfter, der virke paa Strømlederen, gaa i de ved Pilene a og b angivne Retninger. Overladt til sig selv, vil Strømkredsen bevæge sig, indtil dens Plan omslutter saa mange Kraftlinier som muligt; den vil da lægge sig om Magneten som en Ækvator. Man kan vise dette ved at bringe en lang tynd Platintraad, der hænger ned som en Sløjfe, til at gløde ved en elektrisk Strøm. Nærmer man en Magnet til den, ser man, at Sløjfen antager en saadan Form, at saa mange Kraftlinier som muligt gaa igennem den i den ovenfor angivne Retning. Er Magneten nær nok, vil Platintraaden lægge sig op ad Magneten saaledes, at den omgiver Magneten i Ligevægtsrummet.

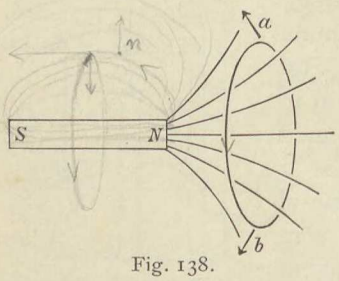


Fig. 138.

Det blev sagt, at Strømmen altid søger at omfatte saa mange Kraftlinier som muligt; herimod kunde det synes at stride, naar vi se, at Strømmen netop lægger sig om Ligevægtsrummet. Sagen er dog simpel nok. Der findes ikke alene Kraftlinier i

Luften, vi kunne antage, at de fortsættes i Magnetens Indre; men vi maa da tænke os en Huling i Magneten. Tænkes en Magnet brækket over i Ligevægtsrummet og Stykkerne lagte sammen igen i en ringe Afstand, saa kan man let overbevise sig om, at der i Mellemrummet findes en stor Mængde Kraftlinier. I Virkeligheden gaa alle Kraftlinier gennem dette Tværsnit; vi have altsaa virkelig omspændt det største Antal Kraftlinier, naar vi omspænde Ligevægtsrummet.

Hvad her er udviklet, kan altsaa udtrykkes saaledes. Enhver sluttet Strøm vil i et magnetisk Felt bevæge sig saaledes, at den kommer til at omslutte saa mange Kraftlinier som muligt. Det Arbejde, som de magnetiske Kræfter udføre under en saadan Bevægelse, kan udtrykkes paa en simpel Maade. Vi tænke os, at Strømmen er Randkurve for en Flade; lad dS være et Arealelement af denne Flade og F den magnetiske Kraft i dS. Danner F nu Vinklen α med Normalen til dS, saa er $F\cos\alpha$ den magnetiske Kraftkomposant i Retning af Normalen til dS. Integralet

$$N = \int F\cos\alpha \cdot dS,$$

udstrakt til den hele ved Strømmen begrænsede Flade, kaldes det magnetiske Overfladeintegral. For Kortheds Skyld ville vi med Faraday kalde det Antallet af Kraftlinier, som Strømmen omslutter. Forandrer Lederen nu sin Form og Stilling saaledes, at den kommer til at omslutte N' Kraftlinier, saa vil det af de magnetiske Kræfter udførte Arbejde være

$$\tfrac{1}{10}(N' - N)i.$$

Herved er at mærke, at en Del af Kraftlinierne, som omsluttes af Strømmen, hidrører fra Strømmen selv. Selv om der altsaa ingen Kraftlinier findes, før Strømmen kommer, vil en bøjelig Leder søge at indtage en saadan Form, at den omslutter saa mange af sine egne Kraftlinier, som muligt.

AMPÈRES ELEKTRODYNAMISKE TEORI. Kort efter at Ørsted havde opdaget, at en elektrisk Strøm virker paa en Magnet, gjorde *Ampère* den vigtige Opdagelse, at to elektriske Strømme virke paa hinanden. Dertil benyttede han den i Fig. 136 fremstillede bevægelige Leder. Holdes en Strømleder parallel med Lederne A eller B, finder man en Tiltrækning imellem Strømmene, naar de begge gaa opad eller begge gaa nedad.

Gaar derimod den ene opad, den anden nedad, frastøde de hinanden. Ampère søgte nu at finde Loven for den Kraft, hvormed Strømme virke paa hinanden. Resultatet af hans Undersøgelse var følgende. Lad $AB = ds$ og $A'B' = ds'$ være to Strømelementer, henholdsvis med Styrken i og i'; Vinklerne BAA' og $B'A'C$, som de danne med Forbindelseslinien $AA' = r$, kaldes θ og θ'. Endvidere er ε den Vinkel, som Planet, der indeholder ds' og r, danner med Planet, som indeholder ds og r. Ampère finder da, at de to Strømelementer ville tiltrække hinanden med en Kraft, som er

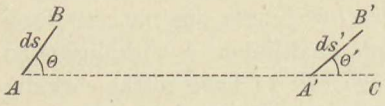


Fig. 139.

$$f = C\frac{ii'dsds'}{r^2}(\sin\theta \sin\theta' \cos\varepsilon - \tfrac{1}{2}\cos\theta\cos\theta').$$

Idet Ampère nu gaar ud fra denne Lov, beviser han, at to sluttede Strømme virke paa hinanden ligesom to Magneter; han udleder Biot og Savarts Lov og løser overhovedet alle vigtigere Opgaver, som kunne behandles paa Grundlag af to Strømelementers Virkning paa hinanden. Den hele matematiske Behandling, som Ampère har givet i denne Undersøgelse, har, naar man tager Hensyn til Sagens Vanskelighed og Løsningens Fuldstændighed, faa Sidestykker.

Naar Ampères Metode ikke er fulgt her, saa ligger det i, at Fremstillingen bliver simplere og Resultaterne overskueligere ved at benytte Kraftlinierne. Løsningen af Opgaven er strængt taget ikke saa fuldstændig i dette Tilfælde, eftersom vi da maa forudsætte, at alle Strømme ere sluttede; vi have derved gjort os Opgaven lettere end Ampère gjorde; der er imidlertid saa meget, der taler for, at alle Strømme i Virkeligheden ere sluttede, at man næppe nu kan have nogen Betænkelighed ved at antage det. For dog at vise, at Ampères Lov maa føre til de samme Resultater, der ere fundne i det foregaaende, ville vi vise, at de Egenskaber ved elektriske Strømme, som Ampère gik ud fra, ogsaa ere en Følge af vor Behandlingsmaade.

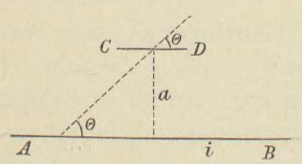


Fig. 140.

Ampère viste ved Forsøg, at den Tiltrækning, som en meget lang retlinet Strøm AB udøver paa en Strømleder CD, forholder

sig omvendt som Afstanden a mellem de to Strømme. Vi komme til det samme Resultat ved at erindre, at den magnetiske Kraft, der udgaar fra AB (Fig. 140) og virker i CD, er

$$F = \tfrac{1}{10}\frac{2i}{a},$$

naar AB betragtes som uendelig lang, i Sammenligning med Afstanden a, og Strømmen i maales i Ampère. For nu at finde den paa $CD = ds'$ virkende Kraft, have vi, da Strømlederen her er vinkelret paa Kraftlinierne, kun at danne Produktet

$$\tfrac{1}{10} F i' ds',$$

naar i' er Strømstyrken i CD. Den søgte Kraft er altsaa

$$\tfrac{1}{100}\frac{2ii'ds'}{a},$$

hvilket stemmer med Ampères Forsøg. At Kraften er en Tiltrækning, ses ved at benytte den S. 381 givne Regel for Kraftretningens Bestemmelse. Beregnes efter Ampères Lov den paa CD virkende Kraft, findes den at være

$$C \cdot \frac{ii'ds'}{a};$$

naar Strømstyrken bestandig maales i Ampère haves altsaa, at

$$C = \tfrac{2}{100}.$$

Indsættes denne Værdi for C i Ampères Formel, ville de beregnede Kræfter være udtrykte i absolut (C. G. S.) Maal.

Et andet Forsøg, som Ampère anstillede, er følgende. En Kobbertraad CD er befæstet til Armen FE, der kan dreje sig om en lodret Akse ved E. A og B ere to langagtige Skaale, fyldte med Kvægsølv, Kobbertraaden berører netop Kvægsølvet i begge Skaale, som ere forbundne med et galvanisk Batteris Poler. Det viser sig nu, at Kobbertraaden er i Ligevægt under Strømmens Indflydelse. Man kan overhovedet bringe hvilke som helst elektriske Strømme, saa vel som Magneter, i Nærheden af CD, som bestandig gennemløbes af Strømmen, uden

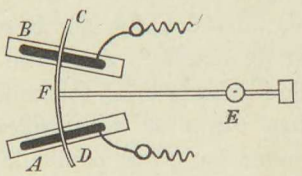


Fig. 141.

at der viser sig nogen Bevægelse. Af dette Forsøg slutter Ampère, at den Kraft, der virker paa et Strømelement, altid staar vinkelret paa Strømmens Retning. Dette stemmer ogsaa med, hvad vi tidligere have set; den paa et Strømelement virkende Kraft er nemlig vinkelret paa det Plan, der baade indeholder Strømretningen og den magnetiske Kraftlinie, der krydser Strømelementet.

Af Ampères Formel følger, at to Strømelementer, der ligge i hinandens Forlængelse, frastøde hinanden, naar Strømmene gaa til samme Side. I dette Tilfælde er nemlig $\theta = \theta' = 0$; Kraften er altsaa

$$f = -C\frac{ii'dsds'}{2r^2}.$$

Rigtigheden heraf søgte Ampère at paavise ved følgende Forsøg. To Skaale A og B fyldtes med Kvægsølv, som forbandtes med Polerne af et galvanisk Batteri. En Bøjle af Kobbertraad er bøjet op ved E, saaledes at den kan skydes frem og tilbage. Ledes en elektrisk Strøm ind i A og ud fra B, vil Bøjlen bevæge sig tilbage i Skaalene. Ogsaa dette forklares ved at erindre, at det Arbejde, de magnetiske Kræfter gøre, er bestemt ved Tilvæksten i magnetisk Overfladeintegral, eller, hvad der er det samme, ved den Forøgelse i Kraftliniernes Antal, som Bevægelsen medfører; ved Bøjlens Bevægelse i den angivne Retning blive nu netop flere saadanne Linier omsluttede af Strømmen.

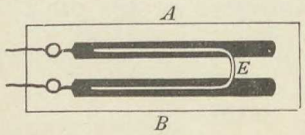


Fig. 142.

Skønt der i og for sig ikke er nogen Grund til at betvivle Rigtigheden af de Forsøg og Betragtninger, hvortil Ampère støttede sig, har det dog sin Betydning, at *W. Weber* har maalt Størrelsen af de Kræfter, der virke mellem to elektriske Strømme i forskellige Afstande og forskellige Stillinger til hinanden. Lederne gav han Form af Traadruller; den ene Rulle var fast anbragt, den anden hang i to parallelle Platintraade med ringe indbyrdes Afstand. Disse Traade tjente tillige til at lede Strømmen til og fra den bevægelige Rulle. W. Weber kunde nu maale Størrelsen af det Moment, hvormed den faste Rulle virker paa den bevægelige Rulle. Tillige kunde han af Ampères Formel beregne Kraftens Størrelse; han fandt, at Forsøg og Beregning stemmede fuldkom-

men overens. Rigtigheden af Ampères Lov maa saaledes siges at være bevist for sluttede Strømmes Vedkommende.

Flere Maaleapparater ere grundede paa Vekselvirkningen mellem elektriske Strømme. *W. Weber* har konstrueret et Apparat, Elektrodynamometret, som bestaar af to lodrette Traadruller; den ene af dem staar fast, den anden hænger i to fine Ledningstraade; deres Centrer falde sammen, men deres Planer danne en ret Vinkel med hinanden. Gaar samme Strøm igennem dem begge, vil den bevægelige Rulle dreje sig en Vinkel α, der, naar α er lille, forholder sig som Strømstyrkens Kvadrat i^2. Dette Apparat benyttes især til Maaling af Strømme, der idelig skifte Retning. Kraften, der virker paa den bevægelige Rulle, vil da forholde sig som i^2; dens Middelværdi er

$$\frac{1}{t}\int_0^t i^2 dt,$$

naar t betegner Tiden. Denne Størrelse kan altsaa bestemmes ved Elektrodynamometrets Hjælp.

Paa Vekselvirkningen mellem to Strømme er ogsaa *Siemens* Ampèremeter grundet. Den faste Rulle bestaar her af nogle faa Vindinger af en tyk Kobbertraad; i Stedet for den bevægelige Rulle er her sat en Kobberbøjle, hvis Ender gaa ned i to Kvægsølvbeholdere, der ligge lodret over hinanden, hvorved det bliver muligt, at Bøjlen kan dreje sig om en lodret Akse. Bøjlen selv hænger i en Traad, der ikke frembyder nogen kendelig Snoningsmodstand; til Bøjlen er endvidere den nederste Ende af en Spiralfjeder befæstet, hvis øverste Ende er sat fast paa en lodret Akse, der bærer en Viser, som kan bevæge sig henad en vandret Gradbue. Ledes der en elektrisk Strøm gennem Traadrullen og Bøjlen, vil den sidste dreje sig en vis Vinkel; ved at dreje Viseren en Vinkel α bringes nu Bøjlen tilbage til sin Ligevægtsstilling; Fjedrens Snoningsmodstand holder da Ligevægt med Vekselvirkningen mellem Strømmene; Strømstyrken bliver proportional med $\sqrt{\alpha}$. Apparatets Konstant bestemmes ved Sammenligning med Tangensboussolen. Dette Apparat benyttes til Maaling af stærke Strømme. Da der ingen Magneter findes i det, afhænger Snoningsvinklen, foruden af Strømstyrken, kun af Spiralens Snoningsmodstand. Skønt Apparatet ikke er fintmærkende, giver det derfor alligevel paalidelige Resultater, naar Spiralens Elasticitet holder sig ufor-

andret, hvilket ved godt udførte og forsigtigt behandlede Apparater virkelig kan opnaas.

Endelig har Lord *Kelvin* ved Vejning bestemt den Kraft K, hvormed to parallelle Traadruller, der gennemløbes af samme Strøm, virke paa hinanden. Strømstyrken er da proportional med $\sqrt{K}$.

Til Maaling af Strømstyrker anvendes i Teknikken almindeligst Apparater af det saakaldte Deprez-d'Arsonvalske System. I den er Magnetsystemet fast, medens Vindingerne ere bevægelige. Man kan herved gøre sig næsten ganske uafhængig af fremmede magnetiske Kræfter, hvilket er af stor praktisk Betydning.



FEMTENDE AFSNIT.

Ohms og Joules Love.

OHMS LOV. Naar et galvanisk Batteris Poler forbindes med en Metaltraad, vil der gaa en elektrisk Strøm gennem Traaden, hvis Styrke kan maales ved at indskyde en Tangensboussole i Ledningen. I Almindelighed bliver Strømmen stærkere, naar Antallet af galvaniske Elementer vokser; derimod bliver den svagere, naar Lederen enten gøres længere eller tyndere. En nærmere Betragtning viser, at de Forhold, som det her kommer an paa, ere af en temmelig indviklet Natur. I Hovedsagen har *Ohm* i 1827 paavist Sammenhængen dermed. Ohm gik ud fra, at der maatte være en Analogi mellem Elektricitetens og Varmens Bevægelse i Metaller og Vædsker. Medens Varmestrømmens Retning og Styrke væsentlig afhænger af Temperaturdifferensen, maa Strømstyrken efter Ohm afhænge af den elektriske Spændingsforskel. Betragtes en cylindrisk Leder, og antages, at Strømmen bevæger sig i Retning af Cylinderens Akse, saa maa der overalt i samme Tværsnit være samme Spænding; den vil derimod variere fra det ene Tværsnit til det andet. Lad Spændingen i Tværsnittet A være p, i Tværsnittet B derimod p', saa vil, naar p' er mindre end p, Strømmen gaa fra A til B. Er Arealet af Tværsnittet lig S, Afstanden mellem A og B lig l, saa er efter Ohm Strømstyrken i bestemt ved

$$i = k\frac{p - p'}{l} S;$$

dette Udtryk er analogt med Udtrykket for Varmeledningens Størrelse, som er angivet S. 261. k afhænger af Lederens Beskaffenhed; den kan betragtes som et Maal for Lederens elektriske Ledningsevne.

Af ovenstaaende Udtryk for Strømstyrken følger, at der maa være forskellig Spænding i forskellige Punkter af en Leder, gennem hvilken der gaar en elektrisk Strøm. At det virkelig forholder sig saaledes, har *R. Kohlrausch* vist ved Forsøg. Dertil anvendte han Luftkondensatoren. Dens ene Plade A afledes til Jorden og forbandtes tillige med et Punkt A' af en Leder, gennem hvilken der gik en elektrisk Strøm. Forbandtes den anden Kondensatorplade B et Øjeblik med et andet Punkt B' af samme, og var Afstanden mellem Pladerne oprindelig meget lille, kunde han, ved at fjerne dem fra hinanden, paavise, at Kondensatoren var bleven ladet; gik Strømmen fra A' til B', saa var B efter Adskillelsen ladet med negativ Elektricitet; gik den derimod fra B' til A', saa var B positiv elektrisk. Benyttedes en Traad, som overalt havde samme Gennemsnit, saa fandt han, at Spændingsforskellen mellem forskellige Punkter af Lederen forholdt sig ligefrem som deres indbyrdes Afstand. Dette følger ogsaa af Ohms Lov; ifølge den er nemlig

$$p - p' = \frac{il}{kS}.$$

Størrelsen

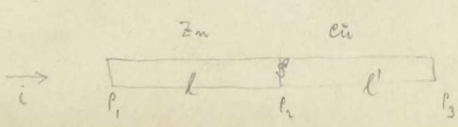
$$r = \frac{l}{kS},$$

som kun afhænger af Lederens Natur og Dimensioner, kaldes Ledningsmodstanden; man ser, at

$$p - p' = ri;$$

Spændingsforskellen mellem to Tværsnit af en Cylinder er altsaa lig Produktet af Modstand og Strømstyrke. En Cylinders Ledningsmodstand forholder sig efter Definitionen ligefrem som dens Længde og omvendt som dens Tværsnit.

Lad nu Lederen være en Cylinder, der bestaar af to forskellige Metaller, f. Eks. Zink og Kobber, der støde sammen i en Flade, som er vinkelret paa Cylinderens Akse. Zinkstangens Længde og Ledningsevne kaldes l og k; for Kobberstangens Vedkommende kaldes de samme Størrelser l' og k'; det fælles Tværsnit kaldes S. Er Strømstyrken i, og er Spændingen, ved Zinkstangens ene Ende p_1, i Tværsnittet, hvor de to Metaller støde sammen, p_2, og endelig ved Kobberstangens anden Ende p_3, saa er, idet vi se bort fra Spændingsforskellen i Berøringsfladen mellem Zink og Kobber,



$$i = k\frac{p_1 - p_2}{l} S = k'\frac{p_2 - p_3}{l'} S.$$

Heraf følger, at

$$p_1 - p_2 = \frac{li}{kS},\ p_2 - p_3 = \frac{l'i}{k'S},$$

og altsaa

$$p_1 - p_3 = i\left(\frac{l}{kS} + \frac{l'}{k'S}\right).$$

Sættes nu $l/kS = r$, $l'/k'S = r'$, haves altsaa

$$p_1 - p_3 = i(r + r').$$

Er en Cylinder sammensat paa samme Maade af flere Cylindre med Modstandene r, r', r'', .., er Strømstyrken i, og Forskellen mellem Spændingerne ved Cylindrens Endeflader lig V, haves altsaa

$$V = i(r + r' + r'' + ..).$$

Størrelsen $r + r' + r'' + ..$, som er Summen af de enkelte Lederes Modstande, kan altsaa betragtes som hele Cylinderens Modstand. Er en Ledning sammensat af flere cylindriske Ledere med ulige Tværsnit, kan Ohms Lov strengt taget ikke anvendes paa den, eftersom Strømmens Tværsnit forandres ved Overgangen fra den ene Cylinder til den anden; ere Cylindrenes Længder imidlertid store i Forhold til deres Diametre, hvilket er Tilfældet ved de almindelige elektriske Ledninger, faa de Uregelmæssigheder, som indtræde ved Overgangen fra den ene Leder til den anden, dog ingen kendelig Indflydelse paa Ledningsmodstanden.

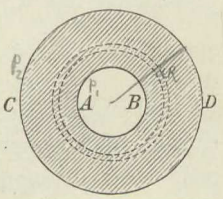


Fig. 143.

Har Lederen ikke Cylinderform, vil det i Reglen være vanskeligt at beregne dens Ledningsmodstand. Vi skulle her kun opholde os ved et simpelt Tilfælde, som har nogen Vigtighed. Lad Lederen være begrænset af de to konaksiale cirkulære Cylinderflader AB og CD (Fig. 143) med Radierne R_1 og R_2 og af to plane Snit, der staa vinkelrette paa Aksen, og hvis indbyrdes Afstand er H. Holdes Fladen AB ved Potentialet p_1, medens Fladen CD har Potentialet p_2, saa vil der gaa en elektrisk Strøm fra AB til CD, hvis vi antage, at p_1 er større end p_2. Modstanden r, som Strømmen vil have at overvinde, er da

$$r = \int_{R_1}^{R_2} \frac{dR}{k \cdot 2\pi RH} = \frac{1}{2\pi kH} \text{log. nat.} \frac{R_2}{R_1}.$$

I det foregaaende har der kun været Tale om Modstanden i metalliske Ledere; i Hovedsagen følger Ledningen i Vædsker ogsaa den samme Lov; hos Luftarterne iagttages derimod meget afvigende Forhold, som det hidtil ikke har været muligt at henføre til simple Love.

Lad nu (Fig. 144) være et galvanisk Element, bestaaende af en Zinkplade *Zn* og en Kobberplade *Cu*, der staa ned i et Kar med fortyndet Svovlsyre. Til Pladerne ere Kobbertraadene *BC* og *EF* loddede. Der vil da være en større Spænding i Traaden *EF* end i *CB*; Spændingsforskellen, som kan paavises ved Hjælp af Lord Kelvins Kvadrantelektrometer, kaldes *V*; *V* er da Elementets elektromotoriske Kraft. Vi antage, at den opstaar i Berøringsfladen mellem Kobbertraaden *CB* og Zinkpladen *Zn*; man har da $V = Zn|Cu$. Forbindes nu *C* og *F* med en Kobbertraad *G*, saa vil Elementet og Lederen gennemløbes af en elektrisk Strøm *i*. Den gaar fra *A* gennem Zinkpladen, Vædsken, Kobberpladen og Ledningen hen til Punktet *B*. Ifølge Ohms Lov have vi da, idet den hele Ledningsmodstand, som Strømmen har at overvinde, kaldes *r*, at

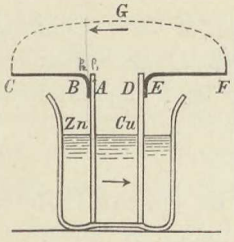


Fig. 144.

$$V = ri.$$

Et galvanisk Elements elektromotoriske Kraft er altsaa lig Produktet af Strømstyrke og Modstand. Da den elektriske Tilstand holder sig uforandret, kan Strømmen ikke standse ved *B*; den maa gaa fra *B* til *A*; den elektromotoriske Krafts Virksomhed bestaar netop i at føre Elektriciteten fra den lavere Spænding i *B* over til den højere Spænding i *A*.

Det er her antaget, at Spændingsforskellen i det nævnte Element alene findes ved Berøringsfladen mellem Zink og Kobber; antager man, at den enten helt eller delvis findes ved Berøringsfladerne mellem Vædsken og Metallerne, kommer man dog selvfølgelig til samme Resultat.

Rigtigheden af Ohms Lov kan paavises ved simple Forsøg,

kun maa der agtes paa, at der i Elementet selv er en temmelig stor Modstand, hvis Størrelse ikke kan beregnes, da Strømmen i Vædsker følger krumme Baner. Man kan derfor skelne mellem Modstanden r_i i Elementet selv, som kaldes den indre Modstand, og Modstanden r_u i Ledningen, den ydre Modstand. Idet den hele Modstand r er lig $r_i + r_u$, haves altsaa at

$$V = (r_i + r_u) i = ri.$$

Dannes den ydre Modstand af forskellige Ledere med Modstandene r_1, r_2 og r_3, og ere de tilsvarende Strømstyrker i_1, i_2 og i_3, haves da

$$V = (r_i + r_1) i_1, \quad V = (r_i + r_2) i_2, \quad V = (r_i + r_3) i_3,$$

hvoraf faas, at

$$\frac{i_1^{-1} - i_2^{-1}}{i_1^{-1} - i_3^{-1}} = \frac{r_1 - r_2}{r_1 - r_3}.$$

Rigtigheden heraf kan prøves ved at danne Modstandene r_1, r_2 og r_3 af samme Metal med forskellige Dimensioner.

Den største Sikkerhed for, at Loven er rigtig, ligger dog i, at den altid, rigtig anvendt, fører til rigtige Resultater. Forøvrigt har *Chrystal*, efter *Maxwells* Anvisning, udført nogle Forsøg, der særlig vare beregnede paa at prøve Lovens Rigtighed; de førte til den fuldkomneste Bekræftelse af den.

OHM, VOLT OG FARAD. Hvilken Enhed der vælges for Ledningsmodstand er ganske vilkaarligt; Hovedsagen er, at faa en Enhed, som let kan genfremstilles med nøjagtig samme Værdi. *Siemens* har foreslaaet at vælge Modstanden i en Kvægsølvcylinder, med Tværsnit af en Kvadratmillimeter og Længde af en Meter, til Modstandsenhed. Da Ledningsevnen forandrer sig med Temperaturen, maa man altid anvende den ved samme Temperatur. Siemens valgte dertil Vandets Frysepunkt. Den saaledes definerede Modstand kaldes Siemens Enhed. Paa en Kongres, der afholdtes i Paris 1884, vedtoges det at indføre en international Enhed for Ledningsmodstand, der var lig Modstanden ved 0° C. i en Kvægsølvcylinder med Tværsnit af 1 Kv. mm. og Længde af 106,3 cm. Senere, navnlig paa en international elektrisk Kongres i Chicago i 1893, blev 106.3 cm. sat i Stedet for 106 cm. Denne Enhed kaldes en Ohm; den vil udelukkende blive benyttet i det efterfølgende.

Efter at Enheden saaledes er fastslaaet, kan man nu tilveje-

bringe Ledere af hvilke som helst Modstande. I Reglen dannes de af Nysølvtraad, der overspindes med Bomuld og vikles omkring Træruller. Man kan saaledes skaffe sig Sæt af Modstande paa 1, 2, 2, 5, 10, 20... Ohm. Man forbinder dem med hinanden, saaledes som det er vist i Fig. 145. A, B, C ere tykke Metalstykker, der ere fæstede til en Ebonitplade; 1 og 2 ere to af de nævnte Modstande. Vil man indskyde en af dem i en Ledning, afbrydes denne, og Enderne af Ledningstraadene forbindes med A og C. Ere Propperne 1 og 2 paa deres Pladser, saa vil der ingen Modstand være indskudt, da Metalstykkernes Modstand er forsvindende. Tages nu en af Propperne op, vil den tilsvarende Modstand være indskudt. Man har paa denne Maade tilvejebragt Modstande af 100000 Ohm. Et saadant Sæt af Modstande kaldes en Rheostat. Man har ogsaa Rheostater, hvor Modstandene ere smaa, f. Eks. 0.1. 0.2 ... Ohm.

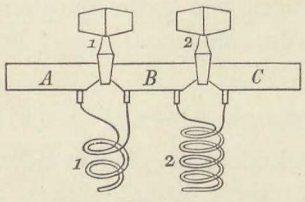


Fig. 145.

I disse Rheostater variere Modstandene ikke jævnt; er det nødvendigt at kunne gøre dette, anvendes Rheokorden. Den bestaar af to parallelle Platintraade af ens Tykkelse. Man forbinder hver af dem med Ledningstraadenes Ender og lægger en »Bro« af en tyk Metaltraad eller af Kvægsølv fra den ene Platintraad til den anden. Forskydes Broen, varierer Modstanden.

Efter at vi nu have faaet bestemte Enheder for Strømstyrke og Modstand, er det let at faa en Enhed for Spændingsforskel og elektromotorisk Kraft. Paa den ovenfor omtalte Kongres i 1884 vedtoges det, at kalde Spændingsforskellen mellem de to Ender af en Leder en Volt, naar Lederen har en Modstand af en Ohm, og Strømstyrken er en Ampère. Har man altsaa i en Leder en Modstand r Ohm, og er Strømstyrken i Ampère, saa er Spændingsforskellen ri Volt. Naar Spændingsforskellen udtrykkes i Volt, ville vi i Almindelighed betegne den med Bogstavet E og faa altsaa

$$E = ri.$$

Forbindes saaledes et Elements Poler med en Ledning, og maales saavel den hele Modstand r, som Strømstyrken i, faas Elementets elektromotoriske Kraft E at være ri Volt. Paa denne Maade kunne altsaa galvaniske Elementers elektromotoriske Kræfter

findes. Det er omtalt S. 304, at en Volt er $^1/_{300}$ af en elektrostatisk Spændingsenhed.

Man har anset det for hensigtsmæssigt at indføre en ny Enhed for Kapacitet. I det elektrostatiske System har et Legeme Kapaciteten 1, naar en Enhed af Elektricitetsmængde giver Legemet Spændingen 1. I det System, hvorom her er Tale, det saakaldte praktiske System, siges et Legeme at have Enhed af Kapacitet, naar en Ladning af 1 Coulomb giver det en Spænding af 1 Volt. Den saaledes definerede Kapacitet kaldes en Farad. Størrelsen af en Farad i elektrostatiske Enheder findes saaledes. I Elektrostatikken sættes Ladningen lig Produktet af Kapacitet og Spænding; vi have her, at Ladningen er 1 Coulomb eller $3 . 10^9$ elektrostatiske Enheder; Spændingen er en Volt eller $^1/_{300}$ elektrostatisk Enhed; altsaa bliver den søgte elektrostatiske Kapacitet C bestemt ved, at

$$3 . 10^9 = C . \tfrac{1}{300}, \quad C = 9 . 10^{11}.$$

En Farad er altsaa lig Kapaciteten af en Kugle, hvis Radius er 9000 Millioner Meter. Da der vilde udfordres en uhyre stor Kondensator for at tilvejebringe denne Kapacitet, konstruerer man gerne Kondensatorerne med en Kapacitet, der er en Milliontedel af en Farad; denne Kapacitet kaldes en Mikrofarad, der er lig $9 . 10^5$ elektrostatiske Kapacitetsenheder (S. 307). Man har ogsaa samlet flere saadanne Kondensatorer med Kapaciteter 0.1, 0.2 . . . 1, 2, 2 . . Mikrofarad paa samme Maade, som man har gjort med Modstandsenhederne i Rheostaten.

ANVENDELSER AF OHMS LOV. Lad G være et galvanisk Element med elektromotorisk Kraft E, CD og BE to Ledningstraade; deres Ender D og E forbindes ved flere Ledere DF_1E, DF_2E, . . hvis Modstande ere r_1, r_2, . . Er A f. Eks. en Zink-, B en Kobberplade, saa vil Strømmen gaa i Retningen $DABE$. Er Spændingen i C lig a og i A lig $a + E$ samt i D og E henholdsvis p_1 og p_2, saa have vi, idet Strømstyrken i $DABE$ kaldes i, og Modstanden i DC og AE henholdsvis er ϱ_1 og ϱ_2, at

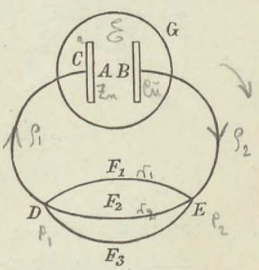


Fig. 146.

$$p_1 - a = \varrho_1 i, \quad a + E - p_2 = \varrho_2 i,$$

hvoraf følger, idet $\varrho_1 + \varrho_2 = r$, at

$$p_1 - p_2 + E = ri.$$

Man ser heraf, at Produktet af Modstand og Strømstyrke i en Ledning, hvori der findes et galvanisk Element, er lig Summen af Spændingsforskellen ved Enderne af Ledningen og det indskudte Elements elektromotoriske Kraft. Er Strømstyrken i Ledningerne DF_1E, DF_2E, ... henholdsvis i_1, i_2, ... haves endvidere

$$p_2 - p_1 = r_1 i_1 = r_2 i_2 = \ldots$$

Strømstyrkerne i de enkelte Forgreninger af Ledningen forholde sig altsaa omvendt som Modstandene i dem. Tillige have vi, da der ingen Opsamling af Elektricitet finder Sted i E og D, at

$$i = i_1 + i_2 + \ldots,$$

eller

$$i = (p_2 - p_1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} + \ldots\right).$$

Da vi have fundet $p_1 - p_2 = ri - E$, faas altsaa, at

$$E = \left(r + \frac{1}{\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} + \ldots}\right) i.$$

Man ser heraf, at Modstanden i en Forgrening er lig det omvendte af den Sum, som fremkommer, naar man adderer alle de omvendte Ledningsmodstande.

Har man forbundet flere galvaniske Elementer »i Række«, som Fig. 147 viser, findes Strømstyrken i paa følgende Maade.

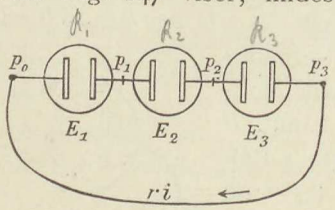


Fig. 147.

Lad Elementernes elektromotoriske Kræfter være E_1, E_2, ..., deres indre Modstande R_1, R_2, ... og er Modstanden i den ydre Ledning r, saa have vi, idet p_0 og p_1 ere Spændingerne ved Polerne af det første Element, $p_0 - p_1 + E_1 = R_1 i$; det andet Element giver med lignende Betegnelser $p_1 - p_2 + E_2 = R_2 i$; for det $n$te Element er $p_{n-1} - p_n + E_n = R_n i$. Endvidere have vi for Ledningstraaden, at $p_n - p_0 = ri$. Adderes alle disse Ligninger, faas, at

$$E_1 + E_2 + \ldots + E_n = (R_1 + R_2 + \ldots + R_n + r)i.$$

Have alle Elementerne samme elektromotoriske Kraft E og samme indre Modstand R, saa er $nE=(nR+r)i$, eller

$$i=\frac{E}{R+\frac{r}{n}}.$$

Strømstyrken vokser altsaa, naar Elementernes Antal forøges; den nærmer sig dog til Grænseværdien E/R, som er den Strømstyrke, et enkelt Element giver, naar dets Poler forbindes umiddelbart.

Naar Batteriets Poler ikke ere forbundne ved en Leder, er deres Spændingsforskel lig nE; forbindes Polerne derimod med en Leder med Modstand r, bliver Spændingsforskellen

$$p_n-p_0=ri=nE\frac{r}{nR+r}.$$

Spændingsforskellen mellem Polerne forholder sig altsaa til Batteriets elektromotoriske Kraft, som den ydre Modstand til den hele Modstand.

Man kan ogsaa forbinde flere galvaniske Elementer »til et Element«; deres Poler forbindes da gerne med to Kobberskinner A og B, hvis Ledningsmodstand er aldeles forsvindende. Betegnes Elementernes elektromotoriske Kræfter med E_1, E_2,.., deres indre Modstande med R_1, R_2,.., og ere i_1, i_2,... de Strømme, der gennemløbe dem, medens Strømstyrke og Ledningsmodstand i Traaden, der forbinder A og B, kaldes i og r, haves at

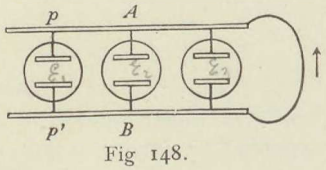


Fig 148.

$$i=i_1+i_2+\ldots$$

Er Spændingen i A lig p, i B lig p', haves endvidere

$$p-p'+E_1=R_1i_1,\ p-p'+E_2=R_2i_2,\ldots.$$
$$p'-p=ri.$$

Af disse Ligninger faas, at

$$i=\frac{E_1}{R_1}+\frac{E_2}{R_2}+\ldots+(p-p')\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}+\ldots\right).$$

Elimineres $p-p'$ af de to sidste Ligninger, faas endelig

$$\frac{E_1}{R_1}+\frac{E_2}{R_2}+\ldots=i\left(1+r\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}+\ldots\right)\right).$$

Have alle Elementerne samme elektromotoriske Kraft E og samme indre Modstand R, faas, idet n er Antallet af Elementer,

$$i = \frac{E}{\frac{R}{n} + r}.$$

Har man et stort Antal Elementer, nærmer Strømstyrken sig til at blive lig E/r; gennem en ringe ydre Modstand kan man altsaa faa en meget stærk Strøm.

Har man et større Antal galvaniske Elementer, der ere ganske ens, vil man i Reglen forbinde dem paa den Maade, der giver den største Strømstyrke. Vi antage, at det hele Antal Elementer er $N = mn$, hvor m og n ere hele Tal. Forbindes m Elementer »til et Element«, saa maa dette Element antages at have en elektromotorisk Kraft E og indre Modstand R/m, idet vi benytte samme Betegnelser som tidligere. Nu ville n saadanne Elementer give Strømstyrken

$$i = \frac{nE}{n\frac{R}{m} + r}.$$

Vi have altsaa ogsaa, at

$$i = \frac{NE}{nR + \frac{Nr}{n}}.$$

Idet nu her N, E, R og r betragtes som givne Størrelser, faas, at i har sin største Værdi, naar

$$R = \frac{Nr}{n^2},$$

$$n = \sqrt{\frac{Nr}{R}}, \quad m = \sqrt{\frac{NR}{r}}, \quad \frac{n}{m} = \frac{r}{R}.$$

Batteriets indre Modstand er

$$n\frac{R}{m} = r,$$

det vil sige, at man faar den stærkeste Strøm, naar den indre og den ydre Modstand ere lige store.

Ved Hjælp af Ohms Lov kunne vi beregne, hvor mange Vindinger, der bør være i et Galvanometer, for at det skal være følsomt for svage Strømme. Vi tænke os, at Apparatets Dimen-

sioner ere givne; dermed vil ogsaa det Rumfang v, som Vindingerne maa udfylde, være givet. Kaldes Vindingernes Middellængde l, a Tværsnittet af en enkelt Traad og b det Areal, som Isolationen om Traaden udfylder, samt n Antallet af Vindinger, saa er $n(a+b)l=v$. Kaldes Traadens Ledningsevne k, saa er dens Modstand

$$\varrho=\frac{nl}{ka}.$$

Frembringes Strømmen af et galvanisk Element, hvis elektromotoriske Kraft er E, bliver Strømstyrken

$$i=\frac{E}{R+\varrho},$$

naar R er Modstanden i Elementet og Ledningstraadene. Man kan med Tilnærmelse antage, at b er proportional med a; sættes altsaa $b=\varepsilon a$, hvor ε er Konstant, haves

$$nal(1+\varepsilon)=v.$$

Altsaa er

$$\varrho=\frac{n^2l^2(1+\varepsilon)}{kv}=Cn^2,$$

hvor C er konstant for det betragtede Galvanometer. Galvanometrets Udslag vil i Reglen være proportional med Strømstyrken og med Vindingernes Antal; det kommer altsaa an paa at gøre Størrelsen

$$ni=\frac{nE}{R+\varrho}=\frac{E}{\sqrt{C}}\frac{\sqrt{\varrho}}{R+\varrho}$$

saa stor som mulig. Søges nu den Værdi af ϱ, som gør ni saa stor som mulig, faas, at $\varrho=R$; man faar altsaa det størst mulige Udslag, naar Modstanden i Galvanometret er lig Modstanden udenfor det.

KIRCHHOFFS LOVE. *Kirchhoff* har angivet en bekvem Metode til Beregning af Strømstyrkerne i forgrenede Ledninger. Man har nemlig:

I. Støde flere Ledere sammen i et Punkt, og betragtes de Strømme, der gaa ud fra Punktet, som positive, medens de, der gaa hen til det, betragtes som negative, har man, at Summen af

alle Strømstyrker, der støde sammen i Punktet, er lig Nul. Kaldes Strømstyrkerne i_1, i_2, i_3, ... haves altsaa

$$i_1 + i_2 + i_3 + \ldots = 0.$$

Dette maa være Tilfældet overalt, hvor Tilstanden er stationær, da der ellers vilde ophobes Elektricitet i Punktet.

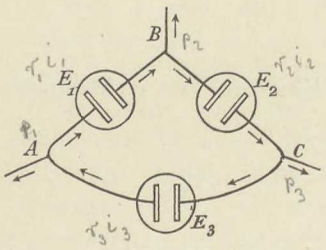


Fig. 149.

II. Lad AB, BC, CA være tre Ledninger, i hvilke der er indskudt galvaniske Elementer, hvis elektromotoriske Kræfter ere E_1, E_2 og E_3. Fra Punkterne A, B, C udgaa Ledninger, der ogsaa kunne indeholde galvaniske Elementer og gennemløbes af elektriske Strømme. Modstandene og Strømstyrkerne i Ledningerne AB, BC og CA kaldes henholdsvis r_1 og i_1, r_2 og i_2, r_3 og i_3. Lad Spændingerne i A, B og C være p_1, p_2 og p_3. Vi have da, som det er vist ovenfor (S. 396), at

$$\begin{aligned} p_1 - p_2 + E_1 &= r_1 i_1, \\ p_2 - p_3 + E_2 &= r_2 i_2, \\ p_3 - p_1 + E_3 &= r_3 i_3. \end{aligned}$$

Ved Addition faas heraf, at

$$E_1 + E_2 + E_3 = r_1 i_1 + r_2 i_2 + r_3 i_3.$$

Man indser saaledes, at Summen af de elektromotoriske Kræfter i et elektrisk Kredsløb er lig Summen af Produkterne af Strømstyrke og Modstand i alle Ledningerne, der høre til Kredsløbet. Dette er Kirchhoffs anden Lov. Selvfølgelig maa saavel de elektromotoriske Kræfter som Strømstyrkerne altid regnes positive i samme Retning.

Ved Hjælp af Kirchhoffs Love er det let at opskrive de Ligninger, der bestemme Strømstyrkerne i de i det forrige Stykke omtalte Tilfælde. Vi faa saaledes, for den i Fig. 146 fremstillede forgrenede Strøm, af den første Lov, at

$$i = i_1 + i_2 + \ldots,$$

og af den anden Lov

$$E = ri + r_1 i_1,$$

samt

$$0 = r_1 i_1 - r_2 i_2, \quad 0 = r_2 i_2 - r_3 i_3, \ldots$$

hvoraf Strømstyrkerne i de enkelte Ledninger kunne beregnes.

Som et andet Eksempel ville vi betragte *Wheatstones* Bro, hvis Traadforbindelser ere skematisk fremstillede i Fig. 150, der kan opfattes som en Firkant $ABDC$ med Diagonalerne AD og BC. I den sidste er indskudt et galvanisk Element med elektromotorisk Kraft E. Modstandene betegnes med a, b, c, α, β, γ, Spændingerne i Vinkelspidserne ved A, B, C, D, Strømmene ved i_a, i_b o. s. v. Ved Kirchhoffs Love faas til Bestemmelse af Strømstyrkerne

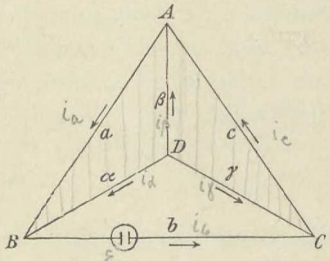


Fig. 150.

$$i_c + i\beta - i_a = 0,\ i_a + i_\alpha - i_b = 0,\ i_b + i_\gamma - i_c = 0.$$

$$E = ai_a + bi_b + ci_c,\ 0 = ai_a - \alpha i_\alpha + \beta i\beta,\ 0 = ci_c - \beta i\beta + \gamma i_\gamma.$$

Den Strømstyrke, der har Interesse her, er $i\beta$. Man finder, idet

$$M = abc + bc(\alpha + \gamma) + ab(\alpha + \beta) + (a + b + c)(\beta\gamma + \gamma\alpha + \alpha\beta),$$

$$i\beta = \frac{E}{M}(c\alpha - a\gamma).$$

Det ses heraf, at $i\beta = 0$, naar

$$\frac{\alpha}{\gamma} = \frac{a}{c}.$$

Herpaa er Brugen af Wheatstones Bro grundet. a og c ere to Modstande, hvis Forhold søges, α og γ ere Modstande, hvis Forhold kendes og kan varieres efter Behag. I β indskydes et Galvanometer, og man varierer Forholdet mellem α og γ, til Strømmen er Nul i β. At $i\beta$ maa være lig Nul, naar ovenstaaende Forhold finder Sted, kan sluttes, uden at løse de 6 Ligninger, af at $i\beta = 0$, naar $A = D$; men er $i\beta = 0$, vil det ingen Forandring gøre, om man afbryder Forbindelsen mellem A og D, og da er

$$\frac{C - A}{A - B} = \frac{c}{a} \text{ og } \frac{C - D}{D - B} = \frac{\gamma}{\alpha}.$$

Altsaa, naar $a/c = \alpha/\gamma$, er $A = D$ og $i\beta = 0$.

LEDNINGSEVNEN. Legemernes elektriske Ledningsevne er overordentlig forskellig. Den afhænger ikke alene af Stoffet selv,

men tillige af Temperaturen, Tilstandsformen og endnu andre Forhold. For at angive den i Tal maa man gaa ud fra den foran angivne Definition af en Ohm. Ifølge denne er en Ohm Modstanden i en Kvægsølvcylinder ved 0° C., som har en Længde af 1063 mm. og et Tværsnit af 1 mm.^{2} En Cylinder af Kvægsølv, hvis Længde er L mm. og hvis Tværsnit er S mm.^{2}, har altsaa Modstanden

$$r = \frac{L}{1063} \times \frac{1}{S}.$$

Da Kvægsølvets Vægtfylde er 13.596, bliver Vægten Q af denne Cylinder

$$Q = 13.596 \cdot \frac{L}{10} \cdot \frac{S}{100}.$$

Heraf faas igen, at

$$r = 12.79 \times 10^{-6} \frac{L^2}{Q}.$$

Forudsat, at Røret er kalibreret, er altsaa en Længdemaaling og en Vejning tilstrækkelig til at finde Modstanden i et med Kvægsølv fyldt Rør ved 0° C.

Imidlertid ere saadanne Rør i flere Henseender ubekvemme, man benytter derfor i deres Sted Metaltraade, hvis Modstande bestemmes ved Sammenligning med en Kvægsølvmodstand. Paa den tyske Rigsanstalt for fysisk-tekniske Undersøgelser benyttes Manganin, som er en Legering af Nikkel, Mangan og Kobber.

Man kan angive Stoffernes Evne til at lede den elektriske Strøm paa forskellig Maade.

Det har tidligere været meget almindeligt at sammenligne dem med Kvægsølv; et Legemes Ledningsevne i Forhold til Kvægsølv angiver hvor mange Gange ($\varkappa$) det leder bedre end en Kvægsølvmasse af samme Form ved 0° C. Fordelen ved denne Definition er, at man altid kan faa rent Kvægsølv.

I Praksis ønsker man ofte at vide Modstanden i en Traad af given Længde og Tværsnit, derfor er det ret almindeligt at angive Modstanden i en Traad, der er 1 Meter lang og 1 mm. i Diameter. Kaldes denne Modstand R, haves

$$R = \frac{1}{1.063} \cdot \frac{1}{\frac{1}{4}\pi} \cdot \frac{1}{\varkappa} = \frac{1.20}{\varkappa}.$$

I de senere Aar er det efter Forslag af F. Kohlrausch (1898) blevet almindeligt at definere Ledningsevnen paa følgende Maade. Vi have i Almindelighed

$$p - p' = ri,\ r = \frac{l}{kS},\ i = k\frac{p-p'}{l}S.$$

Ledningsevnen k er altsaa lig den Strøm, som gaar gennem en Terning, hvis Sidelinier er 1 cm., naar Spændingsforskellen er 1 Volt. For Kvægsølv faas ved at sætte $r = 1$, $l = 106.3$, $S = 0.01$ at $k = 10630$.

For destilleret Vand er k derimod omtrent 10^{-6}, for Akkumulatorsvovlsyre 0.7.

	k	Modstand R i Ohm i en Traad, 1 Meter lang og 1 mm. i Diameter	Ledningsevne $\varkappa$ ved 0^0 C. i Forhold til Kvægsølv ved 0^0 C.	Modstand ved 100^0 C., div. med Modstand ved 0^0 C.	
Sølv, haardt	640000	0.0199	60.4	1.40	Matthiessen
blødt	696000	0.0183	65.7	1.40	»
Kobber, haardt	640000	0.0199	60.35	1.42	»
blødt	654000	0.0195	61.72	1.42	»
Guld, haardt	499000	0.0255	47.08	1.39	»
blødt	508000	0.0251	47.90	1.39	»
Magnium	245000	0.0520	23.08	1.40	Lorenz
Aluminium	225000	0.0567	21.19	1.30	»
Natrium	194000	0.0656	18.30		Matthiessen
Zink	186000	0.0685	17.53	1.40	»
Messing, rødt	158000	0.0808	14.86	1.18	Lorenz
gult	126000	0.1009	11.91	1.15	»
Kadmium	152000	0.0838	14.33	1.41	Matthiessen
Kalium	119000	0.1070	11.23		»
Jærn	103700	0.1228	9.78	1.56	Lorenz
Kobolt	102700	0.1240	9.69		Matthiessen
Staal, udglødet	92300	0.1380	8.70	1.48	Bénoît
Platin, haardt	87500	0.1455	8.26	1.60	Siemens
blødt	64400	0.1978	6.07	1.22	Bénoît
Nikkel	78200	0.1629	7.37		Matthiessen
Tin	79150	0.1609	7.47	1.43	»
Palladium	73200	0.174	6.91	1.24	Bénoît
Bly	53200	0.239	5.02	1.42	Matthiessen
Thallium	55400	0.230	5.23	1.38	Bénoît
Nysølv, blødt	37700	0.338	3.55	1.037	Lorenz
Arsenik	30500	0.418	2.88	1.43	Matthiessen
Antimon	29600	0.431	2.79	1.42	»
Kvægsølv	10630	1.20	1	1.090	»
Vismut	7970	1.60	0.75	1.42	»

	k	Modstand R i Ohm i en Traad, 1 Meter lang og 1 mm. i Diameter	Ledningsevne $\varkappa$ ved 0^0 C. i Forhold til Kvægsølv ved 0^0 C.	Modstand ved 100^0 C., div. med Modstand ved 0^0 C.	
Grafit	869	14.7	0.08	0.93	Muraoka
Blyant, Fabers	11	1140	0.001	0.95	»
Kul til Buelys.....	300	42	0.029	0.97	Beetz
Retortkul	144	88	0.014	0.97	Siemens

Har man en Terning af Kobber, hvis Sidelinie er 1 cm., og er Spændingsforskellen for to modstaaende Sideflader en Volt, saa vil Strømstyrken i Terningen altsaa være lig 640000 Am. Ledningsevnen aftager, naar Nysølv og Kvægsølv undtages, med voksende Temperatur omtrent lige hurtigt for alle Metallerne. Dette er først paavist af *A. Arndtsen*. Legeringernes Ledningsevne varierer mindre, naar Temperaturen vokser; hos enkelte Legeringer finder man endogsaa, at den tiltager, naar Temperaturen vokser fra 0^0 C. De umetalliske Stoffers Ledningsevne tiltager i Reglen, naar Temperaturen vokser.

Vædskernes Ledningsevne er mange Gange mindre end Metallernes Ledningsevne. For at give en Forestilling om denne Størrelse, er i efterfølgende Tabel angivet Forholdet mellem Vædskens Lednindsevne ved 18^0 C. og Kvægsølvets Ledningsevne ved 0^0 C., efter F. Kohlrausch.

Vægtdele af det vandfri Stof i 100 Vægtdele af Opløsning.

	5	10	20	30	40	50
H_2SO_4	19.5	36.6	61.1	69.1	63.6	$50.5 \cdot 10^{-6}$
HNO_3	24.1	43.1	66.5	73.4	68.6	$59.0 \cdot 10^{-6}$
$CuSO_4$	1.8	$3.0 \cdot 10^{-6}$				
$ZnSO_4$	1.8	3.0	4.3	$4.1 \cdot 10^{-6}$		
$AgNO_3$	2.4	4.4	8.1	11.6	14.6	$17.3 \cdot 10^{-6}$

Det bemærkes, at her alle Tallene for Ledningsevne have Faktoren 10^{-6}. For Svovlsyre findes den største Ledningsevne at være $69.2 \cdot 10^{-6}$, svarende til en Blanding af 30.4 Vægtdele Syre i 100 Vægtdele Opløsning; for Salpetersyre er den størst, naar Blandingen indeholder 29.7 Vægtdele Syre i 100 Vægtdele Opløsning; dens Værdi er da $73.4 \cdot 10^{-6}$.

Ledningsevnerne for Varme og Elektricitet synes at staa i en vis Forbindelse med hinanden; navnlig gælder det for Metallernes Vedkommende; jo bedre et Metal leder Varmen, desto bedre

Leder er det ogsaa for Elektriciteten. Undersøgelser herover ere anstillede af *G. Wiedemann, Franz, Kirchhoff, Hansemann* og navnlig af *L. Lorenz*. De af den sidstnævnte maalte Varmeledningsevner ved 0° og ved 100° C., som vi betegne med K_0 og K_{100}, ere anførte S. 272. For den elektriske Ledningsevne ved 0° og 100° C., som vi betegne med k_0 og k_{100}, fandt han følgende Værdier:

	k_0	k_{100}	$\frac{K_0}{k_0} 10^9$	$\frac{K_{100}}{k_{100}} : \frac{K_0}{k_0}$
Kobber	457400	338200	1574	1.358
Magnium.....	244700	175000	1537	1.398
Aluminium	224600	173100	1529	1.367
Messing, rødt ...	157500	133100	1562	1.360
Kadmium	144100	101800	1527	1.315
Messing, gult	126200	110000	1617	1.428
Jærn	103700	66280	1605	1.530
Tin	93460	65240	1635	1.334
Bly	51410	36020	1627	1.304
Nysølv	37660	36320	1858	1.314
Antimon	21990	15220	2011	1.294
Vismut	9290	6300	1900	1.372

Det synes virkelig herefter, at Forholdet mellem Ledningsevnen for Varme og for Elektricitet er en konstant Størrelse for samme Temperatur; dog forholde Nysølv, Antimon og Vismut sig noget anderledes. Det omtalte Forhold er aabenbart en Funktion af Temperaturen; da de absolutte Temperaturer 273 og 373, der svare til 0° og 100° C., forholde sig som 1 til 1.366, ligger det nær med Lorenz at antage, at

$$\frac{K_t}{k_t} : \frac{K_0}{k_0} = 1 + \alpha t.$$

Idet C betegner en konstant Størrelse, og ϑ er den absolutte Temperatur, haves ogsaa, idet $1 + \alpha t = \vartheta/273$, at

$$K = Ck\vartheta,$$

naar K og k henholdsvis betegner Ledningsevnen for Varme og Elektricitet ved den absolutte Temperatur ϑ. Dog gælder denne Relation i hvert Fald ikke for Jærnet. C er omtrent lig $6 . 10^{-9}$.

Senere Undersøgelser over Metallernes Ledningsevne for Varme og Elektricitet af F. Kohlrausch, anstillede paa den fysisk-tekniske Rigsanstalt (1900), føre i det væsentlige til samme Resultat.

Dewar og *Fleming* (1893) have maalt Metallernes elektriske

Modstandsevne ϱ ved meget forskellige, navnlig meget lave Temperaturer. Ved ϱ forstaas Modstanden i en Terning, hvis Side er 1 cm., ϱ er altsaa det omvendte af Ledningsevnen k. Da ϱ er en meget lille Størrelse, angives i det følgende Værdien af 10^6 ϱ. Ved de meget lave Temperaturer kan Lufttermometret ikke benyttes, de lagde da Modstanden i en Platintraad til Grund. Kaldes dens Modstand ved 0^0 C. R_0 og ved 100^0 C. R_{100}, satte de dens Modstand ved Temperaturen t lig

$$R = R_0 + \frac{R_{100} - R_0}{100} t.$$

Maales nu R, kan t findes. Imellem 0^0 og 100^0 C. stemme de saaledes fundne Temperaturer godt med Lufttermometrets. Derfor kunne Afvigelserne gerne blive betydelige ved lavere Temperaturer. At Afvigelserne ikke ere saa store, at Maalingerne blive betydningsløse, ses af, at den anvendte Platintraad gav $R = 0$ for

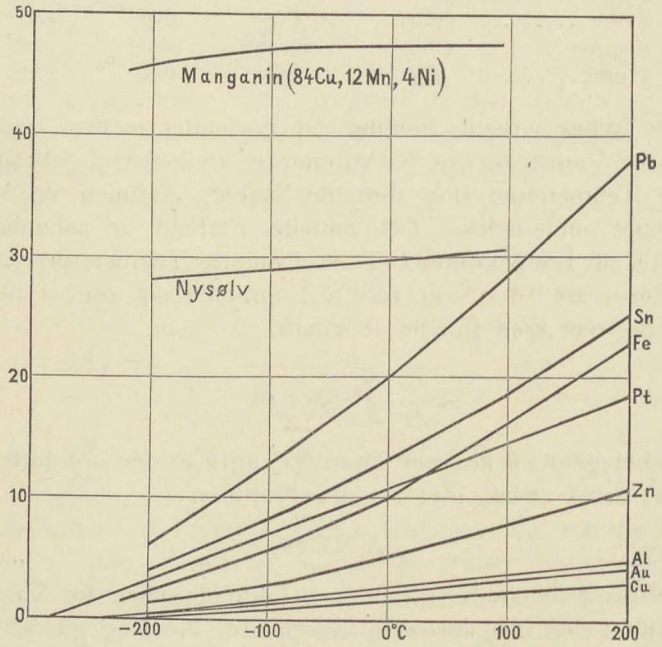


Fig. 151.

$t = -283$, medens Lufttermometret giver $t = -273$ for det saakaldte absolutte Nulpunkt. Nogle af deres vigtigste Resultater ere fremstillede grafisk i Fig. 151, hvor Abscisserne angive Temperaturen, Ordinaterne 10^6 ϱ.

Figuren viser, at de rene Metallers Modstandsevne aftager med Temperaturen; det synes, at de ved de laveste Temperaturer blive fuldkommen ledende. Anderledes er det med Legeringerne; om Aarsagen dertil har man ingen Anelse.

Foruden ved Varmen kan et Legemes elektriske Ledningsevne forandres af mange andre Grunde. Tilstandsformen har stor Indflydelse. Det faste Kvægsølv leder omtrent 4 Gange saa godt som det flydende ved samme Temperatur (Smeltepunktet).

Selen er en temmelig slet Leder; under visse Omstændigheder finder man, at Ledningsevnen vokser til det 10dobbelte eller derover, naar det fra Mørke bringes ind i Dagslyset.

Magnetisering forandrer Ledningsevnen hos flere Metaller, navnlig hos Vismut, hvorom senere.

JOULES LOV. Man mærker let, at en Metaltraad bliver varm, naar der gaar en elektrisk Strøm igennem den. For samme Strøm er Opvarmningen desto stærkere, jo mindre Traadens Tværsnit og jo mindre dens Ledningsevne er. Loven for denne Varmeudvikling er først paavist af *Joule*; senere Forsøg af *Lenz* og andre have fuldkommen bekræftet de af Joule fundne Resultater. Joule ledede Strømmen gennem en lang tynd Leder, der var anbragt i et Kalorimeter, saaledes at den udviklede Varmemængde straks lededes over i Vandet, som omgav Lederen; han maalte nu den i en given Tid udviklede Varmemængde og fandt, at den forholdt sig ligefrem som Modstanden r i Ledningen og ligefrem som Strømstyrkens Kvadrat i^2. Vi kunne altsaa sætte Varmemængden Q, som udvikles i et Sekund, lig

$$Q = cri^2,$$

hvor c er en konstant Størrelse, der afhænger af de valgte Enheder. Maales Spændingsforskellen $p - p'$ ved Enderne af Lederen i Volt, haves $p - p' = ri$, altsaa er

$$Q = c(p - p')i;$$

Varmeudviklingen forholder sig altsaa ligefrem som Produktet af Spændingsforskel og Strømstyrke.

Joules Lov kan man, som Clausius har vist, komme til ved følgende Betragtning. Vi tænke os, at Strømmen gaar gennem en Leder AB; ved A er der et Potential V, ved B et mindre Potential V'; V og V' antages at være udtrykte i elektrostatisk

Maal. Naar en elektrostatisk Elektricitetsenhed gaar fra A til B, saa ville de elektriske Kræfter paa den udføre Arbejdet $V-V'$. Gaar der en Elektricitetsmængde e fra A til B, saa er det udførte Arbejde $A=(V-V')e$. Da det er vist i det foregaaende, at en Volt er lig 1/300 elektrostatisk Spændingsenhed, saa vil en Spændingsforskel af $p-p'$ Volt være lig en Spændingsforskel af $(p-p')/300$ elektrostatiske Enheder; ligeledes have vi set, at en Coulomb er lig $3 \cdot 10^9$ elektrostatiske Enheder af Elektricitetsmængde; altsaa vil der, naar en Strøm af i Ampère gaar gennem en Leder, gaa $3 \cdot 10^9 \cdot i$ elektrostatiske Enheder gennem den; altsaa bliver Arbejdet, som udføres af de elektriske Kræfter i Sekundet,

$$A=\frac{p-p'}{300} \cdot 3 \cdot 10^9 \cdot i,$$

hvoraf følger, at

$$A=10^7(p-p')i.$$

Dette Arbejde omdannes i Lederen til Varme; da nu Varmeækvivalentet $\mathcal{J}=4.2 \cdot 10^7$, faas, at Varmemængden

$$Q=\frac{A}{\mathcal{J}}=\frac{(p-p')i}{4.2}.$$

Hermed have vi tillige faaet Konstanten c bestemt; vi have nemlig, at $c=1/4.2$.

Naar der gennem en Leder med Modstand r gaar en Strøm, hvis Styrke er i, vil der altsaa i et Sekund i Lederen udvikles en Varmemængde

$$Q=\frac{ri^2}{4.2};$$

er Strømstyrken en Ampère og Modstanden en Ohm, bliver Varmeudviklingen i et Sekund saa stor, at den er i Stand til at opvarme et Gram Vand 1/4.2 eller 0.238^0 C.

Til at vedligeholde en Strøm af en Ampère mellem to Punkter i en Ledning, skal der, naar Spændingsforskellen er $p-p'$ Volt, et Arbejde A, som er

$$A=10^7(p-p')$$

i Sekundet. Er Strømstyrken en Ampère og Spændingsforskellen en Volt, bliver Arbejdet 10^7 absolutte Arbejdsenheder. Dette Arbejde kaldes en *Joule*. Gaar Strømmen i t Sekunder, saaledes

at Strømstyrke og Spændingsforskel hele Tiden holdes konstante, have vi altsaa, at det udførte Arbejde er $i(p-p')t$ Joule.

En Maskines Arbejdskraft udtrykkes ofte i Hestekraft; man gaar da ud fra, at en Hest i et Sekund kan løfte 75 Kilogram en Meter. I absolut Maal er dette Arbejde $75000 \cdot 981 \cdot 100 = 7{\cdot}36 \cdot 10^9$. De elektriske Maskiners Arbejdsevne maales i *Watt*, hvorved forstaas det Arbejde, udtrykt i Joule, Maskinen kan gøre i Sekundet. En Watt er altsaa 10^7 absolutte Arbejdsenheder pr. Sekund eller $10^7/7{\cdot}36 \cdot 10^9 = 1/736$ Hestekraft. En *Kilowatt* er 1000 Watt, altsaa 1.36 Hestekraft. Ved Hjælp heraf er det nu let at beregne det Arbejde, udtrykt i Hestekraft, der udfordres for at vedligeholde en Strøm af Styrken i i en Leder, hvis Modstand er r; det bliver nemlig $ri^2/736$ eller $pi/736$, naar p er Forskellen mellem Spændingerne ved Lederens Ender.

Naar et galvanisk Elements Poler forbindes ved en metallisk Ledning, vil der udvikles Varme saavel i Lederen som i Elementet; denne Varmemængde er, som vi have set, udtrykt ved $ri^2/4.2$, hvor r er den samlede Modstand. Man siger, at det er Strømmen, der udvikler den; ifølge Læren om Varmeækvivalentet maa vi imidlertid antage, at denne Varme har sit Ækvivalent et eller andet Sted i Strømkredsen; naturligst er det da at antage, at den er frembragt ved kemiske Virkninger i Elementet. Da Varmemængden ogsaa er lig $Ei/4.2$, kan man altsaa sige, at hver Coulomb, der gaar igennem Elementet, modtager fra dette en Energimængde, som er ækvivalent med $E/4.2$ Varmeenheder, i absolut Maal (C. G. S.) er denne Energimængde lig 10^7E. Gaar en Strøm af i Ampère gennem et galvanisk Element med elektromotorisk Kraft E Volt, vil dette Element altsaa afgive 10^7Ei Arbejdsenheder i Form af elektrisk Energi. Da Strømstyrken overalt er den samme. vil den Varmemængde, som Strømmen afsætter i en given Del af Ledningen, forholde sig ligefrem som Modstanden i denne; ogsaa i Elementet selv vil der finde en Varmeudvikling Sted, der forholder sig som Modstanden i Elementet.

SEKSTENDE AFSNIT.

Om Legemernes magnetiske Egenskaber.

ELEKTROMAGNETER. Vi have set, at en elektrisk Strøm virker paa en Magnet, og have deraf sluttet, at der fra Strømmen udgaa Kræfter af samme Natur, som dem, der udgaa fra Magneter. Der er saaledes ogsaa Grund til at antage, at elektriske Strømme, ligesom Magneterne, kunne magnetisere Staal og Jærn. Dette er først prøvet af *Arago*. Han viklede en Kobbertraad om et Glasrør, lagde en Staalstang indeni Røret og ledte en Strøm gennem Kobbertraaden. Staalet blev da stærkt magnetisk, og Polerne laa saaledes, som det maatte ventes, efter hvad foran er vist om den magnetiske Kraft, der udgaar fra Strømmen. Holdes den højre Haand i Strømmens Retning, og vendes Indersiden af Haanden mod Staalstangen, saa fremkommer der en Nordpol til den Side, hvor Tommelfingeren er. Ogsaa en Jærnstang kan blive magnetisk paa denne Maade; Jærnets Magnetisme forsvinder dog med Strømmen; derimod er Staalet magnetisk efter Strømmens Ophør.

Det viser sig, at man kan magnetisere Jærn meget stærkt paa denne Maade, og den har derfor faaet en meget udbredt Anvendelse. En Jærnstang, der er omviklet paa den største Del af sin Længde med Kobbertraad, kaldes en Elektromagnet; ofte giver man den U-Form og bevikler da i Reglen ikke den bøjede Del. Disse Elektromagneter have tit store Dimensioner; den første, der har anvendt meget store Elektromagneter, er Faraday. Nu til Dags anvendes kæmpemæssige Elektromagneter til Dynamomaskiner.

Gaar man ud fra, at en Magnet bestaar af Smaamagneter, saa bestaar Magnetiseringen i, at et større eller mindre Antal af disse, under den magnetiserende Krafts Indvirkning, vende deres

Nordpoler til samme Side. Maksimum af Magnetisme vil en Jærnstang have, naar alle de Smaamagneter, den indeholder, have vendt sig til samme Side. Man ser heraf, at Magnetiseringen ikke kan drives over en vis Grænse; Jærnet kan altsaa, som man siger, mættes med Magnetisme.

Den Magnetisering, et Stykke Jærn kan modtage, afhænger ikke alene af den fra Strømmen udgaaende magnetiserende Kraft; ogsaa Jærnmassens Form og Størrelse spiller en væsentlig Rolle herved. I en almindelig Elektromagnet med plane Endeflader, ville disse Endeflader faa fri Magnetisme; den ene er nord-, den anden sydmagnetisk. De magnetiske Kræfter, som udgaa fra disse Flader, ville modvirke den ydre magnetiserende Kraft; og denne Virkning vil faa desto større Indflydelse, jo kortere Jærnstangen er. Er dens Længde meget stor i Forhold til dens Tykkelse, faar denne Kraft kun liden Indflydelse. Danner Jærnmassen en Ring, af hvilken en større eller mindre Del er omviklet med Ledningstraad, faar Ringen næsten ingen fri Magnetisme; den vil derfor blive magnetiseret meget stærkere end en lige saa lang Jærnstang under ellers lige Forhold.

Forbindes en almindelig hesteskoformet Elektromagnets Poler med en Stang af blødt Jærn, et saakaldt Anker, vil det hele danne en næsten sammenhængende Jærnmasse; der kommer kun lidt fri Magnetisme, og det hele kan derfor blive meget stærkt magnetiseret; Ankeret holdes da fast med en meget stor Kraft.

MAGNETISERINGSINTENSITET. Vil man maale det magnetiske Moment, som Jærnet modtager under Paavirkning af en bekendt magnetisk Kraft F, kan følgende Fremgangsmaade benyttes. Om en lang Cylinder af Glas eller Metal vikles en overspunden Kobbertraad saaledes, at der overalt paa samme Længde af Cylinderen gaar lige mange Vindinger. Ledes en elektrisk Strøm af Styrke i gennem Vindingerne, saa vil den magnetiske Kraft F indeni Cylinderen være konstant i alle Punkter, der ere i en Afstand fra Enderne, som er stor i Forhold til Vindingernes Diameter. Udenfor Vindingerne vil den magnetiske Kraft derimod være saa lille, at vi kunne se bort fra

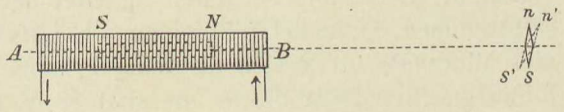


Fig. 152.

den. Den magnetiske Kraft F indeni Cylinderen findes saaledes. Lad Antallet af Vindinger paa Længdeenheden af Cylinderen være n; Længdeenheden kan da siges at være omkredset af en Strøm, hvis Styrke er ni Ampère. Nu have vi set (S. 378), at det Arbejde, som de magnetiske Kræfter udføre, naar en saadan Strøm omkredses af en Enhedspol, er $\frac{1}{10} 4\pi ni$. Paa den Del af Banen, som ligger udenfor Vindingerne, er Kraften, altsaa ogsaa Arbejdet, at regne for Nul; indenfor Vindingerne have vi sat Kraften lig F; da Vejen er en Centimeter, bliver det hele Arbejde altsaa lig F, hvoraf følger, at

$$F = \tfrac{1}{10} 4\pi ni.$$

Er Strømstyrken f. Eks. 1 Am. og Antallet af Vindinger paa hver Centimeters Længde lig 10, bliver F lig 4π eller 12.6 absolutte Kraftenheder. Lægges nu en tynd Jærnstang midt i Cylinderen AB, saa vil den i alle Punkter være paavirket af den konstante Kraft F; da Jærnstangens Længde er stor i Forhold til dens Diameter, vil den frie Magnetisme i Endefladerne være saa ringe, at den ikke kan have nogen kendelig Indflydelse; Jærnet maa altsaa blive ensformig magnetiseret. Har det Form at en Cylinder med Længde l og Tværsnit S, og er den frie Magnetisme paa en Kvadratcentimeter af Endefladen I, saa er I det, som vi tidligere have kaldet Magnetiseringsintensiteten. Man har da, at Stangens hele magnetiske Moment er $M = lSI$. Da lS er Magnetens Rumfang, saa kan I ogsaa defineres som Rumfangsenhedens magnetiske Moment. For at bestemme Momentet M anbringes AB saaledes, at dens Længde er vinkelret paa den magnetiske Meridian. I Cylinderens Forlængelse ophænges en lille Magnet ns; den vil, idet der sendes en Strøm gennem Vindingerne, gøre et Udslag α, hvis Størrelse retter sig efter det magnetiske Moment af Strømmen og Jærnet i Forening. Er Afstanden a fra Cylinderens Midtpunkt til Naalen tilstrækkelig stor, faas (se S. 347), idet Jordmagnetismens vandrette Intensitet er H, at

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{2\,(M + M')}{Ha^3},$$

naar M' er det Moment, der hidrører fra den elektriske Strøm selv. Tages Jærnstangen ud og gentages Forsøget, faas et nyt Udslag α', hvor

$$\operatorname{tg} \alpha' = \frac{2M'}{Ha^3}.$$

Altsaa er

$$M = \tfrac{1}{2} Ha^3 (\operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg} \alpha').$$

Er Jordmagnetismens vandrette Intensitet nu bekendt i absolut Maal, og maales a i Centimeter, saa er M herved bestemt. Endvidere have vi, at

$$I = \frac{M}{lS},$$

saaledes at Magnetiseringens Intensitet ogsaa kan betragtes som bekendt.

Lenz og *Jacobi* fandt, at Magnetiseringens Intensitet I for svage magnetiserende Kræfter forholdt sig ligefrem som den magnetiserende Kraft F. Herefter skulde man altsaa have

$$I = \varkappa F,$$

hvor $\varkappa$ er konstant. *Joule* og senere *J. Müller* viste imidlertid, at det i hvert Fald ikke forholder sig saaledes, naar den magnetiserende Kraft er større end 2 absolutte Enheder. Fig. 153 giver efter *Ewing* en Forestilling om, hvorledes Magnetiseringens Intensitet I afhænger af den magnetiserende Kraft F for lange og tynde Jærntraade. Man ser heraf, at I først vokser langsomt med F; derefter stiger I meget hurtig, idet den magnetiserende Kraft vokser fra 2 til 4; ved større Værdier af F nærmer I sig til at blive konstant. Magnetiseringskoefficienten $\varkappa$ er altsaa ikke konstant; den er forholdsvis lille for meget smaa og for meget store magnetiserende Kræfter. Hvorledes $\varkappa$ varierer med Magnetiseringen I, ses af Fig. 154, som gælder for den samme Jærntraad som Fig. 153.

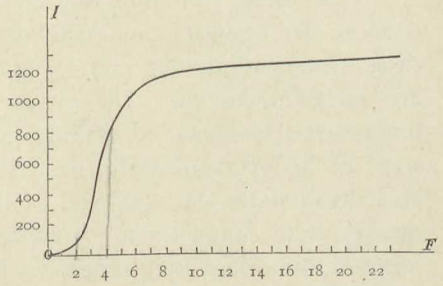


Fig. 153.

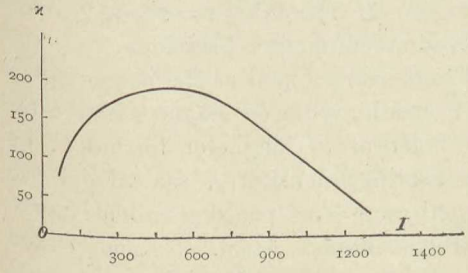


Fig. 154.

Særlig Interesse har det at finde den stærkeste Magnetisering,

som Jærn overhovedet kan erholde. En Forestilling om Magnetiseringens Maksimum giver efterfølgende Tabel, der skyldes Waltenhofen.

Maksimum af I	
1632—1975	J. Müller,
1638	W. Weber,
1456—1498	Waltenhofen,
1631	Dub,
1610	Wassmuth,
1730	Fromme,
1620	Haubner,
1400	Rowland,
1680—1700	Ewing og Low,
1700	H. F. Weber.

Ved disse Bestemmelser af Magnetiseringens Maksimalintensitet er der benyttet de forskelligste Sorter Jærn; man maa under disse Omstændigheder undre sig over. at de fundne Værdier ikke ere mere forskellige. Det synes at fremgaa heraf, at det største magnetiske Moment, en Kubikcentimeter Jærn kan modtage, omtrent er lig 1700 absolutte Enheder. Vi kunne maaske bedst forstaa, hvad dette vil sige, ved at tænke os, at en Jærnstang, der er mættet med Magnetisme, brækkes over i Midten. Hvis derved ingen Forandring frembringes i Magnetismens Fordeling i den, saa vil der paa hver Kvadratcentimeter Brudflade findes 1700 Enheder af Magnetisme. Tænker man sig de to Brudflader fjernede 1 Centimeter fra hinanden, og var deres Magnetisme samlet i deres Midtpunkter, saa vilde de, naar Brudfladernes Areal var lig S, tiltrække hinanden med en Kraft, som er $1700^2 S^2$ absolutte Enheder; denne Kraft er Vægten af $1700^2 S^2/981 = 2950 S^2$ Gram, næsten 3 Kilogram for en Kvadratcentimeters Brudflade.

Stefan har gjort opmærksom paa, at man af Magnetiseringens Intensitet kan danne sig en Forestilling om en Magnets Bæreevne. Berøre nemlig de modsatte Poler af to Magneter hinanden, og have de begge samme Magnetiseringsintensitet I, saa vil der paa den ene Endeflade være Magnetismen $+SI$, paa den anden Magnetismen $-SI$, naar S er Berøringsfladernes Areal. I Analogi med hvad der er bevist S. 295 om Kraften, der virker i Rummet, som adskiller to Kondensatorplader, bliver den magnetiske Kraft imellem Polfladerne lig $4\pi I$, medens den i Magneternes Indre er meget mindre; paa de magnetiserede Polflader virker da en Kraft, som bliver $\frac{1}{2}(4\pi I + 0)SI$ eller $2\pi SI^2$. Hver Kvadratcentimeter faar altsaa Bæreevnen $2\pi I^2$. Antages begge Magneter magnetiserede

saa stærkt som muligt, saa kunne vi sætte $I = 1700$, og faa da Bæreevnen lig $1.82 \cdot 10^7$, hvilket er lig Vægten af $1.82 \cdot 10^7/981$ Gram, omtrent 18.5 Kilogram. Den største virkelig iagttagne Bærekraft pr. cm.^{2} er efter *Waltenhofen* 18 Kilogram; denne Værdi fandt han ved at anvende Elektromagneter; Staalmagneternes Bæreevne er i Reglen langt mindre.

KRAFTLINIER I EN MAGNETS INDRE. Lad AB være et Stykke af en Jærncylinder, der er magnetiseret i Længderetningen med konstant Magnetiseringsintensitet I. Vi tænke os den overskaaren i en Retning, som er vinkelret paa dens magnetiske Akse; der fremkommer da to Brudflader CD og EF; paa den første vil der være et Lag af Nordmagnetisme; paa den anden et Lag af Sydmagnetisme. Mængden af Magnetisme paa Fladeenheden bliver lig I. Disse Brudflader tænke vi os fjernede ganske lidt fra hinanden, uden at der sker nogen Forandring i Magnetiseringen. En Enhedspol, som anbringes i et Punkt G mellem Brudfladerne, vil da være paavirket af en Kraft GH, som hidrører fra den frie Magnetisme paa Fladerne CD og EF. Denne Kraft er, som ovenfor bemærket, lig $4\pi I$. Man ser, at Kraftens Størrelse er uafhængig af Brudfladernes Afstand; dog gælder dette kun, naar Afstanden er lille i Forhold til Brudfladernes Udstrækning. Foruden Kraften $4\pi I$ vil en Enhedspol i G tillige være paavirket af magnetiske Kræfter, hidrørende fra Magnetiseringsspiralen og fra den frie Magnetisme, som findes i de øvrige Dele af Jærnmassen. Resultanten F af disse magnetiske Kræfter gaar i Retningen GH. Den hele magnetiske Kraft B, som virker i Luftrummet mellem Brudfladerne, er altsaa

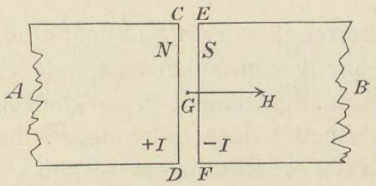


Fig. 155.

$$B = F + 4\pi I.$$

Den saaledes definerede Kraft B kaldes den magnetiske Induktion. Vi kunne ogsaa tillægge den en fysisk Betydning. Kunde man anbringe Jærnfilspaaner i Rummet $CDEF$, vilde disse ordne sig i rette Linier, parallelle med GH. Vi have foran (S. 356) omtalt, at Kraftlinierne kunne bruges til at anskueliggøre den magnetiske Intensitet, naar man gennem en plan Flade, hvis Areal er en

Kvadratcentimeter, drager Kraftlinier i et Antal, som er lige stort med den magnetiske Kraft, udtrykt i absolutte Enheder. Heraf følger altsaa, at B, den magnetiske Induktion, er lig det Antal Kraftlinier, som gaar igennem en Fladeenhed, der er vinkelret paa Magnetiseringsretningen. Kortere udtrykkes dette ved at sige, at B er Kraftliniernes Tæthed i Jærnet.

Sættes ligesom ovenfor $I = \varkappa F$, saa er

$$B = (1 + 4\pi\varkappa) F,$$

eller, idet

$$\mu = 1 + 4\pi\varkappa,$$

$$B = \mu F.$$

Størrelsen μ er altsaa lig Forholdet mellem den magnetiske Induktion og den magnetiserende Kraft. Har man en Magnetiseringsspiral, i hvilken den magnetiske Kraft er F, saa er Kraftliniernes Tæthed i dens Indre lig F. Lægges en Jærnstang indeni Spiralen, saa bliver Kraftliniernes Tæthed i denne Stang lig B. Koefficienten μ angiver altsaa, hvor mange Gange Kraftliniernes Tæthed er større i Jærnet end i Luften. Ledes altsaa en Kraftlinie ind i Jærn, saa vil den i dette frembringe μ Kraftlinier. Jo større μ er, desto flere Kraftlinier gaar der altsaa gennem Jærnet; man har derfor kaldet μ Jærnets Permeabilitet.

Om Størrelserne af den magnetiske Induktion B og Permeabilitet μ for udglødet Smedejærn faar man en Forestilling af efterfølgende Tabel, som skyldes *Hopkinson*.

Magnetiserende Kraft F	Magnetiseringsintensitet I	Magnetisk Induktion B	Permeabilitet μ	Magnetiseringskonstant $\varkappa$
1.66	396	5000	3000	239.7
4	716	9000	2250	179.0
5	795	10000	2000	159.1
6.5	874	11000	1690	134.4
8.5	954	12000	1412	112.3
12	1033	13000	1083	86.1
17	1112	14000	823	65.4
28.5	1191	15000	526	41.8
50	1269	16000	320	25.4
105	1337	17000	161	12.7
200	1416	18000	90	7.08
350	1476	19000	54	4.22
666	1537	20000	30	2.31

Den Magnetisme, som Støbejærn og Staal kunne modtage, er langt mindre; saaledes fandt Hopkinson for graat Støbejærn:

F	I	B	μ	$\varkappa$
5	318	4000	800	63.6
10	397	5000	500	39.7
21.5	476	6000	279	22.1
42	551	7000	166	13.1
80	630	8000	100	7.87
127	707	9000	71	5.57
188	778	10000	53	4.14
292	837	11000	37	2.86

Fig. 156, som skyldes Ewing, giver en Forestilling om den magnetiske Induktions Størrelse i Jærn og Staal.

Skæres en Jærnstang midt over, og lægges den igen sammen, vil den Magnetisme, den kan modtage, blive meget mindre, end

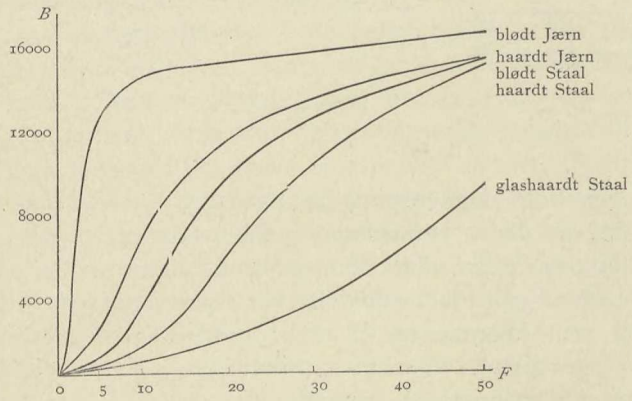


Fig. 156.

tidligere, naar den magnetiserende Kraft er den samme. Dette fremgaar tydelig af følgende Tabel, som indeholder Resultater af nogle af Ewing anstillede Forsøg.

Magnetiserende Kraft F	Magnetisk Induktion B			
	Hel	Et Snit	Fire Snit	Otte Snit
7.5	8500	6900	4800	2600
30	15400	14600	12900	9800
70	17100	16900	16100	15200

Man ser, at Overskæringerne gøre desto mindre Skade, jo større den magnetiserende Kraft er. Presses de enkelte Stykker haardt imod hinanden, bliver Induktionen meget lidt mindre, end den vilde have været, naar Stangen var hel.

MAGNETISKE KREDSLØB. Naar en Jærnmasse er paavirket af magnetiske Kræfter, opstaar der Magnetisme i den. Denne Magnetisme virker nu i Forening med den oprindelig givne tilbage paa Jærnet og modificerer den magnetiske Fordeling i Jærnet.

Lad saaledes SN være en Magnet, AB en Jærnmasse. Naar der er magnetisk Ligevægt i Jærnet, vil der i et Punkt som C virke to magnetiske Kræfter; af dem vil den ene CD hidrøre fra Magnetismen i SN, medens den anden CE hidrører fra den frie Magnetisme i AB selv. Resultanten $CG = F$ er da den magnetiske Kraft, som virker i Punktet C. Den vil magnetisere Jærnet i Retningen CG; Magnetiseringens Intensitet bliver $I = \varkappa F$. Tænker man sig, at der i Jærnmassen fremkom en Spalte gennem C og vinkelret paa F, saa vilde der paa Brudfladerne findes en Mængde Magnetisme I paa Fladeenheden. Naar saavel de ydre magnetiske Kræfter som Jærnmassens Form, Størrelse og Magnetiseringskonstant $\varkappa$ ere givne, vil man, i hvert Fald i flere Tilfælde, kunne beregne den magnetiske Tilstand i Jærnmassen. Man kan bevise, at der ingen fri Magnetisme vil findes i Jærnmassens Indre, naar $\varkappa$ er konstant. Danner Jærnmassen en Skal, der omslutter et tomt Rum, viser Beregningen, at Kraften i det indre Rum bliver mange Gange mindre end Kraften uden for Jærnmassen. Det er omtalt i det foregaaende, at man benytter dette Forhold til at beskytte Galvanometernaalen mod ydre magnetiske Kræfters Indvirkning.

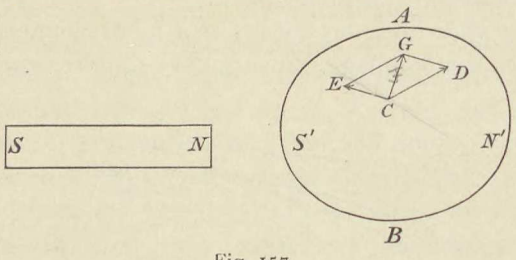


Fig. 157.

Simplere Forhold fremkomme, naar vi betragte Magnetiseringen af en ringformig Jærnmasse, der magnetiseres ved Hjælp af en elektrisk Strøm. Lad AB være en saadan Ring, hvorom der er lagt en Traadrulle; vi antage, at Antallet af Vindinger i Rullen er n, og Strømstyrken er i Ampère. Lad $abca$ være

en vilkaarlig, lukket Kurve, som omsluttes af Traadvindingerne. Vi tænke os, at en Enhedspol gaar rundt i denne Kurve fra *a* gennem *b* og *c* tilbage til *a*. Gaar Strømmen i den ved Pilen antydede Retning, saa vil det hele, af de fra Strømmen udgaaende magnetiske Kræfter, udførte Arbejde, ifølge Maxwells Sætning (S. 378) være $\frac{1}{10} 4\pi ni$. Det er her ligegyldigt, om Banen *abca* ligger i Jærnet, i Luften, eller i begge Medier. Tænke vi os, at Polen overalt gaar i Jærnets Magnetiserings Retning, kaldes den magnetiske Kraft i et vilkaarligt Punkt F, og er ds et Længdeelement af Kurven *abca*, haves altsaa, at

$$\frac{1}{10} 4\pi ni = \int F ds,$$

hvor Integrationen udstrækkes over hele Kurven *abca*.

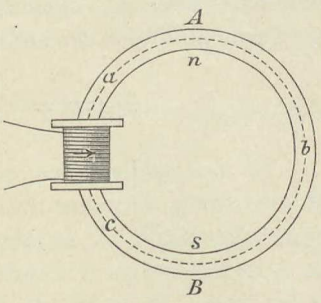


Fig. 158.

Havde Ringen været ensformigt omviklet med Ledningstraaden i sin hele Længde, vilde der kun findes magnetiske Kræfter i dens Indre; er det derimod som i Fig. 158 kun et kortere Stykke, som er omviklet, saa vil der fremkomme Poler paa den, som i Figuren ere antydede ved *n* og *s*. Der vil da ikke alene findes Kraftlinier i Jærnet; nogle ville ogsaa gaa gennem Luften; navnlig vil der gaa Kraftlinier fra *n* til *s*. Jo større Magnetiseringskonstanten $\varkappa$ er, desto svagere ville Polerne *n* og *s* være, og desto færre Linier vil der gaa ud i Luften. For de bedste Sorter Jærn kan man nu se bort fra de Linier, der gaa ud i Luften; erindres nu, at der gaar lige saa mange Kraftlinier ud af en lukket Flade, som der gaar ind i den, maa der da gaa lige mange Kraftlinier gennem ethvert Tværsnit af Ringen. Er nu N Antallet af Kraftlinier, der gaar gennem et saadant Tværsnit, og er S Tværsnittets Areal, saa er N/S Antallet af Kraftlinier, der gaar gennem en Arealenhed vinkelret paa Kraftretningen; denne Størrelse have vi kaldt den magnetiske Induktion; den er i det foregaaende betegnet med B. Vi have altsaa

$$\frac{N}{S} = B = \mu F.$$

Indsættes dette i den foregaaende Ligning, faas, at

$$\frac{1}{10} 4\pi ni = \int \frac{N}{\mu S} ds,$$

eller, da N antages at være konstant,

$$\tfrac{1}{10} 4\pi ni = N\int \frac{ds}{\mu S}.$$

Vi antage nu, at Ringen er sammensat af flere Stykker af Længde l_1, l_2, l_3...; i Stykket l_1 er Tværsnittet overalt lig S_1 og Permeabiliteten μ_1; ligeledes betegne S_2, S_3.. og μ_2, μ_3.. Tværsnit og Permeabilitet i de andre Stykker. Man har da

$$\tfrac{1}{10} 4\pi ni = N\left(\frac{l_1}{\mu_1 S_1} + \frac{l_2}{\mu_2 S_2} + \frac{l_3}{\mu_3 S_3} + ..\right).$$

Vi faa saaledes en mærkelig Analogi med Ohms Lov. I Magnetismen optræder Størrelsen $\tfrac{1}{10} 4\pi ni$ i Stedet for den elektromotoriske Kraft; N repræsenterer Strømstyrken, medens μ svarer til Ledningsevnen; Længde og Tværsnit have begge Steder samme Indflydelse. Vi maa dog ikke herover glemme de væsentlige Punkter, i hvilke der er Forskel. Ohms Lov giver nøjagtige Resultater, da vi anvende den paa Ledere, der ere omgivne af Isolatorer, i hvilke Ledningsevnen k er lig Nul; derimod giver den her fremsatte Lov for Kraftlinierne aldrig helt nøjagtige Resultater, eftersom μ i alle Legemer har en positiv Værdi; saaledes er den for Luft, eller rettere for det tomme Rum, lig 1. En anden vigtig Omstændighed er følgende. Medens den elektriske Ledningsevne k er uafhængig af den elektriske Strøms Styrke, er Permeabiliteten μ i høj Grad afhængig af Kraftliniernes Antal; vi have saaledes set S. 416, at μ aftager fra 3000 til 30, naar den magnetiske Induktion B, som er lig N/S, vokser fra 5000 til 20000.

For lettere at kunne udtrykke sig om de her beskrevne Forhold, har man kaldt Størrelsen $\tfrac{1}{10} 4\pi ni$ den magnetomotoriske Kraft, N den magnetiske Strømstyrke og $l/\mu S$ den magnetiske Modstand eller Reluktans.

HYSTERESE. Som det fremgaar af det foregaaende, kan man ikke uden videre betragte Magnetiseringen I som en Funktion af den magnetiserende Kraft F. Vokser F, saa vokser I samtidig, aftager F, saa kan I holde sig næsten uforandret, indtil F er bleven betydelig mindre; selv om F bliver Nul, vil I ofte være meget betydelig. Vi kunne altsaa sige, at Magnetiseringen er stærkere for samme Værdi af den magnetiserende Kraft F, naar F er aftagende, end naar den er tiltagende. Disse Forhold ere først

undersøgte af *Warburg*, senere af *Ewing*. Den sidstnævnte har givet Fænomenet Navn af Hysterese. Efter Ewing kan Hysteresen i Jærn anskueliggøres ved Fig. 159. Abscisserne angive Styrken af den magnetiserende Kraft, medens Ordinaterne angive Induktionen B i Jærnmassen. B er Antallet af Kraftlinier gennem en Kvadratcentimeter. Først antages, at Jærnet er fri for Magnetisme. Underkastes det nu en stadig voksende magnetiserende Kraft, saa vil Induktionen vokse og antage de ved Kurven OD fremstillede Værdier. Aftager den magnetiserende Kraft, synker Induktionen, idet den følger Kurven DEF. Man ser af Figuren, at B først bliver Nul, naar F er -2. Da $B = F + 4\pi I$, har man da, at $4\pi I = 2$, $I = 0.16$; der er altsaa endnu positiv Magnetisering tilbage i Jærnet. Lader man nu igen den magnetiserende Kraft vokse, bliver Induktionens Størrelse fremstillet ved FHD.

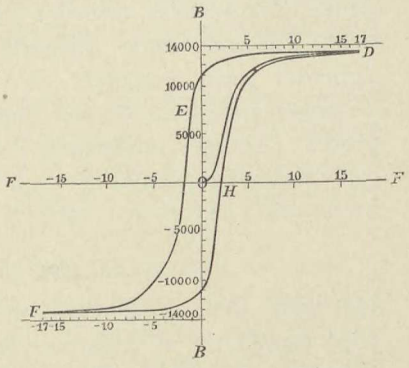


Fig. 159.

Under et saadant magnetisk Kredsløb vil den magnetiserende Kraft udføre et Arbejde. Størrelsen af dette har Warburg beregnet ved følgende Betragtning. Vi kunne tænke os Magnetiseringen frembragt ved en Magnetpol, som først nærmer sig til og derpaa fjerner sig fra Jærnmassen. I begge Tilfælde vil Magneten tiltrække Polen; men Jærnets Magnetisme er stærkere, naar Polen fjernes, end naar den nærmes; som Følge deraf vil det Arbejde, man maa udføre for at fjerne Polen, være større end det Arbejde, der udføres af de magnetiske Kræfter under Nærmelsen. Der er altsaa gaaet Arbejde tabt ved Polens Bevægelse; dette Arbejde maa være anvendt til at opvarme Magneten. Warburg viser, at det Arbejde, som tabes, naar Magnetismen gennemgaar det ved Kurven $DEFHD$ fremstillede Kredsløb, er lig Arealet, som omsluttes af Kurven, divideret med 4π.

Følgende Tabel giver en Forestilling om det Arbejde, der forbruges paa Grund af Hysteresen, naar Jærn gennemgaar et magnetisk Kredsløb, hvorved det største Antal Kraftlinier paa cm.^{2} er B.

B	Arbejdstab i en cm.^{3} Jærn	Arbejdstab i en Kubikmeter Jærn
4000	1600 (C.G.S.)	160 Joule
6000	3000	300
8000	4500	450
10000	7000	700

Naar saaledes i en Dynamomaskine Magneterne magnetiseres og ommagnetiseres 10 Gange i Sekundet, saa er Arbejdet, som medgaar dertil, naar der er en Kubikmeter Jærn i Elektromagneterne, og den magnetiske Induktion er 10000, lig 7000 Watt, næsten 10 Hestes Kraft.

Vi kunne sige, at et Stykke Jærn, der magnetiseres og ommagnetiseres saaledes, at det bringes tilbage til den oprindelige Tilstand, er undergaaet en magnetisk Kredsproces. Det har under denne Kredsproces forbrugt et vist Arbejde; da Jærnets magnetiske Tilstand ingen blivende Forandring er undergaaet, maa Arbejdet være omdannet til Varme. Vi kunne let beregne den Temperaturstigning ϑ, som maa finde Sted ved en enkelt Kredsproces. Antages, at Jærnets Vægtfylde er 7.8, dets Varmefylde 0.11 og Varmeækvivalentet $\mathcal{J} = 4.2 \cdot 10^7$, have vi, naar den magnetiske Induktion i Jærnet har varieret fra + 10000 til — 10000, at

$$7000 = \vartheta \cdot 7.8 \cdot 0.11 \cdot 4.2 \cdot 10^7,$$

som giver $\vartheta = 0.0002$. Det maa altsaa gennemgaa denne Proces 5000 Gange for at opvarmes en Grad. At en saadan Opvarmning virkelig finder Sted, er paavist af Joule, Cazin og andre. Det maa dog bemærkes, at Varmeudviklingen i Virkeligheden er endnu større; under Magnetiseringen og Afmagnetiseringen opstaa der nemlig Induktionsstrømme i Jærnet, som ogsaa ville opvarme det.

DE MAGNETISKE METALLER. Foruden Jærn kunne enkelte andre Metaller blive magnetiske, naar de paavirkes af magnetiske Kræfter; navnlig gælder dette om Nikkel og Kobolt. *Rowland* fandt, at Magnetiseringsintensiteten I for Nikkel i Maksimum var lig 494, for Kobolt 800, medens den for Jærn var 1390. Andre Iagttagere have, som vi have set i det foregaaende, fundet Magnetiseringsintensitetens Maksimum for Jærn endnu større.

Udsættes et Stykke Jærn eller Staal for Stød eller Rystelser, medens det er paavirket af magnetiserende Kræfter, bliver dets Magnetisme stærkere end ellers. Behandles derimod en Staalmagnet paa samme Maade, taber den en Del af sin Magnetisme. Snoning har en kendelig Indflydelse paa en Magnet. Disse Forhold, der have ført til mærkelige Resultater, ere navnlig studerede af *G. Wiedemann*; ogsaa Strækning og Sammentrykning frembringe Forandringer i en Magnets Moment; ved Strækningen forøges det, medens Sammentrykning formindsker det.

Temperaturforandringer indvirke stærkt paa Magneterne. *Kuppfer* opvarmede en Magnet til 100° C., afkølede den derpaa til 16° C. og gentog dette flere Gange; han fandt da, at dens Moment efter den sidste Afkøling var $^3/_4$ af dens oprindelige Moment. Ved stærkere Ophedning forsvinder Magnetismen ganske. Anderledes forholder det sig med Elektromagneter. Jo varmere Jærnet er, desto lettere magnetiseres det; Magnetiseringskonstanten $\varkappa$ vokser altsaa med Temperaturen. Efter *Hopkinson* har $\varkappa$ sin største Værdi ved 720° C.; ved denne Temperatur behøves der kun en yderst ringe Kraft for at give Jærnet den stærkeste Magnetisme, som det kan modtage.

Ved Hvidglødhede (c. 870° C.) mister Jærnet sine magnetiske Egenskaber; hænger man et Stykke Jærn op ved en Platintraad, og bringes Jærnet til at gløde ved at holde det i en Bunsensk Flamme, tiltrækkes det ikke af en Magnet. Tages Flammen bort, vil man bemærke, at Jærnet pludselig igen tiltrækkes.

Magnetiserer man en Jærnring ved en Strømleder, som er viklet om Jærnet, bliver den, som vi tidligere have bemærket, stærkt magnetisk, og denne Magnetisme forsvinder ikke, selv om Strømmen ophører. Opvarmes Ringen saa stærkt, at den taber al sin Magnetisme, vil man dog, som *Hopkinson* har iagttaget, finde, at Ringen er magnetiseret, naar den igen afkøles. Det synes herefter, at Smaamagneterne beholde deres Stillinger; det er deres Magnetisme, som forsvinder i Varmen, men den kommer igen ved Afkølingen.

Temperaturen har en lignende Virkning paa Nikkel og Kobolt som paa Jærn; Nikkel taber sine magnetiske Egenskaber ved 350° C., Kobolt først ved Glødhede. Man har kaldt de Temperaturer, ved hvilke Legemerne miste Evnen til at magnetiseres, kritiske Temperaturer.

At Jærn og de andre magnetiske Metaller miste deres Evne til at magnetiseres, synes at staa i Forbindelse med, at de ved Ophedning kunne gaa over i allotropiske Tilstandsformer. Et Bevis derpaa har man i *Pionchons* Forsøg over Metallernes Varmefylde, som vise, at denne Størrelse netop forandres meget stærkt, naar de naa den kritiske Temperatur. Et andet mærkeligt Forhold, som staar i Forbindelse hermed, er bemærket af *Barret*. Han opvarmede en Traad af haardt Staal til lys Glødhede; lader man den nu afkøles langsomt, bliver den mørkere; men derpaa ser man den pludselig lyse stærkt paany, hvorpaa Afkølingen

igen indtræder. Dette sker netop ved Staalets kritiske Temperatur og maa betragtes som Vidnesbyrd om, at der ved denne Temperatur indtræder særegne Forandringer i de magnetiske Metallers indre Bygning.

Man har iagttaget særdeles mærkelige Forhold hos Nikkelstaal; man maa der skelne mellem Legeringer, der indeholde under 25 Procent Nikkel, som *C. E. Guillaume* har kaldt irreversible, og Legeringer som indeholde over 25 Procent Nikkel, de reversible. Anbringes et Stykke irreversibelt Nikkelstaal i et stærkt magnetisk Felt og opvarmes det, vil det tabe sin Magnetisme (Magnetiseringskonstanten $\varkappa$ bliver omtrent 0) ved Rødglødhede. Afkøles det derpaa, vil det først begynde at blive magnetisk ved en Temperatur, der ligger desto dybere under Glødhede, jo mere Nikkel det indeholder. Indeholder det 24 Procent Nikkel, viser Magnetismen sig først lidt under 0^0 C. En Legering af 75 Procent Jærn, 22 Procent Nikkel og 3 Procent Chrom kan ikke magnetiseres, selv om den afkøles til -190^0 C. Man ser heraf, at Nikkelstaal kan have to ganske forskellige Magnetiseringskonstanter ved samme Temperatur. *A. le Chatelier* har fundet, at samme Prøve af irreversibelt Nikkelstaal har en overmaade lille Varmeudvidelseskoefficient, naar det er magnetisk, $\varkappa$ stor, medens den bliver større, naar $\varkappa$ er lille, altsaa naar Legeringen afkøles.

De reversible Legeringer derimod tabe og genvinde Magnetismen ved samme Temperatur, hvilken Temperatur afhænger paa meget indviklet Maade af Nikkelmængden.

Disse Legeringer udvide sig meget lidt ved Opvarmning; en Legering, der indeholder 35 Procent Nikkel, udvider sig kun $^1/_{10000}$ af sin Længde ved Opvarmning fra 0^0 til 100^0 C.

MAGNETISME OG DIAMAGNETISME. De magnetiske Metaller synes at danne en særegen Gruppe med meget stærke magnetiske Egenskaber; hos de andre Grundstoffer, saa vel som hos deres Forbindelser, synes disse Egenskaber ganske at mangle. Dog har man allerede i forrige Aarhundrede iagttaget magnetiske Egenskaber hos Vismut og Antimon; *Brugmanns* fandt nemlig, at de bleve frastødte af Magnetpolerne. Det er imidlertid *Faraday*, vi skylde det meste af, hvad vi vide om Magnetismens Optræden i Legemerne i Almindelighed. Til Brug ved disse Forsøg lod han en stor Elektromagnet forfærdige. Den var lavet i U-Form, dens to Grene endte foroven i to plane Flader, paa hvilke han

kunde lægge tilspidsede Jærnplader, der vendte Spidserne mod hinanden. Imellem dem dannedes et meget intensivt magnetisk Felt; ophænges deri en kort Stang i vandret Stilling ved et Silkespind, finder man, at den forholder sig paa forskellig Maade, alt efter det Stof, den bestaar af. Stænger af de magnetiske Metaller ville stille sig i Polernes Forbindelseslinie; man siger, at de stille sig aksialt; de ville tillige tiltrækkes med stor Kraft af den nærmeste Pol. Stænger af Vismut eller Antimon stille sig derimod vinkelret paa Polernes Forbindelseslinie, altsaa ækvatorialt. De Legemer, der forholde sig saaledes, kaldte Faraday diamagnetiske, medens de andre Stoffer betegnes som paramagnetiske, eller simpelthen som magnetiske. Faraday giver følgende Fortegnelse over Metallerne, ordnede efter deres magnetiske eller diamagnetiske Egenskaber:

Magnetiske Metaller. Jærn, Nikkel, Kobolt, Mangan, Chrom, Cerium, Titan, Palladium, Platin, Osmium.

Diamagnetiske Metaller. Vismut, Antimon, Zink, Tin, Kadmium, Natrium, Kvægsølv, Bly, Sølv, Kobber, Guld, Arsenik, Uran, Rhodium, Iridium.

For at undersøge Vædskernes Forhold indesluttede Faraday dem i Glasrør og ophængte dem imellem Elektromagnetens Poler; der maatte da tages Hensyn til Glassets Magnetisme. De fleste Vædsker ere diamagnetiske, kun Opløsninger af de magnetiske Metallers Salte ere i Reglen, navnlig naar disse Metaller indgaa i Basen, magnetiske.

Bancalari bemærkede, at Flammen af et Lys, der holdtes imellem Elektromagnetens Poler, bredte sig ud i ækvatorial Retning, hvilket viser, at Flammen er diamagnetisk. Foranlediget herved undersøgte *Faraday* Luftarternes magnetiske Forhold nøjere og fandt derved, at flere af dem paavirkes af Magneten; navnlig fandt han Ilten magnetisk, de fleste andre Luftarter derimod diamagnetiske. Ogsaa draabeflydende Ilt er magnetisk; en Draabe af denne Vædske, som ligger i en lille Skaal af Stensalt, farer hen til en stærk Magnetpol, ligesom et lille Stykke Jærn vil gøre. Herved maa man dog erindre, at alle Forsøgene udføres i den atmosfæriske Luft, som, da den indeholder Ilt, selv maa være magnetisk; det fremgaar heraf, at man ved Forsøgene kun faar at vide, om en Luftart er mere eller mindre magnetisk end den atmosfæriske Luft.

Magnetiseringskonstanten $\varkappa$ er i Virkeligheden overordentlig ringe for de allerfleste Stoffer. Sættes Jærnets Magnetisme lig en Million, bliver den efter *Plücker* for Vismut lig —24 og for

Vand lig —8, for lige store Vægte. Efter *E. Becquerel* er Iltens magnetiske Moment kun $^1/_{2500}$ af Jærnets. Disse Tal ere dog meget usikre. *Efimoff* har undersøgt forskellige Luftarters Magnetisme ved Tryk af indtil 18 Atmosfærer; han fandt, at den forholdt sig ligefrem som Trykket. Sættes den lig 1 for atmosfærisk Luft, fandt han følgende Værdier for andre Luftarter:

Ilt	4.83	Kulsyre	—0.03
Kvælstoftveilte	1.60	Kvælstof	—0.01
Æthylen	—0.07	Kulilte	—0.01
Methan	—0.06	Brint	—0.00

Her er gaaet ud fra, at det tomme Rum er umagnetisk.

MAGNETISERING OG LEDNINGSEVNE. Lord *Kelvin* har paavist, at Jærnets elektriske Ledningsevne forandres, naar Jærnet magnetiseres. Magnetiseres en Jærntraad i sin Længderetning, bliver dens Ledningsevne formindsket; magnetiseres den paa tværs, forøges Ledningsevnen. Virkningen er dog kun ringe, i Reglen ikke over $^1/_{30}$ Procent. Dernæst har *Righi* fundet, at Magnetiseringen har en kendelig Indflydelse paa Ledningsevnen hos Vismut; anbringes en Vismuttraad i et magnetisk Felt, vinkelret paa Kraftlinierne, formindskes Ledningsevnen med 12 til 16 Procent. Lignende Virkninger af Magnetiseringen har *Goldhammer* paavist hos en Del andre Metaller. *Lenard* har undersøgt dette nøjere for Vismuts Vedkommende. Han benyttede en Spiral af Vismuttraad, som anbragtes mellem en Elektromagnets Poler. Han maalte Modstanden saavel for konstante Strømme som for Strømme, der idelig skiftede Retning, saakaldte Vekselstrømme. Nogle af hans Resultater ere angivne i følgende Tabel.

Magnetiserende Kraft	Modstand	
	Konstante Strømme	Vekselstrømme
0	1	0.9977
4000	1.126	
8000	1.316	1.324
12000	1.527	1.565
16000	1.740	1.810

Ved disse Forsøg gik Kraftlinierne vinkelrette paa Traaden. Man ser heraf, at man er i Stand til at bestemme den magnetiske Krafts Størrelse af de Forandringer, den bevirker i Ledningsevnen.

SYTTENDE AFSNIT.

Induktion.

FARADAYS FORSØG. I Aaret 1831 gjorde *Faraday* følgende Forsøg. Han forskaffede sig en Ring af blødt Jærn; om den vikledes to overspundne Kobbertraade *AB* og *CD*. Enderne af *AB* forbandtes med et galvanisk Batteri, medens Enderne af *CD* forbandtes med et Galvanometer. Saa længe Strømmen i *AB* er konstant, vil Galvanometret intet Udslag give, men i det Øjeblik, man afbryder Strømmen i *AB*, opstaar der en Strøm i *CD*, som dog kun varer et Øjeblik. Gaar Strømmen i *AB* i Retningen *ab*, saa vil Strømmen i *CD* gaa i Retning *a'b'*. Sluttes nu igen Strømmen gennem *AB*, faas igen en Strøm i *CD*; dens Retning er modsat den forrige Strøms Retning; men Udslagene ere i begge Tilfælde lige store, hvilket viser, at de frembragte Elektricitetsmængder ere lige store.

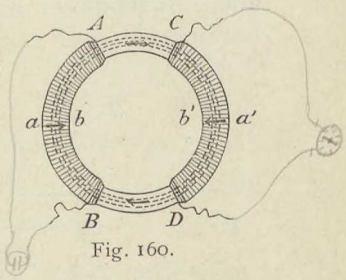


Fig. 160.

De paa denne Maade frembragte Strømme kaldes inducerede Strømme; de siges at være fremkomne ved Induktion. Deres Retning og Størrelse kan efter Faraday bestemmes saaledes. Strømmen, der gaar gennem Lederen *AB*, gør Jærnet magnetisk, fremkalder altsaa Kraftlinier i det, som gennemløbe Jærnet i Retningen *ACDB*. Saa længe Antallet *N* af Kraftlinier, som omsluttes af Lederen *CD*, er konstant, vil der ikke gaa nogen Strøm i denne Leder; saa snart derimod Kraftliniernes Antal forandres, opstaar der en elektrisk Strøm i *CD*. Afbrydes Strømmen i *AB*, vil Kraftliniernes Antal formindskes; derved fremkaldes en Strøm, der vil søge at forøge Kraftliniernes Antal; den inducerede Strøm maa derfor have den ved *a'b'* antydede Retning. Ledes der nu

igen en Strøm ind i *AB* i samme Retning som før, saa forøges Antallet af Kraftlinier, som omsluttes af *CD*; der vil da induceres en Strøm i *CD*, som vil gaa i Retningen *b'a'* og som vil formindske Kraftliniernes Antal i Jærnet. Jo hurtigere Antallet *N* varierer, desto stærkere bliver Strømmen.

Den inducerede Strøms Styrke vil tillige afhænge af Modstanden i Ledningen; det er derfor rettest at sige, at der ved Induktionen opstaar en elektromotorisk Kraft i Lederen *CD*; dens Størrelse afhænger af den Hurtighed, med hvilken det af Lederen omsluttede Antal af Kraftlinier varierer. Den er uafhængig af Lederens Natur; hvilket Metal man har gjort Lederen af, er derfor ligegyldigt; man har ogsaa benyttet Kautschukrør, fyldte med forskellige Vædsker; er Antallet af Vindinger det samme, faas dog den samme elektromotoriske Kraft.

Heraf følger tillige, at Induktionsstrømme kunne fremkomme uden Anvendelse af Jærn. Lad *AB* være en Leder, der er i Forbindelse med et galvanisk Element *F*, og *CD* en anden Leder, der er i Forbindelse med et Galvanometer *G*. Strømmen i *AB* antages at gaa i Retningen fra *A* til *B*. Ledningen *CDG* omslutter da et vist Antal magnetiske Kraftlinier, som ville gaa opad. Naar Strømmen i *AB*, den inducerende Strøm, afbrydes, vil der induceres en Strøm i *CD*, som gaar i en saadan Retning, at den vil søge at hindre denne Aftagen i Kraftliniernes Antal; den gaar altsaa fra *C* til *D*, og Galvanometret vil gøre et tilsvarende Udslag. Sluttes Strømmen i *AB* igen, saa vil der paa ny fremkomme Kraftlinier i opadgaaende Retning i det af *CDG* begrænsede Areal, den inducerede Strøm vil gaa i en saadan Retning, at den fremkalder Kraftlinier i nedadgaaende Retning i det samme Areal; Strømmen gaar altsaa fra *D* til *C*.

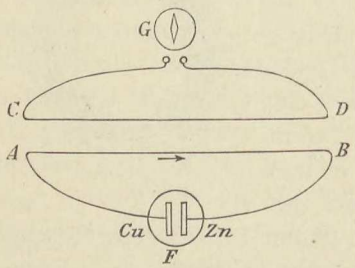


Fig. 161.

Fjernes Lederen *AB* fra *CD*, saa vil den magnetiske Kraft i Arealet *CDG* blive mindre, Kraftliniernes Antal altsaa ringere; den inducerede Strøm vil modvirke dette; den gaar altsaa fra *C* til *D*. Det samme vil ske, naar *CD* fjernes fra *AB*. Nærmes *AB* og *CD* derimod til hinanden, gaar den inducerede Strøm fra *D* til *C*.

Man kan i mange Tilfælde bestemme Retningen af den inducerede Strøm ved at gaa ud fra en Sætning, som kaldes *Lenz's* Lov. Ifølge denne søger den inducerede Strøm altid at modvirke Bevægelsen, som har givet Anledning til Induktionen. Tænke vi os saaledes, at Lederen CD fjernes fra AB, saa vil den inducerede Strøm gaa i en saadan Retning, at der fremkommer en Modstand mod Bevægelsen; den maa altsaa gaa fra C til D, eftersom ensrettede Strømme tiltrække hinanden.

DEN INDUCEREDE ELEKTROMOTORISKE KRAFT. Vi skulle nu nærmere undersøge, hvorledes Styrken af den inducerede Strøm kan findes. Lad $ABFG$ være en Ledning, hvis Ender F og B ligge tæt op til hinanden; disse ere igen forbundne ved Lederne BC og FE med den øvrige Del af Ledningen CDE, som ikke er paavirket af inducerende Kræfter. Kraftlinierne antages at gaa i Retningen PQ; de ere i Figuren fremstillede som parallelle og ækvidistante; i Virkeligheden kunne de være ganske vilkaarlige. Det Antal Kraftlinier, som omsluttes af Lederen $ABFG$, betegnes med N. Vi have allerede tidligere omtalt, hvorledes N bestemmes, men skulle dog for Tydelighedens Skyld gentage det her. Man vælger en vilkaarlig Retning omkring $ABFG$ til positiv Retning; lad det være den ved Pilen antydede. Gennem $ABFG$ lægges en vilkaarlig Flade, som altsaa skæres af alle de Kraftlinier, der omsluttes af Kredsen. Denne Flade har en positiv og en negativ Side; den positive Side er den, til hvilken en Nordpol vil bevæge sig, naar den paavirkes af en Strøm, som gennemløber Kredsen i den positive Retning. Lad nu dS være et Element af den omtalte Flade og L en Linie vinkelret paa dS, draget ud fra Fladens positive Side. Er F den magnetiske Kraft i dS og α Vinklen mellem F og L, saa er $F\cos\alpha dS$ det Antal Kraftlinier, som gaar gennem dS, og

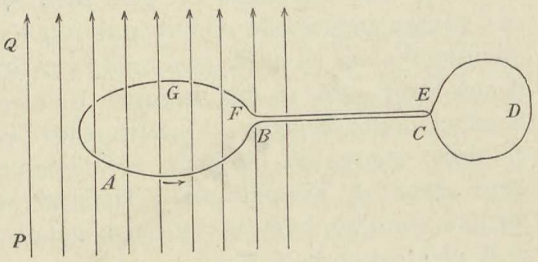


Fig. 162.

$$N=\int F\cos\alpha\, dS$$

det hele Antal Kraftlinier, som omsluttes af Ledningen *ABFG*. Hidrøre Kraftlinierne fra Magneter, saa er N, som det er vist S. 357, uafhængig af Formen af den Flade, som er lagt gennem Kredsen. Det samme gælder ogsaa, naar Kraftlinierne hidrøre fra elektriske Strømme; vi have nemlig set, at elektriske Strømme kunne, med Hensyn til de fra dem udgaaende magnetiske Virkninger, erstattes af magnetiske Plader.

Vi kunne nu finde Størrelsen af den Strøm, som induceres i Kredsen. Enten Induktionsstrømmen hidrører fra elektriske Strømme eller fra Magneter, behøve vi kun at agte paa de Kraftlinier, som omsluttes af Kredsen. Deres Antal N kan forandres paa flere Maader. Kredsen kan ligge stille, den kan bevæge sig, og den kan forandre Form og Størrelse, i alle Tilfælde have vi kun at se paa, hvorledes det gaar med Størrelsen N. Vokser N, saa vil den inducerede elektromotoriske Kraft virke hen til at formindske N; der vil altsaa frembringes en Strøm i Retningen *BAGF*; denne Strøm gaar i den negative Retning, den elektromotoriske Kraft er derfor negativ. Vi have endvidere set, at Strømstyrken er desto større, jo hurtigere Kraftliniernes Antal varierer; faar dette Antal en Tilvækst dN i Tiden dt, saa er dN/dt et Udtryk for den Størrelse, hvorpaa det her kommer an. Kaldes den inducerede elektromotoriske Kraft e, saa have vi altsaa

$$e = -C\frac{dN}{dt}.$$

Konstanten C kan, som Helmholtz har paavist, bestemmes saaledes. Lad *CD* og *AB* være et Par parallelle Metalskinner, der ere forbundne ved Lederen *DEB* med Modstand r. *GK* er en Metalstang, der er lagt paa tværs af Skinnerne. Modstanden i denne og i Skinnerne betragtes som forsvindende i Forhold til r. Magnetkraftlinierne antages at staa vinkelrette paa Figurens Plan og at være rettede udad fra denne; den magnetiske Kraft F antages at være den samme overalt. Sættes Arealet $GKBED = S_0$, og bevæger *GK* sig parallel med sig selv i Retning *AB* med Hastighed H, medens Afstanden mellem Skinnerne antages at være L, saa er det af Ledningen omsluttede Areal efter Forløbet af Tiden t lig $S_0 - LHt$; til samme Tid er det Antal Kraftlinier, som omsluttes af Ledningen,

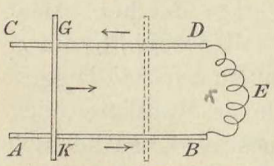


Fig. 163.

$$N = (S_0 - LHt)F.$$

Ved Bevægelsen af GK vil der induceres en elektromotorisk Kraft e, som bliver

$$e = -\frac{CdN}{dt} = CLHF.$$

Kaldes Strømstyrken i, haves altsaa

$$e = ri.$$

Denne Strøm vil i et Sekund i Ledningen udvikle Varmemængden

$$\frac{ri^2}{4.2} = \frac{ei}{4.2} = \frac{CLHFi}{4.2}.$$

Denne Varmemængde maa være ækvivalent med det Arbejde, som anvendes til at bevæge Lederen GK gennem Vejen H, naar den er gennemløben af Strømmen i i Retning GK. Vi have S. 381 set, at en Leder af Længde ds, som er gennemløben af Strømmen i, vil være paavirket af en Kraft, som er lig $\frac{1}{10}Fids\sin\varphi$, naar φ er Vinklen mellem den magnetiske Kraft F og Lederen ds. I nærværende Tilfælde er $\varphi = 90^0$, og $ds = L$; den paa GK virkende Kraft er altsaa $\frac{1}{10}\cdot FLi$. I et Sekund bevæges L gennem Vejen H imod Kraften; Arbejdet bliver altsaa $\frac{1}{10}FLHi$. Da dette Arbejde i Strømmen omsættes til Varme, maa man have, idet $\mathcal{J}$ er Varmeækvivalentet,

$$\frac{\frac{1}{10}FLHi}{\mathcal{J}} = \frac{CLHFi}{4.2}.$$

Nu er $\mathcal{J} = 4.2\cdot 10^7$, altsaa faas, at $C = 10^{-8}$. Man faar altsaa den inducerede elektromotoriske Kraft e udtrykt i Volt ved at sætte

$$e = -10^{-8}\frac{dN}{dt}.$$

Vi ville straks gøre en Anvendelse heraf. Er Modstanden i Ledningen r, og varierer det af Lederen omsluttede Antal Kraftlinier, saa er Strømstyrken i bestemt ved, at

$$ri = -10^{-8}\frac{dN}{dt}.$$

Varierer N fra N_1 til N_2, saa vil Lederen blive gennemstrømmet af Elektricitetsmængden $q = \int idt$; man finder af ovenstaaende Ligning, at

$$rq = 10^{-8}(N_1 - N_2).$$

Den hele Elektricitetsmængde, som gennemstrømmer en Ledning, er altsaa bestemt ved Forandringen i det omsluttede Antal af Kraftlinier; om denne Forandring foregaar hurtigt eller langsomt, er i denne Henseende uden Betydning.

Endvidere fremgaar det af det ovenfor udviklede, at den elektromotoriske Kraft e, som opstaar, naar en Leder af Længde L, der er vinkelret paa de magnetiske Kraftlinier, bevæger sig med Hastigheden H i en Retning, der staar vinkelret saavel paa Lederens egen Retning som paa Retningen af den magnetiske Kraft F, er lig $CLHF$. Da vi nu have set, at $C = 10^{-8}$, bliver

$$e = 10^{-8} LHF.$$

Ere saavel Lederens som Bevægelsens Retninger vilkaarlige, opløses først Lederen i to Dele, af hvilke den ene gaar i Retning af F, medens den anden staar vinkelret paa F. Det er kun den sidste, der har Betydning; lad dens Længde være L. Dernæst opløses Bevægelsen i to Dele, af hvilke den ene ligger i det ved F og Lederen bestemte Plan, medens den anden staar vinkelret paa dette Plan; den sidstnævnte, som vi kalde H, vil da ene komme i Betragtning. Den inducerede elektromotoriske Kraft er da given ved ovenstaaende Udtryk for e. Retningen af denne elektromotoriske Kraft findes ved at holde højre Haand parallel med Lederen, saaledes at Kraftlinierne gaa imod Inderfladen af Haanden, og Tommelfingeren er vendt til den Side, til hvilken Bevægelsen sker; den elektromotoriske Kraft gaar da i den Retning, i hvilken Haanden peger. Vi have her tænkt os Magnetkraftlinierne hvilende, medens Lederen var i Bevægelse; den samme elektromotoriske Kraft fremkommer, naar Lederen hviler, medens Kraftlinierne bevæges til den modsatte Side.

INDUKTION VED JORDMAGNETISMEN. Som et simpelt Tilfælde af Induktion betragte vi først Induktionen ved den jordmagnetiske Kraft. Lad ABC (Fig. 164) være en Traadrulle, som ligger paa et vandret Underlag; Traadens Ender staa i Forbindelse med et Galvanometer G. Da Jordmagnetismens lodrette Kraftkomposant V gaar nedad, betragte vi ABC som den positive Strømretning. Ledningen danner i Virkeligheden en Spiral, men vi kunne betragte den som et System af sluttede Kredsløb. Ere de omkredsede Arealer A_1, A_2,..., saa er det hele Antal Kraftlinier, som omkredses af Spiralen, $A_1 V + A_2 V + \ldots$, eller, naar

$A_1 + A_2 + ..$ sættes lig S, hvor S er det, man kalder Vindingsarealet, haves Kraftliniernes Antal N_1, naar Spiralen ligger vandret, lig SV. Drejes Spiralen til den bliver lodret, og saaledes, at dens Plan falder i den magnetiske Meridian, vil der ikke mere gaa Kraftlinier igennem den; under denne Bevægelse vil der da opstaa en Strøm i Rullen, som vil have en saadan Retning, at den vil forøge Antallet af Kraftlinier; den vil altsaa have den ved Pilen antydede Retning. Den hele Elektricitetsmængde q, som gennemløber Lederen under den omtalte Bevægelse, findes ved i Formlen

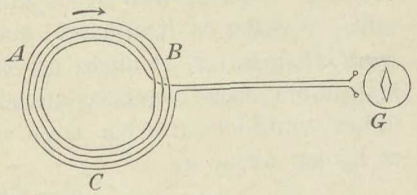


Fig. 164.

$$rq = 10^{-8}(N_1 - N_2)$$

at sætte $N_2 = 0$; man faar altsaa

$$q = 10^{-8}\frac{N_1}{r};$$

r er Ledningsmodstanden. Lad f. Eks. R være Middelværdien af Vindingernes Radier, n Antallet af Vindinger, saa er Vindingsarealet $\pi R^2 n$, og altsaa

$$q = \frac{\pi R^2 n V}{10^8 r}.$$

For at faa en Forestilling om den Elektricitetsmængde, som paa denne Maade kan fremkomme, antage vi, at $R = 10$ cm., $n = 100$, og at Traadens Diameter er en Millimeter. Er den af Kobber, har man da Modstanden i hver Meter lig 0.0199. Er Modstanden i Galvanometret en Ohm, haves da, at $r = 1 + 2\pi Rn \cdot 0.0199/100 = 2.25$. Man faar altsaa

$$q = \frac{\pi R^2 n V}{10^8 \cdot 2.25} = 0.00014 \cdot V.$$

Hos os er Jordmagnetismens vandrette Komposant lig 0.17. Heldningen 69^0, altsaa er $V = 0.17 \operatorname{tg} 69^0 = 0.44$. Indsættes dette, faas $q = 62 \cdot 10^{-6}$ Coulomb.

Et andet Eksempel paa Induktion ved Jordmagnetismen faas ved at lade en lodretstaaende Traadrulle dreje sig med konstant Vinkelhastighed ω omkring en lodret Akse. Kaldes Vindings-

arealet S, og er Rullen drejet en Vinkel φ ud af Meridianen, saa er den magnetiske Krafts Komposant vinkelret paa Vindingernes Plan lig $H \sin \varphi$, naar H er Jordmagnetismens vandrette Komposant. Antallet af Kraftlinier, som omkredses af Rullen, er altsaa $N = SH \sin \varphi$. N er altsaa lig Nul, naar Rullen staar i Meridianen, Maksimum, naar den staar vinkelret paa Meridianen, hvilket ogsaa indses umiddelbart. Nu have vi, at φ efter Forløbet af Tiden t er lig ωt; altsaa er

$$N = SH \sin \omega t.$$

Den inducerede elektromotoriske Kraft er altsaa

$$e = -\frac{dN}{10^8 dt} = -\frac{SH\omega \cos \omega t}{10^8} = -\frac{SH\omega \cos \varphi}{10^8}.$$

Den elektromotoriske Kraft er altsaa størst, naar Rullen passerer Meridianen, den er Nul, naar den er vinkelret paa Meridianen. Ere Traadenderne forbundne med hinanden, gennemløbes Rullen af en elektrisk Strøm, som skifter Retning to Gange i hver Omdrejning, nemlig naar $\varphi = 90^0$ og naar $\varphi = 270^0$; det er hver Gang Rullens Plan staar vinkelret paa den magnetiske Meridian. Dette indses ogsaa umiddelbart ved at erindre, at Kraftliniernes Antal vokser, mens Rullen nærmer sig til den Stilling, for hvilken $\varphi = 90^0$; dette Antal aftager derimod, mens den fjerner sig fra samme Stilling; Strømmen maa altsaa skifte Retning.

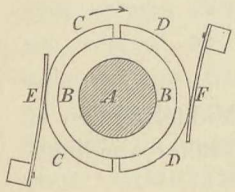


Fig. 165.

Vil man maale den saaledes frembragte Strøm, kan man paa Aksen anbringe to isolerede Ringe, der forbindes hver med sin af de to Traadender. Paa Ringene slæbe to Metalfjedre, som forbindes med Maaleapparatet. Da Strømmene skifte Retning for hver halve Omdrejning af Rullen, vil et almindeligt Galvanometer ikke kunne bruges; derimod kan Elektrodynamometret (S. 387) anvendes her. Vi have her en Strømstyrke i, som er

$$i = \frac{e}{r} = -\frac{SH\omega}{10^8 r} \cos \omega t.$$

Drejes Rullen en Gang rundt i Tiden T, saa er $\omega = 2\pi/T$. Middelværdien af Strømstyrkens Kvadrat, som er den Størrelse, vi her faa maalt, er da

$$\frac{I}{T} \int_0^T i^2 dt = \frac{1}{2} \frac{S^2 H^2 \omega^2}{10^{16} r^2}.$$

Vil man have ensrettede Strømme, anbringes paa Aksen A (Fig. 165), som bærer Rullen, en Ebonitring BB, til hvilken der igen befæstes to Halvringe af Metal, CC og DD. Disse sidste forbindes hver med sin af Traadenderne. To Staalfjedre, E og F, presse imod dem, og det hele indrettes saaledes, at Halvringene slippe den ene Fjeder og berøre den anden i det Øjeblik, da Rullen

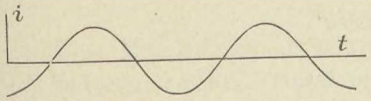


Fig. 166.

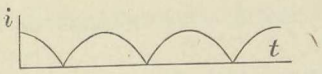


Fig. 167.

staar vinkelret paa den magnetiske Meridian. En saadan Indretning kaldes en Kommutator.

Ledes Strømmen nu gennem et Galvanometer, vil man faa et Udslag, svarende til Strømmens Middelværdi, som bliver

$$\frac{1}{\frac{1}{2}T}\int_{\frac{T}{4}}^{\frac{3}{4}T} idt = \frac{2}{\pi}\frac{SH\omega}{10^8 r}.$$

Fig. 166 og 167 vise, hvorledes Strømstyrken varierer med Tiden, eftersom Strømmen opsamles paa den første eller paa den anden af de her beskrevne Maader.

MAALING AF MAGNETISKE KRÆFTER. Vi have nu set, hvorledes man, naar Kraftlinierne og deres Variationer ere givne, kan finde de inducerede Strømmes Styrke. Det er aabenbart ogsaa muligt at gaa den modsatte Vej, nemlig at bestemme den magnetiske Kraft ved Hjælp af de inducerede Strømme. Vi fandt f. Eks., at der i en vandret Traadrulle, som rettedes op, saaledes at den kom til at staa i den magnetiske Meridian, fremkom en Induktionsstrøm; den hele Elektricitetsmængde q, som gennemløb Rullen, fandtes at være

$$q = \frac{VS}{10^8 r};$$

her er V Jordmagnetismens lodrette Komposant, S Vindingsarealet og r Modstanden i Ledningen. Men herved kan man ogsaa bestemme Kraften V; man faar jo nemlig

$$V = \frac{10^8 rq}{S}.$$

Maales altsaa q i Coulomb, r i Ohm, og bestemmes S ved Udmaaling af Rullen, saa er hermed V bestemt. Vi kunne nu ogsaa tænke os, at Rullen oprindelig var stillet i den magnetiske Meridian og derpaa drejet 90^0 omkring en lodret Akse; man faar derved Rullen gennemløben af en Elektricitetsmængde q', og har da til Bestemmelse af Jordmagnetismens vandrette Komposant H, at

$$H = \frac{10^8 r q'}{S}.$$

Idet nu Jordmagnetismens Komposanter ere fundne, saa er Inklinationen α bestemt samtidig; man har nemlig

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{V}{H} = \frac{q}{q'};$$

kommer det blot an paa at finde α, behøver man kun at kende Forholdet q/q', som er lig med Forholdet mellem Udslagene paa det anvendte Galvanometer.

Paa samme Maade, som man her har maalt Jordmagnetismens Intensitet, kan den magnetiske Kraft bestemmes under andre Forhold. Vil man saaledes maale Kraften imellem en Elektromagnets Poler, bøjes en overspunden Kobbertraad paa den i Fig. 168 viste Maade; det af Sløjfen BCD begrænsede Areal S udmaales saa nøjagtigt som muligt; Sløjfen anbringes nu imellem Magnetpolerne, saaledes at dens Plan staar vinkelret paa Kraftlinierne, medens Enderne A og B forbindes med et Galvanometer. Fjernes nu Sløjfen pludselig saa langt bort, at Magnetens Indflydelse paa den bliver umærkelig, vil man paa Galvanometret faa et Udslag α, hidrørende fra, at en Elektricitetsmængde q har gennemløbet Ledningen. Man har da, at

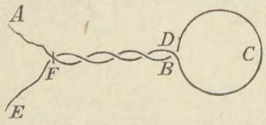


Fig. 168.

$$q = \frac{N}{10^8 r},$$

hvor N er det Antal af Kraftlinier, som Sløjfen omsluttede, da den befandt sig mellem Magnetpolerne. Kaldes den magnetiske Kraft paa dette Sted F, haves $N = SF$ og

$$F = \frac{10^8 r q}{S}.$$

For at undgaa at maale q i Coulomb, kan man, hvis Jordmagnetismens vandrette Intensitet H paa Stedet er bekendt, benytte en større Traadrulle med Vindingsareal S'; gaar man nu frem paa samme Maade, som ovenfor ved Maalingen af H, faas, at

$$H = \frac{10^8 r'q'}{S'}$$

idet r' er Modstanden og q' den ved Jordmagnetismen inducerede Elektricitetsmængde. Heraf følger, at

$$F = H\frac{rqS'}{r'q'S}.$$

I Stedet for q/q' sættes nu Forholdet mellem Udslagene, som aflæses paa Galvanometret, og F er saaledes bestemt. Paa denne Maade har *Quincke* maalt den magnetiske Kraft imellem Polerne af en stor Elektromagnet. Disse endte i parallelle Planer, hvis Afstand var 3.5 mm.; den største iagttagne Værdi af den magnetiske Kraft imellem dem var næsten 14000 (C.G.S.) Enheder.

Ved lignende Metoder har *Rowland*, *Ewing* og andre maalt det Antal Kraftlinier, som opstaar i Jærnringe, naar de magnetiseres ved Hjælp af elektriske Strømme. En saadan Ring omvikles først med overspunden Kobbertraad; lad der være n Vindinger, og lad Styrken af den anvendte Strøm være i. Man har da, at Arbejdet, som Strømmen udfører, naar en Enhedspol gaar rundt indeni Jærnet, er lig $\frac{1}{10} 4\pi ni$. Sættes Ringens Længde lig l, bliver den magnetiserende Kraft F i dens Indre bestemt ved

$$Fl = \tfrac{1}{10} 4\pi ni.$$

Den magnetiske Induktion B i Jærnet have vi S. 416 udtrykt ved μF, idet μ er Permeabiliteten, og det hele Antal Kraftlinier N, som gaar gennem et Tværsnit S af Ringen, er altsaa

$$N = SB = S\mu F.$$

For at maale N vikles et Antal Vindinger n' udenom den magnetiserende Spiral; disse forbindes med et Galvanometer.

I det Øjeblik, da den magnetiserende Strøm vendes om, vil der induceres en Strøm i de ydre Vindinger; af Galvanometrets Udslag bestemmes den inducerede Elektricitetsmængde q i Coulomb. Da den ydre Spiral indeholder n' Vindinger, hvoraf hver omslutter N Kraftlinier, bliver det hele af denne Spiral omslut-

tede Antal Kraftlinier Nn', og vi faa derfor, naar r er Modstanden i Spiralen og Galvanometret,

$$q = \frac{2n'N}{10^8 r},$$

hvor der ikke er taget Hensyn til Fortegnet, da dette her er uden Betydning. Af denne Ligning kan N findes; man faar altsaa Permeabiliteten μ, og derved ogsaa den magnetiske Induktion B, bestemt. Paa denne Maade ere de i Tabellerne S. 416 og 417 meddelte Talværdier fundne.

Paa lignende Maade kan man undersøge, hvor vidt man virkelig er berettiget til at beregne Antallet af Kraftlinier, som gaar gennem en Jærnmasse, efter en med Ohms Lov analog Metode. Man tager et Stykke Baandjærn og bøjer det sammen, saaledes at det danner en Ring som AB (Fig. 169) bestaaende af flere Lag. En kortere Strækning C af Ringen omvikles med Kobbertraad; igennem denne ledes den magnetiserende Strøm. Nu vikles en eller nogle faa Vindinger af en overspunden Kobbertraad om Ringen ved D; dens Ender forbindes med et Galvanometer. Er den magnetiserende Strøm i C sluttet, og afbryder man den, men slutter den straks igen i modsat Retning, vil der fremkomme en Induktionsstrøm i Ledningen D, og Galvanometret gør et Udslag. Det vil være proportionalt med Antallet N af Kraftlinier, som omsluttes af D. Flyttes nu Vindingerne hen til E, og gentages Forsøget, faar man næsten det samme Udslag som tidligere; man kan heraf slutte, at Kraftlinierne virkelig følge Jærnet, ligesom den elektriske Strøm følger Lederen.

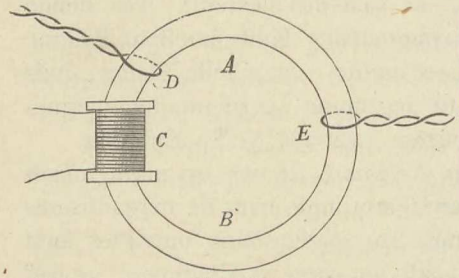


Fig. 169.

INDUKTION I METALMASSER. *Gambey* har bemærket, at en svingende Magnetnaal hurtigt kommer i Ro, naar der tæt under den ligger en Kobberplade. Kobberpladen siges derfor at dæmpe Svingningerne. Prøver man paa denne Maade forskellige Plader, finder man, at Virkningen er desto større, jo bedre Elektricitetsleder Pladen er. *Arago* har studeret disse Forhold nøjere.

Idet han anvendte Loven om Virkning og Modvirkning, sluttede han af Gambeys Iagttagelse, at en Magnet ogsaa maa dæmpe en Kobberplades Bevægelse; ophænges en saadan Plade i vandret Stilling over en stærk Magnet, og giver man Pladen en saadan Bevægelse, at den drejer sig i sit eget Plan, vil Bevægelsen standse meget snart; borttages Magneten, fortsættes Bevægelsen derimod længe. Sættes en vandret Kobberplade fast paa en lodret Akse, og drejes den hurtig rundt, vil man se, at en Magnetnaal, der hænger ved et Silkespind oven over Pladen, begynder at dreje sig i samme Retning som Pladen. Ogsaa dette Forsøg kan vendes om; drejes en stærk Magnet rundt, vil en Kobberplade, som hænger over den, følge med Magneten. Arago antog, at der opstod en særegen Slags Magnetisme i Kobberet, som han kaldte Rotationsmagnetisme; den sande Aarsag til disse Fænomener blev først paavist af Faraday.

Det er en Selvfølge, at der maa kunne opstaa Induktionsstrømme i Metalmasser lige saa vel som i Metaltraade; paa Grund af den ringe Modstand, Metalmasser frembyde, er det endog sandsynligt, at disse Strømme kunne blive meget stærke. Nærmes f. Eks. en Magnets Nordpol til en Kobberplade, maa der ifølge Lenz's Lov i Pladen fremkomme elektriske Strømme, hvis Retning vil være en saadan, at de ville frastøde Magneten. Bevæger Polen sig parallel med Pladens Overflade, vil der ligeledes fremkomme Strømme, som ville søge at standse Polens Bevægelse; det er jo netop dette Forhold, Gambey iagttog.

Naar der ved Induktion opstaa Strømme i Metalmasser, maa disse blive opvarmede; for at Varmen skal blive kendelig, maa man da have meget stærke inducerende Kræfter. Denne Varmeudvikling har *Foucault* paavist ved at dreje en Kobberskive rundt mellem Polerne af en Elektromagnet. Man mærker da, naar Elektromagneten er magnetiseret, en betydelig Modstand imod Bevægelsen, og Pladen bliver snart saa varm, at man kan føle det. Da dette Forsøg slaaende viser, hvor stærke de paa denne Maade fremkomne Induktionsstrømme kunne blive, kalder man ofte de i Metalmasser inducerede Strømme Foucaults Strømme.

Ogsaa i en Elektromagnets Jærnkerne finder der Induktion Sted. Ledes Strømmen ind i dens Vindinger, saa induceres der Strømme i Jærnet, hvis Retning er modsat den inducerende Strøms Retning; de ville altsaa modvirke den magnetiserende Kraft og bevirke derved, at der medgaar længere Tid til Magnetiseringen.

Naar dernæst den magnetiserende Strøm afbrydes, fremkommer der i Jærnet elektriske Strømme, som ere ensrettede med den forsvindende Strøm; de ville virke til at forhindre Jærnet i at tabe Magnetismen. Gælder det derfor om at faa Jærnet til hurtigt enten at modtage eller miste Magnetisme, saa maa de inducerede Strømme undgaas saa vidt muligt. Dette kan opnaas ved at danne Magneten af Jærntraade, der helst maa isoleres fra hinanden. I Dynamomaskinerne spille disse Forhold en stor Rolle; det er her ikke saa meget Induktionsstrømmenes magnetiske Virkninger som deres Varmevirkninger, der ere til Ulempe; tillige spille her de økonomiske Hensyn en Hovedrolle, og de Foucaultske Strømme ville opsluge en Del Arbejdskraft til ingen Nytte. Man sammensætter derfor de Dele af Maskinen, i hvilke man kan befrygte denne Ulempe, af Jærntraade eller Jærnplader, som isoleres fra hverandre, og forhindrer derved de omtalte Strømme i at faa en større Udvikling.

TRANSFORMATORER. Som et Eksempel paa Beregningen af Induktionsstrømmes Styrke i et Tilfælde, i hvilket Forholdene let kunne overses, ville vi nærmere udvikle Teorien for Faradays første Induktionsforsøg. Vi saa, at han dertil anvendte en Jærnring, omviklet med to Traade; gennem den ene af dem, Hovedledningen AB, lededes Strømmen fra et galvanisk Batteri med elektromotorisk Kraft E. Derved fremkaldes en Induktionsstrøm i den anden Leder CD, Biledereren. Strømmen i Hovedlederen betegnes med i_1, Modstanden i denne Leder med r_1, og Antallet af Vindinger med n_1. For Biledereens Vedkommende betegne vi de samme Størrelser med i_2, r_2 og n_2. Under Indvirkning af Strømmene i_1 og i_2 opstaar der et Antal Kraftlinier N i Jærnringen. Kaldes Længden af Ringens Midterlinie L, dens Tværsnit S og dens Permeabilitet μ, have vi, som det er vist S. 420,

$$\tfrac{1}{10}4\pi n_1 i_1 + \tfrac{1}{10}4\pi n_2 i_2 = N \cdot \frac{L}{\mu S}.$$

Sættes for Kortheds Skyld

$$c = \frac{10L}{4\pi\mu S},$$

haves altsaa

$$n_1 i_1 + n_2 i_2 = cN.$$

Naar N varierer, induceres en elektromotorisk Kraft e_1 i Hovedlederen; den er

$$e_1 = -\frac{n_1}{10^8}\frac{dN}{dt}.$$

Samtidig hermed opstaar i Bilederen en elektromotorisk Kraft

$$e_2 = -\frac{n_2}{10^8}\frac{dN}{dt}.$$

Vi faa altsaa, ved at anvende Ohms Lov, at

$$E + e_1 = r_1 i_1, \quad e_2 = r_2 i_2.$$

Af disse Ligninger faas, at

$$n_1 r_2 E = c r_1 r_2 N + 10^{-8}(r_2 n_1^2 + r_1 n_2^2)\frac{dN}{dt}.$$

Vi skulle kun her betragte det simpleste Tilfælde. En Transformator vil give desto mere Strøm, jo tiere den inducerende Strøm sluttes og afbrydes. Derved undergaar Antallet af Kraftlinier hurtige Variationer; derved vil det Led, som indeholder dN/dt, kunne blive en meget stor Størrelse i Sammenligning med det, som indeholder N. Vi antage her, at dN/dt i den Grad har Overvægten, at Leddet, der indeholder N, kan betragtes som forsvindende. Vi have altsaa

$$n_1 r_2 E = 10^{-8}(r_2 n_1^2 + r_1 n_2^2)\frac{dN}{dt}.$$

Sættes

$$n_2^2 r_1 + n_1^2 r_2 = R,$$

faas heraf, at

$$e_1 = -\frac{n_1^2 r_2}{R}E, \quad e_2 = -\frac{n_1 n_2 r_2}{R}E, \quad E + e_1 = \frac{n_2^2 r_1}{R}E.$$

Heraf faas igen, at

$$i_1 = \frac{n_2^2}{R}E, \quad i_2 = -\frac{n_1 n_2}{R}E.$$

Vi antage nu, at Modstanden r_2 i Bilederen er mange Gange større end Modstanden r_1 i Hovedlederen; altsaa kan man sætte $R = n_1^2 r_2$. Man faar da, at

$$\frac{e_2}{E} = -\frac{n_2}{n_1} \text{ og } \frac{i_2}{i_1} = -\frac{n_1}{n_2}.$$

Vil man have en stærk elektromotorisk Kraft i Bilederen, saa maa der være mange flere Vindinger i den end i Hovedlederen. Samtidig vil Strømstyrken naturligvis formindskes i samme Forhold. Den inducerende Strøm bliver selvfølgelig svækket; vi se ogsaa, at

$$i_1 = \frac{n_2^2 E}{n_1^2 r_2} = \frac{n_2^2 r_1}{n_1^2 r_2} \frac{E}{r_1}.$$

Da vi have antaget, at $n_1^2 r_2$ er mange Gange større end $n_2^2 r_1$, giver dette virkelig en Svækkelse af Hovedstrømmen.

Transformatorer kunne bygges paa flere Maader; de bestaa dog altid af to elektriske Kredsløb og et eller flere magnetiske Kredsløb, der gribe ind i hinanden som to Led i en Kæde. Nogle af de almindeligste Former for Transformatorerne ere fremstillede i Fig. 170—172. I Fig. 170 er der en Jærnkerne M, bestaaende af Jærntraade; om den ere de to Vindingssystemer S_1 og S_2 viklede, Hoved- og Biledninger veksle med hinanden; en af dem er tænkt bortaget for at vise Kernen. Fig. 171 fremstiller en Transformator, i hvilken Vindingerne ligge inderst; de ere omgivne af en Skal af Jærntraad; kun det halve af denne Skal er tegnet. Endelig viser

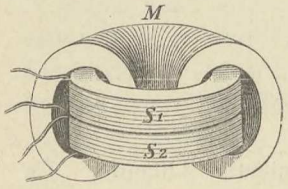


Fig. 171.

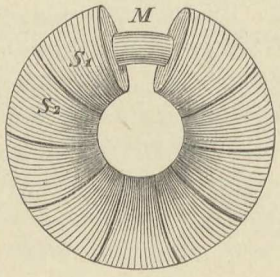


Fig. 170.

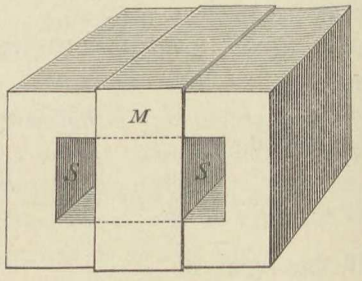


Fig. 172.

Fig. 172 de magnetiske Kredsløb i en Transformator, som er bygget af Jærnplader. Vindingerne gaa igennem de med S betegnede Aabninger.

Disse Apparater have faaet stor Anvendelse i Elektroteknikken.

Til Ledninger for stærke Strømme maa man anvende tykke Kobbertraade, der kunne blive meget kostbare. Har man nu saa-

danne Strømme, der hurtig skifte Retning, de saakaldte Vekselstrømme, kan man med Fordel indskyde en Transformator i Ledningen. Denne bygges da saaledes, at det ene af Vindingssystemerne, Hovedlederen, bestaar af tyk Traad, medens Bilederen dannes af en længere og meget tynd Traad, hvis Ender forbindes med Ledningstraadene. Man faar nu et nyt System af Vekselstrømme i Bilederen; de have en større elektromotorisk Kraft og en tilsvarende mindre Strømstyrke og kunne derfor føres gennem en tyndere Ledning uden at Energitabet paa Grund af Opvarmningen bliver betydeligt. For saa vidt det er nødvendigt, efter at Strømmen er kommen til sit Bestemmelsessted, igen at formindske Spændingen, kan dette opnaas ved atter at sætte en Transformator ind i Ledningen.

INDUKTIONSKOEFFICIENTER. Vi have set S. 428, at man kan fremkalde Induktion i en Leder ved Hjælp af en elektrisk Strøm, som enten forandrer Styrke eller Stilling. Det kommer her som altid i Virkeligheden an paa at frembringe en Variation i Antallet af Kraftlinier, som omsluttes af Lederen. Lad f. Eks. AB være en Leder, Hovedlederen, der gennemløbes af en Strøm med Styrke i_1, medens CD er Bilederen, i hvilken Induktionen finder Sted. Det Antal Kraftlinier, som omsluttes af CD, maa forholde sig ligefrem som Strømstyrken. Vi kunne derfor sætte

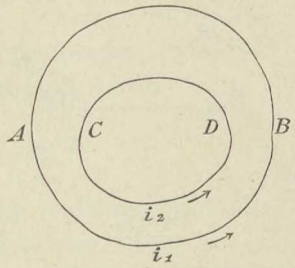


Fig. 173.

$$N = \tfrac{1}{10} M i_1.$$

Størrelsen M kaldes Induktionskoefficienten; den er lig det Antal Kraftlinier, som begrænses af Bilederen, naar der gennem Hovedlederen gaar en Strøm, hvis Styrke er 10 Ampère. Efter at Antallet af Kraftlinier er bestemt, kan den inducerede elektromotoriske Kraft e_2 findes ved Hjælp af det bekendte Udtryk

$$e_2 = -10^{-8} \frac{dN}{dt}.$$

Naar begge Lederes Stillinger antages uforanderlige, saa er M konstant; altsaa er

$$e_2 = -10^{-9} M \frac{di_1}{dt}.$$

Er der oprindelig ingen Strøm i Hovedlederen, og ledes en Strøm af Styrke i_1 ind i den, saa vil den hele Elektricitetsmængde, som gennemløber Bilederen, blive

$$q = \int i_2 dt = \frac{1}{r_2} \int e_2 dt = - \frac{10^{-9} M i_1}{r_2},$$

hvor r_2 er Modstanden i Bilederen.

For at faa kvantitative Resultater maa M findes ved Beregning eller Forsøg. Man ser, at

$$M = - \frac{q r_2}{i_1} 10^9.$$

Maales altsaa den frembragte Elektricitetsmængde q i Coulomb, Modstanden r_2 i Ohm og Strømstyrken i_1 i Ampère, saa er M dermed bestemt. Vi have allerede set, hvorledes disse Størrelser kunne maales, og have derved et Middel til Bestemmelse af M.

At finde M ved Beregning er derimod i Reglen vanskeligt. Her kunne vi derfor kun betragte enkelte meget simple Tilfælde. Lad AB og CD være to cirkulære Ledere, AB Hovedlederen, CD Bilederen. De antages begge at staa vinkelrette paa Centerlinien EF. Ere begge Radier R_1 og R_2 smaa i Forhold til deres Afstand $EF = a$, saa er det let at finde Induktionskoefficienten M. Vi tænke os, at AB gennemløbes af en Strøm af 10 Am. Den vil da, ifølge det S. 376 udviklede, virke som en magnetisk Plade med et Moment lig $\frac{1}{10}$ af Produktet af dens Areal og dens Strømstyrke; dette Moment er i nærværende Tilfælde lig πR_1^2. Den magnetiske Kraft, der udgaar fra en Magnet med Moment M, er i en stor Afstand a lig $2M/a^3$; altsaa bliver den magnetiske Kraft i Punktet F lig $2\pi R_1^2/a^3$. Antallet af Kraftlinier, som ved Strømmen 10 Am. i AB bringes til at gaa gennem det af CD omkredsede Areal πR_2^2, bliver altsaa

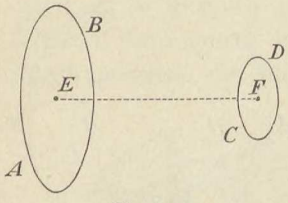


Fig. 174.

$$M = \frac{2\pi^2 R_1^2 R_2^2}{a^3}.$$

Af Udtrykkets Form ses, at Induktionskoefficienten vilde faa den samme Værdi, hvis CD gjordes til Hoved-, AB til Bileder.

Det samme gælder i Virkeligheden, hvilken Form og Stilling Lederne end have.

Danne Hoved- og Bilederen to koncentriske Cirkler, og er Bilederens Radius R_2 mange Gange mindre end Hovedlederens Radius R_1, kan den magnetiske Kraft i Bilederen anses for konstant. Den er efter Biot og Savarts Lov, naar Strømstyrken i Hovedlederen er 10 Am., lig

$$\frac{1}{10}\frac{2\pi R_1 \cdot 10}{R_1^2} = \frac{2\pi}{R_1}.$$

Man faar altsaa, at

$$M = \frac{2\pi^2 R_2^2}{R_1}.$$

Induktionskoefficienten for to konaksiale, cirkulære Ledere AB og CD (Fig. 175) med Radierne R_1 og R_2, hvis mindste Afstand er $BD = p$, er funden at være

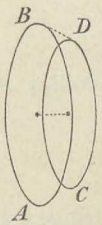


Fig. 175.

$$M = 4\pi R\,(\text{log. nat.}\frac{8R}{p} - 2),$$

naar $R = (R_1 + R_2)/2$. Dette er dog kun rigtigt, naar p er mange Gange mindre end R_1 og R_2.

Har man to cirkulære og konaksiale Traadruller, hvis Tykkelse er lille i Forhold til deres mindste Afstand, bliver

$$M = 4\pi R n_1 n_2 \left(\text{log. nat.}\frac{8R}{p} - 2\right),$$

idet p betegner den mindste Afstand mellem Rullernes Midtlinier. Denne Formel er dog endnu unøjagtigere end den forrige.

For at faa en Forestilling om Størrelsen af de Elektricitetsmængder, der kunne sættes i Bevægelse ved Induktion, kunne vi antage, at vi have to Traadruller, hver med 10 Vindinger; de ligge i samme Plan, deres Radier ere $R_1 = 9$ og $R_2 = 10$ cm.; p er altsaa 1 cm. I saa Fald er

$$M = 4\pi \cdot 9.5 \cdot 10 \cdot 10\,(\text{log. nat. } 76 - 2).$$

Sendes en Strøm af en Am. gennem den ene af disse Ruller, saa vil den anden gennemløbes af Elektricitetsmængden

$$q = -\frac{10^{-9} M}{r_2} = -\frac{10^{-5} \cdot 2.78}{r_2}.$$

Er r_2 lig 10 Ohm, bliver Elektricitetsmængden $2.78 \cdot 10^{-6}$ Coulomb.

Vi skulle nu betragte de Tilfælde, i hvilke Induktionsstrømmen fremkaldes ved, at enten Hoved- eller Bilederen eller ogsaa begge bevæges. Vi gaa ud fra det almindelige Udtryk for den inducerede elektromotoriske Kraft, nemlig

$$e_2 = -10^{-8}\frac{dN}{dt}.$$

Her er

$$N = \tfrac{1}{10} M i_1;$$

nu ere baade M og i_1 variable; saa snart nemlig Ledernes indbyrdes Stilling eller deres Form og Størrelse forandres, undergaar M tilsvarende Forandringer. Vi faa derfor

$$e_2 = -10^{-9}\frac{d \cdot Mi_1}{dt}.$$

Holdes den inducerende Strøm konstant, haves

$$e_2 = -\frac{i_1}{10^9}\frac{dM}{dt}.$$

Bringes Bilederen f. Eks. fra det fjerne, i hvilket Tilfælde Induktionskoefficienten er lig Nul, til en Stilling, i hvilken den er lig M, saa vil den inducerede Elektricitetsmængde blive

$$q = \frac{1}{r_2}\int e_2 dt = -\frac{10^{-9} Mi_1}{r_2}.$$

Det er netop den samme Elektricitetsmængde, som induceres, naar begge Ledere ere i Hvile, og en Strøm af Styrke i_1 sendes ind i Hovedlederen. Paa samme Maade vises, at den inducerede Elektricitetsmængde er den samme, enten Bilederen ligger stille, og Hovedstrømmen afbrydes, eller Bilederen fjernes, medens Hovedstrømmen holdes konstant.

I Stedet for at fjerne Bilederen, kan man ogsaa bringe den i en saadan Stilling, at Induktionskoefficienten er Nul; dette vil kunne bevirkes ved en Drejning alene.

GENSIDIG INDUKTION. Det ligger i Sagens Natur, at den inducerede Strøm maa virke tilbage paa den inducerende Leder og inducere en Strøm i denne; denne Reaktion kan være betydelig, da den inducerede Strøm i Reglen har en meget foranderlig Strømstyrke. For at se, hvor stor denne Virkning kan

blive, kunne vi antage, at der i Hovedlederen findes et galvanisk Batteri med elektromotorisk Kraft E; er Modstanden i samme Leder r_1, vil Strømstyrken i_1 blive lig E/r_1, naar vi se bort fra den omtalte inducerende Virkning, som udgaar fra Bilederen. Har Strømmen i denne en Intensitet i_2, saa vil den inducere en elektromotorisk Kraft e_1 i Hovedlederen, som bliver

$$e_1 = -10^{-8}\frac{dN_1}{dt},$$

naar N_1 er det Antal Kraftlinier, som i_2 driver igennem det af Hovedlederen omsluttede Areal. Men vi have udtrykt N_1 ved

$$N_1 = \tfrac{1}{10} M i_2;$$

altsaa bliver

$$E + e_1 = E - 10^{-9}\frac{d \cdot Mi_2}{dt} = r_1 i_1.$$

For Bilederen faas derimod

$$e_2 = -10^{-9}\frac{d \cdot Mi_1}{dt} = r_2 i_2.$$

Naar Ledernes indbyrdes Stilling ikke forandres, bliver M konstant. Ligningerne ere altsaa

$$E - 10^{-9} M\frac{di_2}{dt} = r_1 i_1, \quad -10^{-9} M\frac{di_1}{dt} = r_2 i_2.$$

Hvis man f. Eks. i et givet Øjeblik slutter Forbindelsen med Batteriet, saa er i dette Øjeblik, for hvilket vi sætte $t = 0$, baade i_1 og i_2 Nul. Der opstaar nu en Induktionsstrøm i Bilederen, som dog hurtig forsvinder igen; vi have altsaa for $t = \infty$, $i_2 = 0$. Den Energimængde, som i Bilederen omsættes i Varme, er (S. 408)

$$10^7 \int_0^\infty r_2 i_2^2 dt.$$

Denne Energi maa være taget fra Batteriet. At det virkelig forholder sig saaledes, ses ved at multiplicere de ovenstaaende Differentialligninger henholdsvis med i_1 og i_2 og addere. Derved faas, at

$$10^7 E i_1 - 10^{-2} M\frac{d \cdot i_1 i_2}{dt} = 10^7 (r_1 i_1^2 + r_2 i_2^2).$$

Multipliceres med dt og integreres fra 0 til ∞, faas

$$10^7 \int_0^\infty E i_1 dt = 10^7 \int_0^\infty (r_1 i_1^2 + r_2 i_2^2) dt;$$

naar det erindres, at i_2 er Nul baade for $t=0$ og for $t=\infty$, hvoraf følger, at $i_1 i_2$ ogsaa er Nul for de samme Værdier af t. Nu er venstre Side i Ligningen et Udtryk for den kemiske Energimængde, som i Batteriet omsættes til elektrisk Energi; den højre Side udtrykker Energimængden, som i begge Ledninger er omsat til Varme. Varmemængden, som udvikles i Bilederen, kan altsaa siges at være tagen fra Hovedlederen.

SELVINDUKTION. Vi have set, at en elektrisk Strøm kan inducere en elektromotorisk Kraft i en nærliggende Leder. Deraf følger, som *Faraday* har paavist, at de enkelte Vindinger i en Traadrulle ogsaa ville virke inducerende paa hverandre. Disse Induktionsvirkninger kaldes Selvinduktion. Lad A (Fig. 176) være et galvanisk Element, som sender en elektrisk Strøm gennem Traadrullen B; mellem C og D kan Ledningen efter Behag sluttes eller afbrydes. Lad der først være en Afbrydelse paa dette Sted; derpaa sluttes Ledningen. Der kommer da en elektrisk Strøm i Vindingerne 1, 2, 3,..; denne Strøms Styrke er voksende; derfor vil der fra Vinding 1 udgaa en inducerende Virkning, som fremkalder en elektromotorisk Kraft i Vindingerne 2, 3,...; paa samme Maade vil hver Vinding for sig virke. Alle de saaledes fremkaldte inducerende Kræfter gaa i modsat Retning af Elementets elektromotoriske Kraft; de ville altsaa bevirke, at Strømmen ikke straks kan naa den Styrke, som den efter Ohms Lov skulde have.

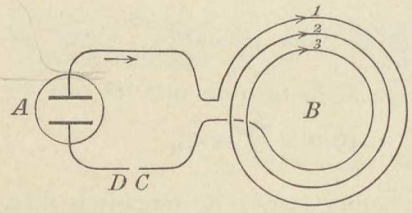


Fig. 176.

Naar Ledningen derimod afbrydes, svækkes Strømstyrken pludselig; idet den f. Eks. aftager i Vinding 1, vil derved induceres en elektromotorisk Kraft i hver af Vindingerne 2, 3,..; denne Kraft har samme Retning som Elementets elektromotoriske Kraft; det vil altsaa i en kort Tid se ud, som om Elementets Kraft var bleven forøget; derved vil den være i Stand til at frem-

kalde en Gnist imellem C og D; man kalder denne Strøm Ekstrastrømmen. Man siger ofte, at denne Strøm er stærkere end Hovedstrømmen; dette er dog urigtigt; Strømstyrken er aftagende; det er den elektromotoriske Kraft i Ledningen, der er bleven større. Indeholder Traadrullen en stor Mængde Vindinger, vil man føle et elektrisk Stød, naar Traadenderne C og D holdes i Hænderne, idet de skilles ad.

For at paavise Selvinduktionen, kan man efter *Edlund* benytte følgende Fremgangsmaade. Strømmen fra et galvanisk Element A (Fig. 177) deles i to Grene. Den ene gaar først gennem en Traadrulle B, derpaa gennem det ene Sæt Vindinger i et Differentialgalvanometer, hvorpaa den føres tilbage til Elementet. Den anden ledes gennem en lige Metaltraad C, som har samme elektriske Modstand som B; gaar derpaa gennem det andet Sæt Vindinger i Galvanometret og føres endelig tilbage til Elementet. Naar Strømmene have gaaet en kort Tid, vil Galvanometernaalen vise paa Nul; derimod vil der komme et Udslag, idet Ledningen ved D sluttes eller afbrydes. I første Tilfælde vil Strømmen gennem C have Overvægten, i sidste Tilfælde er det Strømmen gennem B, der er den stærkeste. At dette er en Følge af Selvinduktionen, er indlysende.

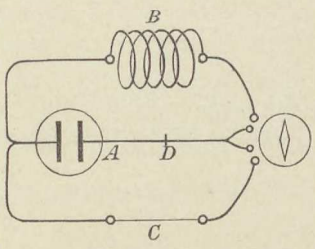


Fig. 177.

Vi skulle nu nærmere undersøge de Forhold, der bestemme Selvinduktionens Størrelse. Den elektromotoriske Kraft e_{12}, som opstaar i Vinding 2 under Paavirkning af Strømmen i Vinding 1, er, som vi have set i det foregaaende (S. 443) bestemt ved

$$e_{12} = -10^{-9} M_{12} \frac{di}{dt}.$$

Strømmen i Vinding 2 inducerer en lige saa stor elektromotorisk Kraft i Vinding 1. Paa samme Maade virke 2 og 3 paa hinanden, og saaledes gaar det med alle Vindingerne. Den hele inducerede elektromotoriske Kraft bliver altsaa

$$e = -10^{-9} \cdot 2 (M_{12} + M_{13} + M_{23} + ..) \frac{di}{dt}.$$

Størrelserne M_{12}, M_{13},... bestemmes paa samme Maade som Induktionskoefficienterne M, om hvilke der er talt i det foregaaende.

Idet nu L betegner Summen af alle Induktionskoefficienterne, haves altsaa, at

$$e = -10^{-9} L \frac{di}{dt}$$

L kaldes Selvinduktionskoefficienten. Den kan ogsaa defineres som Summen af Kraftlinierne, der omsluttes af alle Vindingerne, naar Strømstyrken er 10 Am.

Til Bestemmelse af Strømstyrken i i Ledningen haves altsaa, naar Elementets elektromotoriske Kraft er E, og Modstanden er r, at

$$E + e = E - 10^{-9} L \frac{di}{dt} = ri.$$

Er i_1 den Strømstyrke, som findes, naar Tilstanden er bleven stationær, altsaa $ri_1 = E$, saa vil man have

$$i = i_1(1 - e^{-kt}), \quad k = 10^9 \frac{r}{L};$$

Tiden regnes her fra det Øjeblik, da Ledningen sluttes. Man ser, at Strømmen, som det er en Selvfølge, begynder med at være Nul; den vokser desto langsommere, jo større Selvinduktionskoefficienten L er. Strømstyrkens Tilvækst pr. Sekund er

$$\frac{di}{dt} = 10^9 i_1 \frac{r}{L} e^{-kt};$$

i Begyndelsesøjeblikket, for hvilket $t = 0$, bliver den $10^9 i_1 r/L$; den er da omvendt proportional med L.

Man ser af Differentialligningen for Selvinduktionen, at

$$10^7 \int_0^t Eidt = 10^7 \int_0^t ri^2 dt + 10^{-2} \int_0^i Lidi = 10^7 \int_0^t ri^2 dt + 10^{-2} \tfrac{1}{2} Li^2.$$

Størrelsen paa venstre Side udtrykker den Energimængde, Elementet har afgivet til Ledningen i Tiden t. Den er, som man af højre Side ser, ikke alene anvendt til Varmeudvikling; en Del af den, nemlig $10^{-2} \frac{1}{2} Li^2$, findes i en særegen Form i Ledningen; den er anvendt til at sætte Elektriciteten i Bevægelse. Denne Størrelse kalder man Strømmens elektrokinetiske Energi. Det Arbejde, der medgaar til at sætte Elektriciteten i Bevægelse, forholder sig altsaa som Selvinduktionskoefficienten og som Strømstyrkens Kvadrat.

Denne Energiform har en vis Analogi med den levende Kraft i et bevæget Legeme. Det er denne Energi, der anvendes til at frembringe Ekstrastrømmen; i denne omdannes den elektrokinetiske Energi til Varme i Ledningen, foruden at den afgiver den til Gnistdannelsen nødvendige Energi.

Det er omtalt S. 372, hvorledes kortvarige Strømme maales; man kunde nu spørge, om Selvinduktionen har nogen Indflydelse paa den Elektricitetsmængde, som sættes i Bevægelse af en kortvarig elektromotorisk Kraft. Dette kan ikke være Tilfældet; den Svækkelse, Strømmen lider ved Selvinduktionen, naar den træder ind i en Traadrulle, ophæves ved, at Strømmen bliver ved at gaa, efter at den elektromotoriske Kraft har hørt op at virke. Dette kan ogsaa ses saaledes. Vi tænke os, at der i Tiden fra $t = 0$ til $t = \tau$ virker en elektromotorisk Kraft E i en Ledning. Man har da $i = 0$ for $t = 0$ og $i = 0$ for $t = \infty$. Differentialligningen for Selvinduktionen giver da $r\int idt = \int Edt$, naar Integrationen udstrækkes fra $t = 0$ til $t = \infty$.

Selvinduktionen er ofte til Ulæmpe ved Maalingerne, saaledes ved Modstandsmaalinger. Derfor vikler man i Rheostaten (S. 394) Traaden paa en saadan Maade, at Selvinduktionen bliver saa lille som muligt. Dette opnaas, som Fig. 145 viser, ved at vikle de to Halvdele af Lederen i modsatte Retninger. Denne Bevikling kaldes bifilar.

SELVINDUKTIONSKOEFFICIENTEN. For at faa en Forestilling om Størrelsen af den Indvirkning, Selvinduktionen har paa Strømstyrken, ville vi betragte Forholdene lidt nøjere, saaledes som de forekomme, naar Traadrullen har Form af en Cirkelring med rektangulært Tværsnit. Lad Tværsnittets Sidelinier være a og b, Middelværdien af Vindingernes Radier R; a og b antages at være meget smaa i Sammenligning med R. Er Antallet af Vindinger lig n, saa er, efter Beregninger af *Maxwell* og *Stefan*, Ringens Selvinduktionskoefficient

$$L = 4\pi R n^2 \left(\text{log. nat.} \frac{8R}{\sqrt{a^2 + b^2}} - y\right).$$

Efter Stefan har man til Bestemmelse af y, som kun afhænger af Forholdet mellem a og b, følgende Tabel:

$\frac{a}{b}$	y	$\frac{a}{b}$	y	$\frac{a}{b}$	y
0.0	0.500	0.4	0.765	0.8	0.842
0.1	0.592	0.5	0.796	0.9	0.847
0.2	0.665	0.6	0.818	1.0	0.848
0.3	0.722	0.7	0.833		

Det bemærkes, at Ombytning af a og b ingen Indflydelse har paa Værdien af y. Om den længste Side i Rektanglet er parallel med Rullens Plan eller vinkelret paa dens Plan, er altsaa ligegyldigt.

Nu ville vi antage, at Rullen indeholder 64 Vindinger af overspunden Kobbertraad; den nøgne Traads Diameter antages at være 1 mm.; lad endvidere Tværsnittet af Vindingerne være et Kvadrat, Sidelinien 1 cm. Radius R antages at være 10 cm. Vi faa da, at

$$L = 4\pi \cdot 10 \cdot 64^2 \cdot \left(\text{log. nat.} \frac{8 \cdot 10}{\sqrt{2}} - 0.848\right) = 1640000.$$

Den hele Traadlængde er $2\pi nR = 2\pi . 64 . 10 = 4020$ cm. eller omtrent 40 Meter. Efter Tabellen S. 403 er Modstanden i Traaden altsaa $r = 0.8$ Ohm. Vi fandt ovenfor, at Strømstyrken i til Tiden t efter Strømmens Begyndelse var

$$i = i_1(1 - e^{-kt}), \quad k = 10^9 \frac{r}{L}.$$

Nu er $k = 488$; man finder heraf, at $i = \frac{1}{2} i_1$ efter Forløbet af $^1/_{700}$ Sekund. Selvinduktionens Indflydelse paa Slutningsstrømmen er altsaa yderst kortvarig.

Strømmens elektrokinetiske Energi er, som vi have set, lig

$$10^{-2} \tfrac{1}{2} Li^2;$$

i nærværende Tilfælde bliver den $8200 i^2$; lig det Arbejde, der udfordres for at løfte 8 Gram i^2 Centimeter; altsaa en ganske forsvindende Energimængde. Det bemærkes, at vi i ovenstaaende Beregning have antaget, at Modstanden i Elementet og i Traadene, der forbinde det med Rullen, er forsvindende i Sammenligning med Modstanden i Rullen.

Det ses heraf, at Selvinduktionen kun har en ringe, i Reglen ganske umærkelig Indflydelse paa Strømmen, naar man anvender Traadruller uden Jærnkerne. Indeholde de imidlertid en Jærnkerne, stiller Sagen sig helt anderledes; dens Indflydelse er da

meget stor. Da Selvinduktionskoefficienten er Summen af det Antal Kraftlinier, som hver af Vindingerne for sig omslutter, naar de gennemløbes af en Strøm af 10 Ampère, bliver den for en Traadrulle, der omgiver en Jærnkerne,

$$L = nN_1,$$

naar n er Antallet af Vindinger, medens N_1 er Antallet af Kraftlinier, som en Strøm af 10 Ampère frembringer.

Nu have vi, idet μ betegner Permeabiliteten, S Jærnkernens Tværsnit, og l dens Længde, at

$$4\pi n = N_1 \frac{l}{\mu S},$$

altsaa er

$$L = \frac{4\pi n^2 \mu S}{l}.$$

Denne Beregning af L forudsætter dog, at Permeabiliteten er konstant, hvilket langtfra er Tilfældet, samt at Jærnkernen danner en Ring.

For at give et Eksempel paa en Traadrulle med Jærnkerne, der har en stor Selvinduktionskoefficient, tage vi H. C. Ørsteds store Elektromagnet. Naar Polerne forbindes med et Anker, er dens Længde $l = 230$ cm.; dens Tværsnitsareal S er 60 cm.^{2}. Antallet af Vindinger n er 6816; de ere dannede af en 2 mm. tyk Kobbertraad, hvis hele Modstand er 15 Ohm. Antages, at μ er 50, bliver $L = 7.6 \cdot 10^9$. Er Strømstyrken 1 Am., bliver dens elektrokinetiske Energi $10^{-2} \frac{1}{2} L = 3.8 \cdot 10^7$. Til at fremkalde en Strøm af 1 Am. medgaar der altsaa under disse Forhold det samme Arbejde, som til at løfte 0.4 Kilogram 1 Meter.

VEKSELSTRØMME. I. Vi have set, at Strømstyrken i i en Leder med kendelig Selvinduktion bestemmes ved Ligningen

$$E - 10^{-9} L \frac{di}{dt} = ri.$$

Vi ville nu nærmere betragte et praktisk vigtigt Tilfælde, i hvilket Selvinduktionen spiller en vigtig Rolle. Det forekommer hver Gang, den elektromotoriske Kraft undergaar hurtige Forandringer; i saa Fald vil ogsaa Strømstyrken variere hurtigt, hvilket bevirker, at Selvinduktionen, der afhænger af di/dt, bliver stor. Det er

saaledes omtalt S. 434, at man, ved at lade en Traadrulle dreje sig rundt om en Diameter, ved Jordmagnetismens Indvirkning frembringer en variabel elektromotorisk Kraft, som er proportional med $\cos \omega t$, hvor ω er Vinkelhastigheden. Lignende Forhold forekomme i det store ved de saakaldte Vekselstrømsmaskiner, som senere ville blive omtalte. Vi skulle nu gaa ud fra, at den elektromotoriske Kraft er udtrykt ved $E_0 \cos \omega t$; den varierer altsaa fra $+E_0$ til $-E_0$ Volt. Vi have da, at

$$E_0 \cos \omega t - 10^{-9} L \frac{di}{dt} = ri.$$

Vi sætte for Simpelheds Skyld $l = 10^{-9} L$. Er $l = 1$, siges Selvinduktionskoefficienten at være en *Henry*. Man kan da tilfredsstille Ligningen ved at antage, at

$$i = A \cos \omega t + B \sin \omega t.$$

Konstanterne A og B findes at være:

$$A = \frac{E_0 r}{r^2 + l^2 \omega^2}, \quad B = \frac{E_0 l \omega}{r^2 + l^2 \omega^2}.$$

Man kan nu ogsaa sætte

$$i = \frac{E_0}{\sqrt{r^2 + l^2 \omega^2}} \cos (\omega t - \varphi) = \frac{E_0}{r} \cos \varphi \cos (\omega t - \varphi),$$

idet

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{l \omega}{r}.$$

Den fysiske Betydning heraf er følgende. Uden Selvinduktion vilde man have haft Strømstyrken $i_0 = E_0 \cos \omega t / r$. Selvinduktionens Virkning er nu for det første den, at Strømstyrke og elektromotorisk Kraft ikke følges ad; medens den elektromotoriske Kraft har en Maksimumsværdi, naar $t = 0$, har Strømstyrken den først, naar $\omega t - \varphi = 0$, altsaa naar t er lig φ / ω; jo større Selvinduktionen er, desto mere bliver Strømmen forsinket. Man siger, at der har fundet en Faseforandring Sted. Se vi nu imidlertid bort herfra, have vi, at Strømstyrken i er formindsket; det ser ud, som om man, i Stedet for den virkelige Modstand r, havde en større Modstand

$$r' = \sqrt{r^2 + l^2 \omega^2};$$

altsaa er

$$r' = \frac{r}{\cos\varphi}.$$

For at se, hvor meget dette har at betyde, ville vi tænke os, at den elektromotoriske Kraft er frembragt ved, at den ovenfor omtalte Induktionsrulle drejes 100 Gange rundt i Sekundet. Vinkelhastigheden ω er da $2\pi \cdot 100$. Man har her, at

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{l\omega}{r} = 10^{-9}\frac{L\omega}{r} = 10^{-9}\frac{1640000 \cdot 2\pi \cdot 100}{0.8} = 1.29.$$

Man faar heraf, at $\varphi = 52^0\,13'$, hvilket giver $r' = 0.8/\cos 52^0\,13' = 1.3$; den fra Selvinduktionen hidrørende Modstand er altsaa 0.5 Ohm.

Strømstyrkens Maksimum kommer bagefter den elektromotoriske Krafts Maksimum; Forsinkelsen er

$$t = \frac{\varphi}{\omega} = \frac{52.22}{360 \cdot 100} = 0.00145$$

Sekunder. Da Omdrejningstiden er $^1/_{100}$ Sekund, kan man altsaa sige, at Forsinkelsen er 0.145 eller $^1/_7$ af Omdrejningstiden. Den virkelige Strømstyrke i forholder sig til Strømstyrken efter Ohms Lov som $\cos\varphi$ til 1; den er altsaa $0.613\,E_0 \cos\omega t/r$.

Til yderligere Belysning af disse Forhold tjener hosstaaende Fig. 178, som svarer til $r = 1$. Kurven EE viser Strømstyrken, beregnet efter Ohms Lov; den er altsaa her lig den virkende elektromotoriske Kraft. Kurven ii viser den virkelige Strømstyrke, saaledes som den bliver under Paavirkning af Selvinduktionen; man ser, at den baade er formindsket og forsinket i Forhold til den elektromotoriske Kraft. Deraf følger, at dens Retning til visse Tider er det modsatte af, hvad den efter Ohms Lov skulde være; saaledes er den mellem a og b positiv, skønt den efter Loven skulde være negativ; at dette kan ske, ligger i, at Strømmen til Tiden a besidder en vis elektrokinetisk Energi, som forbruges til at vedligeholde den i den til ab svarende Tid. Denne Energi anvendes dels til Opvarmning af Lederen,

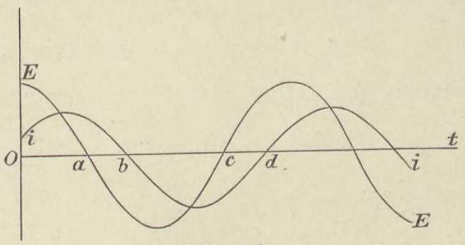


Fig. 178.

dels til at overvinde den modsat rettede elektromotoriske Kraft. Lignende Forhold indtræde imellem c og d.

Hvad her er udviklet, viser tydeligt, at Ohms Lov ingenlunde alene bestemmer Sammenhængen mellem Strømstyrke og elektromotorisk Kraft; for hurtigt vekslende Strømme kan den endogsaa helt træde i Baggrunden; der optræder da en ny Modstand, hidrørende fra Selvinduktionen, som kan blive den overvejende.

I nærværende Tilfælde bestemmes Strømstyrken væsentlig ved r', som er Hypotenuse i en Trekant, hvis Kateter ere r og $l\omega$. Varmeudviklingen bestemmes derimod ved Joules Lov af r og i.

VEKSELSTRØMME. II. Lad MN være en Kondensator, hvis Belægninger ere forbundne med to Punkter A og B, som have en variabel Spændingsforskel $E = E_0 \cos \omega t$. Kaldes Spændingen i A og B V_1 og V_2, i M og N derimod v_1 og v_2 og Modstandene i AM og BN henholdsvis r_1 og r_2 og er Strømstyrken i, haves

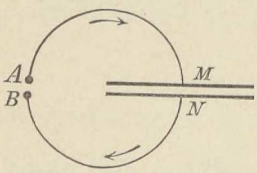


Fig. 179.

$$V_1 - v_1 = r_1 i,$$
$$v_2 - V_2 = r_2 i,$$

hvoraf

$$E - (v_1 - v_2) = ri,$$

idet $r = r_1 + r_2$. Har M Ladningen Q, saa er Ladningen paa N lig $-Q$. Er C Kondensatorens Kapacitet, haves endelig

$$Q = C(v_1 - v_2).$$

I Tiden dt modtager M Ladningen $idt = dQ$. Man faar heraf

$$\frac{d(v_1 - v_2)}{dt} = C^{-1}\frac{dQ}{dt} = C^{-1}i.$$

Altsaa bliver

$$\frac{dE}{dt} - C^{-1}i = r\frac{di}{dt}$$

Sættes nu her

$$i = A\cos\omega t + B\sin\omega t,$$

faas

$$A = \frac{rE_0}{r^2 + (C\omega)^{-2}},\quad B = -\frac{(C\omega)^{-1}E_0}{r^2 + (C\omega)^{-2}}.$$

Sættes

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{1}{C\omega r},$$

faas

$$i = \frac{E_0}{\sqrt{r^2 + (C\omega)^{-2}}} \cos(\omega t + \psi).$$

Det ses heraf, at en Vekselstrøm kan gaa gennem en Kondensator. Strømstyrken bliver desto større, jo større dennes Kapacitet C er og jo kortere Svingningstiden er. Tillige ser man, at Strømstyrken og den elektromotoriske Kraft ikke samtidig blive Maksimum; den førstes Maksimum kommer før den sidstes. E er saaledes Maksimum for $t = 0$, medens i er Maksimum for $t = -\frac{\psi}{\omega}$.

Heraf kan man benytte sig for at faa en Vekselstrøm skilt fra en konstant Strøm. Er der f. Eks. mellem A og B en elektromotorisk Kraft, der kan udtrykkes ved $P + Q\cos\omega t$, hvor P og Q ere konstante, og er A og B forbundne ved en Ledning C med stor Selvinduktion og ved en Ledning DD, hvori er indsat en Kondensator E, saa vil der gaa en praktisk talt konstant Strøm gennem C, medens der vil gaa en Vekselstrøm gennem DD.

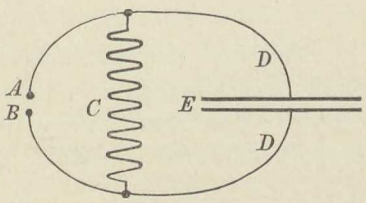


Fig. 180.

INDUKTION VED VEKSELSTRØM. Lad S_1 og S_2 være to Traadruller, som ere saa nær hinanden, at de kunne inducere Strømme i hinanden. I S_1 virker en elektromotorisk Kraft $E = E_0 \cdot \sin\omega t$. Vi ville da med de sædvanlige Betegnelser have

$$E - 10^{-9} L_1 \frac{di_1}{dt} - 10^{-9} M \frac{di_2}{dt} = r_1 i_1,$$

$$- 10^{-9} M \frac{di_1}{dt} - 10^{-9} L_2 \frac{di_2}{dt} = r_2 i_2.$$

Den fuldstændige Løsning af disse Ligninger er temmelig sammensat; vi nøjes med at betragte det Tilfælde, i hvilket r_1 er saa stor, at vi i den første Ligning kunne se bort fra de Led, der indeholde L_1 og M. Sættes $m = 10^{-9} M$ og $l_2 = 10^{-9} L_2$, haves, da

$$E_0 \sin\omega t = r_1 i_1$$

$$- m \frac{di_1}{dt} - l_2 \frac{di_2}{dt} = r_2 i_2.$$

Vi have da at løse Ligningen

$$-\frac{E_0 \omega m}{r_1} \cos \omega t - l_2 \frac{di_2}{dt} = r_2 i_2.$$

Denne Ligning er allerede behandlet S. 454, den giver

$$i_2 = \div \frac{E_0 \omega m}{r_1 r_2} \cos \varphi \cos (\omega t - \varphi),$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{l_2 \omega}{r_2}.$$

Altsaa er ogsaa

$$i_2 = -\frac{E_0 \omega m}{r_1 \sqrt{r_2^2 + l_2^2 \omega^2}} \cos (\omega t - \varphi).$$

Vi kunne dernæst danne os en Forestilling om den mekaniske Kraft, med hvilken den inducerende Strøm virker paa den inducerede. Den Kraft, hvormed de tiltrække hinanden, maa være proportional med Produktet $i_1 i_2$; vi søge altsaa Middelværdien af denne Størrelse; den er, naar $T = \frac{2\pi}{\omega}$ er Svingningstiden, lig

$$\frac{1}{T} \int_0^T i_1 i_2 dt = -\frac{E_0^2 \omega m}{2 r_1^2 \sqrt{r_2^2 + l_2^2 \omega^2}} \sin \varphi.$$

Indsættes Værdien for $\sin \varphi$, faas

$$-\frac{E_0^2 \omega^2 m l_2}{2 r_1^2 (r_2^2 + l_2^2 \omega^2)}.$$

Man ser heraf, at de to Strømledere ville frastøde hinanden; Kraften vokser med Svingningstallet; for $\omega = \infty$ bliver den $-E_0^2 m / 2 r_1^2 l_2$. Den har et Maksimum for $r_2 = l_2 \omega$.

Denne Frastødning kan blive meget stærk; man paaviser den ved at sende en Vekselstrøm gennem en Elektromagnet; dens Poler ville da frastøde en Metalplade, som holdes tæt hen til een af dem.

AABNINGSGNISTEN. Under Omtalen af Selvinduktionen er det bemærket, at der i Reglen viser sig en elektrisk Gnist, naar man afbryder en Ledning, især naar der i Strømkredsen er indskudt en Traadrulle. Naar denne Traadrulle indeholder en Jærnkerne, altsaa naar den danner en Elektromagnet, er Gnisten

meget kraftig. Den hidrører fra Strømmens elektrokinetiske Energi og vokser med denne. Saaledes benyttes i Reglen til Magnetisering af Ørsteds Elektromagnet en Strøm af 6 Am.; Vindingernes Selvinduktionskoefficient fandtes at være $7.6 \cdot 10^9$; Strømmens elektrokinetiske Energi er altsaa $10^{-2} \frac{1}{2} \cdot 7.6 \cdot 10^9 \cdot 6^2 = 1.37 \cdot 10^9$. Denne betydelige Energi er det, som i Ekstrastrømmen anvendes dels til Opvarmning af Vindingerne, dels til Gnistdannelse.

I mange Induktionsapparater, navnlig i Ruhmkorffs Apparat, og i Dynamomaskiner med ensrettede Strømme, maa man hyppigt slutte og afbryde Ledningen; derved dannes Gnister, som dels foranledige et Energitab, dels beskadige de Flader, mellem hvilke de dannes. Det har derfor stor Interesse at undersøge, om det er muligt at undgaa eller i det mindste indskrænke denne Gnistdannelse. Dette kan i Hovedsagen tænkes bevirket paa to Maader.

Vi kunne antage, at C og D (Fig. 176) ere forbundne ved en Leder, som vi ville kalde E. Naar den har en kendelig Modstand, vil der kun gaa en forsvindende ringe Strøm igennem den; den vil altsaa ikke have nogen Indflydelse, saa længe Strømstyrken er konstant. Afbrydes derimod Ledningen mellem C og D, vil Strømmen gaa gennem E; for alligevel at faa Strømmen i Rullen til, praktisk talt, at forsvinde, maa Modstanden R i E gøres mange Gange større end Modstanden r i den øvrige Del af Ledningen. Har Lederen E kun en forsvindende Selvinduktionskoefficient, vil man kunne sætte Strømmen i hele Ledningen i det Øjeblik, der følger umiddelbart efter Afbrydelsen, lig Strømmen i_0, der fandtes lige før Afbrydelsen. Spændingsforskellen mellem Enderne af E, altsaa mellem C og D, bliver da Ri_0, der er lige saa mange Gange større end Elementets elektromotoriske Kraft ri_0, som R er større end r. Kræves der altsaa ingen fuldstændig Ophæven af Strømmen, vil man kun faa en svag Spændingsforskel mellem C og D i Aabningsøjeblikket. Hovedsagen er derfor, at Ledningen E vikles saaledes, at dens Selvinduktionskoefficient bliver saa lille som muligt.

Bedre er det, naar Forholdene tillade det, at forbinde C og D (Fig. 176) med Belægningerne i en Kondensator, bestaaende af Stanniolplader, som adskilles ved Papir, der har været dyppet i smeltet Parafin; naar nu Ledningen afbrydes mellem C og D, vil Ekstrastrømmen lade Kondensatoren, indtil Spændingsforskellen i den er bleven lig den inducerede elektromotoriske Kraft i Traadrullen B. Derefter vil Kondensatoren udlade sig gennem B og A;

Strømmen har da skiftet Retning. Naar B indeholder en Jærnkerne, vil den derved blive hurtigere afmagnetiseret, end det vilde være sket uden Kondensatorens Hjælp.

INDUKTIONSAPPARATER. Anvendes galvaniske Elementer som Strømkilde, faas i Reglen Strømme med ringe Spænding, medens Strømstyrken kan blive meget stor; deri adskille de sig tilsyneladende meget fra Elektrisermaskinen, der kan frembringe en meget høj Spænding, medens den kun kan give en svag Strøm. I Virkeligheden kan man dog ogsaa erholde en høj Spænding ved Anvendelse af galvaniske Elementer, men deres Antal maa da være meget stort; man ser saaledes af Tabellen S. 322, at der udfordres et Batteri, bestaaende af omtrent 2300 Bunsenske Elementer, for at give en Gnist 1 mm. lang. Nærmer man Poltraadene fra et saadant Batteri til hinanden, faas altsaa en Gnist, naar deres Afstand er bleven 1 mm.; er Gnisten først dannet, kunne Traadene dog fjernes til en meget større Afstand, uden at Gnisten ophører; dette ligger i, at Rummet mellem Traadenderne nu er blevet ledende. Langt simplere er det dog, som Faraday viste, at forøge Spændingen ved Induktionen. Vi have i det foregaaende set Eksempler derpaa, saaledes ved Anvendelse af Selvinduktionen og navnlig ved Transformatorerne. Disse sidste egne sig dog ikke til at tilvejebringe Spændinger af 100000 Volt eller lignende. For at opnaa saa store Spændinger, maa Hovedstrømmen skifte Retning i en overmaade kort Tid; men dette er endnu ikke alt; det er nødvendigt, at Jærnkernen ommagnetiseres lige saa hurtigt; dette lader sig paa Grund af Hysteresen ikke opnaa, naar man benytter Jærnringe. Tager man derimod en Jærnstang, vil der ved Magnetiseringen dannes fri Magnetisme ved Stangens Ender; saasnart den magnetiserende Strøm ophører, vil den fri Magnetisme afmagnetisere Jærnet og derved gøre Induktionsstrømmen intensivere.

Tilsigter man derfor at tilvejebringe en høj Spænding, indrettes Induktionsapparatet derfor paa følgende Maade. Man tager Jærntraade, som bedækkes med et isolerende Lag ved at dyppes ned i smeltet Asfalt eller lignende. Af dem dannes nu et Bundt, der omvikles med Hovedlederen, en 1—2 mm. tyk overspunden Kobbertraad. Udenom den vikles igen Bilederen, som kan være meget tynd, 0.1 mm. i Diameter. Dens Vindinger isoleres omhyggeligt, og man agter paa, at vikle den saaledes op, at der ikke kan fremkomme nogen stor Spændingsforskel mellem Vin-

dinger, der ligge tæt ved hinanden. Hovedlederen forbindes med en Strømafbryder, der hurtigt slutter og aabner Ledningen. Dette sker avtomatisk ved at anvende *Neefs* Hammer. De Flader, mellem hvilke Afbrydelsen sker, ere da af Platin. Bedre er det at bruge *Foucaults* Interruptor, som bestaar af en Messingfjeder *A*, hvis Svingningstid kan forøges eller formindskes ved at hæve eller sænke Kuglen *B*. I fast Forbindelse med Fjedren staar saavel Jærnstykket *C* som Staalstangen *D*. *C* er Anker for en Elektromagnet *E*; *D* dyppes ned i en Glasskaal *F*, der indeholder lidt Kvægsølv, som er i ledende Forbindelse med Støtten *G*. Paa Kvægsølvet hældes et Lag af Vinaand. Strømløbet antydes ved Pile. Sættes Fjedren i Svingninger, vil Ledningen afbrydes og sluttes i *F*; Magneten taber og vinder igen sin Magnetisme, saaledes at Fjedren holdes svingende. Man forbinder Fjedren *A* og Støtten *G* med en Kondensator; derved formindskes Gnisterne ved Kvægsølvets Overflade, samtidig med at Jærnkernen, som det er forklaret i det foregaaende Stykke, hurtigt afmagnetiseres.

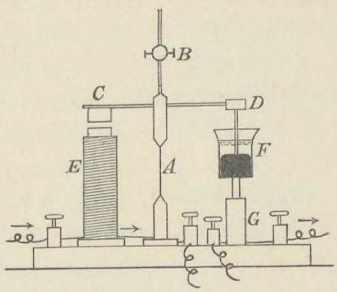


Fig. 181.

Forbindes Bilederens Poler med en Metaltraad, vil denne blive gennemløben af elektriske Strømme. Der kommer en Induktionsstrøm, saavel naar Hovedledningen sluttes, som naar den afbrydes. Vi kalde dem Slutnings- og Aabningsstrømmen. Maales de Elektricitetsmængder, de sende gennem Ledningen, finder man dem lige store, hvilket jo ogsaa er nødvendigt, da det Antal Kraftlinier, der opstaa, naar den inducerende Strøm sluttes, er lig det, der forsvinder, naar den aabnes. Afbrydes derimod Forbindelsen mellem Bilederens Poler, vil der, naar Afstanden ikke er for stor, dannes Gnister saavel af Slutnings- som af Aabningsstrømmen. I Reglen er dog den første af disse Gnister langt kortere end den anden; ved de store Ruhmkorffske Apparater, i hvilke Bilederens Længde er 14 Mil eller mere, er Slutningsgnisten kun et Par Millimeter lang, medens Aabningsgnisten kan blive 20—30 cm. Aarsagen hertil er, at Jærnkernen magnetiseres forholdsvis langsomt, medens den afmagnetiseres hurtigt. Ved at benytte sig heraf, kan man lade Leidnerflasker ved Hjælp af Ruhmkorffs Apparat. Lad *A* (Fig. 182) være Induktionsapparatet, *B* og *C* Bi-

lederens Poler, *EF* Leidnerflasken. Fra *B* føres en Ledning *BF* til Flaskens ydre Belægning, medens Kuglen *D*, der staar i en passende Afstand fra *C*, forbindes med den indre Belægning. Slutningsgnisten kan ikke springe over fra *C* til *D*, medens Aabningsgnisten slaar over og lader Flasken. Dens Spænding kan naturligvis ikke overstige den Værdi, ved hvilken Flasken kan udlade sig ved en Gnist fra *D* til *C*.

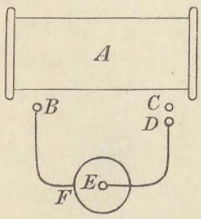


Fig. 182.

I Stedet for at benytte en konstant Elektricitetskilde og afbryde Strømmen med en Interruptor, kan man anvende Vekselstrømme. Interruptoren og Kondensatoren falde da bort. Har man, som i *Teslas* Forsøg, Vekselstrømme, der skifte Retning 100000 Gange i Sekundet, ville Biledernes Poler opnaa et meget stort Potential og ville udlade sig til Luften, idet der synes at udgaa Flammer fra dem. Man behøver da ingen Jærnkerne for at opnaa kraftige Virkninger. Benyttes alligevel en saadan, vil den opvarmes meget stærkt; Tesla iagttog saaledes en Opvarmning til 100° C. i et Sekund. Da Jærnets Permeabilitet vokser ved Opvarmning og har sit Maksimum ved 720° C., vil man muligvis kunne benytte dette til at forøge Virkningen af Jærnet.

MAGNETOELEKTRISKE MASKINER. Induktionens praktiske Betydning beror i Hovedsagen paa, at man er i Stand til at frembringe elektriske Strømme ved Anvendelse af Magneter og Traadvindinger. Man kan derved omsætte mekanisk Arbejde til elektrisk Energi, og denne Fremgangsmaade har saa store Fortrin for Anvendelsen af kemisk Energi, at den i Løbet af de sidste 10 Aar har faaet en forbavsende stor Udbredelse. Vi skulle kortelig omtale Udviklingsgangen. Kort efter Induktionens Opdagelse ved Faraday konstrueredes magnetoelektriske Induktionsmaskiner, som dannedes af to Traadruller med Jærnkerne. De befæstedes til en Jærnplade og anbragtes saaledes, at de kom til at ligge over for Polerne af en Staalmagnet. Man kunde nu inducere Strømme i dem enten ved at fjerne og nærme Magneten til Rullerne, eller ogsaa ved at dreje Magneten rundt, saaledes at samme Pol afvekslende gik forbi den ene eller den anden af Rullerne. Man kunde ogsaa lade Magneten staa fast og dreje Rullerne, eller som man kortere kan sige, dreje Ankeret rundt. Strømmen i Rullerne skifter Retning, idet de passere forbi en Magnetpol; for saa vidt man

vilde have en ensrettet Strøm, maatte der da anbringes en Strømvender paa Aksen, om hvilken Ankeret drejedes.

For at gøre disse Apparater anvendelige i Industrien, nødsagedes man til at forøge Strømstyrken; dette skete ved at tage en Jærnring, paa hvis Omkreds Traadrullerne anbragtes i et tilstrækkeligt stort Antal. Havde man $2n$ Traadruller, saa maatte man have lige saa mange Magnetpoler; derfor stilledes n Staalmagneter i en Kreds; man fik derved $2n$ Magnetpoler; gik man rundt i Kredsen, skiftede Nordpol med Sydpol. Paa denne Maade blev det muligt at tilvejebringe saa stærke Strømme, som det var fornødent.

Med Hensyn til disse Apparaters Benyttelse maa der skelnes mellem to Tilfælde. Gælder det om at frembringe elektrisk Lys, er der intet i Vejen for at anvende Vekselstrømme; det er endog i visse Henseender, navnlig med Hensyn til Kulpolernes Forbrænding, som foregaar hurtigere ved den positive end ved den negative Pol, heldigt at anvende Vekselstrømme. Derfor anvendtes disse Apparater ogsaa tidligt til Belysning, navnlig i Fyrtaarne. Som oftest vil man dog foretrække ensrettede Strømme, navnlig naar man vil benytte dem i Galvanoplastikken; ogsaa til Overføring af Bevægkraft ere ensrettede Strømme at foretrække. Det samme gælder i Telegrafien og ved flere lignende Anvendelser. I saa Fald maa Maskinen altsaa forsynes med en Kommutator.

I den her beskrevne Form havde de magnetoelektriske Maskiner dog kun faaet ringe Udbredelse. Dette laa fornemmelig i, at de, for at give stærke Strømme, maatte gøres meget store og derfor bleve kostbare. Staalmagneternes Magnetisme er nemlig forholdsvis ringe og taber sig tildels under Brugen. Ved nu at erstatte dem med Elektromagneter, opnaaede man lige saa store Virkninger som tidligere ved Hjælp af meget mindre og billigere Maskiner. Denne Forbedring af Konstruktionen blev foreslaaet fra flere Sider; en af de første Maskiner af denne Slags, i hvilken Elektromagneten gennemløbes af Strømmen, som den selv frembringer, og som gav gode Resultater, blev konstrueret af *Wilde* 1873.

Naar man vil benytte Elektromagneter, eller, som de ofte kaldes, Feltmagneter, maa man have ensrettede Strømme. Det var under disse Omstændigheder naturligt, at man kom til særlig at lægge sig efter Maskiner, der gave saadanne Strømme. Allerede 1864 havde *Pacinotti* opfundet en saadan, der i væsentlige Hen-

seender adskilte sig fra de tidligere Konstruktioner. Han anvendte en Ring af Jærn, hvis Omkreds deltes i 16 lige store Dele. Disse bleve hver for sig omviklede med overspunden Kobbertraad; de 32 Traadender førte ned til 16 Metalskinner, der vare isolerede indbyrdes. Disse Skinner sade paa den Akse, som bar Ringen. Drejes Ringen rundt mellem Polerne af en Magnet, induceres Strømme i Vindingerne; disse opsamles af to Metalkoste, der berøre Skinnerne. Denne Maskine var dog nærmest bestemt til at fungere som elektromagnetisk Maskine; sendes der en Strøm ind i den gennem Kostene, vil Ringen rotere. 1870 foreslog *Gramme* en Konstruktion, der i alt væsentligt var identisk med Pacinottis Maskine. De efter dette Princip konstruerede Maskiner have faaet en overordentlig stor Betydning.

1856 konstruerede *Werner Siemens* en magnetoelektrisk Maskine af en ejendommelig Form; den blev senere (1871) modificeret af *Hefner Alteneck* og har i denne nye Form faaet udbredt Anvendelse. Ankeret i denne Maskine er en Cylinder, dannet af flade Jærnringe, der isoleres fra hverandre og holdes sammen med isolerede Jærnbolte. Fig. 183 viser dette Anker, set fra Enden. Traaden vikles omkring det som Garn paa et Nøgle; i Reglen vikles der 16 Traade omkring det. De 32 Traadender føres hen til en Kommutator af samme Form som den, der anvendes ved Grammes Ring. Ordnes Ledningerne paa den rigtige Maade, giver Maskinen ensrettede Strømme. *Edison* har bygget meget store Maskiner efter dette Princip; han benyttede ogsaa et cylindrisk Anker, hvis krumme Overflade var bedækket af svære Kobberstænger, hvis Ender forbandtes med Kommutatoren.

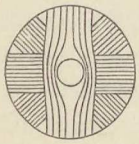


Fig. 183.

GRAMMES MASKINE. En Grammes Maskine er fremstillet i Fig. 184. *ABCDEFGH* er en Jærnring, dannet af Jærntraad eller af ringformige Jærnplader, som ere isolerede fra hverandre. Den er omviklet med en Kobbertraad, som løber tilbage i sig selv. Paa Aksen er der anbragt isolerede Kobberskinner, som ere forbundne med Vindingerne. Kostene *K* og *L* opfange Strømmen. Denne frembringes af en Elektromagnet, hvis Poler ere betegnede med *N* og *S*. Kraftlinierne udgaa fra Nordpolen og dele sig i to Afdelinger; den ene gaar gennem Ringens øverste Del, den anden gennem dens nederste Del. Drejes Ringen rundt i

Retning *ABCD*, saa vil en Vinding ved *A*, idet den nærmer sig til *S*, omfatte et aftagende Antal Kraftlinier; der vil da induceres en Strøm i den, som vil søge at forøge Antallet af Kraftlinier, hvorfor Strømmen faar den ved Pilen angivne Retning. Paa lignende Maade findes Strømretningen i de andre Dele af Ringen. Den inducerede elektromotoriske Kraft bliver størst ved *C* og *G*, mindst ved *A* og *E*. Strømmene løbe fra begge Sider hen imod *A* og *E*; er der ingen Afledning, vil der heller ingen Strøm være i Vindingerne. Metalkostene *K* og *L* ville føre den videre gennem Ledningen. En Del af den frembragte Strøm kan nu benyttes til at magnetisere Feltmagneten *SN*.

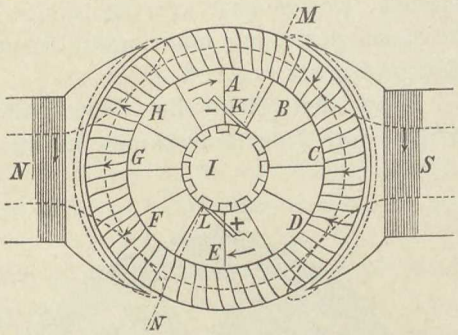


Fig. 184.

Da Kostene maa staa ud for de Vindinger, i hvilke den elektromotoriske Kraft er Nul, maatte det ventes, at de skulle stilles i Ækvatorialplanet *AE*. Dette viser sig dog ikke at være Tilfældet. Aarsagen dertil er, at Ankerstrømmen selv ogsaa magnetiserer Jærnet i Ankeret; derved fremkaldes et nyt System af Kraftlinier i Jærnet. Idet disse Linier virke med eller mod de fra Feltmagneterne hidrørende Kraftlinier, bliver Resultatet, at det største Antal ensrettede Kraftlinier findes i de Punkter, i hvilke Ringen skæres af Planet *MN*; man kalder det det neutrale Plan; det danner en desto større Vinkel med Ækvatorialplanet, jo stærkere den inducerede Strøm er. Da Strømmens Styrke i Reglen vokser med Omdrejningshastigheden, ligger det neutrale Plan altsaa ikke fast, Kostene maa derfor kunne flyttes. Om de indtage den rigtige Stilling eller ikke, er let at se. Naar de nemlig under Bevægelsen glide fra en Skinne over paa den næste, kommer der ellers Gnister; det er Aabningsgnisten, som er omtalt ovenfor. Den naar vel ikke her saa stor en Udvikling, som det, naar Hensyn tages til den afbrudte Strøms Styrke, kunde ventes; dette ligger i, at Strømmen ikke noget Øjeblik helt afbrydes, da der jo er Ledning gennem den eller de Vindinger *V*, der ligge mellem den Skinne, som Kosten slipper, og den Skinne, som den gaar over paa. Vi have altsaa her i selve Maskinkonstruktionen et af de

omtalte forebyggende Midler mod Gnistdannelse. At der alligevel kan komme en Gnist, ligger i, at der i de omtalte, med *V* benævnte Vindinger, er en stor Selvinduktion, eftersom de jo indeholde en Jærnkerne. Jo færre Vindinger der er imellem to Skinner, desto bedre er det. Derfor skal man helst have mange Skinner paa Aksen. I Virkeligheden er det heldigst at stille Kostene saaledes, at der i Vindingerne *V* virker en elektromotorisk Kraft, som kan fremkalde en Strøm lig den, der træder ind i dem i det Øjeblik, Kosten gaar over fra Skinne til Skinne. For fuldstændigt at opnaa dette, har man undertiden anbragt Polerne af en mindre Elektromagnet tæt ved *M* og *N*.

Paa den elektriske Centralstation i Kjøbenhavn benyttes meget store Dynamomaskiner, konstruerede af *Siemens & Halske*. Ankeret *AA* (Fig. 185) er omviklet med 600 Vindinger af meget tyk Kobbertraad. Paa den udadvendte Side bestaa disse af blanke Kobberskinner, omtrent en Tomme tykke, regnet i Radiens Retning. Modstanden i hver af Vindingerne er 0.000099 Ohm. Imod Ringens indadvendte Flade vende Polerne af 6 Elektromagneter *nsns* . ., hvis Jærnkerner ere forbundne ved en meget massiv Jærnring *BB*. Ud for Mellemrummene mellem Elektromagneterne ere Kostene CDC_1... anbragte. Med den i Figuren antydede Retning af Rotation og Bevikling, vil Kostene *C* danne den negative, Kostene *D* den positive Pol. Kostene bæres af en Ring, der kan drejes frem og tilbage, for at bringe Gnistdannelsen til at ophøre. De positive Koste forbindes med hverandre, de negative ligeledes; den opnaaede Spændingsforskel mellem dem er 120 Volt, Strømmen er 1510 Am. Ankeret har samme Akse som Dampmaskinens Svinghjul; det drejes ca. 2 Gange rundt i Sekundet. Da Maskinen giver $120 \cdot 1510 = 181200$ Volt-Ampère

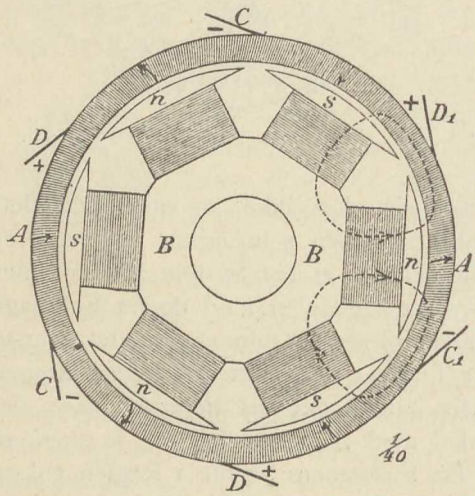


Fig. 185.

eller Watt pr. Sekund, forbruger den 181200/736 = 246 Hestes Kraft.

Vi skulle nu undersøge Maskinens magnetiske Forhold og ville da først bestemme Antallet N af Kraftlinier i Ankeret. I det Øjeblik en Vinding befinder sig ved D_1, omslutter den N opadgaaende Kraftlinier; naar den er kommen til C_1, omslutter den N nedadgaaende Kraftlinier. Vi have nu for den inducerede elektromotoriske Kraft, at

$$e = -10^{-8}\frac{dN}{dt}.$$

Her er dN altsaa $-2N$; dt er Tiden, som Vindingen bruger til at gaa fra D_1 til C_1, nemlig $\frac{1}{12}$ Sekund; vi faa $e = 10^{-8}2N/\frac{1}{12}$; e er her den elektromotoriske Krafts Middelværdi for den betragtede Vinding. Nu er der ialt 600/6 eller 100 Vindinger imellem D_1 og C_1; altsaa er hele Spændingsforskellen mellem D_1 og C_1 lig $100e = 24 \cdot 10^{-6}N$. Det er nu givet, at denne Spændingsforskel er 120 Volt; altsaa er $120 = 24 \cdot 10^{-6}N$, hvoraf følger, at N er 5 Millioner. Jærnkernen i Ankeret har et rektangulært Tværsnit; i Radiens Retning er Sidelinien 12 cm., i Aksens Retning 41 cm. Tværsnitsarealet er altsaa 492 cm^2. Antallet af Kraftlinier gennem en Kvadratcentimeter er altsaa $5 \cdot 10^6/492$ eller omtrent 10000, som altsaa er Størrelsen af den magnetiske Induktion i Jærnet. I Virkeligheden er den større, da Jærnkernen ikke er kompakt. Sammenlignes dette med Tabellen S. 416, ser man, at Jærnet langtfra er mættet. Disse Kraftlinier komme, som i Figuren er antydet, ind i Ankeret fra Feltmagneterne *nsns*.. Deres Tværsnit er kvadratisk, Sidelinien er 41 cm. Da Ankeret fra hver Feltmagnet modtager 10 Millioner Kraftlinier, og en Del af dens Kraftlinier gaar fra Pol til Pol gennem Luften, maa Kraftliniernes Antal i hver Feltmagnet være over 10 Millioner. Da dens Tværsnit er 1681 cm^2, vil der altsaa i dens Kerne findes en magnetisk Induktion af over $10^7/1681$ eller omtrent 6000. En saa intensiv Magnetisering kan Jærnet, hvoraf Feltmagneterne ere dannede, dog, som Tabellen S. 416 viser, meget godt modtage. Den magnetiserende Strøm erholdes ved at forbinde Feltmagneternes Traadvindinger med Maskinens Poler og indskyde en saadan Modstand, at Feltmagneterne faa den rigtige Styrke. I den her beskrevne Maskine er Modstanden i alle Feltmagneternes Traadruller 4.5 Ohm. I Ledningen til Polerne indskydes en Modstand af ca. 1 Ohm; man faar

da en magnetiserende Strøm af $120/5.5 = 22$ Am. Antallet af Vindinger paa hver Feltmagnet er 570.

Det er nu let at se, hvilke Betragtninger der i Hovedsagen maa være ledende ved Konstruktionen af en Dynamomaskine. Lad det være givet, at den med n Omdrejninger i Sekundet skal give en Spænding E og en Strømstyrke i. Kaldes Ringens Tværsnit S, Antallet af Koste k og Vindingernes Antal m, saa er der paa hver Afdeling m/k Vindinger. Enhver af disse bruger til at bevæges fra Kost til Kost en Tid af $1/nk$ Sekund; den elektromotoriske Krafts Middelværdi er altsaa $e = 10^{-8} 2Nnk$. Altsaa er den hele elektromotoriske Kraft

$$E = 10^{-8} \cdot 2Nnkm/k = 10^{-8} \cdot 2Nmn.$$

Gaar man ud fra, at den magnetiske Induktion B ikke maa overstige en vis Værdi, f. Eks. 10000, haves tillige, at $SB = N$; altsaa er

$$E = 10^{-8} \cdot 2SBmn.$$

Her er S og m ubestemte. Ved Valget af m vil nu Strømstyrken komme i Betragtning; jo større den skal være, desto tykkere maa Traaden tages, desto færre Vindinger bliver der, og desto flere Koste maa der anvendes. Kostene i Forbindelse med N bestemme igen Antal, Dimensioner og Bevikling af Feltmagneterne.

FORDELING OG REGULERING. Den elektriske Strøm anvendes i det store paa to væsentlig forskellige Maader. Naar f. Eks. flere elektriske Lamper skulle brænde samtidigt, kan man forbinde dem enten i Række eller parallelt. I første Tilfælde gaar samme Strøm gennem alle Lamperne; kræver en Lampe en Strøm i, og er dens Modstand r, saa er Spændingsforskellen ved dens Poler $ri = p$. Har man nu n saadanne Lamper, som skulle lyse samtidigt, bliver Modstanden nr, Strømstyrken i, altsaa udfordres der en Elektricitetskilde med Spændingsforskel $E = nri = np$ og Strømstyrke i. Energiforbruget pr. Sekund er altsaa $10^7 npi = 10^7 nri^2$ eller nri^2 Watt. Hertil kommer endnu Energiforbruget og Spændingstabet i Ledningerne. Ved den anden Forbindelsesmaade udgaar der fra Dynamomaskinens Poler B og D (Fig. 186) to Ledninger BC og DE, som i Virkeligheden ligge ved Siden af hinanden. Poltraadene fra Lamperne

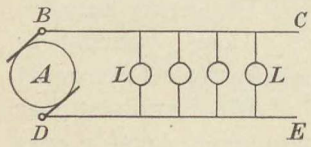


Fig. 186.

sættes nu i ledende Forbindelse med begge Ledninger. Med samme Betegnelser som ovenfor maa Spændingsforskellen mellem Ledningerne *BC* og *DE* være *ri*; Strømstyrken ved Maskinens Poler maa være *ni*. Den aftager naturligvis henad Ledningen. Medens vi i forrige Tilfælde overalt havde samme Strøm *i*, have vi her en langt større Strøm; altsaa maa ogsaa Ledningerne gøres mange Gange sværere. Naar dette System alligevel er det mest anvendte, ligger det i, at den ene Forbruger er uafhængig af den anden; naar blot Spændingsforskellen vedligeholdes, er det uden Betydning, hvor mange eller hvor faa Lamper der ere tændte.

For at spare Ledning anvendes ofte, saaledes ogsaa i Kjøbenhavn, Treledersystemet. Dertil udfordres to Dynamoer *A* og *B*; fra dem udgaa tre Ledninger *CD*, *EF* og *GH*; *EF* kaldes Nulledningen, *CD* er den positive, *GH* den negative Ledning. Man indretter det nu saavidt muligt saaledes, at der kommer lige saa mange Lamper imellem *CD* og *EF* som mellem *EF* og *GH*. I Nulledningen vil der da kun gaa en meget svag Strøm; denne Ledning kan gøres tyndere. Er det hele Antal Lamper $2n$, saa er Strømmen i *CD* og *GH* kun ni, altsaa ikke større end ved det foregaaende Ledersystem, skønt Lampernes Antal er fordoblet. Man kan altsaa nøjes med tyndere Ledere for det samme Antal Lamper.

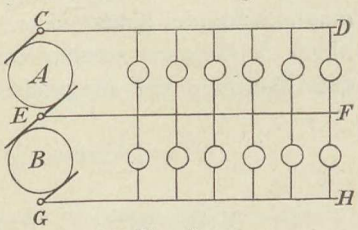


Fig. 187.

Med de to sidste Fordelingsmaader kommer det an paa at holde Maskinens Polspænding konstant, medens Strømstyrken varierer efter Forbrugets Størrelse. I store Anlæg, hvor flere Dynamoer anvendes, sættes flere eller færre af dem i Virksomhed efter Forbruget; har man alligevel Overskud af Strøm, benyttes den til Ladning af Akkumulatorer; bliver Strømmen for svag, tages Akkumulatorerne til Hjælp. Mindre Variationer i Spændingen ophæves ved at ind- eller udskyde Modstande.

FRØLICHS TEORI. Ved de foregaaende Beregninger over den elektromotoriske Kraft i en Dynamomaskine gik vi ud fra, at Antallet *N* af Kraftlinier i Ringen var givet; dermed vil ogsaa den elektromotoriske Kraft være bestemt, naar Vindingernes Antal og Omdrejningshastigheden ere givne. Vi skulle nu se, hvorledes det gaar, naar Dynamomaskinens Hastighed, og dermed

saavel Strømstyrken som Magnetismen, varierer. Lad A være Grammes Ring, M Beviklingen paa Feltmagneterne og BCD den ydre Ledning. Den elektromotoriske Kraft E forholder sig, som vi have set, som Produktet af Kraftliniernes Antal N, Vindingernes Antal m og Antallet n af Omdrejningerne i Sekundet, altsaa som Nmn. Er Antallet af Vindinger paa Feltmagneterne m' og Strømstyrken i, bliver den magnetiserende Kraft afhængig af $m'i$. *Frølich* antager, at Kraftliniernes Antal faas ved at sætte

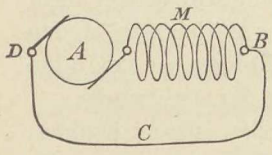


Fig. 188.

$$N = N_1 \frac{m'i}{a + m'i}.$$

At dette i Hovedsagen stemmer med, hvad vi have set i det foregaaende, vil forstaas ved Sammenligning med Fig. 156. Frølichs Formel giver, at N for smaa Værdier af m' og i vokser proportionalt med deres Produkt, altsaa med den magnetiserende Kraft. For meget store magnetiserende Kræfter bliver N derimod næsten konstant, lig N_1, hvilket svarer til Jærnets Mætning med Magnetisme. Nu sættes

$$E = CNmn = CN_1 \frac{m'i}{a + m'i} mn = kn \frac{m_f i}{1 + m_f i}.$$

Ere Modstandene i Ankeret, Feltmagneterne og den ydre Ledning henholdsvis lig r_a, r_f og R, have vi da, at

$$E = i(r_a + r_f + R) = kn \frac{m_f i}{1 + m_f i}. \qquad (a)$$

Man faar altsaa, idet $r_a + r_f = r$, at

$$i = \frac{kn}{r + R} - \frac{1}{m_f}. \qquad (b)$$

Sættes

$$\frac{kn_0}{r + R} = \frac{1}{m_f}$$

faas, at

$$i = \frac{k(n - n_0)}{r + R}.$$

Strømstyrken forholder sig altsaa ikke ligefrem som Omdrejningshastigheden. Med et Antal Omdrejninger lig eller mindre end n_0 faas ingen Strøm; det er de saakaldte »døde Ture«.

Herved maa det erindres, at en Dynamomaskine, i hvilken der oprindelig hverken er Strøm eller Magnetisme, ikke kan frembringe nogen Strøm. I Virkeligheden er der nu altid Magnetisme i Jærnet, og der vil altid fremkomme en Strøm, naar Maskinen sættes i Gang. Dertil er der imidlertid ikke taget Hensyn i det foregaaende; Udtrykket for E giver $E=0$ for $i=0$. Ved ovenstaaende Beregning er den stationære Tilstand bestemt, som kan indtræde for et givet Antal af Omdrejninger.

I Praksis kommer det væsentlig an paa Størrelsen af Spændingsforskellen P mellem Maskinens Poler B og D; man kalder den Polspændingen. Da $P=Ri$, haves, at

$$P=\frac{Rkn}{r+R}-\frac{R}{m_f};$$

naar r, som det i Reglen er Tilfældet, er meget lille i Forhold til R, bliver

$$P=kn-\frac{R}{m_f};$$

Polspændingen aftager altsaa, naar R vokser. Nyttevirkningen bliver

$$\frac{Pi}{Ei}=\frac{R}{r+R}.$$

Modstanden r i Maskinen selv bør derfor være saa lille som muligt.

De vigtigste Størrelser for en given Dynamomaskine ere Strømstyrke og Spændingsforskel. Sammenhængen mellem disse Størrelser, naar Omdrejningshastigheden er given, kan fremstilles grafisk ved at vælge Strømstyrken til Abscisse, Spændingsforskellen til Ordinat. Derved fremkommer en Kurve, som *Deprez* har kaldt Karakteristikken. Man skelner mellem den indre og den ydre Karakteristik. Tages Maskinens elektromotoriske Kraft E til Ordinat, faas den indre Karakteristik; er det Polspændingen P, der er Ordinat, fremkommer den ydre Karakteristik. Ligning (a), der angiver Sammenhængen mellem E og i, er altsaa Ligning for den første af disse Kurver; Ligningen for den anden faas af (b), idet $P=Ri$ og $j=1/m_f$, at være

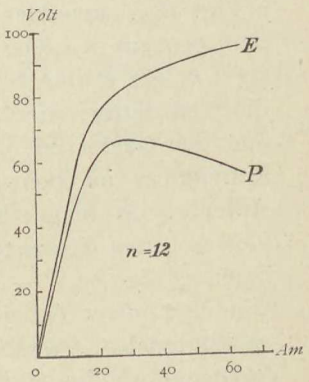


Fig. 189.

$$P = \frac{kni}{i+j} - ri. \qquad (c)$$

Kurverne E og P (Fig. 189) fremstille virkelig maalte Karakteristikker for en og samme Maskine.

JÆVNSTRØMSMOTORER. Det har allerede tidligt været paatænkt at anvende den elektriske Strøm som Bevægkraft; saaledes konstruerede *Jacobi* 1838 en saakaldet magnetoelektrisk Maskine, som skulde benyttes til at drive en Baad frem. Den elektriske Strøm erholdt han fra et galvanisk Batteri. Det er let at se, at denne Bevægkraft var overmaade kostbar, og den har derfor kun kunnet anvendes med Fordel under særegne Forhold. Anderledes stiller Sagen sig nu, da vi kunne fremstille elektrisk Strøm ad mekanisk Vej. Ledes en elektrisk Strøm ind i Grammes Ring (Fig. 184), saaledes at Vindingerne gennemløbes i den ved Pilene antydede Retning, vil Ringens øverste Del blive sydmagnetisk, dens nederste Del nordmagnetisk; under Indvirkning af Feltmagneterne vil Ringen altsaa dreje sig i Retningen *AHG*.. Man mærke sig, at Kostene her maa forstilles i modsat Retning af Bevægelsen.

For at finde Størrelsen af det Arbejde, som udføres af en elektrisk Strøm i et Sekund, kunne vi gaa frem paa følgende Maade. Vi tænke os, at Siemens Dynamo, som er fremstillet i Fig. 185, anvendes som Motor. Strømmen i, som ledes ind i den gennem Kostene *CCC* og ud gennem Kostene *DDD*, deler sig i 6 lige stærke Strømme, hver altsaa lig $\frac{1}{6}i$. En enkelt Vinding omslutter, idet Strømmen træder ind i den, N Kraftlinier; idet den træder ud, omslutter den igen N Kraftlinier, men deres Retning er nu den modsatte. Men vi have set S. 383, at det Arbejde, de magnetiske Kræfter udføre, naar en sluttet Leder med konstant Strømstyrke i først omslutter N og derefter N' Kraftlinier, er lig $\frac{1}{10}(N'-N)i$. Anvendes dette paa den her betragtede Vinding, bliver Arbejdet $\frac{1}{10} \cdot 2N \cdot \frac{1}{6}i$; da dette Arbejde udføres i en Sjettedel af Omløbstiden, altsaa i $1/6n$ Sekund, bliver Arbejdet for denne Vinding i et Sekund $\frac{1}{10}2Nni$. Er der nu i alt m Vindinger paa Ringen, bliver Arbejdet, som udføres af Strømmen i et Sekund,

$$A = \tfrac{1}{10}2Nmni.$$

Man kan ogsaa angive Momentet M af den Kraft, der virker til at dreje Motoren. Kaldes Kraften K, og er dens Arm lig l, saa er det Arbejde, der udføres af K i et Sekund, lig $K \cdot 2\pi ln = 2\pi nM$; vi se altsaa, at

$$M = \tfrac{1}{10} \frac{2Nmi}{2\pi}$$

er det søgte Moment. Man ser, at det er uafhængigt af Omdrejningshastigheden, hvilket jo ogsaa er en Selvfølge, da det er bestemt ved Vekselvirkningen mellem Magnetpolerne og Strømmene. Vi ville imidlertid faa at se, at i i Almindelighed aftager, naar n vokser; derfor vil i Praksis ogsaa M aftage, naar n vokser.

Det samme Resultat kunne vi ogsaa komme til ad anden Vej. Vi antage, at Strømmen fra et galvanisk Batteri med elektromotorisk Kraft E ledes ind i en Motor. Den vil da begynde at gaa rundt; derved fremkaldes der i Motoren en elektromotorisk Kraft e, som vi have fundet udtrykt ved

$$e = 10^{-8} 2Nmn.$$

Eftersom Motorens Hastighed vokser, vokser ogsaa e; er den samlede Modstand R, haves

$$E - e = E - 10^{-8} 2Nmn = Ri.$$

Altsaa er ogsaa

$$10^7 ei = \tfrac{1}{10} 2Nmni = 10^7 Ei - 10^7 Ri^2.$$

Første Led paa højre Side angiver den hele i et Sekund af Batteriet udviklede elektriske Energi; andet Led angiver Energimængden, som i Ledningen omsættes til Varme; Differensen er altsaa lig den Energimængde, som medgaar til at holde Motoren i Gang, og som denne altsaa igen vil afgive. Sætte vi denne Størrelse lig A, haves

$$A = 10^7 (Ei - Ri^2).$$

Den største Værdi, som A kan antage, er bestemt ved $dA/di = 0$, som giver $E = 2Ri$; da $e = E - Ri$, bliver $e = \frac{1}{2}E$. Vi faa altsaa det størst mulige Arbejdsudbytte af Batteriet, naar det af Motoren frembragte Arbejde er ækvivalent med den i Ledningen udviklede Varme. Nyttevirkningen bliver $ei/Ei = \frac{1}{2}$.

Frembringes den elektriske Strøm derimod af en Dynamo-

maskine, der drejes et Antal Gange n_0 rundt i Sekundet, have vi med de sædvanlige Betegnelser

$$10^{-8} \cdot 2N_0 m_0 n_0 - 10^{-8} \cdot 2Nmn = Ri.$$

Har Motoren intet Arbejde at udføre, vil n vokse, indtil Strømstyrken i bliver Nul; Nyttevirkningen er da 1, men Arbejdet er Nul. Ere begge Maskiner ganske ens byggede, bliver $m_0 = m$; da der er samme Strøm i dem begge, er ogsaa $N_0 = N$; Nyttevirkningen er da n/n_0. Det maa ved den virkelige Beregning af det overførte Arbejde erindres, at N er en Funktion af Strømstyrken i.

Om ogsaa Strømretningen i Motoren forandres til den modsatte, bliver dog Omdrejningsretningen den samme, eftersom alle Magnetpoler samtidig forandres til de modsatte. Lader man derimod Strømretningen i Feltmagneterne uforandret, medens den skifter om i Ankeret, gaar Motoren den modsatte Vej.

Elektromotorer anvendes ofte for at transportere Arbejde fra et Sted til et andet; for større Afstande ville dog de nødvendige kostbare Ledninger snart sætte en Grænse for Anvendelsen. Derimod have de fundet udbredt Anvendelse ved Sporveje og Jærnbaner. Tænke vi os en Sporvogn forsynet med en Motor, der modtager en elektrisk Strøm fra en faststaaende Dynamomaskine, saa vil Momentet M, der driver Vognen frem, være desto større, jo større i er, altsaa størst, naar Vognen staar stille, thi da er n i ovenstaaende Formel lig Nul. Kommer Vognen i Fart, saa aftager med det samme i, M altsaa ogsaa; naar Farten har naaet en vis Grænse, vil Strømmen blive Nul; overstiges den, bliver Strømstyrken negativ, Maskinen bremser altsaa af sig selv. Disse Omstændigheder bevirke, at Kraften inden for visse Grænser regulerer sig selv, og gøre den derfor særlig anvendelig til Bevægkraft for Vogne.

VEKSELSTRØMSMASKINER. Navnlig ved Belysningsanlæg benyttes ofte Vekselstrømsmaskiner; de ere i Reglen noget simplere at bygge end de sædvanlige Dynamomaskiner, navnlig undgaar man Gnistdannelsen ved Kostene. Der er dog ogsaa betydelige Ulemper ved dem. Det er farligt at berøre Lederen for en Vekselstrøm, da den stærke og variable Spænding kan virke dræbende; endvidere maa Feltmagneterne magnetiseres ved en ensrettet Strøm, som vel kan tages fra Maskinen selv, idet man

forsyner Aflederen fra nogle af dens Vindinger med en Strømvender, men som dog hyppigst frembringes ved en Jævnstrømsdynamo. At magnetisere Feltmagneterne med Vekselstrømmen selv, gaar ikke an paa Grund af den stærke Opvarmning, som vilde fremkomme, navnlig hidrørende fra Hysteresen.

Man har givet disse Maskiner mangfoldige Former; vi kunne i Hovedsagen henføre dem til to Klasser, eftersom Strømmen induceres i adskilte Traadruller med eller uden Jærnkerne, eller i Vindinger, lagte omkring en Ring af Jærn.

Den første nævnte Slags Maskiner have en Række Elektromagneter $N_1S_1N_2..$ (Fig. 190), hvis Jærnkerner kunne være stillede som Frembringerne i en cirkulær Cylinder. Forbi disses Poler bevæges Traadrullerne $R_1R_2R_3...$, der ere saaledes forbundne, at den inducerede elektromotoriske Kraft overalt kommer til at virke i samme Retning i Traaden. I Forlængelsen af Elektromagneterne $N_1S_1N_2..$ findes i Reglen et tilsvarende Sæt Elektromagneter, saaledes at Rullerne $R_1R_2R_3..$ passere imellem modsatte Magnetpoler. Jærnkernerne i Elektromagneterne fæstes til Jærnplader eller Jærnringe. Som oftest er der ogsaa en Jærnkerne i hver af Rullerne $R_1R_2R_3...$; dette giver dog Anledning til betydelig Formindskelse i Nyttevirkning paa Grund af Foucaultske Strømme og Hysterese; man udelader derfor undertiden disse Jærnmasser; Rullerne gøres da meget korte for at kunne bringe Elektromagneternes modsatte Poler saa tæt op til hinanden som muligt. I Stedet for som ovenfor at stille Rullerne og Elektromagneterne saaledes, at deres Akser komme til at ligge paa en Cylinderflade, kan man stille dem som Radier i en Cirkel; det ene Sæt af Magneter kan da udelades, idet f. Eks. alle Jærnkernerne for Traadrullerne $R_1R_2R_3...$ fæstes til en central Jærnmasse, der sidder paa Omdrejningsaksen.

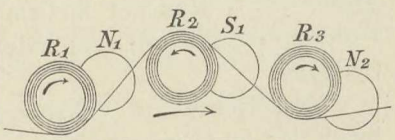


Fig. 190.

I den anden Klasse af Vekselstrømsmaskiner er Lederen for den inducerede Strøm viklet omkring en Jærnring, saaledes som Fig. 191 viser. Ogsaa denne Slags Maskiner kan bygges saavel i Cylinder- som i Skiveform; Figuren viser en Del af en Maskine af sidstnævnte Slags.

Ved de foregaaende Maskiner maatte man have en stor Mængde Elektromagneter, hver forsynet med sine Traadvindinger;

til at magnetisere dem behøves en forholdsvis stor Strømstyrke og Traadlængde. I de senere Aar har man derfor gjort Brug af en særegen Form af Elektromagneter (Fig. 192). Den bestaar af en Traadrulle, viklet om en Jærncylinder *A*, som ender i to Jærnplader *BB*. Disse ere ved Randen forsynede med en Slags Tænder *CC*, der enten, som i Figuren, vende mod hverandre eller ogsaa ere stillede saaledes, at en Tand paa den ene Plade griber ind i Rummet mellem to Tænder paa den anden Plade; i sidste Tilfælde vil man udenfra set have afvekslende Nord- og Sydpoler.

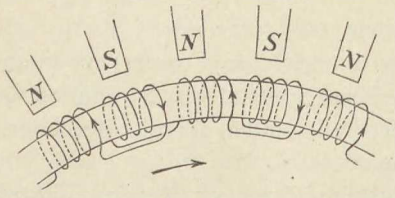


Fig. 191

Med Hensyn til Vekselstrømsmaskinernes Teori henvises til, hvad der foran er udviklet om Vekselstrømme i Almindelighed. Den inducerede Strøms Styrke bliver meget svagere end man skulde vente efter Ohms Lov, da Selvinduktionen, der her er meget stærk, gør, at Modstanden, som Strømmen har at overvinde, bliver meget stor. Dette har dog i og for sig ingen Indflydelse paa Nyttevirkningen.

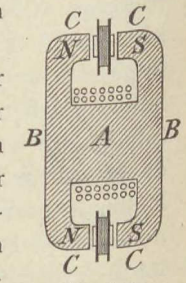


Fig. 192.

Tesla har konstrueret Vekselstrømsmaskiner, der gave overmaade hurtigt skiftende Strømme. Der er naturligvis ingen Grænse for, hvor vidt man kan gaa i denne Retning; man kan jo dels anvende en stor Mængde Induktionsruller, dels kan man forøge Omdrejningshastigheden. Dog vil der her vise sig en hel Del Vanskeligheder ved Udførelsen, dels af almindelig mekanisk Art, dels med Hensyn til Jærnets magnetiske Egenskaber. Det synes, at Ledere med saadanne hurtigt vekslende Strømme ikke ere saa farlige at berøre; det kan maaske antages, at den ene Strøms Virkning ophæves af den andens. Man maa herved tillige bemærke, at saadanne Strømme ikke alene give Selvinduktion i Traadruller, men ogsaa i enkelte Ledninger; tænker man sig en Leder delt i cylindriske Lag, vil Strømmen i de ydre Lag inducere Strømme i de indre Lag og omvendt; da de ydre Lag for samme Tykkelse have størst Gennemsnitsareal, vil Induktionsvirkningen være stærkest for de indre Lags Vedkommende; en indtrædende Strøm vil derfor næsten ene gaa i Nærheden af Traadens Overflade. Induktionen virker saa-

ledes til at ophæve Forskellen mellem Leder og Ikkeleder; vil man have disse Strømme til at følge en Leder, maa den derfor isoleres med største Omhu.

VEKSELSTRØMSMOTORER. Vi ville først antage, at vi have to ens Vekselstrømsmaskiner A og B, hvis Feltmagneter modtage deres Strøm fra smaa Dynamomaskiner. Sættes den ene af dem, f. Eks. A, i Bevægelse, saaledes at den fremkalder en Strøm, der ledes ind i B, saa vil Ankeret i B drejes afvekslende frem og tilbage, uden at der kan fremkomme nogen omdrejende Bevægelse. Sørger man derimod for, at begge Maskiner gaa rundt med samme Hastighed, vil B under visse Omstændigheder kunne holdes i Bevægelse. Dette vil navnlig finde Sted, naar Traadrullerne i B i et givet Øjeblik ere saaledes stillede i Forhold til de faste Magnetpoler, at den Kraft, der virker i deres Bevægelses Retning, har sin største Værdi i det Øjeblik, da Strømmen, som A sender ind i B, er Maksimum. Man ser heraf, at det vel er muligt at benytte Vekselstrømme til Motorbrug, men Motoren kan ikke sætte sig selv i Bevægelse.

Derimod kan man meget godt holde en Jævnstrømsmotor, f. Eks. en Grammes Maskine, i Gang ved Vekselstrømme; vi have jo set, at en saadan Motors Bevægelsesretning er uafhængig af Strømmens Retning. Men heller ikke denne Løsning er tilfredsstillende, da der medgaar altfor meget Arbejde til Varmefrembringelse i Feltmagneternes Jærnkerner.

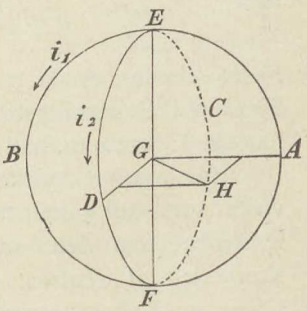


Fig. 193.

For at kunne benytte Vekselstrømme til Motorbrug, har man derimod med Held anvendt de saakaldte flerfasige Strømme eller Drejestrømme, som først ere bragte i Forslag af *Deprez*. Man tænke sig to cirkulære Ledere (Fig. 193), der have en fælles lodret Diameter, og hvis Planer danne en ret Vinkel med hinanden. Lad der gennem AB gaa en Strøm i_1, gennem CD en Strøm i_2, henholdsvis i Retningerne AEB og CED. Ere Cirklernes Radier lige store og lig R, saa vil Strømmen i_1 fremkalde en magnetisk Kraft F_1 i G, som gaar i Retning GD, medens i_2 fremkalder en magnetisk Kraft F_2 i Retning af GA. Lad Resultanten af disse Kræfter være GH, som med GA danner Vinklen $AGH = \theta$. Vi have nu

$$F_1 = \frac{2\pi i_1}{R},\ F_2 = \frac{2\pi i_2}{R},\ \operatorname{tg}\theta = \frac{F_1}{F_2} = \frac{i_1}{i_2}.$$

Lad nu Strømmene i_1 og i_2 være Vekselstrømme af samme Periode T, men som ikke have Maksimum samtidig; saadanne Strømme siges at have forskellig Fase. Vi kunne udtrykke dem saaledes:

$$i_1 = I\cos(\omega t - \varphi_1),\ i_2 = I\cos(\omega t - \varphi_2).$$

Disse Strømme have lige store Maksima og Minima, nemlig I og $-I$; Tiden, der forløber mellem to Maksima, er lige stor for begge; det er den saakaldte Svingningstid T, som her er lig $2\pi/\omega$. Vi faa endvidere

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{\cos(\omega t - \varphi_1)}{\cos(\omega t - \varphi_2)}.$$

Her vil Resultantens Retning variere med Tiden t; vi søge nu Betingelsen for, at den drejer sig en Gang rundt i Svingningstiden T. Dette ses at være Tilfældet, naar

$$\varphi_1 = \varphi_2 + \frac{\pi}{2};$$

sætte vi altsaa

$$\varphi_2 = 0 \text{ og } \varphi_1 = \frac{\pi}{2},$$

faas

$$\theta = \omega t,\ i_1 = I\sin\omega t,\ i_2 = I\cos\omega t.$$

Faseforskellen er da lig $\pi/2$; den ene Vekselstrøm er forsinket en Fjerdedel Svingningstid i Forhold til den anden; naar den ene har sit Maksimum, vil den anden være Nul.

Har man nu virkelig to saadanne Vekselstrømme, ville de virke som en enkelt Strøm, hvis Plan drejer sig med konstant Hastighed om den lodrette Akse. En Magnet, der anbringes i Nærheden af Centret, vil da ogsaa dreje sig rundt, og vi have altsaa en Vekselstrømsmotor. Men Strømmen fra en almindelig Vekselstrømsmaskine kan ikke anvendes her, da vi ikke ere i Stand til vilkaarlig at frembringe Faseforskel; man nødes altsaa til at konstruere særegne Maskiner, der kunne give to Strømme med forskellig Fase, hvilket heller ikke frembyder nogen Vanskelighed. Selve den Sammenstilling af to Ledere, som vi her have benyttet, kan i Virkeligheden anvendes. Drejes nemlig en Magnet rundt omkring Aksen EF, vil den inducere Strømme i Lederne

AB og *CD*, som have forskellig Fase; naar Strømmen i den ene er Maksimum, vil den være Nul i den anden. Langt kraftigere Virkninger erholdes ved følgende Fremgangsmaade. *NN'SS'* (Fig. 194) er en Jærnring, omviklet med fire Traadruller *A*, *A'*, *B*, *B'*. Først gennemløbes *A* og *B* af en Strøm i den ved Pilene antydede Retning; Ringen faar da en Nordpol ved *N*, en Sydpol ved *S*. Nu aftager Strømmen i *A* og *B* samtidig med, at der ledes en Strøm ind i *A'* og *B'* i den ved Pilen antydede Retning. Polerne ville da flytte sig fra *N* til *N'* og fra *S* til *S'*. Idet saaledes Traadrullen gennemløbes af Vekselstrømme, der have forskellig Fase, ville Polerne stadig dreje sig rundt i Jærnringen, og den magnetiske Krafts Retning drejer sig samtidig dermed. En Magnet, som ligger inde i Ringen, vil altsaa ogsaa komme i omdrejende Bevægelse. En rund Jærnplade, som kan dreje sig om sit Midtpunkt, vil ogsaa komme i omdrejende Bevægelse; den vil nemlig magnetiseres i Kraftens Retning; idet nu Kraftretningen forandres, medens Jærnets Magnetisme, paa Grund af Hysteresen, endnu holder sig nogen Tid, vil Pladen drejes rundt i samme Retning som Ringens Poler. Ogsaa en større Metalmasse, helst af Kobber, som anbringes inde i Ringen, kommer i en omdrejende Bevægelse; dette hidrører fra de Induktionsstrømme, som opstaa i Metalmassen, idet Magnetkraftretningen forandres. Vekselvirkningen mellem Ringens Poler og Induktionsstrømmene bevirker da, at Metalmassen drejer sig til samme Side som Polerne. Paa Grundlag heraf har *Tesla*, *Brown* og andre konstrueret Vekselstrømsmotorer.

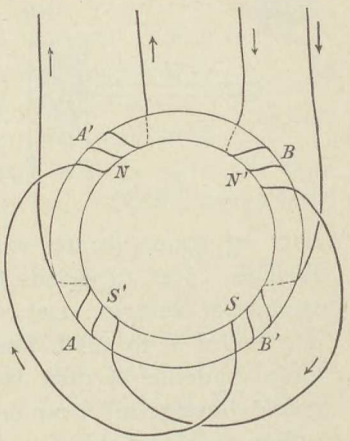


Fig. 194.

TELEFONEN. I den oprindelige af *Graham Bell* angivne Form bestaar Telefonen af en Magnet *M* (Fig. 195) og en tynd Jærnplade *AB*, hvis Rand er understøttet. Paa den ene Ende af Magneten sidder en Traadrulle *CD*. Er Nordpolen nærmest ved Jærnpladen, saa vil Midten af Pladen være sydmagnetisk, medens Pladens Rand er nordmagnetisk. Sættes Pladen i Svingning, vil dens Bevægelse inducere Vekselstrømme i Traadrullen. Omvendt

ville Vekselstrømme som gennemløbe Traadrullen, sætte Pladen i Svingning. Man forbinder nu to saadanne Apparater med hinanden ved to Ledninger; taler man mod Pladen i det ene Apparat, vil det andet Apparats Plade give en Lyd, der vel er svag, men dog kan høres. Opgaven, at føre Lyden ad elektrisk Vej langt bort, løses herved paa en meget simpel Maade; det overraskende herved ligger i Virkeligheden i, at saa svage Lydsvingninger kunne opfattes af Øret. Medens i Bells Telefon Taleappa-

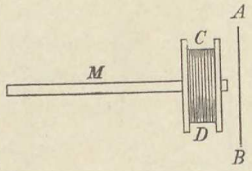


Fig. 195.

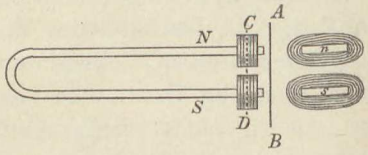


Fig. 196 a.

Fig. 196 b.

ratet og Høreapparatet vare ens, ere de i de nyere Apparater forskellige. Her til Lands benyttes et Høreapparat, som er konstrueret af *Siemens*. Det bestaar af en Staalmagnet *NS* (Fig. 196a), der ender i to med Traadruller omviklede Jærnplader *n* og *s*; foran Enderne af dem findes Jærnpladen *AB*, som sættes i svingende Bevægelse, naar der ledes en Vekselstrøm gennem Traadrullerne. Fig. 196 b forestiller et Snit gennem Traadrullerne, parallelt med Jærnpladen *AB*. Som Afsender benyttes i Reglen Mikrofonen, som først er angivet af *Hughes*. Forbindes to faste Kulstænger med en tredie Kulstang, der ligger løst paa dem, vil der kun være Ledning mellem Stængerne i de faa Berøringspunkter; rystes det lidt, vil Ledningsevnen kunne undergaa betydelige Variationer. Forbindes de fastliggende Stænger med et galvanisk Batteris Poler, vil Strømmens Styrke derfor være variabel. Ledes denne Strøm nu gennem det ene Sæt Vindinger i en Transformator, induceres Vekselstrømme i det andet Sæt Vindinger; disse sidste Strømme ville, naar de ledes gennem Bells Telefon, kunne sætte dens Jærnplade i hørlige Svingninger. *Hunning* forbedrede Mikrofonen ved at danne den af to Metalplader, mellem hvilke der fandtes et Lag af Kulpulver; derved dannes en ledende Forbindelse mellem Pladerne, hvis Ledningsevne forandres, naar den ene af Pladerne sættes i Svingning. Paa dette Princip er *Ericssons* Telefon, som benyttes hos os, baseret. Den bestaar af en Jærnplade *ECB* (Fig. 197); paa Indersiden af den findes der ved *C* en Mængde kegleformige Forhøjninger af forgyldt

Kobber. *DD* er et Kullegeme, hvis Tværsnit har den i Figuren angivne Form; Rummet mellem *DD* og *C* er udfyldt af smaa Kulstykker. *A* er en Tot Uld, der berører Midten af *C* og tjener til at dæmpe Jærnpladens Egensvingninger. Kulpulveret holdes samlet ved en Strimmel Tøj *bb*, som er bundet udenom *DD*, saaledes at dens Rand berører *EB*.

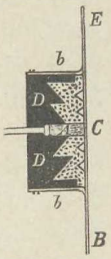


Fig. 197.

Vi skulle nu nærmere betragte nogle af de Forhold, som betinge Telefoneringens Mulighed paa længere Strækninger. Som vi have set, frembringer Talen Variationer i Mikrofonens Ledningsevne. Derved varierer Strømstyrken i det med Mikrofonen forbundne Ledningssystem. Strømmen ledes ind i Transformatoren og fremkalder i det andet Ledningssystem en variabel elektromotorisk Kraft, der tilnærmelsesvis kan udtrykkes ved $E_0 \cos \omega t$ (S. 454). Kaldes Modstanden i Telefonledningen r, saa vil Strømstyrken blive

$$i = \frac{E_0}{\sqrt{r^2 + 10^{-18} L^2 \omega^2}} \cos(\omega t - \varphi), \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{10^{-9} L \omega}{r}.$$

Her betegner L Ledningens og Modtagertelefonens Selvinduktionskoefficient. Da i aftager, naar ω vokser, maa Strømstyrken blive svagere for høje Toner end for dybe; deraf følger, at Talens forskellige Dele ikke ville høres lige godt; man kan altsaa sige, at Selvinduktionen i Ledningen svækker de høje Toner mere end de dybe.

I Virkeligheden maa der tages Hensyn til flere Forhold. Telefonledningerne kunne aldrig isoleres fuldkomment; derfor svækkes Lyden noget i lange Ledninger; dette Tab kan dog ved omhyggelig Isolation blive uden videre Betydning. Større Indflydelse have de saakaldte Ladningsfænomener. For at danne os en Forestilling om dem, gaa vi ud fra Faradays Iagttagelse over Ladningsfænomenerne. Han benyttede dertil en med Kautschuk isoleret Kobberledning, som var nedsænket i Vand. Begge Ender af Lederen vare fra først af isolerede. Den ene Pol af et galvanisk Batteri forbandtes med Vandet, medens den anden Pol sattes i Forbindelse med Kobberlederen. Ved Hjælp af et Galvanometer kunde det nu paavises, at der gik en Strøm ind i Lederen; den ophørte dog meget snart, Lederen var nu ladet. Afbrødes nu Forbindelsen med Batteriet og berørtes Lederen, kunde den give et elektrisk Stød. Havde man under Ladningen maalt Strømmens Styrke i

forskellige Punkter af Ledningen, vilde man have fundet Strømstyrken desto mindre, jo længere man kom bort fra Batteriet. Havde den frie Ende af Lederen været nedsænket i Vandet, vilde noget lignende have været Tilfældet, Strømmen vilde have været stærkest i Førstningen, nemlig indtil Lederen var ladet, derefter vilde Strømmen blive konstant, og dens Styrke vilde have været bestemt ved Ohms Lov. Naar vi, som det i Reglen har været Tilfældet i det foregaaende, væsentlig have med konstante elektriske Strømme at gøre, faa Ladningsfænomenerne kun en underordnet Betydning; anderledes er det ved Vekselstrømme, især naar Svingningstiden bliver meget kort. Ved Telefonstrømme bevirke de, at Strømstyrken bliver stærkest der, hvor Strømmen fremkaldes, Telefonering paa lange Afstande vanskeliggøres derfor ikke alene ved den forøgede Ledningsmodstand og Selvinduktion, men ogsaa ved Ladningsfænomenerne.

TELEGRAFONEN. *V. Poulsen* har opfundet en elektromagnetisk Fonograf, som han har kaldet Telegrafon; den beror paa følgende. Paa et Brædt er udspændt Staaltraaden *AB* (Fig. 198); den lille Elektromagnet *E* kan føres hen ad *AB*, som den omfatter med sin ene Pol *P* paa den i Fig. 199 viste Maade. Jærnkernen er et Stykke blødt, glødet Jærntraad. Talestrømmene sendes nu gennem *E*, der samtidig føres hen ad *AB* med en Hastig-

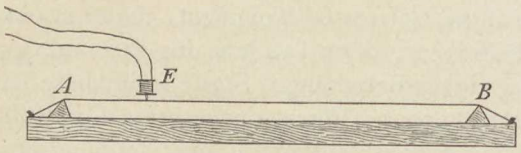


Fig. 198.

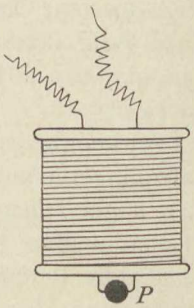


Fig. 199.

hed af c. 1 Meter i Sekundet. Den i de forskellige Dele af *AB* fremkaldte Magnetisme vil da variere i Overensstemmelse med de af Talestrømmene frembragte Variationer i den fra *P* udgaaende magnetiserende Kraft. Forbindes derefter *E* med en Høretelefon i Stedet for med Taleledningen og føres den paa ny hen ad *AB*, vil Telefonen gengive, hvad der blev talt i Mikrofonen. Forbindes *E* med et Batteri og føres den hen ad *AB*, vil Lydskriften udslettes under Paavirkning af den i Forhold til Lydskriftens Intensitet stærke konstante Magnetisering.

Skal der optages en længere Tale, kan man benytte Apparater, hvor en tynd Staaltraad med omtrent 0.2 mm. Diameter og 2 til 3 Metres Hastighed vikles fra een Spole over paa en anden i mange Lag, hvorved Skriften intet lider, skønt Viklingerne ikke ere isolerede fra hinanden. Det samme gælder, hvor der som Skriftgrund anvendes et tyndt Staalbaand, der vikles fra en Skive over paa en anden.

De reproducerede Talestrømme ere som Følge af Lydskriftens større eller mindre Afmagnetisering altid svagere end de Strømme, der oprindelig dannede Lydskriften. Hvor Lydskriften, som i Fig. 198, dannes med en »Eenpolsmagnet«, vil en Forøgelse af Hastigheden gøre Bølgebredden større; herved formindskes Afmagnetiseringen og Reproduktionen vil altsaa blive stærkere. En Formindskelse af Staaltraadens Tværsnit formindsker baade Magnetiseringen og Afmagnetiseringen. Traadens Tværsnit spiller derfor, inden for visse Grænser, ingen Rolle med Hensyn til Nyttevirkningen. Skrives der med »Topolsmagnet« (Fig. 200), ere Afmagnetiseringsforholdene noget anderledes; her bliver Skriftelementarmagneternes Længde bestemmende for den Hastighed, der bør anvendes. Med en Hastighed, større end den, der gør Bølgebredden lig Elementarmagneternes Længde, vindes der næppe meget. Ved passende Polarisation af den skrivende Magnet reduceres den fra Viskestrømmen hidrørende permanente Magnetisering; herved reduceres samtidig de paa Lydskriften virkende afmagnetiserende Kræfter.

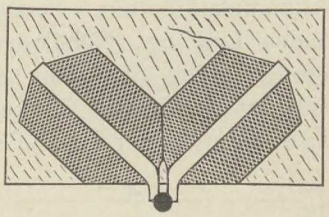


Fig. 200.

Telegrafonen gengiver klart og tydeligt Tale, Sang o. s. v. uden forstyrrende Bilyde; den nedskrevne Tale kan tilmed gengives saa ofte, det skal være, uden Svækkelse af Skriften. Ifølge sit Princip synes den ret egnet til Optagelse af Telefonmeddelelser; i Amerika er dette sket med god Virkning over en Strækning af c. 400 Kilometer fra Abonnent til Abonnent.

Skriver man med upolariseret Elektromagnet paa en Traad, hvor der i Forvejen ligger en Tale, ville begge Taler høres samtidig.

P. O. Pedersen har vist, hvorledes man dog er i Stand til, paa en og samme Skriftgrund samtidig at rumme to forskellige Taler, der kunne høres enkeltvis.

Først skrives den ene Tale med den i Fig. 200 viste Topois-magnet, hvis 2 Traadruller ere saaledes indbyrdes forbundne, at de skrivende Poler ere uens benævnte. Naar Traadrullerne derpaa forbindes saaledes, at Polerne blive ens benævnte, vil Talen ikke kunne høres; man kan nu skrive den anden Tale ned, og gøres Polerne derefter atter uens benævnte, vil den første Tale kunne høres, den sidste derimod ikke.

De reproducerede Talestrømme kunne selvfølgelig anvendes til at skrive Kopier af den Lydskrift, som de repræsentere. Hvis Nyttevirkningen er god og man har mange Kopier, vil der ved Addering af Strømmene fra disse kunne faas Talestrømme, der ere stærkere end de oprindelige Telefonstrømme.

DEN SYNGENDE BUELAMPE. *H. Th. Simon* gjorde i 1898 følgende Iagttagelse. En Buelampe brændte ved Strømmen fra et Akkumulatorbatteri. Parallel med Ledningen til Lampen gik en anden Ledning, Naboledereren, hvori Strømmen sluttedes og afbrødes af og til. Han lagde da Mærke til, at Variation i den sidstnævnte Strøms Styrke bragte Buelampen til at udsende en Lyd. Variationer i Naboledereens Strøm fremkaldte nemlig Variationer i Lampens Strøm, dermed følger Udvidelser og Sammentrækninger af Lysbuen, som overføres paa den omgivende Luft som Lydsvingninger. Disses Størrelse maa afhænge af Variationerne af den af Lysbuen udviklede Varmemængde, der er proportional med

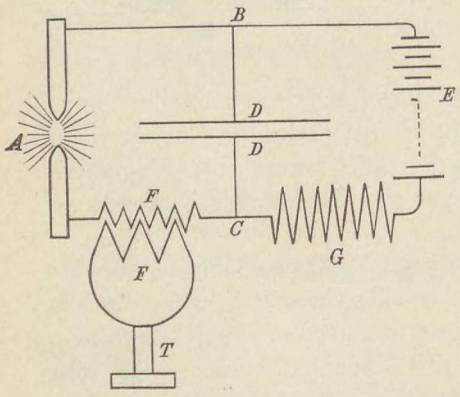


Fig. 201.

$$d \cdot ri^2 = 2ridi.$$

Man ser heraf, at Virkningen maa blive desto større, jo større ri, Produktet af Modstand og Strømstyrke i Buen selv, er, hvilket Produkt vokser med i.

Simon har nu vist, at man kan faa en Buelampe til at fungere som Modtager for en Telefonstrøm. Dertil anvendes den i Fig. 201 viste Opstilling. A er Buelampen, $ABECFA$ dens Kredsløb, E Akkumulatorbatteriet, som leverer Strømmen. T er en Telefon eller bedre en Mikrofon med tilhørende Batteri, FF en

Transformator. Telefonstrømmene ville inducere Strømme i Lampens Ledning og bringe den til at tone. Som *Duddell* har vist, bliver Virkningen bedre, naar man mellem *B* og *C* indskyder en Kondensator med stor Kapacitet, f. Eks. 5 Mikrofarad, og i Ledningen *CEB* en stor Selvinduktion *G*. Den ved Telefonstrømmen fremkaldte Induktionsstrøm vil da kunne gaa gennem Kondensatoren, den faar derved en mindre Modstand at overvinde, og altsaa en større Styrke. Baade Tale og især Sang gengives paa denne Maade saa godt, at det let kan høres overalt i store Rum.

Ved den samme Opstilling kan man vise, at Lysbuen ogsaa kan virke som Modtager; taler eller synger man i Buens Nærhed, ville Luftbevægelserne indvirke paa Buens Ledningsmodstand; de derved fremkaldte Vekselstrømme gaa da fortrinsvis gennem Kondensatoren, der over for dem virker som en Ledning med ringe Modstand; de overføres gennem Transformatoren til Telefonen *T*.

ATTENDE AFSNIT.

Elektriske Svingninger.

FEDDERSENS FORSØG. Naar man magnetiserer Staalnaale ved at udlade en Leidnerflaske gennem en Traadrulle, iagttager man ofte, at Polerne ikke svare til Strømretningen; hvor der skulde være en Nordpol, kan der komme en Sydpol og omvendt. Man kan deraf slutte, at Forholdene ved en saadan Udladning maa være langt mere indviklede, end det hidtil er antaget. Det synes, at der maa finde en svingende Bevægelse af Elektriciteten Sted under Udladningen. Er f. Eks. den indre Belægning positiv, saa gaar Strømmen først fra den indre til den ydre Belægning. Fortsættes Strømmen nu, efter at Flaskens Belægninger ere blevne udladede, saa vil den ydre Belægning blive positiv, den indre negativ; Strømretningen vil derefter forandres, Strømmen kommer til at gaa fra den ydre til den indre Belægning, denne vil atter blive positiv ladet, og saaledes videre; hver følgende Strøm maa dog blive svagere end den foregaaende paa Grund af, at den elektriske Energi efterhaanden i Ledningen og i Gnisten omdannes til Varme. Rigtigheden af denne Forklaring har man ogsaa paavist ved at undersøge den Ladning, som bliver tilbage efter en Udladning af en Leidnerflaske. Ofte findes da, at den indre Belægning er negativt ladet, skønt den fra først af har haft en positiv Ladning. Hovedspørgsmaalet bliver nu: hvorledes kan Strømmen fortsættes, efter at begge Belægninger ere blevne uelektriske? Det simpleste vilde være at antage, at Elektriciteten ligesom de materielle Ting havde Inerti; i saa Fald vilde det hele kunne forstaas i Analogi med Svingningerne af et Pendul. Saaledes kan det dog af mange Grunde næppe forholde sig; Forklaringen ligger simpelt hen i, at en elektrisk Strøm besidder en Energi, den saakaldte elektrokinetiske Energi, hvis Størrelse vi

bestemte i det foregaaende (S. 450) og fandt lig $\frac{1}{2}\,10^{-2}Li^2$, hvor L er Selvinduktionskoefficienten og i Strømstyrken i Am. Det er nu denne Energi, der vedligeholder Strømmen og lader Flasken paa ny.

Disse Ejendommeligheder ved Udladningen ere nøjere undersøgte af *W. Feddersen*. Han iagttog Billedet af en elektrisk Gnist i et Planspejl A, som kunde drejes hurtigt rundt. Paa Spejlets Akse sad Metalstangen BC, hvis Ender under Bevægelsen passerede forbi to isolerede Metalspidser E og F. Den ene af Spidserne, E, stod i ledende Forbindelse med Leidnerflasken G's ydre Belægning, medens F og Leidnerflaskens indre Belægning vare forbundne med Udladekuglerne H og I. Naar Flasken er ladet, vil der fremkomme en Gnist mellem H og I, idet BC gaar forbi E og F; man ser da Gnistens Spejlbillede i Spejlet A. Naar Gnisten kun varer en umærkelig Tid, vil den ses uforandret i det roterede Spejl; varer Gnisten derimod en kendelig Tid, vil den, set i Spejlet, synes at udbrede sig til Siden.

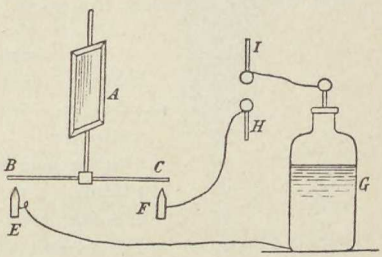


Fig. 202.

Det viste sig nu, at Spejlbilledets Udseende afhang af Modstanden i Ledningen. Dannes den af lange og snævre Glasrør, fyldte med Vand, bestaar det af en Række efter hinanden følgende Gnister med voksende Mellemrum (Fig. 203). Dette forklares saaledes. Naar Spændingsforskellen mellem Kuglerne H og I har naaet en vis Værdi, springer en Gnist over; derved udlades dog kun selve Kuglerne og den nærmeste Del af Ledningen; snart strømmer mere Elektricitet til, og der kommer en ny Gnist. At Mellemrummene vokse, kommer af, at Flaskens Ladning formindskes efterhaanden. Tidsrummet mellem to paa hinanden følgende Par-

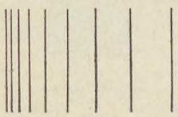

Fig. 203.


Fig. 204.

tialudladninger laa ved Feddersens Forsøg mellem 20 og 200 Milliontedele Sekunder.

Er Ledningen dannet af Metaltraad, faar Billedet et andet Ud-

seende. Enhver Udladning bestaar da ogsaa af flere enkelte Udladninger, men disse følge nu efter hinanden med lige store Mellemrum; man kan tillige af dets Udseende slutte, at Udladningen er, hvad man kalder oscillerende, hvilket vil sige, at Strømmen under Udladningen skifter Retning flere Gange. Spejlbilledet har da et Udseende som Fig. 204 viser.

For at vise, hvorledes den ene Udladningsform gaar over i den anden, anføres følgende Forsøgsrække.

Modstand	Gnistbilledets Udseende
7	6 Striber, hver 3 til 4 mm. bred
12	4 Striber
35	2 Striber
49	1 Stribe med Antydning af en anden Stribe
58	1 Stribe, 3 til 4 mm. bred, skarpt begrænset
91	1 Stribe, 5 til 7 mm. bred
1000	Udladningen kontinuert, Striben 30—50 mm. bred.

Enhed for Modstand er Modstanden i en Længde af 1 mm. af et Rør, fyldt med fortyndet Svovlsyre, hvis Tværsnit er 1 mm². Ved endnu større Modstande faar Gnistbilledet det i Fig. 203 antydede Udseende. Man ser, at Udladningen er oscillerende, saa længe Modstanden er under 58; man kan kalde denne Modstand den kritiske.

Ved ovenstaaende Forsøg udladedes en enkelt Leidnerflaske; med flere Flasker bliver den kritiske Modstand mindre. Saaledes fandt Feddersen:

Antal Flasker	$n =$ 1	2	4	8	16
Kritisk Modstand ..	$r =$ 58	41	25	18	14
	$r\sqrt{n} =$ 58	58	50	51	56

Feddersen sluttede heraf, at den kritiske Modstand forholdt sig omvendt som Kvadratroden af Kapaciteten.

Tiden T, der forløber mellem to paa hinanden følgende Partialudladninger i modsat Retning, som Feddersen kalder Svingningstiden, fandtes at være uafhængig af Modstanden, den vokser derimod med Antallet n af Leidnerflasker.

Antal Flasker n	Svingningstid T	$\frac{T}{\sqrt{n}}$
2	0.0000156 Sec.	0.0000110
4	224	112
8	314	111
16	446	112

Svingningstiden forholder sig altsaa ligefrem som Kvadratroden af Kapaciteten.

Til Studiet af de elektriske Svingninger egner Brauns Rør, som senere skal blive beskrevet, sig ganske særlig. Man anvender dertil efter *Zenneck* (1902) følgende Opstilling (Fig. 205 a).

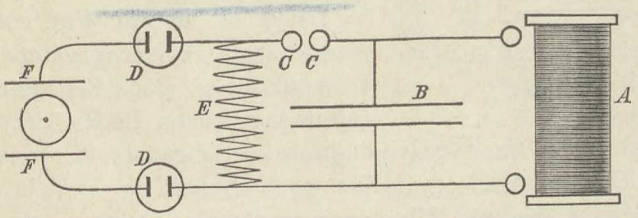


Fig. 205 a.

A er en Ruhmkorffs Maskine, som lader Kondensatoren *B*; Udladningen fra denne gaar i Form af en Gnist over mellem Kuglerne *CC* og derpaa gennem Selvinduktionen *E*. *DD* er to Vandadskillelsesapparater, indeholdende fortyndet Svovlsyre, *FF* er to smaa Metalplader, mellem hvilke man ser Enden af Brauns Rør. Katode-

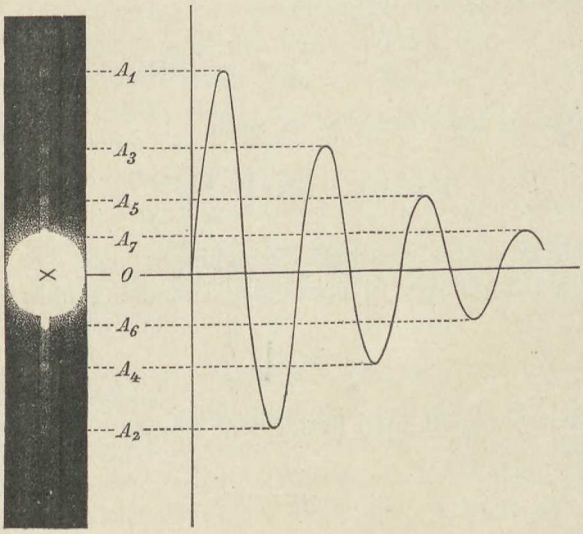


Fig. 205 b. Fig. 205 c.

straalen i Røret vil da svinge frem og tilbage, og navnlig ville Yderstillinger let ses, da Hastigheden der er Nul. Fig. 205 b viser Yderstillingerne ved A_1, A_2, A_3…., den tilsvarende Svingningskurve ses i Fig. 205 c. Fig. 205 b er en Gengivelse af et Fotografi.

DEN OSCILLERENDE UDLADNINGS TEORI. Den første teoretiske Paavisning af, at der kan fremkomme elektriske Svingninger ved Udladningen af en Leidnerflaske, skyldes Helmholtz; nøjere ere disse Forhold undersøgte af Lord Kelvin, Kirchhoff og L. Lorenz. Vi tænke os, at AB (Fig. 206) er en Kondensator, hvis Kapacitet, udtrykt i Farad, er c; dens Belægninger ere forbundne ved en Leder, der er viklet op i en Spiral med Selvinduktionskoefficient L. Er Spændingsforskellen mellem B og A i et givet Øjeblik lig V Volt og gaar Strømmen i den ved Pilen angivne Retning, have vi da med de sædvanlige Betegnelser

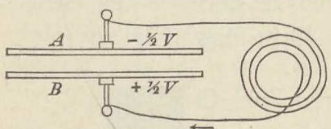


Fig. 206.

$$ri = -V - 10^{-9} L \frac{di}{dt}.$$

Er Kondensatorens Ladning til samme Tid lig q Coulomb, haves

$$q = cV \text{ og } idt = dq.$$

Sættes $l = 10^{-9} L$, faas heraf, at

$$\frac{d^2V}{dt^2} + \frac{r}{l}\frac{dV}{dt} + \frac{1}{lc}V = 0.$$

Denne Ligning integreres ved at sætte

$$V = Ae^{-\frac{r}{2l}t} \cos t \sqrt{\frac{1}{lc} - \frac{r^2}{4l^2}}.$$

Der vil altsaa opstaa elektriske Svingninger, naar r er lille. Overgangen fra Svingninger til uperiodisk Udladning indtræder, naar

$$r = 2\sqrt{\frac{l}{c}},$$

hvilket stemmer godt med Feddersens Forsøg. Endvidere ses, at Udsvinget

$$Ae^{-\frac{r}{2l}t}$$

aftager desto hurtigere, jo større Modstanden og jo mindre Selvinduktionen er.

Er Modstanden meget lille, bliver Svingningstiden T bestemt ved

$$\frac{T}{\sqrt{lc}} = \pi, \quad T = \pi\sqrt{lc}.$$

Sættes Kondensatorens Kapacitet i elektrostatiske Enheder lig C, har man (S. 395), at $C = 9 \cdot 10^{11} c$, indsættes endvidere Værdien for l, faas, at

$$T = \frac{\pi \sqrt{LC}}{3 \cdot 10^{10}}.$$

Svingningstiden for de elektriske Svingninger forholder sig altsaa som Kvadratroden af Kondensatorens Kapacitet. Dette stemmer med *Feddersens* Forsøg. At den forholder sig som Kvadratroden af Selvinduktionskoefficenten, er paavist af *L. Lorenz*.

For at faa en Forestilling om Svingningstiden, ville vi tænke os, at Kondensatoren var den S. 317 omtalte Leidnerflaske med en Kapacitet $C = 525$. Vi udlade den gennem den S. 452 omtalte Traadrulle med Selvinduktionskoefficient $L = 1640000$. Svingningstiden T bliver da 0.000003 Sekunder.

Man ser heraf, at der kan fremkomme staaende elektriske Svingninger i en Leder, der forbinder en Kondensators Belægninger. Svingningstiden er i Hovedsagen bestemt ved Lederens Selvinduktionskoefficient og Kondensatorens Kapacitet; vel har Ledningsmodstanden nogen Indflydelse, men den er at anse for underordnet, naar Modstanden ikke er særdeles stor. Naar Modstanden er uden Indflydelse, maa det ogsaa være ligegyldigt, hvilket Stof Lederen er dannet af; dog gøre de magnetiske Metaller her en Undtagelse, hvilket hidrører fra, at en elektrisk Strøm, som gaar igennem en saadan Leder, magnetiserer den paa en særegen Maade. I det hele ser man, at der er en stor Analogi mellem de elektriske Svingninger og Lydsvingningerne i et i begge Ender lukket Rør.

HERTZ'S FORSØG. Vi have i det foregaaende set, at der kan fremkomme elektriske Svingninger ved Udladning af en Leidnerflaske; de Svingningstider, som derved iagttages, ere ganske vist smaa, 20 til 200 Milliontedele Sekund; da Svingningstiden forholder sig som Kvadratroden af Produktet af Kapacitet og Selvinduktionskoefficient, maa man, ved at formindske disse Størrelser, kunne faa endnu langt hurtigere Svingninger; Vanskeligheden bestaar kun i at finde en Metode, hvorved Elektriciteten kan sættes i Bevægelse. Hvorledes dette kan ske, er først vist af *H. Hertz* i Aaret 1887. *AB* og *CD* (Fig. 207) ere to 0.5 cm. tykke, 150 cm. lange Kobberstænger, paa hvilke Kuglerne *E* og *F* kunne skydes

frem og tilbage, deres Diameter er 30 cm. De smaa Kugler *B* og *C* vare forbundne med Polerne af en Ruhmkorffs Maskine; sattes den i Virksomhed, slog der Gnister over mellem *B* og *C*.

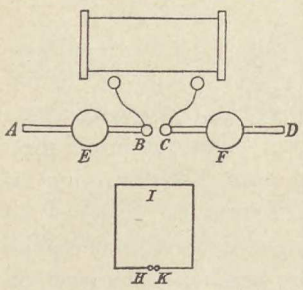


Fig. 207.

En nærmere Undersøgelse viste nu, at disse Gnister fremkom ved, at Kuglerne *E* og *F* først ladedes, den ene med positiv, den anden med negativ Elektricitet; de udlade sig imellem *B* og *C*, og vi faa nu de foran beskrevne elektriske Svingninger imellem *E* og *F*. Svingningerne blive kraftigst, naar Afstanden mellem *B* og *C* er omtrent 1 cm. Svingningstiden *T* kan nu beregnes, den vil rette sig efter Kuglernes Afstand, er den 150 cm., bliver $T = 0.0000000126$, der udføres altsaa omtrent 80 Millioner Svingninger i Sekundet.

Vi skulle nu se, hvorledes Hertz bar sig ad for at paavise Svingningerne; et roterende Spejl vil ikke kunne anvendes her, da Svingningerne ere altfor hurtige, derimod gav følgende Fremgangsmaade det søgte Resultat. En tyk Kobbertraad *HIK* bøjes i Form af en Rektangel; Traaden ender i Kuglerne *H* og *K*, hvis Afstand kan gøres større eller mindre. Holdes Regtanglet i den i Figuren antydede Stilling, ser man Gnister slaa over mellem Kuglerne *H* og *K*, naar elektriske Svingninger finde Sted imellem *E* og *F*. Dette er en Følge af, at de Strømme, der gaa imellem *E* og *F*, inducere en elektromotorisk Kraft i Rektanglet *HIK*. Gnisterne imellem *H* og *K* kunne blive indtil 3 mm. lange. Afstanden mellem Kuglerne *E* og *F* har en meget kendelig Indflydelse paa Gnistlængden i Biledereen *HIK*. Har man fundet den gunstigste Afstand mellem *E* og *F*, vil Gnistlængden *HK* aftage, naar de store Kugler flyttes, ligegyldigt om deres Afstand forøges eller formindskes. Vi have heri aabenbart et Forhold, der er analogt med Resonansen i Lydlæren. Vi faa den største Gnistlængde imellem *H* og *K*, naar Svingningstiden for Elektriciteten i Biledereen er lig Svingningstiden i Hovedlederen *EF*. Er den elektriske Resonans tilvejebragt, maa Gnisterne blive kortere, saa snart Biledereens Svingningstid forandres. Hænger man saaledes ved *H* eller *I* en Strimmel Stanniol, bliver Biledereens Kapacitet større, Svingningstiden altsaa ogsaa større, Resonansen ophører og Gnisterne forsvinde.

Vi skulle nu betragte de elektriske Kræfter, som fremkaldes, naar elektriske Svingninger finde Sted i en Leder. Vi tænke os, at den bestaar af to Kugler (Fig. 208), forbundne ved en Leder C. Først tænke vi os, at A og B henholdsvis have Ladningerne Q og $-Q$. Disse Ladninger fremkalde elektriske Kræfter i den omgivende Luft; vi kunne tænke os de dertil svarende elektriske Kraftlinier dragne, i Figuren er en af dem antydet ved Linien D. Den elektriske Kraft vil fremkalde en elektrisk Bevægelse i Luftdelene, hvorved positiv Elektricitet drages hen imod B, medens den negative Elektricitet gaar til den modsatte Side. Denne Tilstand kan dog ikke bestaa; Elektriciteten begynder at strømme fra A hen imod B, samtidig aftager den elektriske Kraft i Rummet, de adskilte Elektricitetsmængder forenes igen, saaledes at der gaar en sluttet Strøm fra A gennem B og Luften tilbage til A. Idet der nu opstaar en Strøm i C, vil denne fremkalde en induceret elektromotorisk Kraft i det omgivende Rum; den er først rettet fra B til A, forsvinder, naar Strømmen har naaet sit Maksimum; derpaa skifter den Retning. Hertz har ved at gaa ud fra Faradays og Maxwells Anskuelser beregnet de elektriske Kræfter, som fremkomme under de her beskrevne Omstændigheder; her skulle kun de Figurer gengives, ved hvilke han har anskueliggjort Kræfternes Størrelse, Retning og Udbredelse. Vi antage, at Kuglerne A og B (Fig. 208) til Tiden $t = 0$ ere ladede, medens Strømmen i Ledningen er Nul; de elektriske Kraftlinier have den i Fig. 209 antydede Form. Idet der nu opstaar en hurtig voksende Strøm i Ledningen, antage de den i Fig. 210 viste Form, idet de samtidig udvide sig, nogle af dem omdannes til lukkede Kurver. I Fig. 211 vises, hvorledes Kraft-

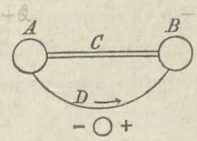
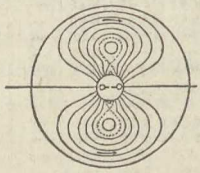
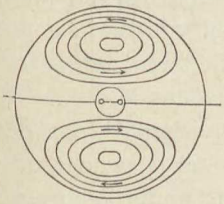
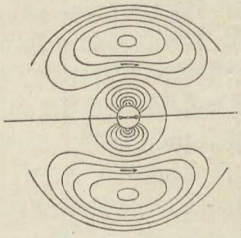


Fig. 208.


Fig. 209.


Fig. 210.


Fig. 211.


Fig. 212.

linierne se ud i det Øjeblik, i hvilket Strømmen har naaet sin største Styrke, medens Kuglernes Ladning er forsvunden; alle Kraftlinier ere da lukkede Kurver. Disse Kurver fjerne sig nu mer og mer, samtidig dermed bliver *A* negativ, *B* positiv; der dannes nu nye Kraftlinier, som udgaa fra Kuglerne (Fig. 212). Idet Svingningerne fortsættes, fjerne de lukkede Kraftlinier sig stadig fra Udgangspunktet, medens nye Systemer dannes. Beregningen viser, at Kraftens Forplantningshastighed i store Afstande er lig Lysets Hastighed; nærmere ved *AB* er den endnu større.

Man kan altsaa sige, at en elektrisk Svingning sender elektriske Kræfter ud i det omgivende Rum, som udbrede sig med Lysets Hastighed. Da de elektriske Kræfter antages at fremkalde Bevægelser af Elektriciteten i Isolatorer, har man ogsaa, at elektriske Svingninger i en Leder fremkalde lignende Svingninger i de omgivende Isolatorer. Vi komme herved til en ny Art Svingningsbevægelse, der i mange Henseender er analog med Lydsvingningerne. Endnu større er dog Ligheden med Lysbevægelsen, da begge have samme Forplantningshastighed.

At der virkelig udgaa saadanne Svingninger fra det af Hertz anvendte Apparat, viste han ved at lade dem kastes tilbage fra en meget stor Metalplade. Der fremkom da, ligesom ved Lydbølgernes Tilbagekastning fra en Væg, staaende elektriske Svingninger, der kunde paavises ved en Bileder, der var i Resonans med Hovedlederen.

Endnu tydeligere viste Hertz, at elektriske Svingninger forplante sig i Rummet ligesom andre Bølgebevægelser, paa følgende Maade. Han dannede et Slags parabolsk Hulspejl ved at bøje en rektangulær Zinkplade efter en Parabel. Hovedlederen anbragtes nu paa Pladens konkave Side i en Afstand fra Pladens Midterlinie, der var lig Parablens Brændvidde. Zinkpladen virker da paa de elektriske Svingninger ligesom et Hulspejl virker paa det fra Brændpunktet udgaaende Lys. Under disse Omstændigheder udbrede Svingningerne sig ikke til alle Sider; derfor forstærkes Virkningen af dem saaledes, at de kunne paavises i større Afstande enten ved en resonerende Bileder eller ved at opfange dem ved et lignende »Hulspejl«, i hvis Brændpunkt anbringes en Bileder af lignende Form som Hovedlederen. Fra Enderne af den føres to Ledninger igennem Metalpladen; de ende i Spidser, imellem hvilke Gnister kunne slaa over.

Stilles Hulspejlene saaledes, at deres Akser staa i hinandens Forlængelse, kan man paavise Svingninger i Afstande af 20 Meter eller endnu mere. Man kan stille Hulspejlene i to Værelser med en Dør imellem; enten Døren er aaben eller lukket, er ligegyldigt. Svingningerne gaa gennem Træ, Glas og andre isolerende Plader uden at svækkes synderligt; derimod standses de af Ledere, om de end ere nok saa tynde. De tilbagekastes næsten fuldstændigt, naar de falde paa en Metalplade; ligesom ved Lyset, ere ogsaa her Indfalds- og Udfaldsvinkel lige store. Hertz lod støbe et Prisma af Asfalt, hvorved han fandt, at Forplantningsretningen forandres paa samme Maade som Lysstraalernes Retning forandres ved Brydning. Efter alt dette ser man, at vi ikke alene kunne tale om elektriske Svingninger, men ogsaa om Straaler af elektrisk Kraft; deres Forplantningsretning er vinkelret paa Svingningernes Retning.

KOHERERENS. Til Paavisning af elektriske Svingninger anvendte Hertz de smaa Gnister, som opstaa, naar en Leder bøjes saaledes, at dens to Ender næsten røre ved hinanden. De lade sig imidlertid paavise paa mange andre Maader. Vi skulle ikke opholde os derved, men kun omtale een af dem, som har faaet stor praktisk Betydning. Forbindes to Kobbertraade med et galvanisk Elements Poler, og lader man deres Ender berøre hinanden, vil et indskudt Galvanometer vise, at Strømmen optræder, saa snart Enderne berøre hinanden. Dette er dog kun Tilfældet, naar Endefladerne ere blanke. Navnlig med Bly og andre Metaller, som let iltes, kan der vise sig en betydelig Modstand ved Berøring af gode Ledere, man siger da, at der findes en Overgangsmodstand. Denne Modstand kan blive meget stor, naar man indretter sig saaledes, at der er en saadan Overgangsmodstand paa mange Punkter i Ledningen. Man kan vise dette ved at fylde et U-bøjet Rør med smaa, blaat anløbne Jærnsøm og stikke Ledningstraadene fra et Leclanché-Element ned i Rørene. I Reglen vil Strømmen da være ganske forsvindende, Modstanden altsaa overordentlig stor, Tusinder eller Millioner Ohm.

Ved at undersøge disse Forhold nøjere, opdagede *Branly* i Aaret 1891, at Modstanden i et saadant Rør formindskes overordentlig, naar der sker en elektrisk Udladning i Nærheden. Giver man Røret et Stød, forsvinder denne Ledningsevne igen, men en ny Gnist fremkalder den paa ny, og saaledes kan man blive ved

uden Grænse. I Stedet for Sømmene kan man anvende Filspaan eller Pulver af alle Metaller, af Kul, Grafit, mange Ilter o. s. v. I Reglen benytter man et Glasrør, hvis Ender ere lukkede med tykke Metalcylindre; i Røret selv er Pulveret anbragt, dog er det i Reglen ikke tæt pakket, men ligger løst for at være bevægeligt. *Marconi* anvender en Blanding, der bestaar af 96 Procent Nikkelpulver og 4 Procent Sølvpulver. Branly har givet Apparatet Navn af Radiokonduktor; *O. Lodge*, som selvstændig har gjort den samme Opdagelse, kalder det en Koherer. Han antager, at Gnisten fremkalder elektriske Svingninger i Kohereren; disse Svingninger skulde efter hans Mening bringe de enkelte Korn i ledende Forbindelse med hinanden, hvorved de bringes til at hænge sammen; deraf Navnet.

TELEGRAFERING UDEN TRAAD. Paa Grundlag af Hertz's og Branlys Opdagelser har *Marconi* udarbejdet en Metode til Telegrafering, som har vakt stor Opsigt og som under visse Omstændigheder kan være af stor praktisk Betydning. Vi skulle i det følgende give en Fremstilling af den efter en Afhandling af H. Poincaré, som har haft Lejlighed til at blive bekendt med de Apparater, der benyttedes ved Telegrafering uden Traad mellem Frankrigs Sydkyst og Korsika.

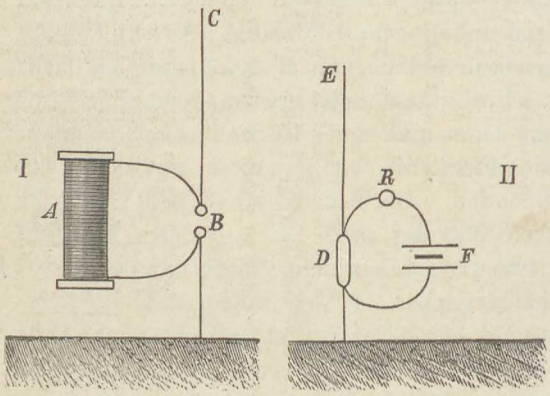


Fig. 213.

I Princippet er Fremgangsmaaden simpel nok. Paa Afsenderstationen I findes en Ruhmkorffs Rulle, som danner elektriske Gnister mellem to blanke Metalkugler ved *B*; den ene af disse Kugler er forbunden med Jorden, den anden er forbunden med en lang Metalstang *C*, som gaar lodret opad. Fra *C* vil der da udgaa elektriske Svingninger, som forplante sig i alle Retninger. Modtagerapparatet II bestaar af en Koherer *D*, hvis ene Ende er forbunden med Jorden, medens den anden er forbunden med den lodrette Leder *E*. Kohereren er tillige et Led i et elektrisk Kreds-

løb, som indeholder et svagt galvanisk Batteri F og et almindeligt Telegrafapparat R, der dog i Reglen erstattes af et Relais, som slutter et andet Kredsløb, i hvilket et Morses Skriveapparat er indskudt. Desuden er der et Slags Hammerapparat, der sætter Kohereren i en rystende Bevægelse.

I Virkeligheden ere Apparaterne dog langt mere sammensatte. Fig. 214 giver en Forestilling om Afsenderens Indretning. A, B og C have samme Betydning som i foregaaende Figur. K er en Kondensator, som er dannet af 13 Leidnerflasker, som ere forbundne saaledes, at de virke som en enkelt stor Leidnerflaske. EF er en Transformator, dannet ved at lægge een Vinding F og nogle faa Vindinger af E omkring en Træcylinder; det hele nedsænket i Olie.

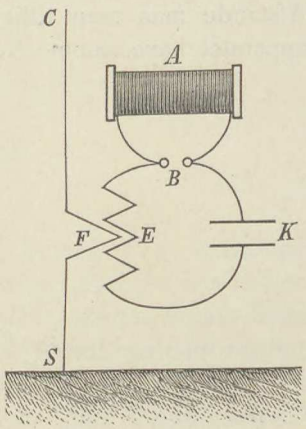


Fig. 214.

Ved denne Ordning opnaas følgende. Man kan nu med Fordel anvende en stor Induktionsmaskine til Ladning af Leidnerflaskerne; ved disses Udladninger gennem B og E opstaa stærke og vedholdende elektriske Svingninger. Disse inducere igen en stærk Svingning i Lederen CF.

Modtagerapparatets Indretning ses af Fig. 215. E er Stangen, der opfanger de elektriske Bølger, JJ KK' er en Transformator, CC' en Kondensator og D en Koherer. Et ankommende elektrisk Bølgesystem inducerer Svingninger i Vindingerne KK', der gøre Kohereren D virksom. Derved bliver Batteriet F sat i Stand til at sende en elektrisk Strøm gennem Relais'et R. B og B' ere to Traadruller, hvis store Selvinduktion hindrer Svingningerne i at trænge ind i det nederste Kredsløb, medens Kondensatoren CC' overfor hurtige Svingninger virker som en god Ledning. Ved denne

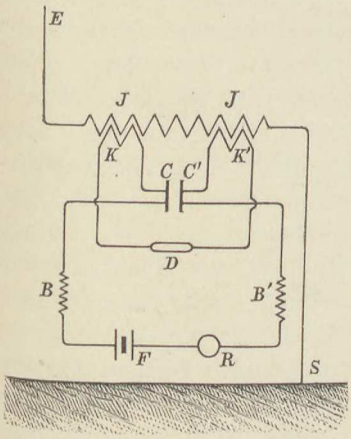


Fig. 215.

sindrige Indretning er det opnaaet, at Vekselstrømmen fra Transformatoren og Jævnstrømmen fra Batteriet i Hovedsagen hver holde sig til sit Kredsløb; kun Kohereren *D* gennemløbes af dem begge.

Det er ikke vanskeligt at telegrafere paa denne Maade mellem Steder, hvis Afstande kun ere nogle faa Mil; for meget store Afstande maa man tillige sørge for, at Afsender- og Modtagerapparatet have samme Svingningstid.

NITTENDE AFSNIT.

Termoelektricitet.

TERMOELEKTRISK KRAFT. Ved Forsøg over Berøringselektriciteten iagttog *Seebeck* 1821 særegne Forhold hos Vismut og Antimon, der bragte ham paa den Tanke, at der kunde frembringes en elektrisk Strøm ved at opvarme Berøringsstedet mellem disse to Metaller. Han udstrakte nu Undersøgelsen videre og fandt, at der var en saadan Virkning, hver Gang Berøringsstedet mellem to forskellige Metaller opvarmedes. For at maale den saaledes frembragte elektromotoriske Kraft, den termoelektriske Kraft, kan man benytte følgende Fremgangsmaade. Vi ville f. Eks. finde den termoelektriske Kraft mellem Kobber og Vismut. Man lodder da to Vismutstænger *Bi* (Fig. 216) til en Kobbertraad; Vismutstængerne forbindes igen med et Galvanometer med saa mange Vindinger, at Modstanden i dem er den overvejende. De to Loddesteder anbringes i Karrene *A* og *B*, af hvilke det første kan indeholde varmt, det andet koldt Vand. Det hele vil da blive gennemløbet af en Strøm, der gaar i den ved Pilen angivne Retning. Ved det varme Loddested gaar Strømmen fra Vismut til Kobber. Er t og t' henholdsvis Temperaturen i *A* og *B*, saa forholder Udslaget sig som Differensen $t - t'$ mellem Loddestedernes Temperaturer; dette gælder dog kun, saa længe $t - t'$ er lille. Paa denne Maade er det let at sammenligne forskellige Kombinationers termoelektriske Kraft ved samme Temperaturdifferens. Man kan ogsaa bestemme den i Volt ved Sammenligning med en bekendt elektromotorisk Kraft. Maalinger ere udførte af *E. Becquerel*, *Matthiessen* og andre. Her skulle Matthiessens Resultater med-

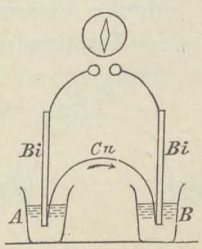


Fig. 216.

deles; ved dem er den termoelektriske Kraft bestemt i Forhold til Sølv. Den regnes positiv, naar Metallet i Berøring med Sølv ved Opvarmning faar en større Spænding end Sølvet. I saa Fald gaar Strømmen gennem Loddestedet fra Sølv til Metallet.

Termoelektrisk Kraft i Milliontedele Volt for Temperaturdifferensen 1° C.

	Mikrovolt		Mikrovolt
Vismut, rent	— 79.62	Sølv	0.00
Kalium	— 13.31	Gaskul	+ 0.15
Nysølv	— 12.68	Zink, rent	+ 0.51
Nikkel	— 12.15	Kobber, rent	+ 0.58
Natrium	— 7.48	Kadmium	+ 0.80
Kvægsølv	— 6.10	Antimon, alm.	+ 4.60
Aluminium	— 4.40	Strontium	+ 4.91
Magnium	— 2.83	Lithium	+ 9.12
Bly, rent	— 2.49	Arsen, rent	+ 9.27
Tin	— 2.42	Jærn	+ 12.63
Kobber	— 2.42	Antimon, rent	+ 23.89
Platin	— 1.74	2 Dele Antimon, 1 Del Zink	+ 54.93
Guld, rent	— 1.48	Tellur	+ 435.12
		Selen	+ 701.80

Lad nu Fig. 217 forestille en Ring, der er dannet af sammenloddede Vismut- og Kobberstænger; det ene Loddested V holdes ved Temperaturen t, det andet ved Temperaturen t'; t antages at være større end t'. Temperaturdifferensen bevirker da, at der gaar en Strøm i i den ved Pilen angivne Retning. Er r Modstanden, saa er den hele frembragte termoelektriske Kraft e lig ri. Vi vilde have faaet den samme Strøm, hvis Temperaturen overalt havde været ens, og der ved V var anbragt et galvanisk Element med elektromotorisk Kraft e i Kredsen. Dette Elements positive Pol maatte da være paa den med + betegnede Side af Loddestedet V, derfor sige vi, at Kobber er positiv i Forhold til Vismut. Da Elementets elektromotoriske Kraft maatte tænkes afhængig af Temperaturerne i begge Loddesteder, er det dog simplere at tænke sig to galvaniske Elementer indsatte i Kredsen, det ene ved V, det andet ved K. Deres elektromotoriske Kræfter kalde vi henholdsvis E og E'; vi vide

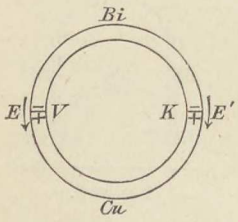


Fig. 217.

intet om deres absolutte Størreise, derimod kunne vi bestemme deres Differens; vi have nemlig

$$e = E - E'.$$

Da Fremstillingen lettes meget ved at tænke sig Forholdene saaledes, skulle vi i det følgende kalde E og E' de hypotetiske elektromotoriske Kræfter; den virkelig virkende elektromotoriske Kraft e have vi derimod kaldt den termoelektriske Kraft; medens den hypotetiske elektromotoriske Kraft kun afhænger af Metallernes Natur og Loddestedets Temperatur, er den termoelektriske Kraft afhængig af begge Loddesteders Temperatur.

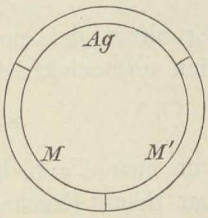


Fig. 218.

Af ovenstaaende Tabel faar man umiddelbart den termoelektriske Kraft mellem forskellige Metaller og Sølv; betegnes den hypotetiske elektromoriske Kraft mellem et Metal M og Sølv ved M/Ag, og føjes Temperaturen til som Indeks, have vi altsaa

$$(M/Ag)_t - (M/Ag)_{t'} = e.$$

For et andet Metal haves

$$(M'/Ag)_t - (M'/Ag)_{t'} = e'.$$

Tænker man sig nu en Ring dannet af de tre Metaller Ag, M og M' (Fig. 218), og har denne Ring overalt Temperaturen t, saa vil der ikke fremkomme nogen Strøm, vi have altsaa

$$(M/Ag)_t + (M'/M)_t + (Ag/M')_t = 0,$$

og ligeledes

$$(M/Ag)_{t'} + (M'/M)_{t'} + (Ag/M')_{t'} = 0.$$

Trækkes Ligningerne fra hinanden, og benyttes Udtrykkene for e og e', faas at

$$e + (M'/M)_t - (M'/M)_{t'} - e' = 0$$

eller

$$(M'/M)_t - (M'/M)_{t'} = e' - e.$$

Kendes den termoelektriske Kraft mellem to Metaller og et tredie, faas altsaa Kraften mellem de to første Metaller lig Differensen mellem de bekendte Kræfter. Saaledes faas af Matthiessens Tabel, at termoelektrisk Kraft mellem rent Antimon og rent Vismut er 103.51 Mikrovolt, naar Loddestedernes Temperaturdifferens er 1^0 C.

KRAFTENS AFHÆNGIGHED AF TEMPERATUREN. Det er allerede bemærket, at den termoelektriske Kraft ikke vokser jævnt med Loddestedernes Temperaturdifferens; efter *Avenarius* maa man antage, at de ovenfor omtalte hypotetiske elektromotoriske Kræfter E kunne fremstilles ved et Udtryk af Formen

$$E = A + Bt + Ct^2.$$

Er altsaa det ene Loddested ved t, det andet ved t'^0 C., bliver den termoelektriske Kraft

$$e = E - E' = (B + C(t + t'))(t - t');$$

kun naar $C = 0$, bliver e proportional med Differensen $t - t'$. *Tait* har maalt Konstanterne B og C i Mikrovolt for en Række Metaller i Forhold til Bly.

	B	C
Aluminium	− 0.77	+ 0.0020
Bly	0	0
Guld	+ 2.83	+ 0.0051
Jærn	+ 17.34	− 0.0243
Staal	+ 11.39	− 0.0164
Kadmium	+ 2.66	+ 0.0215
Kobber	+ 1.36	+ 0.0048
Magnium	+ 2.44	− 0.0048
Nysølv	− 12.07	− 0.0256
Platin, blødt	− 0.61	− 0.0055
» haardt	+ 2.60	− 0.0038
Sølv	+ 2.14	+ 0.0075
Tin	− 0.43	+ 0.0027
Zink	+ 2.34	+ 0.0120
Nikkel ved 175° C.	− 22.04	− 0.0256
» » 250—310° C.	− 84.49	+ 0.0120
» » 340—416° C.	− 3.07	− 0.0256

Disse Koefficienter ere beregnede af Forsøg imellem −18 og 416° C.; for Kadmium, Zink og Nysølv er den øvre Grænse henholdsvis 258, 373 og 175° C. Man ser, at Iagttagelserne over Nikkel ikke for det hele Temperaturinterval kunne fremstilles ved Udtryk af ovenstaaende Form.

Af Udtrykket for e faas, at

$$s = \frac{e}{t - t'} = B + C(t + t')$$

er Middelværdien for Forholdet mellem den termoelektriske Kraft og Temperaturdifferensen. Ere t og t' næsten lige store, bliver

$$s = \frac{de}{dt} = B + 2Ct.$$

Vi ville kalde s Stigningsforholdet og kunne da betragte s som den termoelektriske Krafts Størrelse, naar Loddestedernes Temperaturdifferens er en Grad, og Middelværdien af deres Temperatur er t^0.

Som Eksempel paa Anvendelsen af Tabellen tænke vi os en Jærn- og en Kobbertraad sammenloddede ved begge Ender. Det ene Loddested har Temperaturen t, det andet Temperaturen 0^0 C.; man har da i Mikrovolt

$$e = 15.98\,t - 0.0291\,t^2$$

og

$$s = \frac{de}{dt} = 15.98 - 0.0582\,t.$$

Ved Hjælp heraf er følgende Tabel beregnet:

t	Termoelektrisk Kraft e		Stigningsforhold $s = \frac{de}{dt}$	
0	0	Mikrovolt	15.98	Mikrovolt
100	1307	»	10.16	«
200	2032	»	4.34	»
275	2194	»	0	»
300	2175	»	—1.48	»

Heraf ser man, at den termoelektriske Kraft i dette Tilfælde har et Maksimum ved 275^0 C.; den bliver Nul ved 550^0 C. og negativ ved højere Temperaturer. Dette er allerede bemærket af *Seebeck*. Naar Kraften er Maksimum, bliver Stigningsforholdet s lig Nul; en lille Temperaturforskel frembringer da ingen termoelektrisk Kraft.

PELTIERS VARMETONING. Naar en elektrisk Strøm gaar gennem et Loddested imellem to Metaller som Vismut og Kobber, iagttager man en særegen Varmetoning i Berøringsfladen. Gaar Strømmen fra Vismut til Kobber, afkøles Lodningen; den opvarmes, naar Strømmen gaar i den modsatte Retning. Denne Varmetoning er opdaget af *Peltier*. For at paavise den, kan man anbringe Loddestedet i Beholderen af et Lufttermometer (Fig. 219). Det maa dog ikke overses, at

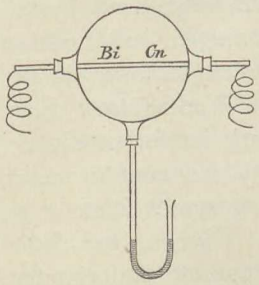


Fig. 219.

der ogsaa opstaar Varme ved Strømmens Gang gennem Metallerne selv; den i et Sekund udviklede Varmemængde bliver, hvis Strømmen gaar fra Vismut til Kobber,

$$q_1 = \frac{ri^2}{4.2} - \Pi i,$$

naar r er Modstanden, i Strømstyrken og Π en Koefficient, der afhænger af de anvendte Metallers Natur. Gaar Strømmen i den modsatte Retning, faas Varmetoningen udtrykt ved

$$q_2 = \frac{ri^2}{4.2} + \Pi i.$$

Vi have altsaa

$$q_2 - q_1 = 2\Pi i,$$

hvoraf Π kan findes. Edlund og le Roux have undersøgt denne Varmetoning nøjere. De fandt, at dens Størrelse virkelig, som vi have forudsat, forholdt sig lige frem som Strømstyrken; endvidere viste det sig, at Koefficienten Π forholdt sig ligefrem som den termoelektriske Kraft. *Le Roux's* Resultater ses af efterfølgende Tabel.

Strøm til Kobber fra	1000 Π	e	1000 Π/e
Antimon, alm.	+ 1.35 cal.	+ 18	0.075
Jærn	+ 0.70 »	+ 12.5	0.056
Kadmium	+ 0.13 »	+ 2.2	0.050
Zink	+ 0.11 »	+ 0.7	0.157
Nysølv	— 0.69 »	— 11.7	0.059
Vismut, rent	— 5.32 »	— 81	0.066

Dette er saaledes at forstaa. Naar der gaar 1000 Coulomb fra Antimon til Kobber, udvikles ved Loddestedet 1.35 Varmeenheder (Gramgrader). Endvidere er under e angivet den termoelektriske Kraft i relativt Maal; af den sidste Rubrik ses, at Varmetoningen ved Loddestedet temmelig nær forholder sig som den termoelektriske Kraft, kun Antimon og især Zink synes at gøre en Undtagelse. For det sidste Metals Vedkommende er dette dog let forstaaeligt, da Varmetoningen der er meget ubetydelig. *Edlund* kom til samme Resultat som le Roux, ogsaa i hans Forsøg syntes Zink at gøre en Undtagelse.

Senere har *Jahn* maalt Peltiers Varmetoning ved Hjælp af Bunsens Iskalorimeter; tillige har han angivet den tilhørende termoelektriske Kraft s for 1^0 C. Temperaturdifferens i Mikrovolt ved 0^0.

Strøm til Kobber fra	1000 Π	$s = \frac{de}{dt}$ i Mikrovolt	1000 Π/s
Sølv	+ 0.115 cal.	+ 2.12	0.054
Jærn	+ 0.879 »	+ 11.28	0.078
Platin	— 0.089 »	— 1.40	0.064
Zink	+ 0.162 »	+ 1.51	0.107
Kadmium	+ 0.171 »	+ 2.64	0.065
Nikkel	— 1.212 »	— 20.03	0.061

Man ser, at Zink stadig indtager en Særstilling.

Lad AB og CD være to Kobberstænger, som ere loddede til en Vismutstang; det hele er oprindelig ved samme Temperatur. Sendes nu en elektrisk Strøm fra A til D, vil der finde en Opvarmning Sted ved B, en Afkøling ved C; begge disse Varmetoninger ville fremkalde en termoelektrisk Kraft, der gaar fra D til A. Afbrydes Strømmen og forbindes derefter A og D med en Multiplikator, finder man da ogsaa, at der gaar en Strøm fra D til A. Derved kan man paa en simpel Maade vise, om der er termoelektrisk Forskel mellem to Metaller; navnlig kan man ogsaa bestemme den neutrale Temperatur derved.

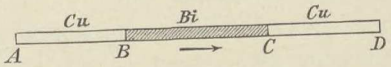


Fig. 220.

LORD KELVINS VARMETONING. Ad teoretisk Vej kom Lord *Kelvin* til det Resultat, at en elektrisk Strøm, som ledes gennem en Metalstang, hvis enkelte Dele have ulige Temperatur, maatte frembringe en Forandring i Varmens Fordeling i Stangen. Hans Apparat var i det væsentlige indrettet saaledes. Metalstangen CD gik vandtæt gennem de tre Kasser K_1, K_2 og V. I V var der kogende Vand, i K_1 og K_2 koldt Vand; ved A og B var der Huller i Stangen til at optage to Termometerbeholdere. Naar Stangens Temperatur er bleven stationær, vise Termometrene samme Varmegrad. Sendes der en elektrisk Strøm gennem Stangen, ville Termometrene ikke mere vise ens; var Lederen af Kobber, og gik Strømmen fra A til B, saa blev der varmere ved B end ved A; Strømmen synes altsaa at føre Varme med sig. En Jærnstang gav det modsatte Resultat. Man siger derfor, at Varmetoningen er positiv i Kobber, negativ i Jærn. Le Roux har fundet følgende relative Værdier for Lord Kelvins Varmetoning.

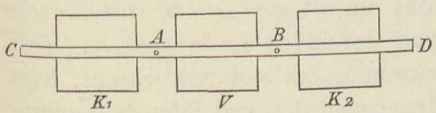


Fig. 221.

Vismut, rent	— 31	Sølv	+ 6
Nysølv	— 25	Kobber	+ 2
Platin	— 18	Zink	+ 11
Aluminium	— 0.1	Kadmium	+ 31
Tin	— 0.1	Jærn	— 31
Bly	0	Antimon	+ 64
Messing	+ 0.3		

Forsøgene vise, at Virkningen forholder sig ligefrem som Strømstyrken i; gaar en Strøm fra et Punkt A, hvor Temperaturen er t, til et andet Punkt B, hvor Temperaturen er t', bliver der af Strømmen mellem A og B udviklet en Varmemængde q, som kan udtrykkes ved

$$q = \theta(t - t')i + \frac{ri^2}{4.2};$$

det sidste Led hidrører fra Stangens Opvarmning efter Joules Lov. Størrelsen θ er da den Varmemængde, der udvikles, naar en Strøm af en Am. gaar gennem en Leder, som er en Grad varmere i det Punkt, hvor Strømmen træder ind, end hvor den træder ud.

TERMOELEKTRICITETENS TEORI. Lad to Traade, den ene af Jærn, den anden af Kobber, være sammenloddede som Fig. 222 viser. Vi kunne som ovenfor bemærket tænke os, at den termoelektriske Kraft hidrører fra to galvaniske Elementer, det ene i det varme Loddested V, hvor Temperaturen, regnet fra det absolutte Nulpunkt, er ϑ, den elektromotoriske Kraft kaldes E. Ligeledes er ϑ' og E' de tilsvarende Størrelser ved det kolde Loddested K. Der vil da fremkomme en elektrisk Strøm, hvis Styrke, maalt i Am., kaldes i, den gaar i den ved Pilen betegnede Retning. Elementet E vil da, som vi have set S. 409, afgive en Energimængde til Strømmen, som udtrykt i Varmeenheder, er $Ei/4.2$; denne Varmetoning er eksperimentalt paavist af *Peltier*; vi have kaldt den Πi, altsaa er

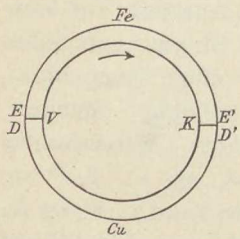


Fig. 222.

$$\Pi = \frac{E}{4.2}.$$

I Elementet E' vil Strømmen derimod frigøre en Varmemængde $\Pi' i = E' i/4.2$; altsaa er $\Pi' = E'/4.2$. Differensen $(\Pi - \Pi')i$ mellem

den i V og K optagne og afgivne Varmemængde vil anvendes til Opvarmning af Lederen. Vi kunne ogsaa tænke os denne Varmemængde anvendt til at udføre et Arbejde, idet vi lod Strømmen drive en magnetoelektrisk Maskine; under denne Forudsætning kan Clausius' Teorem (S. 36) anvendes her. Man faar deraf, at

$$\frac{\Pi i}{\vartheta} = \frac{\Pi' i}{\vartheta'} \text{ eller } \frac{E}{\vartheta} = \frac{E'}{\vartheta'}.$$

Den sidste Ligning giver

$$e = E - E' = \frac{E'}{\vartheta'}(\vartheta - \vartheta').$$

Heraf følger, at den termoelektriske Kraft e forholder sig som Loddestedernes Temperaturdifferens. Dette strider dog mod Erfaringen; der maa altsaa være overset et væsentligt Punkt herved, og det var netop dette, der ledede Lord *Kelvin* til Opdagelsen af den efter ham benævnte Varmetoning.

Vi ville prøve en anden Konsekvens af ovenstaaende Ligning. Antages, at ϑ og ϑ', altsaa ogsaa E og E', ere meget lidt forskellige, faas, at

$$\frac{de}{d\vartheta} = \frac{E}{\vartheta} = \frac{4.2\,\Pi}{\vartheta},$$

altsaa er

$$\Pi = \frac{1}{4.2}\,\vartheta\,\frac{de}{d\vartheta}.$$

Nu har Jahn (S. 505) angivet, at Stigningsforholdet $de/d\vartheta$, som er den termoelektriske Kraft for en Temperaturdifferens af 1^0 C., er for de nævnte Metaller lig 11.28 Mikrovolt ved 0^0 C.; sættes $\vartheta = 273$, faas $1000\,\Pi = 0.73$, medens Jahn fandt for samme Størrelse 0.879. Her er Overensstemmelsen ikke god. Efterfølgende Tabel tjener til at sammenligne Forsøg og Beregning for alle de af Jahn undersøgte Tilfælde.

	Sølv	Jærn	Platin	Zink	Kadmium	Nikkel
$1000\,\Pi$ iagtt.	+0.115	+0.879	−0.089	+0.162	+0.171	−1.212
$1000\,\Pi$ beregn.....	0.138	0.733	−0.091	0.098	0.172	−1.302

VÆDSKER OG METALLER. Naar man sætter to Zinkstænger ned i en Zinkopløsning, ville de ikke vise nogen Spændingsforskel; er den ene af Stængerne varmere end den anden, vil den varmere være positiv elektrisk, det vil sige, hvis man for-

binder Zinkstængerne med en Leder, gaar der en Strøm i Lederen fra den varme til den kolde Zinkstang; i Vædsken selv gaar Strømmen altsaa fra det kolde til det varme Metal. Saadanne termoelektriske Virkninger ere ofte iagttagne under lignende Forhold. *Bouty* har undersøgt disse Forhold nærmere. Han anbragte Saltopløsningen i to Reagensglas V og K, de vare forbundne ved Hæverten H, som var fyldt med samme Vædske, en Traad af Metallet blev delt i to Dele M_1 og M_2, som stode i Vædsken. Forsøget viser, at Spændingsforskellen forholder sig ligefrem som Temperaturforskellen; den er i Reglen næsten uafhængig af Saltopløsningens Styrke, naar den ikke er særdeles svag. Om Opløsningen bestaar af et svovlsurt eller salpetersurt Salt eller et Klormetal, har kun lidt at sige.

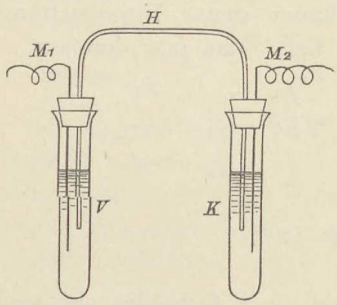


Fig. 223.

I Hovedtrækkene kan man altsaa sætte den termoelektriske Kraft lig

$$e = C(t_1 - t_2),$$

hvor $t_1 - t_2$ er Temperaturdifferensen, gældende for et Metal i en Opløsning af et af dets Salte. Bouty fandt saaledes:

C i Mikrovolt ved 12° C.

Zink	779	Kvægsølv	156
Kobber	779	Guld	26
Platin	823	Sølv	— 226
Kadmium	689	Nikkel	— 239

De to sidstnævnte Metaller forholde sig ganske anderledes end de øvrige; har man to Nikkeltraade i svovlsurt Nikkel, saa gaar Strømmen i Vædsken fra det opvarmede til det kolde Metal.

Bouty har ogsaa paavist Peltiers Varmetoning i Vædsker. Han benyttede som Elektroder to Termometre, hvis Beholdere vare forkobrede og satte dem ned i en Opløsning af Kobbersalt; idet nu Strømmen gik fra det ene Termometer til det andet, iagttog han, at det Termometer, hvis Beholder dannede den positive Pol, steg, medens det andet sank. Opvarmningen var lidt større end Afkølingen, sandsynligvis fordi Strømmen opvarmede Vædsken.

Bouty fandt, at der udvikledes 0.0508 cal. ved den positive Pol, naar der var gaaet en Coulomb gennem Vædsken. Anvendes Teorien paa dette Tilfælde, faas 0.0528.

ANVENDELSE AF TERMOELEKTRICITETEN. Ved Hjælp af termoelektriske Støtter har Melloni og efter ham mange andre anstillet Undersøgelser over Straalevarmen. Disse Apparater kunne opnaa en overmaade stor Følsomhed; man har endog ment, dog maaske med Urette, paa denne Maade at kunne paavise Varmevirkninger af enkelte Stjerner. Ogsaa til Maaling af høje Temperaturer kan Termoelektriciteten anvendes. *Le Chatelier* brugte dertil en Platintraad og en Legering af Platin og Rhodium (10 Procent Rhodium); han fandt, at den termoelektriske Kraft voksede jævnt med Temperaturen. *Barus* anvendte Platin og Platin-Iridium (20 Procent); han sammenlignede den elektromotoriske Kraft med Lufttermometrets Angivelser og fandt saaledes:

Temp.	400	600	800	1000° C.
Elektrm. Kraft	3900	6500	9300	12300 Mikrovolt

Man har ogsaa bygget termoelektriske Støtter, som ved Opvarmning frembringe en elektrisk Strøm; de kunne undertiden gøre god Nytte, især naar man kan nøjes med en lille elektromotorisk Kraft. I *Noës* Støtte dannes den positive Pol af en Legering af Antimon og Zink, den negative af Nysølvtraad. Opvarmning ved et Gasblus kan give hvert Element en elektromotorisk Kraft af omtrent 0.06 Volt. *Rebizek* har forbedret denne Støtte, og den elektromotoriske Kraft er derved bragt op til næsten 0.1 Volt. En Støtte paa 50 Elementer har en elektromotorisk Kraft af 4.2 Volt, en indre Modstand af 0.8 Ohm. Andre termoelektriske Støtter ere konstruerede af Clamond, Chaudron og Gülcher.

TYVENDE AFSNIT.

Elektrisk Lys.

GLØDELAMPER. Vi have tidligere set, at en Strøm af i Am., som gaar gennem en Leder, hvis Modstand er r Ohm, udvikler $ri^2/4.2$ cal. i Sekundet i denne Leder. Derved vil Lederen blive opvarmet til en Temperatur, der afhænger af Omgivelserne. Er Traaden anbragt frit i Luften, vil den afgive Varme til Luften ved Ledning og Udstraaling. Udstraalingen vil afhænge af Overfladens Størrelse og Beskaffenhed; Varmetabet ved Ledning afhænger af Luftens Ledningsevne for Varme; det bliver større, naar Luften er i Bevægelse, end naar den er i Hvile. Naar Traadens Temperatur overstiger 500° C. vil den begynde at lyse; skal man anvende dette Lys med Fordel, maa Temperaturen dog være langt højere. Man kommer derved til saa høje Temperaturer, at de fleste Ledere smelte; Platintraad kan vel anvendes, men er dog ikke heller paalidelig; derimod har man med Held anvendt Kultraade. Disse Traade dannes af Plantetrevler eller Papirstrimler, som forkulles og dernæst opvarmes i flydende eller luftformige Kulbrinter, hvorved de overtrækkes med et tyndt, men meget fast og tæt Kullag. Enderne af Kultraaden forbindes med to tynde Platintraade, der indsmeltes i Glasbeholderen, som omgiver Traaden; Beholderen gøres lufttom. Traaden har en meget stor Ledningsmodstand; i de almindeligst anvendte Glødelamper er den 200 Ohm, naar Lampen brænder; i kold Tilstand er dens Modstand omtrent dobbelt saa stor. Disse Lamper lyse bedst, naar Strømstyrken er omtrent $^1/_2$ Am.; Spændingsforskellen e ved Polerne er da 100 Volt. En saadan Lampe forbruger i Sekundet en Energimængde, der er lig $10^7 ei = 10^7 \cdot 50$ eller lig 50 Watt (Volt-Ampère). Dette svarer til $ei/736 = 50/736 = {}^1/_{15}$ Hestekraft. Lysstyrken angives i Normallys; Lysstyrken bestemmes imidlertid forskelligt; i England bruges som Enhed den Lysmængde, der

udsendes af et Spermacetlys, der forbrænder 7.77 Gr. i Timen og hvis Flammehøjde er 53 mm. I Tyskland gaar man ud fra et Paraffinlys, hvis Diameter er 20 mm. og hvis Flammehøjde er 50 mm. Her ville vi benytte den sidstnævnte Enhed. Den ovenomtalte Lampe har da en Lysstyrke af 14 Normallys; til at frembringe Enhed af Lys udfordres altsaa $100 \cdot \frac{1}{2}/14 = 3.6$ Watt. Til større Lamper bliver Energiforbruget forholdsvis mindre. Saaledes fabrikerer Siemens Lamper med en Spænding af 100 Volt, der give:

Lysstyrken.....	10	16	25	50	100	500
Strømstyrken i Am..	0.39	0.57	0.87	1.50	2.50	12.50
Watt pr. Normallys..	3.9	3.56	3.48	3.00	2.50	2.50

Glødelamperne maa fornyes engang imellem; man regner, at en Lampe kan brænde i omtrent 1000 Timer.

DEN ELEKTRISKE LYSBUE. *Humphry Davy* har 1821 undersøgt Udladningen af et galvanisk Batteri paa 2000 Elementer. Naar Poltraadene bragtes i Berøring og derefter fjernedes lidt fra hinanden, fremkom der imellem dem en saakaldet Lysbue; det er ikke alene Rummet mellem Polerne, der udsender Lys, ogsaa Polerne selv blive lysende, og det er i Reglen deres Lysvirkning, der er den kraftigste. Det intensiveste Lys fik han ved at benytte Kulstænger til Poler; det er da især den positive Pol, der lyser. Er Polernes Forbindelseslinie vandret, ville opstigende Luftstrømninger bevirke, at den lysende Luftmasse danner en Bue; heraf har Fænomenet faaet sit Navn.

Naar Lysbuen anvendes til Belysning, benyttes altid Kulelektroder. Den positive Pol, Anoden, er da langt, 3 til 4 Gange, lysere end den negative Pol, Katoden; dens Temperatur maa derfor være højere end Katodens Temperatur. Dette bevirker, at Anoden sønderrives, Kuldele føres fra den over til Katoden; Anoden vil derved tillige blive udhulet, medens Katoden tilspidses. Desuden foregaar der i Luften en stadig Forbrænding af Kul ved begge Poler; denne er omtrent dobbelt saa stor ved den positive som ved den negative Pol. Forøges Strømstyrken, saa stiger Anodens Lysstyrke til et Maksimum; yderligere Forøgelse af Strømstyrke og elektromotorisk Kraft bevirker da, at større Dele af Anoden blive lysende uden at Temperaturen stiger. Man antager, at dette hidrører fra, at Kullet ved denne Temperatur sublimerer eller omdannes til Dampe, hvis Tryk er lig Atmosfærens

Tryk. *Violle* har søgt at maale denne Temperatur paa følgende Maade. I Nærheden af Anodens Endeflade drejede han en Fure rundt om den og dannede derpaa en Lysbue med en Strøm af 400 Am. Naar Anoden nu paa en længere Strækning var bragt til at have Maksimumstemperaturen, brækkede han en Ende af den og lod Stykket falde ned i et Kalorimeter. Af Kulstykkets Vægt og Varmeindhold beregnede han da, at det havde været 3500^0 C. varmt.

De elektriske Forhold i Lysbuen ere undersøgte af *Edlund*. Et Batteri af Bunsenske Elementer forbindes med to Kulstifter; disse bringes i Berøring og adskilles igen, hvorved Lysbuen dannes. Det viste sig, at Buen ikke dannes, med mindre den elektromotoriske Kraft har en vis Størrelse. Med Kulelektroder give 25 Elementer en god Lysbue, medens 20 Elementer ikke frembringe nogen saadan. Vel kan der ogsaa med 20 Elementer fremkomme Lys, men Lyset udgaar da fra Spidserne, som lige berøre hinanden. Mellem Kobberelektroder kunde der endnu dannes en Lysbue med 20 Elementer; Sølvelektroder gave undertiden Lysbue med 12 Elementer. Man erindres herved om et analogt Forhold ved Vandets Elektrolyse; til at adskille Vand udfordres en elektromotorisk Kraft af mindst 1.6 Volt; det er Polarisationens elektromotoriske Kraft, der maa overvindes. Edlund antog, at der var en lignende Polarisation, naar den elektriske Strøm gaar gennem Luft; den maatte efter de meddelte Forsøg med Kulelektroder være lidt større end den elektromotoriske Kraft af 20 Bunsen, altsaa lidt under 40 Volt. Desuden maa der i Lysbuen selv være en Modstand, som for samme Strømstyrke kan antages at være proportional med Længden l af Lysbuen.

Senere Undersøgelser have vist, at man for stærkere Strømme kan antage, at Modstanden m i en Længdeenhed af Buen er omvendt proportional med Strømstyrken; sættes derfor $m = q/i$, have vi, idet R betyder Modstanden udenfor Lysbuen, e den elektromotoriske Kraft, p den ovenfor omtalte Polarisation og l Buens Længde:

$$e - p = i\left(R + \frac{ql}{i}\right) = Ri + ql.$$

Men vi kunne ogsaa give Ligningen Formen

$$e - (p + ql) = iR.$$

Man kan altsaa helt se bort fra Modstanden i Buen, naar man

antager, at der i Buen virker en elektromotorisk Modkraft, som er lig $p + ql$. Konstanterne p og q afhænge af Elektrodernes Beskaffenhed; maales Buelængden l i Millimeter, kan man regne, at p omtrent er lig 36 Volt og q lig 2 Volt. Da Buen selv kun lyser svagt, gør man den i Reglen kort, og kan derfor regne, at Buelampens Spænding ligger mellem 40 og 50 Volt. I Praksis betragtes Spændingen som en given Størrelse; man angiver blot Strømstyrken.

Efter *W. Kohlrausch* har man

Strømstyrke $i =$	3	4	5	6	8	10	20
Lysstyrke $L =$	280	390	500	600	850	1100	3000
$\frac{L}{i} =$	93	98	100	100	106	110	150

Man ser, at det er fordelagtigt at anvende stærke Buelys. For svagere Strømme faas omtrent 100 Normallys for hver Ampère; regnes Spændingsforskellen at være 50 Volt, bliver det 2 Normallys for hver Voltampère eller Watt; altsaa forbruges der ved Buelyset $\frac{1}{2}$ Watt for hvert Normallys. Under gunstige Forhold kan man endog faa et Normallys for 0.2 Watt. Da vi ovenfor saa, at der til hvert Normallys i Glødelamperne medgaar 2 til 3 Watt, saa er altsaa Buelyset langt mere økonomisk end Glødelys. Uheldigvis er Buelyset kun anvendeligt, naar der er Brug for en stærk Belysning.

Kulelektrodernes Tværsnit retter sig efter Strømstyrken; der gaar mellem 10 og 20 mm.^{2} paa hver Am.

ELEKTRISK LYS I FORTYNDET LUFT. Vi have set, at den elektriske Udladning i Luften kan antage to forskellige Former; den kan enten være en Gnist eller en Lysbue. Gnisten fremkommer, naar Elektricitetskilden har en høj Spænding, men kun giver en ringe Elektricitetsmængde; dette hænger da sammen med, at der er en meget stor Ledningsmodstand; springer Gnisten over mellem to Metalkugler, vil Udladningen bevirke, at Kuglerne næsten faa samme Spænding; der gaar da nogen Tid, inden der er strømmet saa megen Elektricitet til dem, at en ny Gnist kan springe over. Til Dannelse af Lysbuen fordres kun en lavere Spænding, men en stor Elektricitetsmængde, altsaa god Ledning. I Gnisten have vi da en diskontinuert, men i Buen en kontinuert Udladning.

I det luftfortyndede Rum ere Forholdene mere mangfoldige. Vi have allerede set, at man med samme Spændingsforskel kan faa desto længere Gnister, jo mere Luften er fortyndet. Er Lufttrykket nogle faa Millimeter, iagttages desuden flere mærkelige Forhold, som navnlig ere undersøgte af *Hittorf*. Han benyttede som Elektricitetskilde enten Ruhmkorffs Induktionsmaskine eller et galvanisk Batteri, det saakaldte Bunsenske Kromsyrebatteri, dannet af Zink og Kulstænger, som staa i en Blanding af Svovlsyre og tvekromsurt Kali, opløst i Vand. Batteriet bestod af 2400 Elementer. Som Luftbeholder benyttedes saakaldte Geisslerske Rør, Glasrør R (Fig. 224), i hvis Ender Platintraade A og K vare indsmeltede; et snævert Rør S forbandt R med Kvægsølvluftpumpen. Er Trykket i et saadant Rør kun et Par Millimeter, vil man bemærke følgende. Den positive Pol, Anoden, er bedækket af rødligt Lys, som strækker sig hen imod den negative Pol, Katoden, uden dog at berøre denne. Ofte er det røde Lys lagdelt; gaar man fra Anoden til Katoden, veksle lyse og mørke Partier med hverandre. Er Røret langt og snævert, synes det at være fyldt med Perler af Lys. Fra Katoden udgaar derimod et blaaligt Lys, som igen kan deles i 3 Lag. Umiddelbart op til Katoden ligger et ganske tyndt Lyslag; efter dette følger et Lag, der næsten intet Lys udsender, hvorpaa igen kommer et Rum, der synes at være fyldt med en Lystaage. Hvad her er sagt, gælder for de fleste Luftarter; dog er Farveforskellen kun tydelig i Kvælstof eller i Luftblandinger, der, som den atmosfæriske Luft, indeholder Kvælstof.

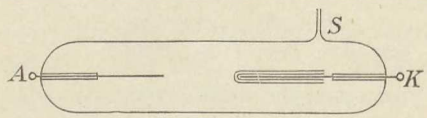


Fig. 224.

Vi skulle nu nærmere betragte Katodelysets Egenskaber. Naar Strømstyrken kun er ringe, saa vil Katodelyset omgive den yderste Del LM (Fig. 225) af Katoden. Lyset danner da en Slags Hætte ABC; det er cylindrisk, men afrundet for Enden af Katoden. Man kan tænke sig, at Katodelyset hidrører fra en særegen Art Straaler, Katodestraalerne, der udgaa fra Katodens Overflade; i nærværende Tilfælde er da $LA = LC$ Katodestraalernes Længde, medens vi kalde LM Katodelysets Ud-

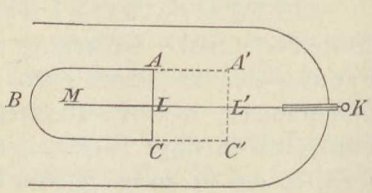


Fig. 225.

strækning. Naar Strømstyrken vokser, saa vokser ogsaa Lysets Udstrækning, medens Straalernes Længde forbliver uforandret. Vi slutte saaledes heraf, at det til *A'BC'* svarende Katodelys hører til en større Strømstyrke end *ABC*. Naar *LM* og *L'M* ere store i Sammenligning med *AL*, det vil sige: naar Katodelysets Udstrækning er stor i Forhold til Straalernes Længde, har man, at Udstrækningen forholder sig som Strømstyrken. De til *LM* og *L'M* svarende Strømstyrker forholde sig altsaa som *LM* til *L'M*.

For at faa Strømmen til at gaa gennem fortyndet Luft udfordres en betydelig Spænding; for at maale den, indsmeltedes flere Platintraade *PQR* (Fig. 226) i et Geisslers Rør, og Spændingsforskellen mellem dem og Elektroderne *A* og *K* maaltes. Derved erholdtes følgende Resultater. Saa længe kun en Del af Katoden er bedækket med Lys, er Spændingsforskellen mellem Katoden og den yderste Grænse for Katodelyset, *P*, uafhængig af Strømmens Styrke, Luftens Tryk og Katodens Diameter; den afhænger da kun af Luftarten og af Katodens kemiske Beskaffenhed. Vi have da den normale Katodespænding. Dens Størrelse er maalt af *Warburg*. Han fandt saaledes:

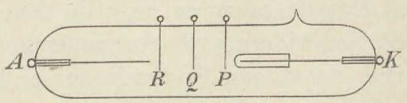


Fig. 226.

Luftarten	Katoden	Katodespændingen
Kvælstof, iltfri og tør	Platin	232 Volt
» » »	Magnium	207 »
Brint » »	»	168 »
Ilt	»	300 »
Kvægsølvdamp	»	340 »

Vi skulle nu betragte Forholdene i Nærheden af Anoden. Fig. 227 forestiller et Geisslers Rør med en enkelt Katode *K* og to lige store Anoder A_1 og A_2. Strømmen deler sig ved *C* i to Dele, af hvilke den ene i_1 gaar fra A_1 til *K*, den anden i_2 gaar

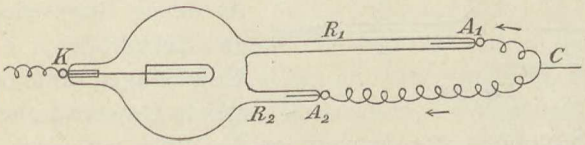


Fig. 227.

fra A_2 til *K*. *Hittorf* bestemte Forholdet mellem i_1 og i_2; var Lufttrykket flere Millimeter, saa gik den største Del af Strømmen gennem A_2 til *K*; i_2 var altsaa større end i_1. Naar Luften der-

efter fortyndedes yderligere, nærmede i_1 og i_2 sig til at blive lige store. Hittorf sluttede heraf, at Modstandene i Rørene A_1 og A_2 aftoge og til sidst bleve forsvindende i Sammenligning med Katodemodstanden. I det hele viser det sig, at Anodemodstanden aftager, naar Trykket formindskes; samtidig hermed forsvinder ogsaa Lyset omkring Anoden. Det samme Resultat fremkommer ogsaa paa en anden Maade. Har man et meget langt Geisslers Rør, og nærmer man det til et Elektroskop, er det let at paavise, at Katodeenden er negativ, Anodeenden positiv. Drives Fortyndingen videre, vil det neutrale Bælte flyttes hen imod Katoden; ved de største Fortyndinger er hele Røret positivt, kun Katoden selv er negativ.

Idet vi altsaa holde os til de Tilfælde, i hvilke Udladningen er normal, kunne vi tænke os det Geisslerske Rør delt i to Dele, Anode- og Katodepartiet. I Anodepartiet aftager Spændingen fra Anoden af; jo tyndere Luften er, desto langsommere varierer Spændingen. Da Modstanden for samme Strømstyrke forholder sig som Spændingsforskellen, følger heraf, at Modstanden i Anodepartiet aftager, naar Trykket formindskes. Ved de største Fortyndinger, der kunne tilvejebringes i Anodepartiet, er Modstanden forsvindende. Der forbruges da ingen Energi til Strømmens Vedligeholdelse i Anodepartiet; derfor forsvinder ogsaa det positive Lys. I Katodepartiet ere Forholdene af en ganske anden Natur. Der er en konstant Spændingsforskel e mellem Katodelysets yderste Grænse og Katoden selv; for en given Strømstyrke i vil der altsaa i Sekundet forbruges en Energimængde ei Watt; denne Energi omdannes til Lys og navnlig til Varme; derfor mærkes ogsaa en langt stærkere Ophedning i Nærheden af Katoden.

Den yderste Grænse for Katodelyset, Grænsefladen, kunne vi nu opfatte som det Sted, hvor Foreningen af den positive og den negative Elektricitet foregaar. At denne Grænseflade spiller en Hovedrolle i denne Art Udladninger, fremgaar af følgende Omstændigheder. Hittorf lod Strømmen gaa gennem et Rør (Fig. 228), der bestod af en videre Del A og en snævrere Del B. Radien af B var mindre end Katodestraalernes Længde, medens Radien af A var større end denne. Var P Katode, Q Anode, saa udviklede Katodelyset sig fuldt paa Katoden, og der gik en forholdsvis kraftig Strøm gennem

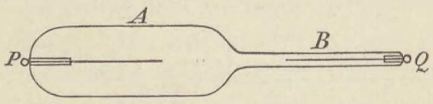


Fig. 228.

Røret; var *Q* derimod Katode, saa kunde Katodestraalerne ikke opnaa deres fulde Længde; der gik da kun en meget svag Strøm gennem Røret. Hvor stor Hindringen er i sidstnævnte Tilfælde ses ved at dele Strømmen imellem to Rør af samme Form som *AB*. Ligger Katoden i det ene af dem i den snævre Del, i det andet i den vide Del, gaar næsten hele Strømmen gennem det sidstnævnte Rør.

Denne mærkelige Egenskab ved Katodelyset giver sig ogsaa til Kende paa en anden Maade. Er *Q* (Fig. 228) Katode, saa vil der kun udgaa Straaler fra Enden af den; de gaa i Hovedsagen henimod *P*; der er jo nemlig Plads til, at de kunne opnaa deres fulde Udvikling. Hittorf sluttede nu heraf, at de modsatte Elektriciteter forenede sig i det ovenomtalte Grænselag; mangler dette, saa bliver Modstanden i høj Grad forøget. Endvidere paaviste han, at Katodelyset danner en Isolator for den positive Elektricitet. Er *K* (Fig. 229) Katode, saa vilde man vente, at Katodelyset vilde udvikle sig stærkt ved *B*, medens det ikke kan danne sig ved *C*; Forsøget viste, at der næsten intet saadant Lys dannedes. Ved *C* fyldes Røret nemlig af ganske svagt Katodelys, som hindrer den positive Elektricitet i at gaa fra *A* hen til *B*; men derved er ogsaa Forbindelsen mellem de to Slags Elektriciteter i *B* udelukket.

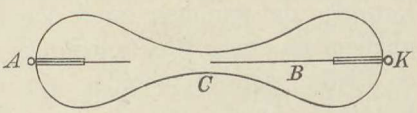


Fig. 229.

Da Katodestraalernes Længde synes at vokse uden Grænse med Fortyndingen, vil man altid ved fortsat Fortynding kunne opnaa, at alle disse Straaler ramme Luftbeholderens Vægge; dermed vil Ledningen i højeste Grad vanskeliggøres, og Hittorf har virkelig tilvejebragt Rør, der ikke lade Strømmen fra de stærkeste Induktionsmaskiner gaa igennem. Dette skulde da kun ligge i, at Rørenes Vidde er for lille.

KATODESTRAALERNE. Vi have nu set, at Katodestraalernes Længde vokser med Fortyndingen; samtidig hermed forsvinder det positive Lys, idet Modstanden i Anodepartiet nærmer sig til at blive Nul. Det er da ligegyldigt, hvor Anoden anbringes i Røret. Under disse Omstændigheder vise Katodestraalerne mange mærkelige Forhold. De frembringe en kraftig Fluorescens paa Glasvæggene; endnu mere intensiv er Fluorescensen, naar Straalerne ramme visse Ædelstene, f. Eks. Diamant eller Smaragd.

Ogsaa Balmains Farve giver en smuk Fluorescens. Det er, som *Crookes* har vist, heldigst at give Katoden Form af en Kuglekalot (Fig. 230); Straalerne udgaa da tilnærmelsesvis vinkelret fra den konkave Side; Virkningen bliver derfor særlig stærk i den Flade, hvor Straalesystemets Tværsnit er mindst. Falder dette Tværsnit paa en tynd Platinplade, der danner Anoden, vil den blive glødende; Varmevirkningen kan blive saa stærk, at Metallet smelter. Holdes den ene Pol af en Magnet i Nærheden af Katodestraalerne, bøjes de til Siden paa samme Maade som en Leder, hvorigennem der gaar en Strøm. Katodestraalerne synes dog at besidde nogen Stivhed; derfor krummes de mere eller mindre efter Kraftens Størrelse. Er den magnetiske Kraft tilstrækkelig stærk, danne Katodestraalerne Spiraler omkring Kraftlinien gennem deres Udgangspunkt; tilsyneladende falder deres Retning da sammen med Kraftliniens. Naar Katoden holdes imellem en stærk Elektromagnets Poler, danner Katodelyset derfor en Flade, som indeholder alle de Kraftlinier, der gaa gennem Katoden. Anodelyset gør derimod ingen kendelig Modstand; derfor lægger det sig hen ad Rørets indre Overflade, saaledes at det forbinder Anoden med Enderne af Katodestraalerne. Forklaringen af disse Forhold skyldes *Hittorf*. At Katodelyset ogsaa kan udøve mekaniske Virkninger er paavist af *Crookes*.

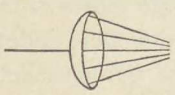


Fig. 230.

Vi have set, at Katodestraalernes Længde vokser, naar Luften fortyndes; det ligger derfor nær at antage, at de absorberes stærkt af Luften. Den stærke Fluorescens, de frembringe, naar de falde paa Glas og flere andre faste Legemer, tyder ogsaa paa Absorption. Selv de tyndeste Glimmerblade ere uigennemtrængelige for Katodestraalerne. Vi se saaledes, at der er en stor Forskel mellem Lysstraaler og Katodestraaler i denne Henseende. Endnu forunderligere er det dog, at der er Legemer, som lade Katodestraalerne gaa igennem sig, medens de absorbere Lysstraalerne. Dette er godtgjort af *H. Hertz*. Paa den ene Side af en Glasplade lagde han et Stykke ægte Bladguld, som var noget mindre end Glaspladen, og anbragte det hele i et Geisslersk Rør. Naar Katodestraalen træffer den belagte Side, fluorescerer Glasset over det hele; Virkningen er vel noget stærkere paa de ubelagte Dele af Glasset, men den er dog meget kendelig ogsaa paa den belagte Del. Nu er Bladguld ogsaa i nogen Grad gennemsigtigt, saa Modsætningen her ikke er saa stor; Hertz erstattede imidlertid

Guldbladet med et Aluminiumblad, der slet ikke lod Lys gaa igennem; det lod alligevel Katodestraalerne gaa igennem. Ogsaa tynde Hinder af Sølv, Platin og Kobber lode Katodestraaler gaa igennem. En nøjere Undersøgelse viste, at disse Metaller virke paa Katodestraalerne ligesom mat Glas virker paa Lys; Straalerne forplante sig ikke i rette Linier igennem Metallerne, men gøre dem i en vis Forstand selvlysende, saaledes at Metallet sender Straalerne ud i alle mulige Retninger.

Herved bliver det muligt, som *P. Lenard* har vist, at faa Katodestraalerne ud i den frie Luft. I Siden af et Geisslersk Rør dannedes et Hul, 1.7 mm. i Diameter, som lukkedes med en 0.003 mm. tyk Aluminiumplade. Katodestraaler, som ramme denne Plade, gaa da gennem den og udbrede sig i Luften til alle Sider. Man mærker da tydelig Lugten af Ozon; fluorescerende Legemer, som bringes tæt til Aluminiumpladen, blive lysende; Virkningen er endnu kendelig i en Afstand af næsten 6 cm. Han fandt, at Katodestraaler kunne gaa igennem en 0.03 mm. tyk Aluminiumplade, medens de ikke kunne gaa gennem en 0.5 mm. tyk Kvartsplade. I øvrigt synes Luftdelene, der rammes af Katodestraalerne, selv at blive Udgangspunktet for nye Straaler; det viser sig blandt andet derved, at Katodestraalerne ikke kunne frembringe skarpe Skygger i Luften.

Legemer, som ere ladede med Elektricitet, tabe Ladningen, naar Katodestraalerne ramme dem.

Stiller man paa disse Straalers Vej Plader af forskellige Metaller, hvis Tykkelse forholder sig omvendt som deres Vægtfylde, svække de Katodestraalerne lige stærkt. Og dette synes at gælde alle Stoffer, ligegyldigt i hvilken Tilstandsform de befinde sig. Heri er der en mærkelig Analogi med Tyngdekraften, som ogsaa afhænger af Vægten alene.

Om Katodestraalernes Natur har der været fremsat forskellige Hypoteser. *E. Wiedemann* antager, at de kunne opfattes som ultraviolette Straaler. Derfor taler navnlig deres Evne til at fremkalde Fluorescens; ligeledes stemme Hertz's og Lenards Forsøg godt med denne Opfattelse, især naar det antages, at Katodelysets Bølgebrede kan sammenlignes med Molekylernes Udstrækning. Efter *Crookes* skulde de bestaa af yderst smaa Partikler, muligvis Luftdele, som ved Berøring med Katoden lades med negativ Elektricitet og derefter frastødes; deres opvarmende og bevægende Kraft forklares lettest efter denne Hypotese, medens

deres magnetiske Egenskaber ikke kunne forklares derved. Endelig har *Schuster* ment, at der omkring Katoden skulde finde en Dissociation af Luftmolekylerne Sted; Varmevirkningerne ved Katodens Overflade kunne da, som *Warburg* har bemærket, forklares ved at antage, at Katoden frembringer en Genforening af de dissocierede Dele. Denne Proces vilde da være analog med den Forening af Ilt og Brint, som iagttages, naar disse Luftarter ere i Berøring med en ren Platinplade. Imod Dissociationsteorien taler det dog, at der ogsaa kan opstaa Katodestraaler i Kvægsølvdampe; da disse Dampe antages at bestaa af enkelte Atomer, kan man ikke vel anvende Hypotesen paa dette Tilfælde.

KATODESTRAALERNES BØJNING. *Fr. Braun* har konstrueret et Geisslersk Rør, der er særlig skikket til at undersøge magnetiske Kræfters Indvirkning paa Katodestraaler. Dets Indretning ses af Fig. 231. *A* er Anode, *K* Katode, *S* er en Glasvæg med et lille Hul i Midten, *T* en Skærm af Glimmer, belagt med et fluorescerende Stof. Er Fortyndingen drevet tilstrækkelig vidt, saa ville Katodestraalerne paa *T* danne en ganske lille lys Plet. Bringes dette Rør ind i et magnetisk Felt, saaledes at Katodestraalerne blive vinkelrette paa Kraftlinierne, saa vil Straalen *ST* bøjes til Siden. Er *A* (Fig. 232) det oprindelige Billede, der ses paa Skærmen, vil det, som *Lenard* har vist 1894, efter Bøjningen have et Udseende som vist i *B*, de Straaler, som dannede det lyse Midterparti af Billedet, bøjes altsaa mindre end det taagede Lys, der dannede den ydre Del af Billedet.

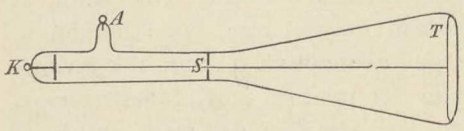


Fig. 231.

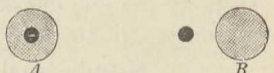


Fig. 232.

Analogien med Solspektret træder endnu tydeligere frem, naar man i Stedet for Hullet i Skærmen *S* sætter en Spalte og lader den være parallel med Magnetkraftlinierne. Paa denne Maade viste *Birkeland* (1897), at Katodestraalernes Bøjning blive desto mindre, jo kraftigere de Udladninger ere, som frembringe dem. Ligeledes aftager Bøjningen, naar Luften fortyndes endnu mere, Røret altsaa bliver »haardere«.

I Analogi med Forholdene ved Solspektret kunde man tænke sig, at der var forskellige Slags Katodestraaler, men saaledes

hænger det dog ikke sammen. *R. I. Strutt* (1899) har gentaget Birkelands Forsøg og genfandt Spektret, naar Straalerne frembringes ved en Ruhmkorffs Maskine; frembragtes de derimod ved Hjælp af et Akkumulatorbatteri paa 800 Elementer, bøjedes Straalerne vel, men der viste sig intet Spor af et Spektrum. At Lenard og Birkeland have iagttaget et saadant, beror altsaa paa, at de have benyttet Udladninger af vekslende Styrke, altsaa faaet Straaler med forskellige Hastigheder, som naturligvis maa bøjes desto mere, jo mindre Hastigheden er.

Brauns Rør kan ogsaa benyttes til andre Undersøgelser. Anbringer man det i et variabelt magnetisk Felt, vil Lysplettens Bevægelser paa Skærmen T vise os Retningen og Størrelsen af den magnetiske Kraft. Denne Fremgangsmaade kan vel ikke give særlig nøjagtige Resultater, men den har det gode ved sig, at Virkningen indtræder øjeblikkelig; hvor hurtigt end den magnetiske Kraft varierer, vil Lyspletten dog kunne følge den, hvilket langtfra er Tilfældet, naar man erstatter den med en Magnet eller en Induktionsrulle. Man kan derfor bruge Brauns Rør til at maale Svingningstid og Strømstyrkens Variationer hos Vekselstrømsmaskiner. Det er vist foran S. 489, hvorledes Brauns Rør kan anvendes ved Studiet af elektriske Svingninger.

Anbringes Røret i et roterende Felt, saaledes at Katodestraalen er vinkelret paa Kraftlinierne, vil Pletten beskrive en Cirkel, hvis Radius tilnærmelsesvis er proportional med Feltets Intensitet.

KATODESTRAALERNES TEORI. Vi have hidtil ganske i Almindelighed holdt os til Analogien mellem Katodestraaler og elektriske Strømme; vi skulle nu gaa over til at fremstille de Iagttagelser og Betragtninger, der i de senere Aar have ført til en klarere Forstaaelse af deres Natur og Bevægelser.

I 1897 beviste *Perrin*, at Katodestraalerne førte elektriske Ladninger med sig. Han anbragte i et Geisslers Rør en Metalplade, som ved en Ledning gennem Glasset stod i Forbindelse med et Elektrometer. Rammes Pladen af Katodestraaler, gør Elektrometret Udslag med negativ Elektricitet. Bøjes Straalen ved Hjælp af en Magnet saaledes, at den ikke mere rammer Pladen, faar Pladen heller ingen Ladning.

Herefter er man da berettiget til at antage, at Katodestraalerne fremkaldes ved at overmaade smaa materielle Dele af Katoden optage negative elektriske Ladninger og derfor frastødes af

Katoden. Lad en saadan Partikel have Massen μ og Ladningen ε. Har Katoden Potentialet V og ere ε og V udtrykte i absolut elektrostatisk Maal, vil det Arbejde, de elektriske Kræfter udføre, idet Partiklen bevæger sig hen til et Punkt med Potentialet V_0, være $(V - V_0)\varepsilon$. Er Lufttrykket saa lavt, at Partiklen ikke hindres i sin Bevægelse ved Sammenstød med andre Partikler, vil den opnaa en levende Kraft $\frac{1}{2}\mu h^2$, som er lig det af de frastødende Kræfter udførte Arbejde. Man har da

$$(V - V_0)\varepsilon = \tfrac{1}{2}\mu h^2.$$

I nogen Afstand fra Katoden kan man tilnærmelsesvis sætte $V_0 = 0$, og faar altsaa

$$V\varepsilon = \tfrac{1}{2}\mu h^2.$$

Da h, som vi senere skulle se, er overordentlig stor, maa Partiklernes Masse μ være yderst lille. Man kalder dem Ioner, Kationer eller Katodepartikler. Ved de Forsøg, som nu skulle omtales, antages, at Ionerne bevæge sig med konstant Hastighed h.

Den elektriske Ladning, som disse Partikler besidde, synes at være uadskillelig knyttet til dem. Træffe de en tynd Metalplade, der er i ledende Forbindelse med Jorden, gaa de igennem den uden Tab af Ladning, tykkere Plader absorbere baade Partiklen og dens Ladning.

Da Ionerne ere ladede med negativ Elektricitet, maa de ogsaa paavirkes af elektriske Kræfter. At det forholder sig saaledes, er vist af *J. J. Thomson*, *W. Wien* og *Lenard*. Inden i det Geisslerske Rør er anbragt en Kondensator AB, Pladernes Længde kaldes l, deres Afstand a. En Katodepartikel bevæger sig i Retningen CD; idet den kommer ind mellem Kondensatorpladerne, trækkes den hen imod den positive Plade og vil derfor beskrive en Bane DE', som vil være et Stykke af en Parabel; fra E' af vil den igen gaa i en ret Linie. I Stedet for i F vil den nu ramme den fluorescerende Plade P i Punktet F'. Er den Tid, i hvilken Partiklen befinder sig inden i Kondensatoren, t, har man, idet X er den elektriske Kraft,

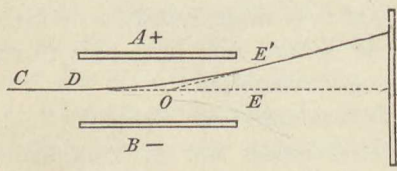


Fig. 233.

$$l = DE = ht, \quad EE' = \tfrac{1}{2}\frac{X\varepsilon}{\mu}t^2$$

Tangenten til Banen i E' vil ramme CF i Punktet O, som ligger midt imellem D og E; man har altsaa

$$\frac{FF'}{OF} = \frac{EE'}{\frac{1}{2}DE} = \frac{Xl}{h^2}\frac{\varepsilon}{\mu}.$$

Man ser altsaa, at FF' bliver proportional med Produktet af den elektriske Kraft X og Kondensatorens Længde l, hvilket ogsaa viser sig at være Tilfældet.

Vi skulle nu se, hvorledes man kan beregne den Bøjning, Katodestraalerne lide, naar de bevæge sig i et magnetisk Felt. Den paa et Strømelement virkende Kraft er S. 381 udtrykt ved

$$k = \tfrac{1}{10} Fids \sin \varphi.$$

Vi tænke os nu, at Strømmen fremkommer ved, at Lederen, hvis Tværsnit kaldes S, er fyldt med positiv Elektricitet med Tæthed ϱ og Hastighed h. Gennem Tværsnittet S gaar der da i Sekundet en Elektricitetsmængde

$$i = hS\varrho.$$

Indsættes dette i Udtrykket for k, faas

$$k = \tfrac{1}{10} FhS\varrho ds \sin \varphi.$$

Men ϱSds er den Elektricitetsmængde q, som findes i Stykket ds af Lederen, altsaa er den søgte Kraft

$$k = \tfrac{1}{10} hFq \sin \varphi,$$

hvor q er udtrykt i Coulomb. Skal q udtrykkes i elektrostatiske Enheder, og er den lig ε saadanne, haves $\varepsilon = 3 \cdot 10^9 \cdot q$. Sættes $v = 3 \cdot 10^{10}$, faas altsaa, at den søgte Kraft er lig

$$k = \frac{hF\varepsilon \sin \varphi}{v}.$$

Lader man nu Katodestraaler gaa gennem et konstant magnetisk Felt, kan man paa lignende Maade som foran finde, hvor meget de ville bøjes. Forestiller i Fig. 233 A Nordpolen, B Sydpolen, saa vil Straalerne bøjes ud af Papirets Plan og danne en Cirkelbue, hvis Radius R kan findes saaledes. Den paa Katodepartiklen virkende Kraft staar vinkelret paa dens Bevægelsesretning og er

$$\frac{hF\varepsilon}{v} = \frac{\mu h^2}{R}, \quad \frac{\varepsilon}{\mu}\frac{1}{h} = \frac{v}{FR}.$$

Af Straalernes Bøjning i det magnetiske Felt kan R findes; maales nu F og erindres, at v er bekendt, giver ovenstaaende Ligning en Relation mellem ε, μ og h.

Undersøger man nu for de samme Katodestraaler baade Afvigelsen ved Indvirkning af elektriske og magnetiske Kræfter, kan man finde baade h og $\frac{\varepsilon}{\mu}$.

h er derved funden at være meget stor, omtrent $^1/_{10}$ af Lysets Hastighed i det tomme Rum, medens ε/μ ligger i Nærheden af $\frac{3}{2} \cdot 10^{17}$ eller, naar Elektricitetsmængden udtrykkes i Coulomb, $\frac{1}{2} \cdot 10^8$.

KATODEPARTIKLERNES NATUR. Vi have set, at Katodestraalerne maa antages at bestaa af Smaadele, der udkastes med stor Fart fra Katodens Overflade. Af hvilket Stof bestaa de? Med Hensyn dertil bemærkes først, at hverken Katodens kemiske Beskaffenhed eller den Luftart, der findes i Røret, har nogen Indflydelse paa Katodestraalernes Egenskaber, navnlig er Forholdet ε/μ altid ganske det samme Dette tyder nærmest paa, at alle Katodepartikler bestaa af det samme Stof. Man har ment, at de bestode af Brintmolekyler. Derfor taler, at f. Eks. en Kobberplade, hvis Overflade er iltet, bliver blank paa de Steder, hvor den rammes af Straalerne. Endvidere ses de for Brint karakteristiske Spektrallinier altid i det Lys, der omgiver Katoder, naar Fortyndingen ikke er drevet særlig vidt.

Efter en anden Opfattelse, der særlig er gjort gældende af *J. J. Thomson*, bestaar det, som vi kalde Elektricitet, af overordentlig smaa, lige store Masser, ladede med lige store Elektricitetsmængder. En saadan Partikel har man kaldt Elektron og der eksisterer da to Slags af dem, positive og negative. Katodepartiklerne skulle da være negative Elektroner. Kemikernes Molekyler indeholde da lige mange Elektroner af hver Slags. Skiller et negativt Elektron sig fra et Molekyl, har Molekylet altsaa en positiv Ladning; optager et Molekyl et negativt Elektron, faar det derved en negativ Ladning.

Denne Opfattelse bestyrkes ved Forsøg af *G. C. Schmidt* (1901) over Katodestraalernes Virkning paa Salte, navnlig Klormetaller; det synes, at disse afgive Klor, naar de rammes af Straalerne, og dette kan tænkes at ske derved, at Elektronerne ligefrem træde ind i Forbindelsen i Stedet for Kloret eller i hvert Fald for en Del deraf.

RØNTGENS STRAALER. 1895 opdagede *W. C. Røntgen*, at der fra et Geisslersk Rør, i hvilket Fortyndingen var drevet saa vidt, at Katodestraalerne naaede ud til Glasvæggen, udgik en særegen Art Straaler, som kunde trænge gennem sort Pap og andre uigennemsigtige Legemer. Øjet er saa at sige ufølsomt for dem, men de bringe en Skærm, som er belagt med Bariumplatincyanur, til at lyse. Denne Lysning kunde bemærkes i en Afstand af 2 Meter. Om Skærmen vendte den belagte eller den ubelagte Side mod Røret, var ligegyldigt. Da en saadan Skærm fluorescerer stærkt, naar ultraviolet Lys falder paa den, ligger det nær at sammenligne Røntgens Straaler med Lysstraaler, og Røntgen antog da, at vi her havde med en ny Slags Straaler at gøre. Dette bekræftes ved at holde et Stykke Bly mellem Røret og Skærmen, der viser sig da en tydelig Skygge.

Af stor Betydning for Undersøgelse og Anvendelse af Røntgens Straaler er, at de ogsaa virke paa en fotografisk Plade ligesom Lyset, samt at de berøve elektriserede Legemer deres Ladning.

Han fandt, at Straalerne let gik gennem Papir, selv en indbunden Bog paa 1000 Sider lod saa mange Straaler gaa igennem, at Skærmen bragtes til at lyse. Paa lignende Maade forholdt Træ og Aluminium sig. Almindeligt Vinduesglas lader Straalerne gaa igennem, medens blyholdigt Glas (Flintglas) standser dem. Holdes en Haand mellem Røret og Skærmen, ses Knoglernes Skygge tydeligt, medens Køddelenes Skygge er langt lysere.

Allerede heraf fremgaar, at Straalerne ikke brydes kendeligt; Forsøg med Legemer af prismatisk Form godtgøre, at Røntgens Straaler ikke kunne brydes, lige saa lidt finder nogen spejlende Tilbagekastning Sted. Heller ikke har man kunnet eftervise enten Interferens eller Polarisation.

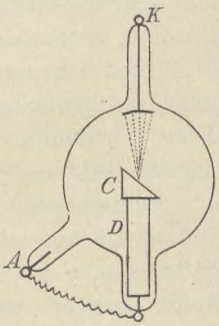


Fig. 234.

Man benytter nu i Reglen Røntgenrør af den Form, som er vist i Fig. 234. *B* er Katoden, *C* et Prisma af Metal, som bæres af et Jærnrør *D*, der sættes i ledende Forbindelse med Anoden *A*. *C* rammes af Katodestraalerne fra *B* under en Vinkel paa omtrent 45° og udgaa derfra som Røntgenstraaler. Man kalder ofte *C* Antikatode.

Skønt Røntgenstraaler og Katodestraaler have flere Egenskaber fælles, ere de dog ikke identiske. Vi have saaledes set, at Ka-

todestraaler bøjes, naar de gaa gennem et magnetisk Felt; til noget saadant mærkes ikke det mindste hos Røntgenstraalerne. Røntgen selv var tilbøjelig til at antage, at de bestode af Ætersvingninger, der foregik i Forplantningsretningen, til Forskel fra Lysstraalerne, hos hvilke Svingningsretningen er vinkelret paa Forplantningsretningen. Men i Virkeligheden ere vi ude af Stand til at sige noget bestemt om deres Natur.

Der er udført et overordentlig stort Antal Undersøgelser over Røntgens Straaler. Her kunne kun nogle enkelte Forhold berøres.

Haarde og bløde Straaler. Herover har *Swinton* (1897) meddelt nogle Iagttagelser. Røntgenstraalerne optræde først, naar Fortyndingen i Røret er naaet til et vist Punkt. De første Straaler, som bemærkes, ere saa svage, at de knap kunne gaa igennem det Papir, der bærer det fluorescerende Stof. Gaar man videre, ser man som en Skygge af Knoglerne i en Haand. Man kommer dernæst til et Punkt, hvor Knoglerne synes at være ugennemsigtige, medens Kødet er næsten helt gennemsigtigt. Gaar man endnu videre, bliver Modsætningen imellem Skyggerne fra Knoglerne og Kødet mindre og mindre og forsvinder til sidst ganske, saa hele Haanden kun giver en ganske svag Skygge paa Skærmen. Man siger, at Straalerne ere gaaede over fra at være bløde til at blive haarde. Forøges Styrken af Gnisterne, blive Straalerne haardere; det samme sker ved at formindske Katodens Overflade eller ved at formindske Afstanden mellem Katoden og Antikatoden.

Swinton forklarer disse Forhold saaledes. Røntgenstraalerne dannes, idet Katodestraalerne ramme Antikatoden; jo større Hastighed Katodestraalerne have, des mere gennemtrængende, altsaa haardere, maa Røntgenstraalerne ogsaa blive. Men dette stemmer godt med Iagttagelserne; ved Formindskelse af Lufttrykket sker der færre Sammenstød mellem Katodepartiklerne og Luftens Molekyler; Partiklernes Hastighed bliver større. Ogsaa de øvrige Iagttagelser forklares paa lignende Maade.

Swinton prøvede ogsaa, om Antikatodens kemiske Beskaffenhed havde nogen Indflydelse paa Røntgenstraalernes Haardhed. Dette syntes ikke at være Tilfældet, i det mindste ikke i høj Grad; derimod var Mængden af Røntgenstraaler større, naar Antikatoden var af Platin end naar den var af Aluminium; i det hele voksede deres Antal med Metallets Atomvægt.

Sekundære Røntgenstraaler. Naar et Legeme rammes af Røntgenstraaler, udsender det igen Straaler, som kaldes sekundære

Straaler. Det gør ikke alene de faste og flydende Legemer, ogsaa den atmosfæriske Luft udsender sekundære Straaler, naar Røntgenstraaler gaa igennem den. De sekundære Straaler have vel en Del Egenskaber tilfælles med Røntgenstraalerne, men i det mindste en Del af dem ere dog utvivlsomt Katodestraaler. *Curie* og *Sagnac* (1902) lode Røntgenstraaler trænge ind i et næsten lufttomt Rum, hvori der var anbragt en Metalplade, f. Eks. en Platinplade, som var forbunden med et Elektrometer. Denne Plade blev da ladet med positiv Elektricitet, og dette forklares ved at antage, at de sekundære Straaler have taget negativ Elektricitet fra Pladen og ført den med sig. I Luft af almindeligt Tryk kan Forsøget ikke gøres, da Røntgenstraalerne gøre den ledende.

Røntgenstraalernes Virkning paa Luft. Det er omtalt foran, at Luft bliver ledende, naar Røntgenstraaler gaa gennem den. Paa Grundlag af omfattende Arbejder af *J. J. Thomson*, *Rutherford* og andre kan man opfatte det saaledes. Vi tænke os, at en Luftkondensators ene Plade A er forbunden med et Batteris ene Pol, medens Batteriets anden Pol er forbunden med Jorden. Kondensatorens anden Plade B er forbunden med et Elektrometer. Man sender et Bundt af Røntgenstraaler ind imellem Pladerne, og man vil da se, at der finder en stadig Overgang Sted af Elektricitet fra A til B, og Elektrometret gør et voksende Udslag. Dette tænkes at foregaa paa følgende Maade. Under Straalernes Indvirkning spaltes nogle af Luftmolekylerne i en positiv og en negativ elektrisk Del; vi kunne kalde disse Dele Ioner. Disse Ioner ville dels tiltrække hinanden, dels tiltrækkes af Kondensatorpladerne A og B. Er A positiv, B negativ, saa vil A tiltrække de negative, B de positive Ioner, og der vil derfor gaa en elektrisk Strøm fra A til B. Er Spændingsforskellen V mellem A og B stor, saa ville Ionerne ikke faa Tid til at forbinde sig med hinanden; alle de i en vis Tid frembragte Ioner ville da i samme Tid drages hen til Pladerne og yderligere Forøgelse af Spændingsforskellen V vil ikke have nogen Forøgelse af Strømstyrken til Følge. Er V derimod lille, ville en Del af Ionerne genforenes inden de naa Kondensatorens Plader, Strømstyrken vil da være tilnærmelsesvis proportional med V. Disse ejendommelige Forhold kunde nu virkelig paavises ved Forsøg.

I det Øjeblik, en Luftpartikel dissocieres i de to forskellige Ioner, ville disse have en vis Hastighed; de drages nu hen til hver sin af Kondensatorpladerne; i denne Bevægelse hæmmes de

ved Sammenstød med andre Molekyler; dette vil ende med, at de faa en Hastighed, der bliver proportional med den elektriske Kraft, som virker paa dem. *Zeleny* (1898) har maalt Ionernes Hastighed og fundet, at de negative Ioners Hastighed v i Almindelighed er noget større end de positive Ioners Hastighed u. Forholdet var:

	Luft	N	O	H	CH_4	CO_2	NH_4	C_2H_4	N_2O
$\frac{v}{u}=$	1.24	1.23.	1.24	1.14	1.15	1.00	1.05	0.99	1.10

(BECQUERELSTRAALERNE.) Røntgens Opdagelse bragte *H. Becquerel* (1896) paa den Tanke, at fosforescerende Legemer muligvis kunde udsende Straaler, analoge med Røntgenstraalerne. Han lagde et Stykke af et Uransalt ($SO_4(UO)K + H_2O$) paa en Aluminiumplade, under hvilken der laa en fotografisk følsom Plade med Hindesiden opad. Solen skinnede nogen Tid paa Uransaltet, derpaa blev den fotografiske Plade fremkaldt paa sædvanlig Maade og det viste sig da, at den var bleven mørk under Uransaltet. Ved et lykkeligt Tilfælde fandt Becquerel imidlertid, at Uransaltet alene kunde fremkalde den samme Virkning uden at behøve at udsættes for Sollyset. Han tænkte sig dog oprindelig, at det var nødvendigt, at Uransaltet udsattes for Sollysets Paavirkning inden det benyttedes, men det har siden vist sig, at det ikke forholdt sig saaledes.

Becquerelstraalerne kunne trænge igennem alle Legemer ligesom Røntgenstraalerne. De udsendes af metallisk Uran og af alle dets Forbindelser, enten de ere fluorescerende eller ikke. De kunne lige saa lidt som Røntgenstraalerne brydes, tilbagekastes eller polariseres. Becquerelstraalerne have de samme elektriske Virkninger som Røntgenstraalerne. Har man ladet en Kugle af metallisk Uran med Elektricitet og sat den i Forbindelse med et Elektroskop, tabes Ladningen efterhaanden. Elektricitetstabet i Tidsenheden forholder sig som

$$\frac{V}{a+bV},$$

naar V er Potentialet, a og b to Konstanter.

Uran udsender Straaler med forskellige fysiske Egenskaber. Dette er opdaget af Becquerel, men nøjere undersøgt af *Rutherford*. Han skelner mellem to Slags, α-Straaler og β-Straaler. De

første ere til Stede i overvejende Mængde, de absorberes meget let; de sidste trænge derimod let igennem Legemerne.

De Stoffer, der, som Uran, ere i Stand til af sig selv at udsende Straaler, kalder man radioaktive. Vi skulle nu betragte nogle af dem nøjere.

RADIOAKTIVE STOFFER. Hr. og Fru *Curie* have fortsat Becquerels Arbejder og gjort en Række Opdagelser i denne Retning, der høre til de vidunderligste Ting, som ere fremkomne paa Naturvidenskabens Omraade.

De benyttede de radioaktive Stoffers elektriske Virkninger til at maale deres Styrke. *AB* er en Kondensator, dannet af to runde Messingplader, 8 cm. i Diameter, hvis Afstand var 3 cm. *B* staar i Forbindelse med et galvanisk Batteri *C*, hvis anden Pol er afledet til Jorden *J*. Fra *A* fører en Ledning hen til det ene Kvadrantpar af et Elektrometer. Det andet Kvadrantpar er i Forbindelse med en variabel Elektricitetskilde *E*. Desuden kan *A* ved Ledningen *F* forbindes med Jorden.

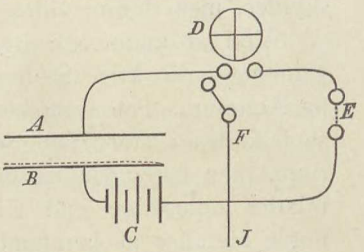


Fig. 235.

Kondensatorpladen *B* vil nu altid have en vis Spænding *V*. Oven paa *B* lægges det Pulver, som skal undersøges. Er det radioaktivt, saa vil det føre Elektricitet over paa *A*. Er Ledningen *F* afbrudt, saa vil der fremkomme et Udslag paa Elektrometret. Nu varierer man Strømmen fra *E*, indtil Elektrometret igen viser paa Nul. Styrken *i* af den elektriske Strøm, som maa sendes ind i Elektrometret for at ophæve Strømmen fra *E*, er da et Maal for Radioaktiviteten. Med dette Apparat have de undersøgt en stor Mængde Stoffer. Nogle Resultater anføres her.

	$i \cdot 10^{11}$
Metallisk Uran	2.3
Sort Uranilte, U_2O_5	2.6
Grønt Uranilte, U_3O_4	1.8
Begblende	8.3—1.6

Det viste sig, at visse Varieteter af Begblende, et Mineral, der indeholder et overordentlig stort Antal Grundstoffer, virkede særlig stærkt, og de underkastedes derfor en nøjere Undersøgelse.

Derved gik de frem paa følgende Maade. De undersøgte

først paa den beskrevne Maade et Stofs Radioaktivitet. Derpaa underkastede de det en vis kemisk Behandling: Opløsning, Udfældning, Sublimation. De derved dannede Produkter undersøgtes nu ogsaa med Hensyn til Radioaktivitet. Det af dem, der viste sig at virke stærkest, underkastedes nu igen en kemisk Proces og saaledes fortsattes saa længe som muligt.

Derved viste sig først, at Begblende ved Opvarmning afgiver luftformige Produkter; disse opsamledes i et Glasrør, og de viste sig stærkt radioaktive. I Løbet af en Maanedstid forsvandt Radioaktiviteten. Spektralanalysen viste, at Røret indeholdt Kulilte, Argon og Helium. Intet af disse Stoffer er radioaktivt; der maa altsaa have været en anden Luftart tilstede, som Virkningen skyldes, men derom vides intet videre.

Ved at undersøge Begblende ad den vaade Vej opdagedes 3 meget radioaktive Stoffer, som bleve kaldte Polonium, Radium og Actinium. Polonium kan betragtes som en Ledsager af Vismut, som findes i stor Mængde i Begblende. Radium ledsager Barium, men kan udskilles derfra, idet Radiums Klorforbindelser ere mindre opløselige end Klorbarium. Actinium endelig ledsager nogle Metaller af Jærnfamilien, som findes i Begblenden. Polonium og Radium opdagedes af Curie, Actinium af *Debierne*.

Fremstillingen af disse Stoffer var forbunden med overordentlig store Vanskeligheder. Man gik ud fra flere Tusinde Kilogram af Mineraliet og udvandt dog kun nogle faa Decigram af de nye Grundstoffer; til Gengæld er deres Radioaktivitet over 100000 Gange større end Begblendens.

Poloniumstraalerne ere meget kraftige, idet de forlade Metallet, men de absorberes stærkt i Luften og ere umærkelige i faa Centimeters Afstand fra det. Poloniumstraalerne ere, som man siger, bløde. Derimod udsender Radium baade bløde og haarde Straaler, de sidste kunne mærkes i over en Meters Afstand og kunne trænge gennem Metalplader, flere Centimeter tykke.

Straalerne fra de nye radioaktive Stoffer bringe Bariumplatincyanur og mange andre fluorescerende Stoffer til at lyse. Enkelte af dem, navnlig Radium og Blandinger deraf med Baryt, særlig de dertil hørende Klorforbindelser, lyse saa stærkt i Mørke, at man kan læse ved dem. Lyset kommer fra det indre af Massen, ikke, som hos de fosforescerende Legemer, fra Overfladen. I Løbet af et Aars Tid forandrer Lyset Farve og svækkes noget; men opløses og udkrystalliseres Stoffet paa ny, faar det sin oprinde-

lige Kraft igen. *Giesel* har vist, at Straalerne fra dette Stof fremkalde Lysindtryk i Øjet, naar det i Mørke holdes foran Øjet eller ud for Tindingen, endog om der holdes en Aluminiumplade mellem det og Øjet.

De af radioaktive Stoffer udsendte Straaler have ogsaa kemiske og fysiologiske Virkninger, navnlig er dette Tilfældet med Radium. Straalerne derfra omdanne saaledes gult Fosfor til rødt, blyholdigt Glas (Flintglas) bliver sort, de fotografiske Virkninger af dem ere allerede omtalte. Senneps- og Karsefrø, som udsattes for Radiumstraalerne i en Uge, mistede Evnen til at spire. Paa det menneskelige Legeme fremkaldte Straalerne Saar og Bylder, som dog først viste sig en Maaneds Tid efter Bestraalingen.

Endnu skal anføres, at *Kauffmann* (1901) har maalt Hastigheden, hvormed de fra radioaktive Legemer udsendte Partikler bevæge sig. Han benyttede hertil væsentlig den samme Fremgangsmaade som benyttes til at maale Katodestraalernes Hastighed. Det viste sig derved, at de radioaktive Stoffer udsende Straaler, der bevæge sig med Hastigheder, der ligge meget nær ved Lysets Hastighed.

VÆGTTAB VED UDSTRAALING. Af ældre Undersøgelser fremgaar det, at Legemernes Vægt ikke forandres kendeligt ved Opvarmning, ved at undergaa kemiske Forandringer eller lignende. Nyere Opdagelser have dog foranlediget, at man paa ny har henvendt Opmærksomheden paa denne Sag, og der foreligger nu Forsøg derover af Kreichgauer (1891), Landolt (1893) og Heydweiller (1901). Som Eksempel anføres her nogle Forsøg af *Heydweiller*. Bringes Jærnpulver i en Opløsning af Kobbersulfat, dannes Jærnsulfat og metallisk Kobber. Herved mister Jærnet sine magnetiske Egenskaber, og det var jo tænkeligt, at dets Vægt kunde forandres samtidig dermed. For at prøve dette tog Heydweiller et U-bøjet Glasrør, hvis ene Gren indeholdt Jærnpulver, den anden en Opløsning af Kobbersulfat. Det hele var tilsmeltet, saa at Vægttab ved Fordampning var forhindret. Vendes Røret om, vil den omtalte Omsætning foregaa, og han fandt derved, at Processen ledsagedes af et Vægttab, der beløb sig til:

for $Fe + CuSO_4$ (neutralt) 0.00 mgr.
» $Fe + CuSO_4$ (basisk) 0.18 »
» $Fe + CuSO_4$ (sur) 0.13 »

Den hele Masse der vejedes var omtrent 200 gr. Her synes virkelig at være tabt noget i Vægt i de to sidste Tilfælde. I alle Tilfælde, i hvilke der er paavist en Forandring i Vægt ved Indgaaelse af kemiske Processer, har der været Tab i Vægt. I Reglen er dette Vægttab dog saa ringe, at man maa forklare det ved de uundgaaelige Vejningsfejl.

Det ligger nær at undersøge, om de radioaktive Stoffers Udstraaling er ledsaget af Tab i Vægt. For at prøve dette anbragte Heydweiller 5 gr. Radium i et Glasrør som tilsmeltedes. Det tabte i 50 Dage $^1/_2$ mgr. i Vægt, omtrent 0.01 mgr. daglig.

Dette Forsøg er af stor Interesse ved at vise, at de af dette Stof udsendte Dele have Vægt; det viser tillige, at Glas kan lade vejelige Mængder af visse Stoffer gaa igennem sig.

LYSELEKTRISKE FORSØG. Man har ofte lagt Mærke til Uregelmæssigheder, der indtræde ved Dannelsen af elektriske Gnister. Almindelig antages vel, at der til en vis Spændingsforskel svarer en bestemt Gnistlængde; dette er dog ikke altid Tilfældet. Ofte kan Spændingen endog blive flere Gange større end det plejer at være nødvendigt, uden at der kommer nogen Gnist. *Warburg* har undersøgt disse Forhold nøjere.

Det fremgaar deraf, at Tiden spiller en stor Rolle. Stiger Spændingsforskellen V mellem to Metalkugler meget langsomt, saa vil Gnisten dannes paa sædvanlig Maade; lader man derimod V stige hurtigt og straks derefter igen falde, kommer der ingen Gnist, selv om V bliver flere Gange større end før. Det synes herefter, at Gnisten først kommer nogen Tid efter Spændingen. Gnisten er altsaa »forsinket«, Forsinkelsen ville vi kalde T. Tiden T kan forkortes paa forskellig Maade. *H. Hertz* har vist, at ultraviolette Straaler fremskynde Gnistdannelsen; saadanne Straaler udsendes fra en elektrisk Gnist og fra den elektriske Lysbue. Paa samme Maade virke ogsaa Røntgen- og Becquerel-Straaler. Warburg finder, at T formindskes, naar Luftens Fugtighedsgrad forøges.

Warburg mener, at der gaar en yderst svag Strøm forud for den egentlige Gnist. Denne Strøm har da den Virkning, at Luften mellem Polerne bliver ledende og saaledes kan føre den egentlige Udladning, der er en kortvarig men kraftig Strøm. Han beviser dette ved at anbringe Gnistrummet imellem en Magnets Poler, saaledes at Kraftlinierne ere vinkelrette paa Gnistens Bane. Derved

forøges Forsinkelsen T betydeligt; den indledende Strøm bøjes nemlig til Siderne af Magnetismen og svækkes derfor.

Det er ovenfor omtalt, at det ultraviolette Lys forøger Gnistlængden; *Wiedemann* og *Ebert* undersøgte dette nøjere og fandt, at det var nok at Lyset faldt paa den negative Pol, om den positive laa i Skygge eller ikke var ligegyldigt. Dette gav *Hallwochs* Anledning til at gøre følgende Forsøg. En Zinkplade var forbunden med et Elektroskop. Det hele lades med negativ Elektricitet. Saa snart Pladen rammes af ultraviolette Straaler, slaa Elektroskopets Blade sammen. Paa en positiv Ladning har det ultraviolette Lys derimod ingen Virkning. Er Zinkpladen fra først af uelektrisk, faar den, ved at belyses paa samme Maade, en svag positiv Ladning.

Man vil naturligt opfatte disse Forsøg paa følgende Maade. De ultraviolette Straaler løsrive negative Ioner fra Zinkpladen, derfor maa en negativ Ladning hurtigt forsvinde. Er Legemet uelektrisk og isoleret, vil der ogsaa gaa nogle negative Ioner bort derfra, men derved lades Legemet positivt, hvorved Lysets Virkning standses.

Ligesom Zink virke de fleste Metaller, Aluminium stærkere end Zink, Jærn svagere; endvidere Opløsninger af Fuchsin og Cyanin. Vand er uden Virkning; derimod virke Svovl og Glas omtrent som Metal. Platin virker svagt, har det derimod optaget Brint, virker det stærkt.

Af den Forklaring, der ovenfor er givet af disse Forsøg, fremgaar det, at der er en Sandsynlighed for, at de nævnte Legemer, naar der falder ultraviolet Lys paa dem, udsende Kathodestraaler, og dette er ogsaa Tilfældet, som *Lenard* har vist. KA er et Geisslers Rør, hvori Fortyndingen er drevet saa vidt som muligt; det er da umuligt at faa en Udladning til at gaa igennem det. D og E ere to Aluminiumplader, i Midten af E er der et Hul. Siderøret F er lukket med en Kvartsplade;

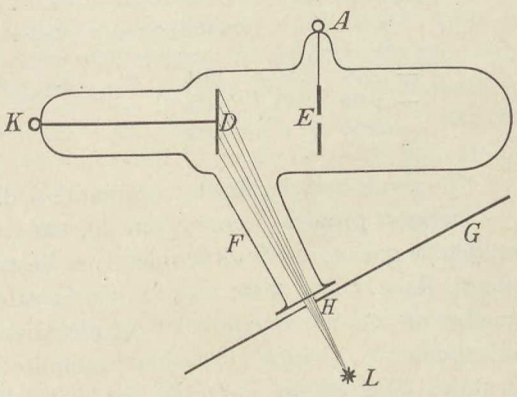


Fig. 236.

G er en tyk Metalplade med en Aabning ved H. L er en Lyskilde, i Reglen en elektrisk Gnist, som dannes mellem Zinkpoler

Med dette Apparat kunne de sædvanlige lyselektriske Forsøg let udføres. Forbindes K med et Elektroskop, og lades det med negativ Elektricitet, medens A afledes til Jorden, holder Ladningen sig uforandret, saa længe der ikke falder Lys paa D; saa snart der slaa Gnister over ved L, begynde Elektroskopets Blade at falde sammen; Elektriciteten gaar da fra D til E og derfra ud i Luften. Nogle Forsøgsresultater skulle anføres:

D's Potential	D's Elektricitetstab i Sekundet
—45000 Volt	24.3×10^{-10} Coulomb
—25000 »	26.6 »
— 4100 »	24.8 »
— 500 »	23.4 »
— 120 »	21.5 »
0 »	4 »
+ 2.1 »	0 »

Her er det paafaldende, at Elektricitetstabet er konstant, mens Spændingen varierer fra 45000 til 120 Volt. Dette gælder dog kun i det lufttomme Rum. En anden Forsøgsrække gav nemlig følgende Resultater:

D's Potential	Lufttryk i mm. Hg						
	0	0.002	0.03	0.7	20	209	760
Volt	D's Elektricitetstab i Coulomb $\times 10^{-10}$ i Sek.						
— 300	20.2	21.6	47	3.4	0.62	0.12	<0.05
— 4000	20.3	26.2	—	—	40	1.41	0.42
—10000	20.2	28.2	—	—	—	—	0.93

Stregerne antyde, at der optraadte Udladninger i Røret.

Dernæst prøvede Lenard, om det var Katodestraaler, der udgik fra den negative, med ultraviolet Lys bestraalte Elektrode D i det tomme Rum. Det viste sig, at de Straaler der fremkom, havde ganske de samme magnetiske og elektriske Egenskaber som Katodestraalerne. Deres Hastighed h fandtes at være desto større, jo større Elektrodens Potential var, som det fremgaar af følgende Maalingsresultater:

D's Potential:	— 607	— 4380	— 12600 Volt.
Hastigheden h:	0.12	0.32	$0.54 \times 10^{10} \frac{\text{cm.}}{\text{sek.}}$

Lenard antager nu, at et Legeme, der bestraales med ultraviolet Lys, udsender negative Ioner med en Hastighed h_0, der er forholdsvis ringe, omtrent $10^8 \frac{\text{cm.}}{\text{sek.}}$ Er det bestraalte Legeme ladet med negativ Elektricitet, vil Ionernes Hastighed forøges paa Grund af Frastødningen, hvilket er i god Overensstemmelse med ovenstaaende.

Medens Elektricitetstabets Størrelse er proportional med Intensiteten af det indfaldende Lys, er Begyndelseshastigheden h_0 uafhængig deraf. Derimod afhænger h_0 af Lyskildens og det bestraalte Legemes Natur.

LUFTENS ELEKTRISKE LEDNINGSEVNE. Det er omtalt S. 311 at Luftarterne ikke lede Elektricitet. Naar vi alligevel i det foregaaende have set mange Eksempler paa, at Elektriciteten gaar gennem luftformige Legemer, ligger det i, at der er foregaaet Forandringer med dem; man antager, at deres Molekyler ere spaltede i positive og negative Ioner, Kationer og Anioner. At dette kan ske i et Geisslersk Rør under Indflydelse af en elektrisk Udladning eller i en Flamme, kan ikke forundre, paafaldende er det derimod, at den atmosfæriske Luft ikke sjælden viser en Ledningsevne, der maa forklares paa samme Maade.

I 1887 viste *W. Linss*, at et isoleret Legeme, som er i fri, klar Luft og holdes ved et konstant Potential i 100 Minutter, taber en Elektricitetsmængde, der omtrent er lig det halve af dets Ladning. Om Luften er tør eller fugtig er uden Betydning, derimod har Taage stor Indflydelse; man vilde vente, at Taage vilde virke afledende, men det modsatte er Tilfældet: Elektricitetstabet i taaget Luft er mindre end i klar Luft. Medens begge Elektriciteter afledes lige hurtigt i Lavlandet, er, som *Elster* og *Geitel* (1900) har vist, Afledningen paa Bjergtoppe størst, naar Legemet har en negativ Ladning. De forklare det paa følgende Maade.

Maales den elektriske Spænding i forskellige Højder over Jordens Overflade, finder man, at den vokser stærkt naar man gaar opad; deraf følger, at Jorden selv maa være ladet med negativ Elektricitet. Idet Jorden forholder sig som en ladet Leder, vil Overfladetætheden være særlig stor paa Bjergtoppe; om disse ville de positive Ioner derfor være til Stede i Overskud, og de ville bevirke, at et negativt Legeme udlades hurtigere end et positivt.

Idet vi nu antage, at Atmosfæren indeholder Ioner af begge Slags, opstaar det Spørgsmaal: hvorfra komme de? Derom ved

man ikke meget, det har dog givet Anledning til Undersøgelser af stor Interesse.

H. Geitel (1900) har gjort følgende Forsøg. I en stor Glasklokke A, som staar paa en Jærnplade D, kan Luften fornyes gennem Rørene B og C. Inde i Klokken staar det saakaldte Exnerske Elektroskop. Det bestaar af en Messingstrimmel a, der bærer to Guldblade b og c, hvis Udslag iagttages paa en Maalestok. Elektroskopet, som staar paa Isolatoren d, bærer for oven en Metalcylinder E. Uden om E er der et metallisk Hylster F, som er i ledende Forbindelse med D og derigennem med Jorden. G er en forskydelig Metalstang, som bruges, naar man vil lade Elektroskopet til en bestemt Spænding.

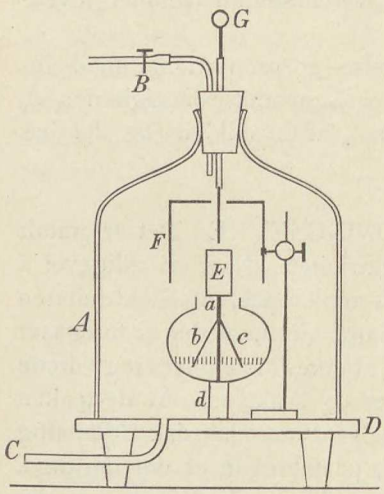


Fig. 237.

Straks efter at Apparatet er sat sammen, findes Elektricitetstabet at være lidet, men lader man det henstaa flere Dage uden at forny Luften, vokser Luftens Ledningsevne og naar til sidst et Maksimum. Det synes saaledes, at der dannes nye Ioner i en indespærret Luftmasse. Det ser ud, som om der fandtes et radioaktivt Stof derinde. Derpaa tyder ogsaa følgende mærkelige Omstændighed. Det viser sig, at den Elektricitetsmængde, der gaar over fra E til F, er uafhængig af Ladningens Størrelse; dette kan kun forstaas ved at antage, at der i samme Tid dannes lige mange Ioner, og at de alle deltage i Udladningen. Dannes der i et Minut n positive og n negative Ioner, og er Ladningen paa hver af Ionerne ε, og antages desuden, at E er ladet med positiv Elektricitet, saa ville de n negative Ioner gaa hen til E og berøve den Ladningen $n\varepsilon$, de positive gaa hen til F og give Anledning til, at Elektricitetsmængden $n\varepsilon$ gaar ned i Jorden.

Geitel gjorde endnu et Forsøg, der i høj Grad taler for, at den angivne Forklaring er den rigtige. Han beklædte en Del af Klokkens ydre Overflade med Stanniol og forbandt det med den ene Pol af et galvanisk Batteri, medens den anden forbandtes med Pladen D. Nu ville en stor Del af Ionerne tiltrækkes af Klokken

og Jærnpladen, og han fandt ogsaa, at Elektroskopets Udslag aftog langsommere end før.

Endelig har man gjort Forsøg over Elektricitetstabet i Bjerghuler og fundet, at det der er mange Gange større end i fri Luft; fyldes den foran beskrevne Klokke med Grundluft, Luft, der er suget ud af et i Jorden nedsænket Rør, finder man ligeledes, at denne Luft besidder en forbavsende stor Ledningsevne for Elektricitet.

Man maa herefter antage, at der overalt, saavel i Jorden som i Luften, findes radioaktive Stoffer, som danne Ioner. Det er ogsaa lykkedes *Elster* og *Geitel* (1902) at opsamle et saadant Stof. De udspændte en lang Metaltraad imellem isolerende Støtter og holdt den i et Par Timer ladet til en Spænding af —4 til 5000 Volt. Gnides Traaden nu haardt med Skind, vil dette fra Traaden optage radioaktivt Stof, som virker udladende paa Elektroskopet, frembringer fotografiske Virkninger og giver Lysvirkninger paa en Røntgensk Skærm. Lades Traaden derimod med positiv Elektricitet, faas slet ingen Virkning.

Man har fundet analoge Forhold hos Radium. Har man i en lukket Beholder, der indeholder Radium, anbragt en negativ elektrisk Leder, vil man finde, at denne Leder ogsaa bliver radioaktiv. Man slutter heraf, at Radium afgiver til Luften et Stof, som lader sig positivt, og dette kan ske derved, at dette Stofs Molekyler udsende Katodestraaler, yderst smaa negative Partikler; selv bliver det altsaa tilbage med positiv Ladning og sætter sig paa Lederen.

FLAMMERS LEDNINGSEVNE. Gnides en Lak- eller Glasstang og holdes den derpaa et Øjeblik i eller over en Flamme, mister den straks sin Ladning. Man forestiller sig, at dette gaar til paa følgende Maade. Ved Flammens Varme dekomponeres Forbrændingsprodukterne delvis i positive og negative Ioner. Et positiv elektrisk Legeme vil da tiltrække saa mange af Flammens negative Ioner, at dets Ladning neutraliseres, medens det tilsvarende Antal positive Ioner med Forbrændingsprodukterne sprede sig i Rummet.

Man ved ikke meget om disse Ioners Beskaffenhed; her skulle blot nogle faa Iagttagelser omtales. *Lenard* (1902) anbringer en isoleret Gasflamme mellem to Kondensatorplader, som lades med en Elektricermaskine. Hvis Flammen lyser, ser man da, at den lysende Del af den bøjer sig over mod den negative Plade. Er Flammen ikke lysende, paavirkes den næsten ikke. Men bringes

lidt Klornatrium ned i den ikke lysende Flamme, ser man, at den af Natrium farvede Del af Flammen bøjer sig over mod den negative Pol. Vi slutte heraf, at Natriumionerne ere ladede med positiv Elektricitet.

Man vilde nu let tænke sig, at Klorionerne indeholdt den tilsvarende negative Elektricitet. Derimod tale dog flere Grunde. Havde dette været Tilfældet, maatte de tiltrækkes af den positive Flade; men af en saadan Bevægelse er der ingen Antydning. Endvidere har *Arrhenius* (1891) ved Forsøg over Flammers Ledningsevne fundet, at Flammer, der indeholde ækvivalente Mængder af forskellige Natriumsalte, lede lige godt; altsaa har de negative Ioners Natur ingen Indflydelse paa Ledningen. *Lenard* opfatter Sagen saaledes. Forskellige Iagttagelser, navnlig de ovenfor beskrevne Forsøg af Lenard selv over det ultraviolette Lys, vise, at Legemerne under visse Omstændigheder kunne udsende negative Ioner. Vi kunne anvende dette paa nærværende Tilfælde. Vi kunne tænke os, at Partikler af Natrium afgive negative Partikler eller med andre Ord udsende Katodestraaler. Disse ville bevæge sig med stor Hastighed i Flammen, men absorberes tillige af den og af den omgivende Luft. Under disse Omstændigheder kommer Flammen til at indeholde to Slags Ioner: postive Ioner, der bestaa af Natrium og have en forholdsvis stor Masse, og negative Ioner, der have de samme Egenskaber som Katodestraalerne, altsaa med samme Ladning som de positive Ioner, men en mange Gange mindre Masse.

Herved bliver det muligt al forklare flere mærkelige Forhold hos Flammer, som ere fundne af Arrhenius, f. Eks. at Ohms Lov ikke gælder for Ledning i Flammer.

Ogsaa Flammernes unipolare Egenskaber blive forstaaelige herved. Man har forlængst fundet, at Flammerne udlade et positivt elektrisk Legeme langt hurtigere end et negativt Legeme. Dette følger umiddelbart af Forskellen mellem Ionernes Masse. Et positivt Legeme drager i en kort Tid mange af de lette negative Ioner til sig, medens de tunge positive Ioner bruge en mange Gange længere Tid til at naa hen til et negativt Legeme.

EN OG TYVENDE AFSNIT.

Om Elektrolyterne.

ELEKTROLYSEN. Ved at eksperimentere med Voltas Støtte bemærkede *Nicholson* og *Carlisle*, at der fremkom en Luftudvikling, naar begge Poltraade gik ned i et Kar med Vand. De fandt, at der kom Ilt ved den positive, Brint ved den negative Poltraad. Ere Poltraadene af Kobber, ses dog ingen Iltudvikling, Ilten forbinder sig nemlig med Kobberet; vil man have begge Luftarter frem, maa man bruge Poltraade af Platin. Da Brintens Rumfang findes at være dobbelt saa stor som Iltens, ligger det nær at antage, at Vandet er dekomponeret af Strømmen. Imidlertid er Sagen dog maaske ikke saa simpel. Med destilleret Vand faas ingen Luftudvikling, om man end anvender nok saa stor elektromotorisk Kraft; sættes derimod en Syre eller et opløseligt Salt til Vandet, indtræder Virkningen straks. Herefter maa man snarest antage, at rent Vand ikke kan lede den elektriske Strøm; Vandet skulde altsaa være en Isolator; ved Tilsætning af en Syre bliver det ledende, og først derved kan Luftudviklingen komme i Gang. Vi skulle dog se, at Sagen ogsaa kan opfattes paa en anden Maade.

Opløses et Salt i Vand, og er Opløsningen nogenlunde stærk, udskilles Metallet ved den negative Pol, medens der udvikles Ilt ved den positive Pol; det synes saaledes at Metaliltet bliver dekomponeret; det viser sig dog, at der er sket andre Forandringer i Vædsken; det kan nemlig let paavises, at den er bleven sur ved den positive Pol; det er derfor rimeligst at antage, at Saltet adskilles i Metallet og Syreresten; den sidste forbinder sig med Vandets Brint og danner Syren, medens Vandets Ilt udvikles. Er det en Opløsning af et Alkalisalt, som dekomponeres, træder Metallet ikke frem, i Stedet for faas Brint, medens Vædsken ved den negative Pol viser basisk Reaktion.

Nutidens Opfattelse af Strømmens kemiske Virkninger hviler paa *Faradays* Undersøgelser. Han har tillige indført nye Benævnelser, som vi først ville gøre Rede for. De jordmagnetiske Kræfter kunne efter Ampère tænkes frembragte af elektriske Strømme. Da den nordlige Halvkugle er sydmagnetisk, maa disse Strømme gaa omkring Jorden i samme Retning som Solen; de gaa altsaa op i Øst og ned i Vest. Derfor kalder Faraday den positive Pol Anode, den negative Katode (af ανα op, κατα ned og ὁδος Vej); Fællesbenævnelsen for dem er Elektrode. Vædsken, som dekomponeres af Strømmen, kalder han en Elektrolyt (af λυω opløser); den Del af Elektrolyten, som gaar til Anoden, kalder han Anion, den, der gaar til Katoden, kaldes Kation, begge kaldes de Ioner (Vandrere). Er Elektrolyten f. Eks. en Opløsning af svovlsurt Kobberilte, $CuSO_4$, saa er SO_4 Anion, Cu Kation, $SO_4 + H_2O$ omdannes til $H_2SO_4 + O$; Ilten udvikles ved Anoden, medens Kobber afsættes paa Katoden. Er Elektrolyten derimod en Opløsning af svovlsurt Natron, Na_2SO_4, saa er SO_4 og Na_2 henholdsvis Anion og Kation; her vil Natrium dekomponere Vandet ved Katoden; $Na_2 + 2H_2O = 2NaHO + 2H$.

Ofte iagttages saakaldte sekundære Virkninger. Er Elektrolyten fortyndet Svovlsyre, saa er i Reglen Iltmængden noget for lille; dette kan hidrøre fra, at Vandet absorberer mere Ilt end Brint. Ved stærkere Opløsninger omdannes indtil 2 % af Ilten til Ozon; ogsaa Brintoverilte kan forekomme. Ozondannelsen er desto kraftigere, jo koldere Elektrolyten er. Er Syren næsten koncentreret, vil Kationen, Brint, reducere Svovlsyren; derved dannes Svovlsyrling eller endogsaa Svovl.

Vi skulle i det følgende give en kort Oversigt over nogle vigtigere vandige Opløsningers Forhold.

Klorbrinte $HCl = Cl + H$. I fortyndede Opløsninger kan Anionen Cl dekomponere Vandet, hvorved Ilt udvikles. Som Anode maa man helst anvende Kul; alle Metaller angribes nemlig af Klorionen. Paa tilsvarende Maade forholde de andre Brintsyrer sig; saaledes giver Svovlbrinte, H_2S, Svovl ved Anoden.

Salpetersyre i meget fortyndet Opløsning giver Brint ved Katoden; i stærkere Opløsninger reduceres Syren af Brinten. Kromsyre, H_2CrO_4, udskiller Brint ved Katoden; en Del af Brinten reducerer Syren til Kromtveilte, hvorved Opløsningen bliver brun.

Svovlsurt Jærnforilte. Ved Katoden udskilles Jærn og Jærn-

forilte, dannet ved Dekomposition af Vandet. Paa denne Maade har man fremstillet rent Jærn i industrielle Øjemed.

Svovlsurt Zinkilte og Kobbertveilte. Af disse Opløsninger udskilles Metallerne i ren Tilstand ved Katoden; med svag Strøm faas et jævnt, vedhængende Lag, stærkere Strømme udskille det i kornet Tilstand.

Salpetersurt Blyilte. Ved Katoden udskilles Blyet i tynde Blade, det saakaldte Blytræ. Anionen NO_3 udskiller Ilt af Vandet. Derved iltes en Del af Saltet, saaledes at Blyoverilte PbO_2, udskilles paa Anoden i Form af brune Blade. Det eddikesure Blysalt forholder sig paa lignende Maade.

Kun flydende Legemer kunne dekomponeres af den elektriske Strøm; det er dog ikke nødvendigt at opløse dem i Vand; mange Salte blive Elektrolyter ved at smeltes. Smeltet Klornatrium adskilles i Klor og Natrium; Metallet forbrænder dog, saa snart det kommer i Berøring med Luften. Man anvender nu hyppigt meget stærke Strømme til Elektrolysen af smeltede Stoffer. Elektrolyten smeltes da ved den af Strømmen udviklede Varme. Paa denne Maade fremstilles Aluminium i det store.

Sættes til en vandig Opløsning af et Metalsalt saa megen Gelatine, at det hele stivner, og ledes en Strøm igennem, foregaar Elektrolysen paa samme Maade som med Opløsningerne. Herpaa grunde sig de saakaldte tørre galvaniske Elementer. At Elektrolyten ogsaa her er flydende, fremgaar af, at den kan skilles fra Gelatinen ved Tryk. Mærkeligere er det, at Glasset er en Elektrolyt. Dette fremgaar af ældre lagttagelser; udførligst er det paavist af *E. Warburg* og *Tegetmeyer*. Man fylder et Reagensglas med Kvægsølv og sætter det ned i et større Kar, der ogsaa indeholder Kvægsølv. Opvarmes det hele til 300° C., leder Glasset Strømmen, Ledningsevnen er størst i Begyndelsen, den aftager derefter hurtigt. Dette hidrører fra, at Glasset indeholder kiselsurt Natron; ved Katoden udskiller Strømmen Natrium, som kan paavises i Kvægsølvet ved denne Pol. Ved Anoden bliver der Kiselsyre tilbage, som danner et isolerende Lag, derfor ophører Strømmen efterhaanden. Er der derimod sat lidt Natrium til det Kvægsølv, der danner Anoden, holder Ledningsevnen sig konstant, medens Natrium stadig vandrer fra Anoden gennem Glasset til Katoden. Man kan nu let forstaa Sammenhængen med følgende Forsøg af Tegetmeyer. Han satte Lithium til Kvægsølvet, som dannede Anoden; Strømmen førte nu Lithium ind i Glasset, medens Natrium

vandrede til Katoden. Glasset blev derved mælkehvidt og sprødt. Plader af Bjergkrystal, slebne vinkelret paa den optiske Akse, forholde sig ligesom Glas; derimod isolere Plader parallelle med den optiske Akse. Det maatte herefter formodes at Bjergkrystallen ikke var ren Kiselsyre; ved kemisk Analyse paavistes ogsaa, at den indeholdt en ganske ringe Mængde Natrium.

Da Glas hører til de saakaldte Kolloider (S. 122) kan man antage, at det kiselsure Natron er opløst i Glasset; den samme Betragtningsmaade lader sig derimod vanskelig anvende paa Bjergkrystal.

FARADAYS ELEKTROLYTISKE LOVE. For at se, hvilke de Forhold vare, der bestemte Størrelsen af den elektriske Strøms kemiske Virkninger, ledede *Faraday* samme Strøm gennem flere Kar, der indeholdt fortyndet Svovlsyre. Han varierede Elektrodernes Størrelse og Opløsningernes Styrke. Det viste sig da, at de udskilte Rumfang af Ilt vare de samme i alle Karrene; selvfølgelig gjaldt det samme da om Brinten. Heraf sluttede han, at den kemiske Virknings Størrelse alene afhang af Elektricitetsmængden, der gik igennem. Endvidere paaviste han, at den kemiske Virkning forholdt sig som Strømstyrken. Dette godtgøres bedst ved at lede Strømmen gennem Vandadskillelsesapparatet A (Fig. 238); derefter deles Strømmen i to Dele, som gaa gennem Vandadskillelsesapparaterne B og C. Maales nu Knaldluftmængderne v, v_1 og v_2, som i samme Tid udvikles i A, B og C, og er de tilsvarende Strømstyrker i, i_1 og i_2, saa viser Forsøget, at $v = v_1 + v_2$.

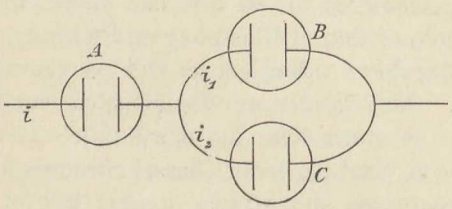
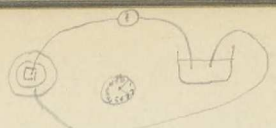


Fig. 238.

Men Knaldluftmængden er en Funktion af Strømstyrken; altsaa kan man sætte $v = f(i)$ og har altsaa, at $f(i) = f(i_1) + f(i_2)$. Nu er $i = i_1 + i_2$; vi faa følgelig, at

$$f(i_1 + i_2) = f(i_1) + f(i_2);$$

hvoraf følger, at $f(i) = ai$, hvor a er en Konstant. Den kemiske Virkning forholder sig altsaa som Strømstyrken. Ved at lede samme Strøm gennem Vand og forskellige Opløsninger viste Faraday, at der overalt udskilles ækvivalente Mængder. Naar Dekompositionsprodukterne ere luftformige, er det let at paavise



Lovens Rigtighed; udskilles de i fast Form, kan man ved Vejning overbevise sig om Lovens Rigtighed.

For nu at kunne beregne den kemiske Virkning af en given Strøm, maa man kende Virkningen af en Strøm af en Am. i et Sekund, eller, hvad der er det samme, Virkningen af en Coulomb. Dertil benyttes de saakaldte Voltametre. Simplest er det at anvende et almindeligt Vandadskillelsesapparat med to Platinplader. Man opsamler da den dannede Knaldluft og bestemmer dens Rumfang ved 0° C. og 760 mm. Tryk Større Nøjagtighed erholdes dog ved at benytte Sølvvoltametret. I en Platinskaal, der indeholder en Opløsning af salpetersurt Sølv, anbringes en Sølvstang; Strømmen gaar fra Sølvstangen til Platinskaalen; Sølvet udfældes da paa Platinet; det skylles, tørres og vejes. For at maale den Elektricitetsmængde, som har udfældet Sølvet, kan man enten anvende den af Lord Kelvin angivne Vejningsmetode (S. 388) eller ogsaa benytte Tangensboussolen; i sidste Tilfælde maa Jordmagnetismens vandrette Intensitet maales samtidig. Ved at anvende den første Metode fandt *Rayleigh* og *Miss Sidgwick*, at en Coulomb kan udskille 0.0011179 Gram Sølv; ved den anden Metode fandt *F.* og *W. Kohlrausch* for samme Størrelse Værdien 0.0011183. Man kan i Middel sætte den lig 0.0011181 Gram. Da et Ækvivalent Sølv vejer 107.7 Gram, bliver den Elektricitetsmængde, som udfordres for at udskille et Ækvivalent af et hvilket som helst Grundstof 107.7/0.0011181 = 96330 Coulomb. Paa Grundlag heraf er efterfølgende Tabel beregnet af Everett.

	Atomvægt	Valens	Udvikles af 1 Coulomb	Coulomb pr. Gram
Brint	1	1	0.00001038 gr.	96330
Kalium	39.03	1	0.0004061	2469
Natrium	23.00	1	2387	4189
Guld	196.2	3	6789	1473
Sølv	107.7	1	0.0011181	895
Kobber	63.18	2	0.0003279	3050
»	»	1	6558	1525
Kvægsølv	199.8	2	0.001037	964
»	»	1	2074	482
Jærn	55.88	3	0.0001934	5171
»	»	2	2900	3448
Zink	64.88	2	3367	2970

Heraf følger, at en Coulomb udvikler 0.00001038/0.001293 · 0.0695 = 0.1155 cc. Brint ved 0° C. og 760 mm. Tryk.

POLARISATION. Naar Vand dekomponeres i et Voltameter, saaledes at Ilten og Brinten frigøres, maa der finde et Energiforbrug Sted; en Del af Energien overvinder Ledningsmodstanden r i Vædsken; er Strømstyrken i Am. og gaar Strømmen i t Sekunder, bliver den i Voltametret udviklede Varmemængde $ri^2t/4.2$. I samme Tid vil der udvikles $it \cdot 1038 \cdot 10^{-8}$ gr. Brint. Nu har *J. Thomsen* vist, at der udvikles 34180 cal., naar 1 Gram Brint forbrænder i Ilt og danner Vand. Tænker man sig altsaa, at de udviklede Luftarter forbinde sig med hinanden, og at det dannede Vand bringes tilbage til Voltametret (vi kunne her se bort fra Varmetoningen, som fremkommer ved, at Vandet blandes med den fortyndede Syre) saa indser man, at Voltametret i t Sekunder har modtaget Varmemængden

$$\frac{ri^2t}{4.2} + it \cdot 1038 \cdot 10^{-8} \cdot 34180.$$

Da den Varmemængde, en elektrisk Strøm udvikler i et Sekund er $ei/4.2$, naar e er Elektrodernes Spændingsforskel, maa man her have

$$\frac{eit}{4.2} = \frac{ri^2t}{4.2} + it \cdot 1038 \cdot 10^{-8} \cdot 34180;$$
$$e = ri + 1.49.$$

Ved at tage store Platinplader, der staa tæt ved hinanden, kan r gøres saa lille, man vil; aldrig kan dog Elektrodernes Spændingsforskel under Elektrolysen blive mindre end 1.49 Volt. Er det anvendte Batteris elektromotoriske Kraft ikke større end 1.49 Volt, vil Vandet ikke blive dekomponeret; et Daniells Element er derfor utilstrækkeligt, derimod giver Bunsens Element altid en kendelig om end svag Luftudvikling.

Man indser saaledes, at et Voltameter, i hvilket der finder Luftudvikling Sted, vil virke som et galvanisk Element, der er indsat saaledes i Ledningen, at det modvirker den elektromotoriske Kraft e_0, der fremkalder Elektrolysen. Den ved Elektrolysen fremkaldte elektromotoriske Kraft, Polarisationen, betegne vi med P. Man har da

$$e_0 - P = (R + r)i,$$

hvor r er Modstanden i Elektrolyten, R Modstanden udenfor denne. For Vand skulde P ifølge det foregaaende være 1.49 Volt. Dette stemmer dog i Reglen ikke med Erfaringen, som giver betydelig større Værdier for Polarisationen; den kan endog stige til 3.8 Volt og derover.

Over Polarisationen er der anstillet en stor Mængde Undersøgelser; særlig Interesse har det at kende den mindste elektromotoriske Kraft, som er i Stand til at frembringe en kemisk Virkning, ved hvilken Ionerne udskilles. *Berthelot* og *le Blanc* have maalt denne Kraft.

Til saadanne Maalinger kan man med Fordel anvende Ostwalds Maalebro (Fig. 239). Det er i Virkeligheden en Rheostat, som er indrettet paa følgende Maade: A og B ere to Klemskruer. Imellem A og C er der en Modstand paa 900 Ohm, mellem B og D en Modstand paa 100 Ohm, medens der ingen Modstand er mellem C og D. Modstanden mellem A og C er delt i 9 lige store Dele, hver altsaa lig 100 Ohm, Modstanden mellem B og D i 10 lige store Dele, hver altsaa lig 10 Ohm. Broens samlede Modstand er altsaa 1000 Ohm. Endepunkterne af de enkelte Modstande dannes af Messingcylindre, til hvilke Klemskruer kunne fæstes.

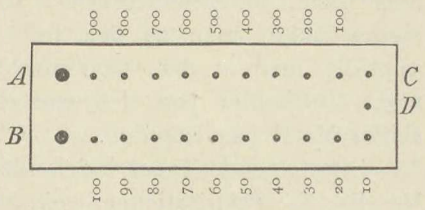


Fig. 239.

Broen benyttes saaledes. Lad A (Fig. 240) være en Akkumulator med elektromotorisk Kraft 2.2 Volt. Fra denne gaar Strømmen gennem Rheostaten B og Maalebroen C og Ampèremetret D. Antages, at dette har en Modstand af 100 Ohm, at der i B er indskudt en Modstand af 1100 Ohm, og Akkumulatorens Modstand er forsvindende lille, saa vil den samlede Modstand i Kredsløbet være $1100 + 1000 + 100 = 2200$ Ohm. Strømstyrken bliver da 0.001 Am.

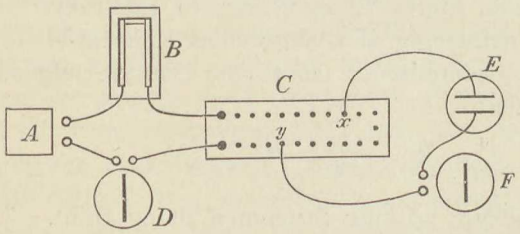


Fig. 240.

Lad dernæst E være et Vandadskillelsesapparat og F et Galvanometer. Forbindes de som i Fig. 240 med Punkterne 200 og 70 paa Maalebroen, vil der være en elektromotorisk Kraft af $(200 + 70) \times 0.001 = 0.270$ Volt i Kredsen $xEFy$. Da denne Spænding er for lille til at skille Vandet ad, vil Galvanometret F intet Udslag gøre, naar det da ikke er særdeles følsomt.

Paa den her angivne Maade er den højeste Spænding, der

kan maales, 1 Volt. Har man Brug for større Spænding, tages flere Akkumulatorer. Man maa agte vel paa, at man kun kan beregne Spændingen paa denne Maade, naar Strømmen gennem Galvanometret F er forsvindende i Sammenligning med Strømmen i Broen selv.

Ved nu at indskyde større og større Modstande i Broen, vil man finde, at Strømstyrken i Vandadskillelsesapparatet først er meget ringe, men at den fra et vist Punkt af vokser hurtigt, samtidig med at der, naar man benytter smaa Elektroder, iagttages Luftbobler paa den ene eller begge Elektroder eller udskilles Metal paa Katoden.

Efterfølgende Tabel indeholder nogle af de af le Blanc fundne Værdier for Polarisationens mindste Værdi ved Platinelektroder i normale Opløsninger (et Gramækvivalent i en Liter Opløsning).

Polarisation i Volt i normale Opløsninger.

	H	Na	K	NH_4	Zn
OH.....	—	1.69	1.67	1.74	—
Cl.....	1.31	1.98	1.96	1.70	—
NO_3.....	1.69	2.15	2.17	2.08	—
$\frac{1}{2}SC_4$	1.67	2.21	2.20	2.11	2.35

Man ser, at Polarisationen paa det nærmeste er den samme i alle de Elektrolyter, som afgive Ilt og Brint ved Elektrolyse. I dette Tilfælde er den uafhængig af Elektrolytens Koncentration.

Ved forskellige Koncentrationer fandtes for Saltsyre følgende Værdier af Polarisationen:

$^2/_1$ n	$^1/_2$ n	$^1/_8$ n	$^1/_{16}$ n	$^1/_{32}$ n	
1.26	1.34	1.41	1.62	1.69	Volt.

Af meget fortyndet Saltsyre udskilte Strømmen Ilt og Brint.

Har man i nogen Tid dekomponeret Vand i et Voltameter, og afbrydes derefter Forbindelsen til Batteriet, vil man finde, at Platinelektroderne have forskellig Spænding. Saaledes fandt *Hallock* følgende Værdier for Elektrodernes Spændingsforskel ved at forbinde dem med et Elektrometer:

Tid i Sekunder	0	2	10	30	60	180	480
Elektrom. Kraft i Volt....	2.11	1.95	1.79	1.64	1.53	1.32	1.10

Forbindes Elektroderne med et Galvanometer, giver det et Udslag, hvis Størrelse aftager desto hurtigere jo mindre Ledningsmodstanden er. Ved at anvendes som Elektroder ved Vandets

Elektrolyse undergaa Platinplader altsaa en Forandring, saaledes at de virke som to forskellige Metaller; man siger, at de ere polariserede. Man finder, at Katoden er positiv i Forhold til Anoden; da det samme maa have været Tilfældet under Elektrolysen, have vi heri Aarsagen til Polarisationen, som iagttoges under Elektrolysen. Tager man de to Platinplader, der have været Elektroder, og sætte dem over i et Kar med fortyndet Svovlsyre, faar man ogsaa en Strøm ved at forbinde dem; denne Strøm gaar i Vædsken fra den tidligere Katode til Anoden.

Har man et større Antal Voltametre med Platinplader, kan man først polarisere dem enkeltvis og derpaa forbinde dem med hinanden, saaledes at der fremkommer en høj Spænding. *Poggendorff* og *J. Thomsen* have angivet Apparater, i hvilke dette opnaas paa en simpel Maade. I det af sidstnævnte konstruerede Polarisationsbatteri kan man ved et enkelt galvanisk Element tilvejebringe en konstant elektrisk Strøm med stor elektromotorisk Kraft.

Overhovedet viser det sig, at to Platinplader polariseres, naar man renser dem omhyggeligt og derefter holder den ene af dem i Brint, den anden i Ilt eller blot i Luften. Brintpladen er da positiv i Forhold til Iltpladen. Anbringes de i fortyndet Svovlsyre, og forbindes de ved en Leder, vil der i Vædsken gaa en elektrisk Strøm fra Brint- til Iltpladen; derved udvikles der Ilt ved Brintpladen, Brint ved Iltpladen, hvorved Polarisationen ophæves. Vil man have Strømmen til at vare en længere Tid, kan man først bedække Pladerne med Platinsort, hvorved de blive i Stand til at optage større Luftmængder. Herpaa grunder *Groves* Polarisationsbatteri sig. *A* og *B* (Fig. 241) ere to Platinstrimler, som ere loddede til Platintraadene *a* og *b*, der ere indsmeltede foroven i Reagensglassene *C* og *D*. Disse staa ned i et Kar, der indeholder fortyndet Svovlsyre; *C* er fyldt med Ilt, *D* med Brint. Forbindes *a* og *b* med hinanden, gaar der en elektrisk Strøm gennem Vædsken fra *B* til *A* og Luftarterne svinde.

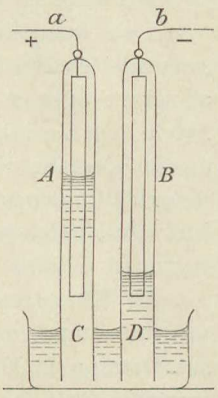


Fig. 241.

Peirce har maalt den elektromotoriske Kraft af en Mængde Polarisationselementer af lignende Konstruktion som Groves Element. Bestemmelserne skete ved Hjælp af Lord Kelvins Kvadrantelektrometer. Nogle af hans Resultater findes i følgende Tabel.

Luftarterne	Vædsken	Elektrom. Kraft i Volt
H og O	aq	0.95
H » Luft	»	0.88
H » O	$H_2SO_4 + aq$	1.01
H » CO_2	»	0.97
H » Br	aq	0.36
H » Br	$KBr + aq$	1.37
O » Br	»	0.55
H » Cl	$HCl + aq$	1.49

AKKUMULATOREN. Benytter man Blyplader som Elektroder ved Elektrolyse af fortyndet Svovlsyre, vil den ene Plades Overflade iltes; den bedækkes med et Lag af Blyoverilte. Vender man Strømmen, efter at Iltningen har gaaet for sig i nogen Tid, vil den anden Plade blive iltet, medens den første Plades Overflade helt eller delvis afiltes. Fortsættes denne vekslende Behandling længere Tid, blive Pladerne som det kaldes »formerede«; efter Formeringen vil den ene Plade, den positive, til en vis Dybde inden for Overfladen være omdannet til Blyoverilte, medens den anden, den negative, til en lignende Dybde er omdannet til porøst metallisk Bly (Blysvamp).

Den kemiske Forskel i de to Overflader fremkalder en tilsvarende elektrisk Forskel; de to Plader have en Potentialforskel af noget over 2 Volt og kunne give en Efterstrøm af betydelig Styrke og Varighed. Apparatet kaldes en elektrisk Akkumulator og er først angivet af *Planté*. Ved Efterstrømmen eller Udladningen udjævnes efterhaanden Forskellen mellem de to Plader, idet Overfladelaget i alt Fald delvis omdannes i dem begge til svovlsurt Blyilte.

Er Efterstrømmen ophørt, kan Akkumulatoren igen bringes i virksom Stand, ved at man sender en Strøm igennem den i modsat Retning af Efterstrømmen; Akkumulatoren *lades*. Ladningen fortsættes til der begynder en livlig Luftudvikling ved Pladerne; dette er Tegn paa, at de virksomme Lag ere gennemarbejdede. Ved en, kort Tid efter følgende, Udladning kan Akkumulatoren afgive næsten den samme Elektricitetsmængde, som den modtog under Ladningen. Ved længere Tids Henstand efter Ladningen tabes der Elektricitet, men Akkumulatoren kan endnu være meget virksom efter Maaneders Henstand.

Pladernes Potentialforskel er noget større ved Ladningen end ved Udladningen. Under Ladningen vokser den, i Begyndelsen langsomt, mod Slutningen hurtig, til noget over 2 Volt (omtrent 2.4).

Under Udladningen synker Potentialforskellen til omtrent 1.9 Volt, hvilken Værdi den bevarer næsten uforandret under Afgivelse af Ladningen; mod Slutningen falder Potentialforskellen hurtig til en ringe Værdi, et Tegn til, at Udladningen er færdig. Forholdene ere grafisk fremstillede ved de to Kurver i Fig. 242, hvor Abscissen er Tiden, regnet for den øverste Kurve, Ladningskurven, fra Ladningens Begyndelse, for den nederste, Udladningskurven, fra Udladningens Begyndelse. Ordinaterne ere Polspændingerne under

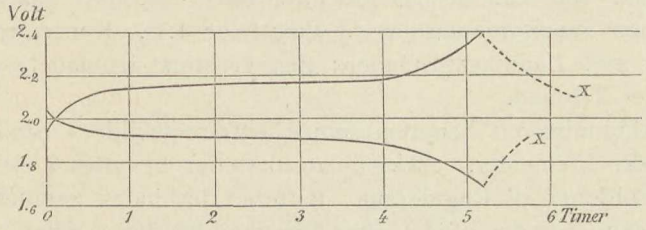


Fig. 242.

Ladning og Udladning. De to x betegne de Værdier, Polspændingen antager efter Afbrydelsen, henholdsvis af Ladnings- og Udladningsstrømmen. Akkumulatorens indre Modstand kan gøres meget lille, hvilket er et af dens Hovedfortrin. Af den Grund er Potentialforskellen under Udladningen o: Polspændingen, meget nær lig den elektromotoriske Kraft.

For at forøge den virksomme Del af Blypladerne, udfører man dem i Reglen mer eller mindre gennembrudte (f. Eks. ved at støbe dem i Ristform eller sammensætte dem af Strimler eller Traade af Bly eller ved at danne Riller i Overfladen. Hullerne udfyldes med Mønnie (Faure), som undergaar Iltning eller Reduktion, eftersom Pladen skal være positiv eller negativ.

Hverken ved Ladningen eller Udladningen, maa Strømtætheden være for stor, naar Blypladerne ikke skulle lide derved. Maksimal Strømtæthed er omtrent 1 Am. pr. Kvadratdecimeter virksom Overflade. Akkumulatoren maa ikke henstaa længe uden Ladning.

En Akkumulators Kapacitet er det Antal Coulomb, man maa sende gennem den for at lade den fuldstændig. Kapaciteten maales sædvanlig i Ampèretimer = 3600 Coulomb; den vokser med Pladernes Størrelse og kan regnes at være 3—4 Ampèretimer pr. Kvadratdecimeter af den positive Elektrodes Overflade, eller 5—8 Ampèretimer pr. Kilogram af den samlede Blyvægt. Forøges Pladearealet, aftager den indre Modstand; for yderligere at for-

mindske denne, sætter man Pladerne saa tæt sammen, som det kan ske, uden at der risikeres Berøring mellem dem. I Reglen benytter man rektangulære Plader af omtrent 20 Kvadratdecimeter og sætter da mindst 3, ofte mange sammen i et Kar, saaledes at positive og negative veksle. Alle de positive forbindes indbyrdes og ligesaa alle de negative, saa at hvert Sæt danner en Elektrode. Man sørger for, at de to yderste Plader begge ere negative, da de negative Plader ere mindre udsatte end de positive for at krummes, ved kun at paavirkes fra een Side. Til Paafyldning bruges en Svovlsyreopløsning af Vægtfylde 1.18. Koncentrationen varierer med Ladningstilstanden; den er størst i opladet, mindst i udladet Tilstand.

Akkumulatoren benyttes som Elektricitetskilde i Steden for galvaniske Elementer. Akkumulatorbatterier benyttes i elektriske Centralstationer til Regulering. Batteriet forbindes parallelt med Dynamoen, saaledes at det efter Omstændighederne enten optager Overskud af Elektricitet eller, naar Dynamoen vilde give for lidt, afgiver Elektricitet.

Den Energi, en Akkumulator optager under Ladningen, er maalt ved Produktet af Elektricitetsmængden, som sendes igennem den, og Potentialforskellen under Ladningen; er den indre Modstand ringe, gaar kun en lille Del af Ladningsenergien tabt som Strømvarme i Akkumulatoren.

Under Udladningen afgives en Energi, der maales ved Produktet af den afgivne Elektricitetsmængde og den elektromotoriske Kraft. Forudsættes Strømmen konstant og lige stor ved Ladning og Udladning, er i Fig. 242 Elektricitetsmængden proportional med Abscissen, saa at Arealerne mellem hver af Kurverne og Abscisseaksen fremstille henholdsvis Ladnings- og Udladningsenergierne, medens Arealet mellem de to Kurver fremstiller den tabte Energi. En Akkumulator paa 50 Ampèretimers Kapacitet optager under Ladningen en Energi, der er over 36000 Kgrm. Udlades den ved en Strøm paa 10 Am., altsaa i omtrent 5 Timer, vil den præstere omtrent 2 Kgrm. i Sekundet. 40 Akkumulatorer ville præstere omtrent 1 Hkr.

IONERNES VANDRING. Efter *Grotthus* kan man tænke sig, at Elektrolysen foregaar paa følgende Maade. Har man en Opløsning af et Salt, f.Eks. svovlsurt Kobberilte i Vand, saa kunne vi fremstille Tilstanden under følgende Billede:

$$A \left| \begin{matrix} Cu & Cu & Cu \\ SO_4 & SO_4 & SO_4 \end{matrix} \right| \begin{matrix} Cu & Cu & Cu \\ SO_4 & SO_4 & SO_4 \end{matrix} \left| K, \right.$$

hvor de Ioner, der ere forbundne, staa over og under hinanden. Er nu Anoden til venstre, Katoden til højre, saa vil der virke en elektrisk Kraft paa Saltet; antages at Cu har en positiv, SO_4 en negativ Ladning, saa vil Cu bevæge sig fra *A* til *K*, SO_4 fra *K* til *A*. Det maa nu antages, at der er samme elektriske Ladning i Cu og SO_4, eftersom Vædsken er uelektrisk; ere tillige Hindringerne imod Delenes Bevægelse den samme for begge Ioner, saa ville alle Ioner faa samme Hastighed; efter en kort Tids Forløb vil Stillingen altsaa være denne:

$$A \left| \begin{matrix} & Cu & Cu \\ 2SO_4 & SO_4 & SO_4 \end{matrix} \right| \begin{matrix} Cu & Cu & 2Cu \\ SO_4 & SO_4 & \end{matrix} \left| K. \right.$$

Der er nu to frie SO_4 Ioner ved Anoden, to frie Cu Ioner ved Katoden og 4 Molekyler svovlsurt Kobberilte i Vædsken. Ionerne Cu ville afsætte sig paa Katoden; er Anoden af Kobber, dannes der to Molekyler svovlsurt Kobberilte; Vædskens Sammensætning bliver uforandret, efterdi der bestandig er 6 Molekyler Salt i den. Vædskens Udseende vil dog blive forandret ved Polerne. Tænker man sig Vædsken delt ved en porøs Skillevæg, som er antydet ved den punkterede Linie, saa vil der, efter at Strømmen har gaaet gennem Vædsken, være 4 Molekyler svovlsurt Kobber paa Anodesiden, men kun to paa Katodesiden; ved Katoden vil Opløsningen derfor blive fortyndet. I det her betragtede Tilfælde er der gaaet lige mange Ioner gennem Skillevæggen i modsatte Retninger; ere Elektroderne af Platin, finder man ved at analysere begge Halvdele af Vædsken, at der er forsvundet et Molekyl paa Katodesiden og ligeledes et Molekyl paa Anodesiden. Saaledes gaar det, naar Anion og Kation bevæge sig lige hurtigt.

Dernæst kunne vi tænke os, at Modstanden mod Anionens Bevægelse kun er halv saa stor som Modstanden mod Kationens Bevægelse; Anionerne gaar da dobbelt saa hurtigt som Kationerne. Dette Tilfælde anskueliggøres saaledes:

$$A \left| \begin{matrix} & Cu & Cu \\ 3SO_4 & SO_4 & SO_4 \end{matrix} \right| \begin{matrix} Cu & & 3Cu \\ SO_4 & & \end{matrix} \left| K. \right.$$

Der forsvinder altsaa i dette Tilfælde to Molekyler Salt paa Katodesiden, naar et Molekyl paa Anodesiden forsvinder. Kaldes almindeligt Kationens Hastighed u, Anionens Hastighed v, kan Forholdet u/v altsaa bestemmes ved Analyse af de to Dele, i hvilke vi have

delt Vædsken. u forholder sig nemlig til v som det Antal Ækvivalenter, der forsvinder paa Anodesiden, forholder sig til det Antal, der forsvinder paa Katodesiden. Størrelsen $n = v/(u + v)$ kaldes Overføringstallet for Anionen, det er Forholdet mellem det Antal Ækvivalenter, der er forsvunden fra Katodesiden, til det hele Antal af elektrolyserede Ækvivalenter.

Hittorf har maalt Overføringstallet n for en stor Mængde Forbindelser. Størrelsen af n varierer noget med Koncentrationen. Følgende Tabel, som er udarbejdet af *F. Kohlrausch*, gælder for Opløsninger med omtrent 0.2 Gramækvivalenter i Literen.

Overføringstal for Anionen.

	Cl	Br	J	NO_3	$\frac{1}{2}SO_4$	OH
K.....	0.51	0.51	0.51	0.50	—	0.74
Na.....	0.62	—	—	0.61	—	0.82
Ag.....	—	—	—	0.53	—	—
H.....	0.17	—	—	—	0.19	—
$\frac{1}{2}$Cu.....	—	—	—	—	0.64	—

ELEKTROLYTERS LEDNINGSEVNE. Det er omtalt i det foregaaende, hvorledes man i Almindelighed maa gaa frem for at maale Legemernes Ledningsevne for Elektriciteten. Ved Undersøgelser over Elektrolyters Ledningsevne maa man agte paa, at der i Reglen vil udskilles visse af deres Bestanddele paa Elektroderne, hvorved der dels indføres en ny elektromotorisk Kraft, nemlig Polarisationen, dels kan der opstaa særegne Modstande. Ofte kan man ved et passende Valg af Elektroder undgaa disse Ulemper; bedst er det dog at anvende den af F. Kohlrausch uddannede Metode. Han benytter en Induktionsmaskine som Strømfrembringer. Man faar derved Vekselstrømme og derved skiftende Polarisationer; disse ville derfor stadig ophæves, og ville, som Kohlrausch har vist, ingen skadelig Indflydelse have.

Det rene Vands Ledningsevne er overordentlig lille, den sættes her lig Nul. Opløses et Salt i Vandet, bliver det ledende; med voksende Saltmængde vokser Ledningsevnen; fra først af synes den at være proportional med Saltmængden; derpaa vokser den langsommere, naar en Maksimumsværdi, hvorpaa den igen tager af. Eksempler herpaa have vi allerede anført S. 404. I Fig. 243 er Ledningsevnen $\varkappa$ for en Række Opløsninger, fremstillet grafisk efter *F. Kohlrausch*; Abscisserne m angive det Antal Gramækvi-

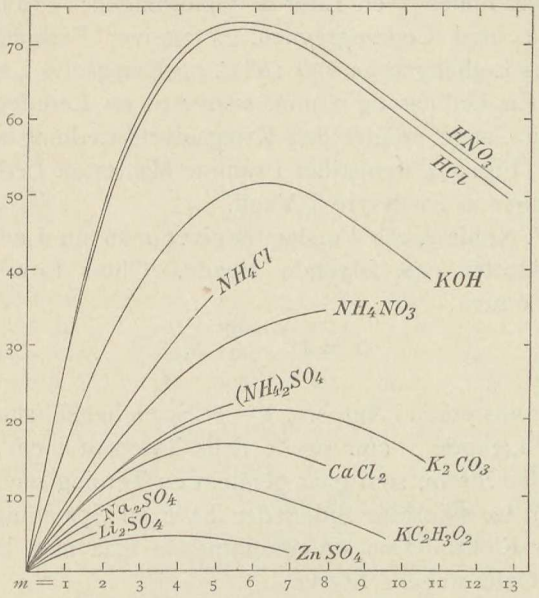


Fig. 243.

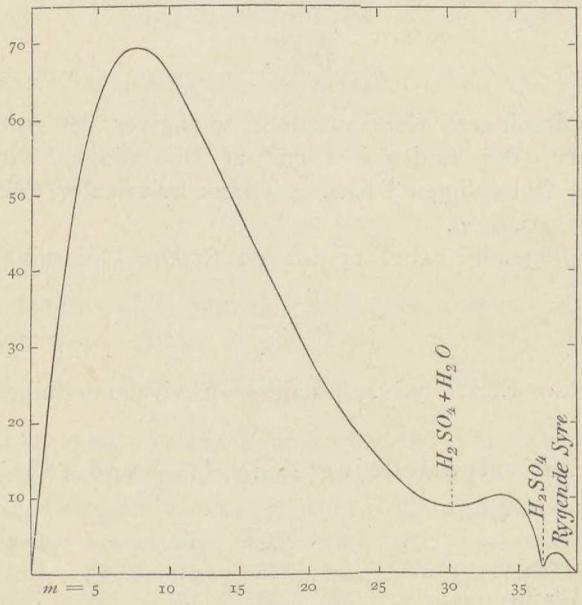


Fig. 244.

valenter, som findes i en Liter af Opløsningen; Ordinaterne ere proportionale med Ledningsevnen. $\varkappa$ angiver Forholdet mellem Opløsningens Ledningsevne ved 18° C. og Kvægsølvs Ledningsevne ved 0° C. En Ordinat lig 1 mm. svarer til en Ledningsevne, der er en Million Gange mindre end Kvægsølvets Ledningsevne, altsaa til $\varkappa = 10^{-6}$. Fig. 244 fremstiller i samme Maalestok Ledningsevnen for Opløsninger af Svolvsyre i Vand.

Efter F. Kohlrauschs Forslag angiver man nu Ledningsevnen for en Elektrolyt paa følgende Maade. Ohms Lov gives som sædvanlig Formen

$$i = k \frac{p - p'}{l} S,$$

hvor i er Strømstyrken i Ampère, $p - p'$ Spændingsforskellen i Volt, l Lederens Længde i cm. og S dens Tværsnit i cm². k er da Styrken af den Strøm, som gaar gennem en Terning med Sidelinien 1 cm., naar to modsatte Sideflader have en Spændingsforskel af 1 Volt. For Elektrolyternes Vedkommende maa man kende Temperatur og Opløsningens Styrke.

Den sidste angives paa følgende Maade. Har man en Opløsning, hvis Rumfang er v cm³, og som indeholder μ Gramækvivalenter af det opløste Stof, saa sættes

$$\eta = \frac{\mu}{v},$$

η er da Opløsningens Koncentration. η angiver det Antal Gramækvivalenter, der findes i 1 cm³ af Opløsningen. Indeholder en Liter af Opløsningen f. Eks. m Gramækvivalenter Salt, saa er $\eta = m/1000 = 0.001\, m$.

I efterfølgende Tabel er for en Række Opløsninger anført Forholdet

$$\Lambda = \frac{k}{\eta}$$

for en Række Elektrolyter. Λ kaldes Ækvivalentledningsevnen.

Ækvivalentledningsevne $\Lambda = \frac{k}{\eta}$ ved 18° C.

$1000\,\eta = m =$	0.001	0.01	0.1	1	5	10
HCl	377	370	351	301	152	64.4
HNO_3	375	368	350	310	156	65.4
$\frac{1}{2}H_2SO_4$	361	308	225	198	135	70.0
$\frac{1}{3}H_3PO_4$	106	85	—	22	17	15.5

1000 $\eta = m =$	0.001	0.01	0.1	1	5	10
$C_2H_4O_2$	41	14.3	4.6	1.3	0.3	—
KOH	234	228	213	184	106	44.8
NaOH	208	200	183	160	69	20.2
NH_3	28	10	3.3	0.9	0.2	—
KCl	128	122	112	98.2	—	—
NaCl	108	103	92.5	74.4	42.7	—
NH_4Cl	127	122	110.7	97.0	80.7	—
KNO_3	123	118	104.4	80.4	—	—
$\frac{1}{2}K_2CO_3$	133	115	94.1	70.7	42.9	18.1
$\frac{1}{2}MgSO_4$	100	77	50.1	28.9	8.8	—
$\frac{1}{2}ZnSO_4$	98	73	46.2	26.6	9.0	—
$\frac{1}{2}CuSO_4$	102	72	45.0	25.8	—	—
$\frac{1}{2}Na_2SiO_3$	144	136	116	72	19	—
$AgNO_3$	114	109	94.7	67.8	37.8	—

Man ser, at Ækvivalentledningsevnen aftager, naar Koncentrationen vokser. Den er størst for de stærke Syrer Saltsyre, Salpetersyre og Svovlsyre; i Sammenligning med dem leder Eddikesyre og overhovedet alle organiske Syrer slet. Efter Syrerne komme Baserne, navnlig lede Kali og Natron godt. I fortyndede Opløsninger er der ikke stor Forskel mellem Saltenes Ledningsevne, hos stærkere Opløsninger er Forskellen mellem dem derimod meget fremtrædende, idet de tunge Metallers Salte i Almindelighed da lede slet. Dog gør salpetersurt Sølvilte her en Undtagelse.

IONERNES ÆKVIVALENTLEDNINGSEVNE. Vi tænke os en ret Cylinder af Længde l og Tværsnit S; de to Endeflader danne Anode og Katode. Cylinderen er fyldt med en Elektrolyt med Koncentration η. Vi have da

$$i = k \frac{p - p'}{l} S.$$

Her betyder $(p-p')/l$ Spændingsfaldet for hver cm. Denne Størrelse kalde vi F. Altsaa er, idet $k = \Lambda \eta$,

$$i = kFS = \Lambda \eta FS.$$

Vi ville nu antage, at Ledningen foregaar paa følgende Maade. Elektrolyten deler sig i Anioner og Kationer; i hver cm^3 vil der da findes η Gramækvivalenter af hver Slags. Kationerne tiltrækkes af den negative, frastødes af den positive Pol og faa en konstant Hastighed u. Gennem hvert Tværsnit S af Elektrolyten gaar der da i Sekundet $Su\eta$ Gramækvivalenter Kation til den negative Pol.

Som det er vist S. 543 udskiller 96330 Coulomb 1 gr. Brint ved Katoden, følgelig maa den elektriske Ladning, som 1 Gramækvivalent indeholder, netop være lig 96330 Coulomb. Sætte vi for denne Størrelse q, saa er den positive Elektricitetsmængde, som gaar gennem Tværsnittet S i Sekundet lig $Su\eta q$. Gennem samme Tværsnit gaar der i samme Tid med Anionerne en negativ Elektricitetsmængde $Sv\eta q$ Coulomb, i Retning fra Katode til Anode. Strømstyrken bliver altsaa

$$i = Su\eta q + Sv\eta q = S\eta q\,(u + v).$$

Sammenholdt med ovenstaaende Udtryk for i faas at

$$\Lambda F = uq + vq.$$

Heraf følger, at Ækvivalentledningsevnen Λ kan betragtes som en Sum af to Led, det ene hidrørende fra Kationerne, det andet fra Anionerne. Vi sætte derfor

$$\Lambda = l_k + l_a,$$

$$l_k = \frac{u}{F} q.\quad l_a = \frac{v}{F} q.$$

F. Kohlrausch har vist, hvorledes l_k og l_a kan findes. Vi have foran (S. 552) fundet

$$n = \frac{v}{u + v}$$

Heraf faas nu

$$n = \frac{l_a}{l_a + l_k} = \frac{l_a}{\Lambda}.$$

Vi ville anvende dette paa $^1/_{10}$ n ClNa. For denne Opløsning er $1000\,\eta = 0.1$ og Tabellen S. 555 giver da $\Lambda = 92.5$.

Af Tabellen (S. 552) faas tillige $l_a/\Lambda = 0.62$, altsaa bliver $l_a = 57$, $l_k = 35$.

Paa denne Maade har Kohlrausch beregnet Ionernes Ækvivalentledningsevne for forskellige Koncentrationer. Nogle af hans Resultater gengives her.

Ionernes Ækvivalentledningsevne l_k og l_a ved 18°.

I. *Forbindelser af monovalente og af mono- og divalente Ioner.*

Kationer.

$1000\,\eta$	K	Na	Li	NH_4	Ag	$^1/_2$Ba	$^1/_2$Sr	$^1/_2$Ca	$^1/_2$Mg	$^1/_2$Zn	H
0	65.3	44.4	35.5	64.2	55.7	57.3	54.0	53.0	49	47.5	318
0.001	63.7	42.9	34.0	62.7	54.7	52.2	48.9	47.8	43	42.3	314
0.01	61.3	40.5	31.6	60.2	51.9	45.7	42.4	41.4	37	35.9	310
0.1	55.8	35.0	26.1	54.8	43.3	33.8	30.5	29.4	25	24.0	296

Anioner.

1000 η	Cl	J	NO_3	ClO_3	$C_2H_3O_2$	$\frac{1}{2}SO_4$	$\frac{1}{2}C_2O_4$	$\frac{1}{2}CO_3$	OH	Br	Fl
0	65.9	66.7	60.8	56.2	33.7	69.7	63	—	174	—	—
0.001	64.4	65.1	59.3	54.1	32.6	64.0	58	69	171	65	44
0.01	62.0	62.7	56.8	51.3	30.8	56.1	51	55	167	63	42
0.1	56.5	57.3	51.4	43.2	26.4	41.9	39	38	157	57	36

II. *Forbindelser af divalente Ioner.*

1000 η	$\frac{1}{2}Mg$	$\frac{1}{2}Zn$	$\frac{1}{2}Cu$	$\frac{1}{2}Cd$	$\frac{1}{2}Ba$	$\frac{1}{2}Sr$	$\frac{1}{2}Ca$	$\frac{1}{2}SO_4$	$\frac{1}{2}C_2O_4$
0	48	47	49	—	57	54	53	70	63
0.001	40	38	41	37	47	43	44	60	56
0.01	31	27	27	26	—	—	31	46	—
0.1	20	17	15	13	—	—	—	30	—

Af disse Tabeller findes Elektrolyters Ækvivalentledningsevne ved Addition af l_k og l_a, kun et enkelt Tilfælde danner en Undtagelse, nemlig Svovlsyre. Medens det paa denne Maade for de svovlsure Salte beregnede A stemmer godt med de i Tabellen S. 555 anførte Værdier, ere Afvigelserne meget store for Svovlsyren selv.

Vil man nu finde Modstanden i Ohm i en Vædskecylinder af Længden l og med Tværsnittet S, haves

$$r = \frac{l}{kS} = \frac{l}{A\eta S} = \frac{l}{(l_k + l_a)\eta S}, \quad k = (l_k + l_a)\eta.$$

For $\frac{1}{10}$ n Kobbervitriol er $\eta = 10^{-4}$, $l_k = 15$, $l_a = 30$, altsaa

$$r = \frac{l}{S}\frac{10^4}{45} = 222\frac{l}{S}.$$

En Terning med 1 cm. Sidelinie fyldt med $\frac{1}{10}$ n Kobbervitriol, har altsaa en Modstand af 222 Ohm.

IONERNES HASTIGHED. Som det blev vist i forrige Afsnit har man

$$l_k = \frac{u}{F}q, \quad l_a = \frac{v}{F}q,$$

hvor u er Kationernes, v Anionernes Hastighed. Altsaa er

$$u = \frac{Fl_k}{q}, \quad v = \frac{Fl_a}{q}.$$

Man ser heraf, at Ionernes Hastighed er proportional med den elektriske Kraft F i Elektrolyten. l_k og l_a findes af ovenstaaende Tabel, medens $q = 96330$. Er f. Eks. Elektrolyten $\frac{1}{10}$ n ClH og er $F = 1$, altsaa Spændingsfaldet en Volt pr. cm., haves

$$u = \frac{296}{96330}, \quad v = \frac{56.5}{96330}$$

$u = 0.00307$, $v = 0.00059$ Centimeter i Sekundet.

Som *Oliver Lodge* har vist, kunne Ionernes Bevægelse paavises paa følgende Maade. I et U-bøjet Rør (Fig. 245) hældes i Bunden $\frac{1}{1}$ n Kobberklorid, hvortil er sat 10 % Gelatine. Naar det er størknet, hældes ovenpaa det i begge Grene $\frac{1}{1}$ n Kaliumklorid, ligeledes blandet med Gelatine. Endelig fyldes Rørene helt med Kaliumklorid. Deri nedsættes nu Platinelektroder, som forbindes med en Elektricitetskilde med høj Spænding, f. Eks. 110 Volt. Ved Forsøgets Begyndelse staar Kobberkloridopløsningen lige højt i begge Rørene, kendelig ved sin grønne Farve. Efter Forløbet af en Times Tid vil Røret have det i Fig. 245 *b* viste Udseende. Paa den Side, hvor den positive Pol findes, er den grønne Farve forsvundet paa en længere Strækning, fordi Cu Ionerne bevæge sig med Strømmen. Paa den negative Side er Cu Ionerne derimod ført et Stykke opad. Tillige lægger man Mærke til, at Grænsen er skarp paa den negative, medens den er udvisket paa den positive Side. Aarsagen dertil er følgende. Foranstaaende Tabel viser, at Kaliumionernes Hastighed er meget større end Kobberionernes Hastighed, derfor ville paa den positive Side Kaliumionerne trænge ind imellem Kobberionerne, og den oprindelige skarpe Grænse vil blive udvisket. Paa den negative Side ville Kaliumionerne søge at fjerne sig fra Kobberionerne. Dette kan dog ikke ske, eftersom der i saa Fald imellem dem vilde blive Overskud af negative Ioner; Kobber- og Kaliumioner maa derfor bevæge sig lige hurtigt, og Grænsen vedbliver at være skarp.

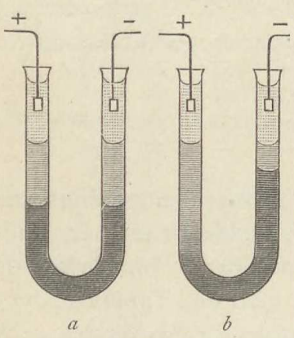


Fig. 245.

DE PAA IONERNE VIRKENDE KRÆFTER. Vi tænke os som sædvanlig, at Elektrolyten er indesluttet i et cylindrisk Rum med Tværsnit S og Længde l. Spændingsforskellen mellem Endefladerne viser $(p-p')$ Volt. I elektrostatisk Maal er Spændingsforskellen da $(p-p')/300$, og den elektriske Kraft, som virker i Elektrolytens Indre, er $(p-p')/(300\,l)$.

Et Gramækvivalent Ion indeholder $q = 96330$ Coulomb, som er lig $q \times 3 \cdot 10^9$ elektrostatiske Enheder. Den paa disse virkende mekaniske Kraft K er da

$$K = \frac{p - p'}{300\, l} \times q \times 3 \cdot 10^9 = 10^7 q \frac{p - p'}{l} = 10^7 q F.$$

Er Spændigsforskellen F f. Eks. 1 Volt pr. cm. bliver $K = 10^7 \times 96330$, i Kilogram altsaa $10^7 \times 96330/(1000 \times 981)$, omtrent 1 Million Kilogram. Naar disse Kræfter ikke mærkes, ligger det i, at Anioner og Kationer altid ere til Stede i lige store Mængder i enhver Del af Vædsken, og de paa dem virkende Kræfter alle Vegne ere lige store og modsat rettede.

Vi kunne ogsaa udtrykke Sammenhængen mellem Ionernes Hastighed og den paa dem virkende mekaniske Kraft. Vi have nemlig (S. 557) fundet

$$u = \frac{F l_k}{q}, \quad v = \frac{F l_a}{q}.$$

Udtrykkes nu F ved den foregaaende Ligning, faas heraf

$$u = \frac{K_k l_k}{10^7 q^2}, \quad v = \frac{K_a l_a}{10^7 q^2}.$$

og altsaa

$$K_k = \frac{10^7 q^2 u}{l_k}, \quad K_a = \frac{10^7 q^2 v}{l_a}.$$

TEMPERATURENS INDFLYDELSE PAA LEDNINGSEVNEN. Metallernes Ledningsevne aftager, naar Varmegraden vokser; paa den modsatte Maade forholde de fleste Elektrolyter sig. Deres Ledningsevne vokser undertiden endogsaa meget stærkt med Temperaturen. *F. Kohlrausch* har undersøgt disse Forhold for en stor Mængde Elektrolyter. Kaldes Ledningsevnen i Forhold til Kvægsølv $\varkappa_0$ og $\varkappa_t$ ved 0^0 C. og t^0 C., sætter han

$$\varkappa_t = \varkappa_0 (1 + \alpha t + \beta t^2).$$

For en Kogsaltopløsning med 25 % Salt var $\alpha = 0.0304$, $\beta = 0.000133$, som giver $\varkappa_{100} = 4.37\, \varkappa_0$. I Nærheden af 20^0 C. vokser Ledningsevnen i Reglen med 2—3 % for hver Grads Opvarmning. Nogle Elektrolyter vise dog meget afvigende Forhold. *Arrhenius* har vist, at Ledningsevnen for enkelte Opløsninger vokser med Temperaturen, naar en Maksimumsværdi, og derefter aftager. Saaledes leder en Normalopløsning af Fosforsyre bedst ved 74^0 C.

F. Kohlrausch har paavist en mærkelig Egenskab ved Temperaturkoefficienterne. Han finder, at Ledningsevnen vokser desto langsommere med Temperaturen, jo bedre Elektrolyten leder. Derfor maa Differenserne mellem Ledningsevnerne for forskellige Elektrolyter blive mindre, naar Temperaturen bliver højere.

DISSOCIATIONSTEORIEN. *F. Kohlrausch* fandt, som det er vist i det foregaaende, at en Elektrolyts Ledningsevne k kunde opfattes som en Sum af Kationernes og Anionernes Ledningsevner. Altsaa have f. Eks. Klorionerne samme Ledningsevne, enten Elektrolyten er Klorkalium eller Klornatrium. Man ledes herved til at antage, at en Opløsning af et Salt kan opfattes som en Blanding af Kationer og Anioner i Vand. Der synes ikke at virke Kræfter imellem dem. Underkastes en Opløsning altsaa Paavirkningen af en elektrisk Kraft, bevæge Ionerne sig uafhængig af hverandre; Kationerne, der ere ladede med positiv Elektricitet, vandre til Katoden, Anionerne, der have en negativ Ladning, gaa til Anoden. I en vandig Opløsning af Klornatrium kan der kun være Ligevægt, naar ethvert Rumfang indeholder lige mange Ioner af begge Slags; var der nemlig flere Kationer end Anioner paa et Sted i Vædsken, saa vilde denne Del af Vædsken have en positiv Ladning, og vilde altsaa drage Anioner til sig. Det samme vil aabenbart gælde for enhver Elektrolyt.

Den her fremstillede Opfattelse af Elektrolyternes Natur skyldes nærmest *Clausius*. Søger man at udføre den videre, støder man imidlertid paa visse Vanskeligheder. Vi have set (S. 122), at Saltopløsninger kunne diffundere i Vand og andre Vædsker. Lovene for denne Diffusion have stor Lighed med Luftarters Diffusion i hinanden; i teoretisk Henseende er der dog en betydelig Forskel paa de to Tilfælde. Luftarternes Diffusion forklares ved at antage, at Luftdelene ere i Bevægelse, og denne Bevægelse kan fortsættes i det ubegrænsede, da det tomme Rum, der adskiller Molekylerne, ikke yder nogen Modstand, og Sammenstød ske uden Tab af levende Kraft. Ved Diffusionen i Vædsker er der utvivlsomt en Modstand fra den Vædskes Side, i hvilken Diffusionen sker. Denne Vanskelighed omgaar man efter *van t'Hoff* ved at antage, at det opløste Stof udøver et Tryk paa Begrænsningen. Har man f. Eks. opløst Sukker i Vand, saa vil der paa Grænsefladen virke et Tryk, der er proportionalt med Sukkermængden.

At et saadant Tryk virkelig eksisterer, har *Pfeffer* vist paa

følgende Maade. Et porøst Kar fyldes med en Opløsning af gult Cyanjærnkalium og sættes ned i en Opløsning af svovlsurt Kobberilte. Der dannes derved paa Karrets Overflade en Slags Membran af Nedslaget, som tillader Vand at trænge igennem, medens det opløste Sukker ikke kan gaa igennem Membranen. En saadan Membran siges at være semipermeabel. Har man derefter fyldt Karret med en Sukkeropløsning og sat det ned i et større Kar, som er fyldt med Vand, vil man se, at Vandmængden i det porøre Kar A (Fig. 246) vokser; det er som om Overfladen B var underkastet et Tryk nedenfra, der vil løfte Overfladen og derved bevirke, at Vand trænger gennem Membranen ind i Karret A. Størrelsen af det paa B virkende Tryk maales ved det lukkede Manometer C. Man har nu overført dette paa alle Opløsninger; det hypotetiske Tryk i Opløsningen kalder van t'Hoff det osmotiske Tryk. Det forholder sig ligefrem som Mængden af opløst Stof, omvendt som Rumfanget, men ligefrem som den absolutte Temperatur; følger altsaa de samme Love som Trykket af en Luftmasse.

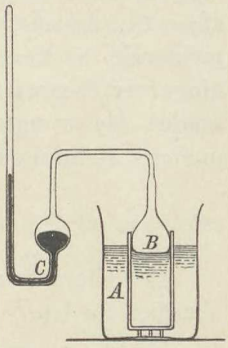


Fig. 246.

Tilstedeværelsen af det osmotiske Tryk kan nu forklare Diffusionen; det vil virke til at udjævne Uligheder i Koncentrationen, saaledes at Ligevægten først indtræder, naar det osmotiske Tryk er lige stort overalt. Er der flere opløste Stoffer til Stede, vil hvert enkelt af dem bevæge sig, indtil det er i Ligevægt.

S. Arrhenius har udviklet Dissociationsteorien videre. En Opløsning af Klornatrium bestaar efter den ældre Opfattelse af Molekyler ClNa. Lad Antallet af dem i et Grammolekyl være N. Efter Kohlrausch ere de i yderst fortyndede Opløsninger spaltede i Ionerne Cl og Na, der kunne betragtes som eksisterende uafhængig af hinanden; det virkelige Antal Molekyler er da $2N$. Arrhenius antager nu, at begge Slags Molekyler i Reglen eksistere samtidig; et Antal N_1 er til Stede i den oprindelige Form ClNa, Resten, N_2, er spaltet i Ioner; der er altsaa i alt $2N_2$ Ioner, og det hele Antal Molekyler er da $N_1 + 2N_2$. Betegner α Forholdet mellem Antallet af dissocierede Molekyler N_2 og det oprindelige Antal N, saa er Forholdet i mellem de virkelig eksisterende og de oprindelige Molekyler:

$$i = \frac{N_1 + 2N_2}{N} = \frac{N(1-\alpha) + 2N\alpha}{N} = 1 + \alpha.$$

Da det nu kun er de dissocierede Molekyler, der tage Del i Elektricitetsledningen, maa Ledningsevnen være proportional med Forholdet mellem Antallet af dissocierede Molekyler N_2 og det oprindelige Antal N, altsaa proportional med α. Nu har Kohlrausch maalt Forholdet $\Lambda = k/\eta$ mellem Ledningsevnen og Antallet af Gramækvivalenter i 1 cm^3; dette Forhold kan betragtes som et Maal for det enkelte Molekyls Ledningsevne; altsaa er $k/\eta = C\alpha$, hvor C er en Konstant, der retter sig efter de paagældende Stoffers Natur. Men for uendelig fortyndede Opløsninger er Dissociationen fuldstændig, altsaa $\alpha = 1$; betegnes Forholdet k/η i dette Tilfælde med Λ_∞, har man altsaa $\Lambda_\infty = C$, medens i Almindelighed Λ er lig $C\alpha$; vi faa altsaa at

$$\alpha = \frac{\Lambda}{\Lambda_\infty}.$$

For Klornatrium faas af Tabellerne (S. 555, 556, 557) følgende Værdier for α:

$1000\,\eta =$	0	0.001	0.1	1	5
$\Lambda =$	110.3	108	92.5	74.4	42.7
$\alpha =$	1	0.98	0.84	0.67	0.39

Det er naturligt, at Dissociationsgraden α maa være bestemmende for andre Virkninger af Opløsninger. Saaledes forklares derved de særegne Forhold ved Frysepunktets Nedtrykning, som ere omtalte S. 236. Opløses et Grammolekyl i 1000 Gram Vand faas en Nedtrykning af Frysepunktet af omtrent 1.8^0 for Vinaand, Æther og svovlsurt Zink- eller Kobberilte. Derimod giver Saltsyre, Salpetersyre, Klornatrium og en Mængde andre Stoffer en større Nedtrykning. De stærkest virkende Stoffer ere alle Elektrolyter. Da Nedtrykningen forholder sig som Antallet af Molekyler i Opløsningen er det rimeligt, at Aarsagen maa søges i Dissociationen. Nu anstillede *Raoult* sine Forsøg med Opløsninger bestaaende af et Gram Salt i 1000 Gram Vand; for en saadan Opløsning er, naar Saltet er Klornatrium, $1000\,\eta = 1/58.5$, hvortil svarer $\alpha = 0.92$, som giver $i = 1.92$; da Antallet af Molekyler altsaa er 1.92 Gange saa stort, som det vilde være uden Dissociationen, maa Nedtrykningen være forøget i samme Forhold; den vil altsaa være $1.8 \cdot 1.92 = 3.46$, medens Raoult fandt 3.51. Paa lignende Maade beregnes Nedtrykningen for de andre Elektrolyter.

Vi have her antaget, at Molekylet ved Dissociationen spaltes i 2 Ioner; der kan naturligvis ogsaa dannes flere Ioner af Mole-

kylet; spaltes det i n Ioner, bliver det hele Antal Molekyler, der dannes, $N_1 + nN_2$; da $N_1 = (1 - \alpha) N$ og $N_2 = \alpha N$, bliver $i = 1 + (n - 1)\alpha$. Endelig har man ogsaa Tilfælde, hvor flere Molekyler forene sig til et; Forholdene blive da meget forviklede.

VANDETS DISSOCIATION. Det er bekendt, at destilleret Vand er en meget daarlig Leder for Elektriciteten. Jo omhyggeligere det renses, des slettere leder det. Den Ledningsevne, som dog altid findes hos Vandet, kan tænkes at hidrøre fra to Aarsager. Den kan hidrøre fra, at det er umuligt ganske at undgaa fremmede Iblandinger. Den kan ogsaa hidrøre fra, at en ringe Del af Vandet er dissocieret i Ioner, og da sandsynligvis i Ionerne H og OH. F. Kohlrausch antager det sidste.

F. Kohlrausch og *Heydweiller* (1894) have maalt Ledningsevnen k for det reneste Vand, de kunde tilvejebringe, og fandt derved

Temperatur	Ledningsevne k
0^0 C.	0.01×10^{-6}
18^0 »	0.038
50^0 »	0.17

Nu er almindeligt

$$k = \Lambda\eta = (l_k + l_a)\eta.$$

For de allerstørste Fortyndinger er ved 18^0 C. for H $l_k = 318$ og for HO $l_a = 174$, altsaa er i nærværende Tilfælde

$$k = 492\,\eta = 0.038 \times 10^{-6},$$

altsaa

$$m = 1000\,\eta = 8 \times 10^{-8};$$

det vil sige, at af en Liter Vand er kun 0.00144 mgr. dissocieret i Ioner.

BEREGNING AF OSMOTISK TRYK. Det er omtalt foran, hvorledes Pfeffer maalte det osmotiske Tryk af en Sukkeropløsning. Han fandt, at Trykket var 50 cm. Kvægsølvtryk, naar Opløsningen indeholdt 1 % Sukker. Heraf følger, at 10 gr. Sukker opløst i en Liter ogsaa vil give et Tryk af 50 cm. Kvægsølv eller $^2/_3$ Atmosfære. Nu er Sukkerets Molekyl $C_{12}H_{22}O_{11} = 342$. Et Molekyl Sukker opløst i en Liter giver altsaa et osmotisk Tryk af $^2/_3 \times 34.2 = 23$ Atmosfærer.

Nu har van t'Hoff gjort opmærksom paa, at der er en paafaldende Overensstemmelse mellem det saaledes fundne osmotiske Tryk og Trykket af et Molekyl af en hvilkensomhelst Luftart,

naar dens Rumfang netop er en Liter. Man ved, at dette Tryk er uafhængig af Luftartens Natur; vi kunne da gaa ud fra Brint, og have da, naar Trykket maalt i Atmosfærer kaldes p,

$$2 = 0.001293 \cdot 0.0695\, p \frac{1}{1 + \alpha t} 1000.$$

For $t = 18^0$ C. faas heraf $p = 23.7$ Atmosfærer; meget nær det samme Tryk, som foran.

Angives Trykket i absolut Maal P, og indføres den absolutte Temperatur ϑ, og er Rumfanget, som indeholder et Grammolekyl, V cm^3, bliver den foregaaende Ligning til

$$2 = 0.001293 \cdot 0.0695 \cdot \frac{PV}{1.0133 \cdot 10^6} \frac{273}{\vartheta},$$

eller

$$PV = 8.26 \cdot 10^7 \vartheta = H\vartheta;$$

denne Ligning for det osmotiske Tryk skyldes *van t'Hoff*.

Denne Ligning er dog kun rigtig, naar det opløste Stof ikke er dissocieret. Hermed forholder det sig da saaledes. Lad det opløste Stof være ClNa. Saa længe ClNa ikke er dissocieret, gælder van t'Hoffs Ligning uforandret. Er ClNa derimod fuldstændig dissocieret i Na og Cl, vil det osmotiske Tryk netop være det dobbelte af det, Ligningen giver. Deraf følger, at Ligningen i sin uforandrede Form gælder for hver enkelt af Ionerne Na eller Cl, noget hvoraf vi senere skulle benytte os. Er Dissociationen endelig ufuldstændig, har man med den tidligere (S. 561) anvendte Betegnelse:

$$PV = 8.26 \cdot 10^7 \cdot i\vartheta = iH\vartheta.$$

SORETS FORSØG. Man tænke sig et lukket Rum, som er fyldt med Luft. Holdes en Del A af dette Rum afkølet til 0^0 C., medens Resten B holdes ved 100^0 C., vil Luftens Vægtfylde blive størst i den kolde Del af Rummet, eftersom Trykket maa være det samme overalt. Dette maa kunne anvendes paa Opløsninger. Omfattende Forsøg herover ere anstillede først af *Soret*, senere af *Arrhenius*. Opløsningen anbragtes i et lodret staaende, i begge Ender lukket Glasrør. Den øverste Del af Røret holdtes ved den højere Temperatur t_1, den nederste ved den lavere Temperatur t_2. Naar Vædsken har været holdt i denne Tilstand i et Fjerdingaar, vil Ligevægtstilstanden være indtraadt. Vi have da for den varme Del af Opløsningen, at $P_1V_1 = i_1H\vartheta_1$, for den kolde $P_2V_2 = i_2H\vartheta_2$,

hvor $\vartheta_1 = 273 + t_1$, $\vartheta_2 = 273 + t_2$. Da der antages at være Ligevægt i Opløsningen, haves $P_1 = P_2$, altsaa

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{i_1 \vartheta_1}{i_2 \vartheta_2}.$$

Udtrykkes Koncentrationen ved Antallet η af Grammolekyler i cm^3, haves almindeligt $V\eta = 1$ og altsaa

$$\frac{\eta_2}{\eta_1} = \frac{i_1 \vartheta_1}{i_2 \vartheta_2}.$$

Antages $i_1 = i_2$, hvilket vil være Tilfældet, naar den kolde og den varme Del af Opløsningen er lige stærkt dissocieret, følger heraf, at Koncentrationen forholder sig omvendt som den absolutte Temperatur. I en Række Forsøg af Arrhenius var $t_1 = 67$, $t_2 = 27^0$ C., altsaa er $\eta_2 : \eta_1 = \vartheta_1 : \vartheta_2 = 340 : 300 = 1.13 : 1$. Forsøget giver i Almindelighed Resultater, som stemme hermed, om der end undertiden finde paafaldende Afvigelser Sted.

OPLØSNINGERS DAMPSPÆNDING. Ved at gaa ud fra Læren om det osmotiske Tryk har *van t'Hoff* beregnet en Opløsnings Dampspænding. Beviset kan efter Arrhenius gives paa følgende Maade. Vi tænke os, at det drejer sig om en Sukkeropløsning. A er et Kar med Vand i. B er et Rør, der forneden er lukket med en semipermeabel Membran. I B findes Sukkeropløsningen. Der vil da trænge Vand ind i Røret, indtil det osmotiske Tryk P af det opløste Sukker holdes i Ligevægt af Tyngdekraften. Er Højdeforskellen da h og er Opløsningens Vægtfylde ϱ, saa er

$$P = h\varrho g.$$

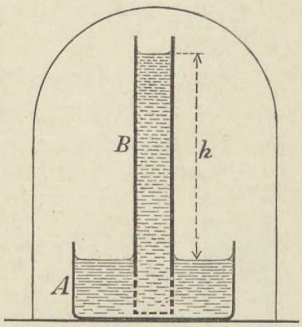


Fig. 247.

Damptrykket ved Overfladen i A kaldes p, Damptrykket ved Overfladen i B kaldes p'; er Dampenes Vægtfylde ϱ_1, saa er

$$p - p' = h\varrho_1 g.$$

Af disse to Ligninger følger, at

$$\frac{p - p'}{P} = \frac{\varrho_1}{\varrho},$$

hvilket ogsaa er umiddelbart indlysende. Kaldes Vægten af et Molekyl Vanddamp M, og er v dets Rumfang, saa er

$$M = v\varrho_1.$$

Lad der nu i B være n Molekyler Sukker og N Molekyler Vand; hvor n antages at være saa lille i Forhold til N, at Opløsningens Vægtfylde kan sættes lig ϱ, som er Vandets Vægtfylde. Lad endvidere V være det Rumfang, som et Molekyl opløst Sukker indtager. Dette Rumfang har da en Vægt lig $V\varrho$. Men den samme Vægt er ogsaa lig NM/n, altsaa er

$$\frac{NM}{n} = V\varrho.$$

De to sidste Ligninger give

$$\frac{v\varrho_1}{V\varrho} = \frac{n}{N}.$$

Heraf, i Forbindelse med den anden Ligning, faas

$$\frac{p-p'}{p} = \frac{PV}{pv}\frac{n}{N}.$$

Tillige haves

$$PV = iH\vartheta, \quad pv = H\vartheta,$$

altsaa bliver

$$\frac{p-p'}{p} = i\frac{n}{N}.$$

For meget fortyndede Opløsninger falder dette Udtryk sammen med det af Raoult (S. 190 og 191) fundne. For Opløsninger, som ikke ere Elektrolyter, er $i = 1$.

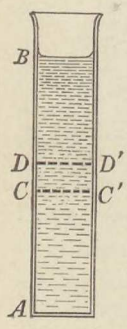


Fig. 248.

ELEKTROLYTERS DIFFUSION. Af Læren om det osmotiske Tryk har *W. Nerust* gjort en meget vigtig Anvendelse til Beregning af Diffusionshastigheden. Vi tænke os, at Karret AB (Fig. 248) er fyldt med en Elektrolyt, f. Eks. Saltsyre. Vi ville antage, at den ved A er $\frac{1}{1}$ n, ved B $\frac{1}{10}$ n. Brintionernes osmotiske Tryk er da omtrent 10 Gange saa stor ved A som ved B. Som Følge heraf ville Brintionerne bevæge sig opad. Det samme vil være Tilfældet med Klorionerne. Under Paavirkning af de samme Kræfter bevæge Klorioner sig langsommere end Brintioner; derfor vil de sidste faa et Forspring; Vædsken vil derfor blive positiv elektrisk foroven, negativ forneden. Derved ville Brintionerne hindres, Klorionerne

fremskyndes, og efter en overordentlig kort Tids Forløb vil Hastigheden blive den samme for begge Slags Ioner.

Lad CC' og DD' være to horizontale Snit gennem Karret, og $CD = dx$. Rørets Tværsnit sættes lig S, den elektriske Kraft paa dette Sted kaldes F, den er udtrykt i Volt/cm.; den antages at være nedadgaaende.

Vi ville nu søge et Udtryk for de Kræfter, der virke paa de i CD' indeholdte Kationer. Paa Fladen CC' virker opad den mekaniske Kraft PS, naar P er Kationernes osmotiske Tryk. Paa DD' virker nedad Kraften $(P + dP)S$; Resultanten af disse to Tryk i opadgaaende Retning er

$$k_1 = -SdP.$$

For at faa Kraften K_1, der virker paa et Gramækvivalent, maa k_1 multipliceres med $V/(Sdx)$, altsaa er

$$K_1 = -V\frac{dP}{dx}.$$

Vi søge dernæst Virkningen af den elektriske Kraft F paa et Gramækvivalent Kation. Denne Kraft K_2 bliver ifølge det S. 559 udviklede

$$K_2 = 10^7 qF,$$

den er rettet nedad.

Den hele mekaniske Kraft, som virker paa et Gramækvivalent Kation, der befinder sig ved C, er altsaa

$$K_k = -V\frac{dP}{dx} - 10^7 qF.$$

Paa et Gramækvivalent Anion vil der virke en Kraft K_a i opadgaaende Retning, som bliver

$$K_a = -V\frac{dP}{dx} + 10^7 qF.$$

Endelig faa vi for Ionernes Hastighed (S. 559)

$$-V\frac{dP}{dx} - 10^7 qF = \frac{10^7 q^2 u}{l_k}$$

$$-V\frac{dP}{dx} + 10^7 qF = \frac{10^7 q^2 v}{l_a}.$$

Vi sætte her $u = v = h$ og faa da ved Addition

$$-2V\frac{dP}{dx} = 10^7 q^2 h\left(\frac{1}{l_k} + \frac{1}{l_a}\right).$$

Det Antal Gramækvivalenter, som i et Sekund gaar gennem 1 cm² i opadgaaende Retning, er h/V; kaldes denne Størrelse D haves

$$D = -10^{-7} q^{-2} \frac{2 l_a l_k}{l_a + l_k} \frac{dP}{dx}.$$

Vi kunne her indføre Koncentrationen η, idet vi sætte $V\eta = 1$ og altsaa $P = H\vartheta\eta$; derved faas

$$D = -10^{-7} q^{-2} \frac{2 l_a l_k}{l_a + l_k} H\vartheta \frac{d\eta}{dx}.$$

Diffusionshastigheden vokser altsaa med Ionernes Ledningsevne, men er dog ikke proportional med den.

ELEKTRISKE DOBBELTLAG. Lad A og B være to Ledere, hvis Potentialer ere V_1 og V_2, $V_1 > V_2$. De ere adskilte ved et isolerende Mellemlag C af konstant Tykkelse a. Er a tilstrækkelig lille, vil A og B have lige stor Overfladetæthed σ. I Rummet C vil der, som det er vist S. 295, virke en elektrisk Kraft N, og man har

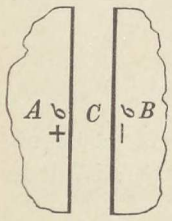


Fig. 249.

$$V_1 - V_2 = Na, \quad N = 4\pi\sigma, \quad V_1 - V_2 = 4\pi a\sigma.$$

Vi ville nu tænke os, at σ vokser, medens a aftager, dog saaledes, at $a\sigma$ beholder en endelig Værdi. Da vil ogsaa $V_1 - V_2$ have en endelig Værdi. Vi have da to Legemer, som støde op til hinanden, og alligevel er der en Spændingsforskel imellem dem.

Omvendt maa man antage, at der findes saadanne Dobbeltlag, hver Gang to hinanden berørende Stoffer have forskelligt Potential. Efter Volta ville Zink og Kobber ved Berøring faa forskelligt Potential; lad Potentialforskellen være E, idet Zinken er positiv; man maa da have $E = 4\pi a\sigma$. Paa Zinksiden af Berøringsfladen er der da en Overfladetæthed $+\sigma$, paa Kobbersiden $-\sigma$; Afstanden mellem dem er a. Det er ikke nødvendigt, at σ og a ere konstante, det er nok, at deres Produkt er konstant.

Dannelsen af et Dobbeltlag medfører et Energiforbrug, som for et Dobbeltlag af Areal S bliver

$$\tfrac{1}{2} E\sigma S = \tfrac{1}{2} S(V_1 - V_2)\sigma = 2\pi a\sigma^2 S = \frac{1}{8\pi} \frac{E^2 S}{a}.$$

Dette Energiforbrug vil være meget stort, eftersom a er overmaade lille. Tiltrækningen mellem Dobbeltlagene er

$$\tfrac{1}{2} N\sigma S = \tfrac{1}{2} \cdot \frac{E}{a} \cdot \frac{E}{4\pi a} S = \frac{1}{8\pi} \frac{E^2 S}{a^2}.$$

Helmholtz har anvendt Læren om de elektriske Dobbeltlag til at forklare forskellige elektriske Forhold, som vi nu gaa over til at betragte.

1. *Gnidningselektriciteten.* Gnides Glas med Silke, og skilles de derefter ad, finder man Glasset positivt, Silken negativ elektrisk. Vi forklare dette saaledes. Ved Gnidningen bringes de to Legemer i inderlig Berøring med hinanden, der dannes da et elektrisk Dobbeltlag i Berøringsfladen. Udadtil mærkes intet til det, saa længe de to Legemer ere i Berøring; først naar de skilles ad, kunne de enkelte Ladninger gøre sig gældende. Her maa man lægge Mærke til, at det ikke er sikkert, at Legemerne efter Adskillelsen have de Ladninger, som de havde før Adskillelsen. Der kan nemlig finde en Udladning Sted under Adskillelsen. Ere begge Legemer Ledere, ville de efter Adskillelsen være næsten uelektriske. Vi tænke os f. Eks. at de Flader, som berøre hinanden, ere plane. De berøre da hinanden i mangfoldige Punkter. Kunde man fjerne dem saaledes fra hinanden, at Adskillelsen foregik i alle Punkter paa een Gang, vilde de muligvis beholde den hele Ladning; men i Virkeligheden vil Adskillelsen foregaa lidt efter lidt saaledes, at eet Berøringspunkt er det sidste, og igennem dette vil Ladningerne for største Delen udjævne sig. Noget lignende vil finde Sted, naar det ene Legeme er en Leder, det andet en Isolator.

I Elektrisermaskinen er det ene Legeme en Isolator, nemlig Glas, det andet, Gnidepuden med Amalgam, en Leder. Her vilde en stor Del af Glassets Ladning gaa fra Skiven over paa Pudens Rand, hvis ikke Puden paa en Maade fortsattes i et Lag ferniseret Silke, der ligesom Puden bliver negativ elektrisk.

2. *Ladningens Fortegn.* Det er vanskeligt at sige, hvad det er, der bestemmer denne. Jeg har udført nogle Forsøg derover. Overtrækkes en Metalplade med Beg, og dyppes den ned i Kvægsølv, finder man, at Beget er blevet negativt. Har man i Forvejen berørt Beget et Sted med en fugtig Finger, vil man finde, at det berørte Sted er positivt elektrisk. Her har Fugtigheden forandret Fortegnet. Dyppes en omhyggelig renset Glasstang i rent Kvægsølv, bliver den kun svagt elektrisk, dyppes den i et flydende Zinkamalgam, bliver den i Reglen stærkt positiv elektrisk. Fortegnet afhænger ogsaa af den omgivende Atmosfæres Natur.

Man har forsøgt at anvende Læren om Ionerne herpaa. Det er omtalt foran (S. 566), at der kan fremkomme elektriske Spæn-

dinger i en Elektrolyt med variabel Koncentration. Det osmotiske Tryk driver Ionerne hen til de Steder, hvor Koncentrationen er mindre, under denne Bevægelse ville de hurtigere vandrende Ioner, H og OH f. Eks., faa et Forspring; i en Syre vil der derfor optræde positiv Elektricitet paa de fortyndede Steder, i en Base derimod negativ. Hos Saltene vil denne Virkning i Reglen være yderst ringe, eftersom deres Ioner tilnærmelsesvis vandre lige hurtigt.

Knoblauck (1902) har gjort opmærksom paa, at dette stemmer med Iagttagelser af *Davy*, som fandt, at Kobber, Zink og Tin blive positive i Berøring med tør Oxalsyre, Ravsyre og Borsyre, negative i Berøring med tør Kalk, Strontian og Magnesia, medens der næsten ingen Virkning er med Salte. Selv har han anstillet en Mængde Forsøg, som stemme godt hermed. Eksempelvis anføres hans Forklaring af Svovlets Virkning. Gnides et Legeme med Svovl, vil vistnok i alle Tilfælde Svovlet blive negativt. Dette forstaas saaledes. Svovlet fortætter Ilt og Vanddamp paa sin Overflade, derved dannes Svovlsyre, dennes Ioner trænge ind i det gnidende Legeme, f. Eks. Uld; da af Svovlsyrens Ioner Brinten har langt den største Hastighed, vil den fortrinsvis trænge ind i Ulden og gøre den positiv, medens Svovlet selv faar en negativ Ladning.

3. *Strømningsstrømme.* *Quincke* har gjort følgende Forsøg. *A* og *B* ere to Glasrør, som ere kittede fast til en Plade *C* af brændt Ler eller et andet porøst Stof. *A* og *B* ere fyldte med Vand, *a* og *b* ere to Platinplader, som ere fæstede til Platintraade, der ere smeltede ind i Glasset. Ved et stærkt Tryk driver man Vand gennem det porøse Stof, forbindes nu *a* og *b* med et Galvanometer, vil man iagttage, at der gennem det porøse Stof gaar en elektrisk Strøm i samme Retning som Vandstrømmen.

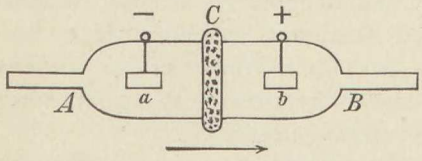


Fig. 250.

Zöllner har vist, at lignende Strømme opstaa, naar Vand drives igennem et snævert Haarrør. Ogsaa her have Vandstrømmen og den elektriske Strøm i Reglen samme Retning, dog er det modsatte Tilfældet, naar Røret indvendig beklædes med Voks.

Disse Strømme opstaa efter *Helmholtz* paa følgende Maade. Naar Vand og Glas berøre hinanden, dannes der et Dobbeltlag, dets negative Side ligger i Glasset, den positive i Vandet. Idet

Vandet nu strømmer gennem Røret, river det noget af den positive Elektricitet med sig.

4. *Elektrisk Endosmose.* *G. Wiedemann* har opdaget, at en elektrisk Strøm, som gaar gennem et porøst Legeme, fører Vandet med sig. Dertil anvendes hosstaaende Apparat, der kun adskiller sig fra det foregaaende ved, at Tilledningss- og Afledningsrørene ere erstattede af Stigrørene *F* og *G*. Er Apparatet fyldt med Vand og sendes en elektrisk Strøm fra *E* til *D*, vil Vædsken synke i *G* og stige i *F*. Fortyndede Saltopløsninger forholde sig paa samme Maade. Og med Haarrør kan samme Virkning erholdes. Undertiden gaar Vædsken dog modsat Strømmen, saaledes Terpentinolie i Glasrør.

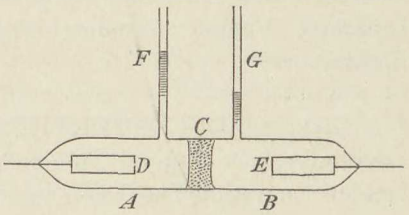


Fig. 251.

Forklaringen er den samme som for Strømningsstrømme. Har man Vand i et Glasrør, vil der i Vandet, men tæt op til Glasset, være et Lag af positiv Elektricitet. Da der gaar en elektrisk Strøm i Røret, vil der ogsaa findes en elektrisk Kraft i Røret, som gaar i samme Retning som Strømmen. Den vil bevæge det elektriske Lag i den Retning, i hvilken den selv gaar, og Elektriciteten vil saa igen føre Vandet med sig. Terpentinoliens afvigende Forhold viser, at Olien faar en negativ Ladning ved Berøring med Glas, som i dette Tilfælde altsaa bliver positivt.

5. *Bevægelse af Smaalegemer.* *Quincke* har fundet, at smaa Legemer som Stivelsekorn, findelt Metal og Svovl i Pulver, Luftbobler, Draaber af Terpentinolie, der svømme i Vand, bevæge sig, naar der gaar en elektrisk Strøm gennem Vandet, hen imod den positive Pol, altsaa imod Strømmen. Ogsaa disse Legemer omgive sig i Vand med et Dobbeltlag, hvis positive Side er i Vandet, men de selv ere negative. Man forstaar derved, at de maa tiltrækkes af den positive Pol. I Terpentinolie søge alle de undersøgte Smaalegemer, med Undtagelse af Svovl, til den negative Pol.

6. *Vandfaldselektricitet.* *Lenard* har undersøgt Luftens elektriske Tilstand i Nærheden af et Vandfald. Han fandt, at Luften var negativ elektrisk. Forsøget kan efterlignes i det smaa, man maa kun sørge for, at Vandet er rent. Aarsagen til denne Elektricitetsudvikling søges naturligt i Dobbeltlagene. Vi have foran set, at en Luftboble er negativ elektrisk i Vand. Omvendt maa

en Vanddraabe have det positive Lag i sig, medens det negative Lag ligger i Luften uden om den. Falder Draaben nu ned, og støder den mod en Vandoverflade, som ligeledes har den negative Side af Dobbeltlaget uden for sig, kan man forstaa, at noget af det negative Luftlag kan slynges bort; er Antallet af faldende Draaber stort nok, vil Luften derved kunne lades negativt i vid Omkreds. Vandet strømmer da bort med den tilsvarende positive Elektricitet.

KAPILLARELEKTRICITET. Naar man ovenpaa en Kvægsølvdraabe, der ligger i Bunden af en Glas- eller Porcellænsskaal, hælder fortyndet Svovlsyre og derpaa berører Draaben med en Jærntraad, ser man, at Draaben trækker sig sammen; dens Overfladespænding bliver altsaa forøget. I Berøringsøjeblikket gaar der en elektrisk Strøm fra Jærn gennem den fortyndede Syre til Kvægsølv; Kvægsølvet bliver derved polariseret med Brint, hvilket foranlediger Forandringen i Overfladespænding. Sættes et Spor af tvekromsurt Kali til Vædsken, og holdes Jærntraaden lige ved Draabens Rand, kan den komme i en svingende Bevægelse, idet Polarisationen nu ophæves, saa snart Berøringen mellem Kvægsølv og Jærn er ophørt. Disse Forhold ere nærmere undersøgte af *Lippmann*. *A* er et Kar, som ved en Kautschukslange *K* er forbunden med et Haarrør *BC*, hvis anden Ende dyppes ned i Karret *E*. Fra *A* til *D* er Apparatet fyldt med Kvægsølv, ligesom der ogsaa er Kvægsølv i Bunden af *E*; den øverste Del af *BDC* er fyldt med fortyndet Svovlsyre, som ogsaa staar over Kvægsølvet i *E*. Ved to indsmeltede Platintraade α og β kunne Kvægsølvmasserne i *E* og *B* forbindes med et galvanisk Batteris Poler. Forbindes α med den positive, β med den negative Pol, synker Kvægsølvet ved *D*. Nedtrykningen vokser med Spændingsforskellen, men langsommere end denne; ved en vis Værdi e_m af den elektromotoriske Kraft bliver Nedtrykningen Maksimum; bliver den elektromotoriske Kraft større end e_m, hæver Kvægsølvet sig igen. Idet Strømmen gaar i Retning fra α til β, bliver Kvægsølvets Overflade ved *D* polariseret med Brint, og det er da naturligst, at søge Aarsagen til Nedtrykningen i denne Polarisation. Da Kvægsølvet

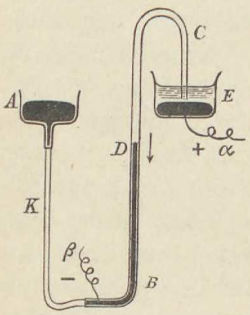


Fig. 252.

ved D er Katode, kalde vi denne Polarisation katodisk. Tages andre Elektrolyter, faas i Reglen det samme Resultat; dog er der enkelte Undtagelser, navnlig med Cyankalium sker Bevægelsen i den modsatte Retning.

Paschen har udført en Del Forsøg over Virkningen af katodisk Polarisation paa Kvægsølv i forskellige Elektrolyter. I efterfølgende Forsøg er C_0 Overfladespændingen, (Enheden derfor er tilfældig), naar α og β ere metallisk forbundne; vi kalde C_0 den normale Overfladespænding, C_m Overfladespændingens Maksimum; den tilsvarende Værdi af den elektromotoriske Kraft e er betegnet med e_m. Desuden er under e_L angivet den Værdi af e, ved hvilken der viste sig en Luft-(Brint)Boble paa Overfladen ved D.

Elektrolyt	e_m	e_L	C_m/C_0	C_m
H_2SO_4 26 %	0.96	1.0	1.45	1212
HCl 3.2 %	0.60	1.1	1.18	1215
HNO_3 1 %	1.00	1.5	1.40	1211
K_2SO_4 konc.....	0.77	1.7	1.27	—
KCl »	0.55	1.5	1.16	—
Na_2SO_4 »	0.82	1.6	—	—
NaCl »	0.55	1.9	1.18	1197
$(NH_4)_2SO_4$ »	0.71	1.5	—	—
NH_4Cl »	0.55	1.1	—	—
$KClO_3$ »	0.77	2.2	—	—
NaOH.....	0.38	1.6	1.1	1270

Man ser af Tabellen, at de forskellige Elektrolyter noget nær give samme Værdi for C_m, den maksimale Værdi af Overfladespænding synes tilnærmelsesvis at være lige stor i alle Elektrolyter. Endvidere ser man, at den tilsvarende Spænding e_m er afhængig af Elektrolytens Natur. Nogen simpel Sammenhæng mellem e_m og Elektrolytens kemiske Egenskaber kan ikke paavises. Dog er der et Forhold, som fortjener at fremhæves. Opløser man salpetersurt Kvægsølvforilte i Salpetersyre, vil dette have en betydelig Nedgang i Værdien for den normale Overfladespænding C_0 til Følge. Forsøg af *E. Warburg* vise nu, at der i Reglen opløses lidt af et Metal, naar det kommer i Berøring med en Elektrolyt. Man kan derfor antage, at Overfladespændingen mellem Kvægsølv og en Elektrolyt vilde være C_m, hvis der slet intet Kvægsølv var opløst i Elektrolyten. Omvendt, jo lettere Kvægsølv opløses i en Elektrolyt, desmindre vil den normale Overfladespænding C_0 være. I Overensstemmelse hermed er C_0

lille for Salpetersyre og Svovlsyre, stor for Saltsyre, allerstørst for Natron, som jo udfælder Kvægsølv af Opløsninger.

Men hvorledes kan Polarisation forandre Overfladespændingen? Ogsaa her finder Helmholtz's Lære om elektriske Dobbeltlag Anvendelse. Et Dobbeltlag antages at bestaa af det positive Lag ABC og det negative Lag $A'B'C'$. Vi tænke os Laget delt i to Dele ved det vinkelrette Snit BB' og søge den Kraft, hvormed de to Halvdele virke paa hinanden. AB vil frastøde BC med en vis Kraft K, medens den tiltrækker $B'C'$ med en mindre Kraft K', Resultanten bliver en Frastødning $K-K'$. Med den samme Kraft vil $A'B'$ virke paa $BCC'B'$. Man ser saaledes, at Dobbeltlaget frastøder sig selv. Frastødningen ses at være proportional med Kvadratet af Overfladetætheden σ. Har vi altsaa i en Overflade en Overfladespænding C_m, og forsyne vi den med et elektrisk Dobbeltlag, bliver Overfladespændingen formindsket og kan udtrykkes ved

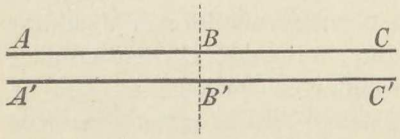


Fig. 253.

$$C = C_m - k\sigma^2 = C_m - hV^2,$$

naar V er Dobbeltlagets Potentialdifferens.

Efter *Nerust* dannes Dobbeltlaget paa følgende Maade. Lad en Kvægsølvoverflade være bedækket med en Opløsning af salpetersurt Kvægsølvforilte, som delvis er dissocieret i positive Hg-Ioner og negative NO_3 Ioner. De første af disse trænge ned i Kvægsølvmassen og danne Dobbellagets positive Side, medens NO_3 Ioner lægge sig uden paa Kvægsølvet og danne Dobbeltlagets negative Side. Kort sagt: under normale Forhold er Kvægsølvet bedækket med et Dobbeltlag, hvis negative Side er i Elektrolyten.

Ved at sende en Strøm fra Elektrolyten ind i Kvægsølvet vil der samles positive Ioner (H-Ioner) paa Kvægsølvets Yderside, negative paa dets Inderside. Er den nye Overfladetæthed σ', vil den virkelige Overfladetæthed blive $\sigma-\sigma'$, og Overfladespændingen bliver $C = C_m - k(\sigma-\sigma')^2$. Bliver $\sigma = \sigma'$, saa er $C = C_m$, Overfladespændingen er Maksimum. Er $\sigma' > \sigma$, vil Overfladespændingen igen blive mindre. Kaldes den tilsvarende elektromoriske Kraft e, har man

$$C = C_m - h(V-e)^2.$$

Forsøget viser dog, at h ikke er konstant.

Der er her ikke taget Hensyn til Polarisationen ved Overfladen i *E* (Fig. 252); dette er tilladeligt, da denne Overflade i Reglen er mange tusinde Gange større end Overfladen ved *D*.

Lippmann har konstrueret det saakaldte Kapillarelektrometer, som grunder sig paa Overfladespændingens Afhængighed af Potentialforskellen. Det bestaar af et længere Glasrør, som ender i det yderst snævre Haarrør *C*; Kvægsølvstøtten *DC* hindres af Haarrørsvirkningen i at flyde ud. Rørets nederste Ende staar ned i et Kar med Kvægsølv, ovenpaa hvilket der er fortyndet Svovlsyre. Man indstiller nu Mikroskopet *E* paa Kvægsølvoverfladen ved *C* og forbinder Platintraadene *a* og *b* med hinanden. Kvægsølvet indtager da en ganske bestemt Stilling i *C*. Hvis Røret *AD* er lukket foroven, og man forøger Lufttrykket over Kvægsølvet, f. Eks. ved at drive Luft ind gennem Røret *F*, synker Kvægsølvet lidt; ophører Trykket igen, vender Kvægsølvet tilbage til sin forrige Stilling. Forbindes nu *a* med den negative, *b* med den positive Pol af et Element, hvis elektromotoriske Kraft kun er en Brøkdel af en Volt, vil der komme Brintpolarisation paa Kvægsølvoverfladen i *C*, hvorved Overfladespændingen forøges og Kvægsølvet stiger. Ved at forøge Trykket over Kvægsølvet kan man bringe Overfladen i *C* tilbage til samme Stilling som før. Man danner sig nu en Tabel over de Tryk, der ere nødvendige for at bringe Kvægsølvet tilbage til den oprindelige Stilling for forskellige elektromotoriske Kræfter og kan derefter benytte Apparatet til Maaling af saadanne Kræfter. Apparatet er meget følsomt og nøjagtigt, naar Haarrøret *C* er tilstrækkeligt snævert og Svovlsyren nogenlunde stærk, omtrent 10 %.

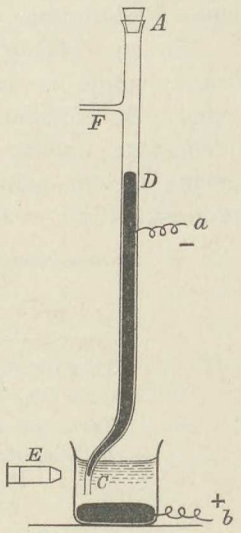


Fig. 254.

KONSTANTE GALVANISKE ELEMENTER. Det første Element, der havde en nogenlunde konstant elektromotorisk Kraft, var *Daniells* Element, dannet af Zink, fortyndet Svovlsyre, svovlsurt Kobberilte og Kobber. Vædskerne adskilles ved en porøs Væg af brændt Ler. Naar dette Element frembringer en elektrisk Strøm, opløses Zinken, Elementet forandres derved noget, idet

der dannes svovlsurt Zinkilte. Danner man derimod et Element af Zink i en Opløsning af svovlsurt Zinkilte og Kobber i en Opløsning af svovlsurt Kobberilte, vil Elementets Sammensætning ikke undergaa nogen Forandring ved Brugen; man maa altsaa vente, at den elektromotoriske Kraft kan holde sig uforandret i lang Tid. Man har nu konstrueret en stor Mængde galvaniske Apparater af samme Type som Daniells Element; i disse staa Metallerne, som danne Elektroderne, i deres egne Salte med fælles Syre.

En stor Mængde saadanne Elementer ere undersøgte af *F. Braun*; nogle af hans Forsøgsresultater ere angivne i følgende Tabel. Da Metallerne altid staa i deres egne Salte, ere kun de sidstnævnte anførte; Strømmen gaar i Elementet fra den førstnævnte til den sidstnævnte Vædske. Daniells Elements elektromotoriske Kraft er sat lig 100.

	Elektromotorisk Kraft		Diff.
	iagttaget	beregnet	
$ZnSO_4$ | $CuSO_4$	100	100	0.0
Cd » | Cu »	68.5	67.0	+ 1.5
Zn » | Cd »	30.7	33.0	— 2.3
$Zn(NO_3)_2$ | $Cu(NO_3)_2$ ...	89.8	100.4	— 10.6
Cd » | Cu » ...	65.8	67.2	— 1.4
Zn » | Cd » ...	24.0	33.2	— 9.2
$ZnCl_2$ | $CuCl_2$	96.6	100.6	— 4.0
Cd » | Cu »	69.5	67.2	+ 2.3
Zn » | Cd »	26.0	33.4	— 7.4

Tænke vi os, at et galvanisk Elements Poler forbindes ved en Leder, og er den samlede Modstand lig r, vil der efter Joules Lov udvikles en Varmemængde, som er lig $ri^2/4.2 = ei/4.2$. Denne Varmemængde maa nu tages fra Elementet, og man skulde altsaa vente, at de kemiske Processer, som Strømmen foranlediger, maatte udvikle denne Varmemængde, som saa igen ved Strømmen fordeles over den hele Ledning. For at prøve denne af Lord *Kelvin* opstillede Anskuelse, kunne vi f. Eks. tænke os, at Strømmen gaar saa længe gennem et Daniells Element, at et Ækvivalent Zink er opløst, medens samtidig et Ækvivalent Kobber er udskilt. Der maa da være gaaet 96330 Coulomb gennem Vædsken. Kaldes den Varmemængde, som under almindelige Forhold vilde fremkomme, naar et Ækvivalent Zink uddriver Kobber af Kobbervitriol, Q, haves altsaa

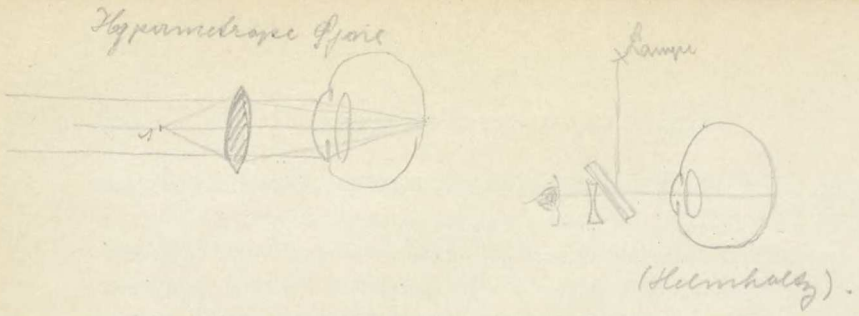
$$Q = 96330\, e / 4.2 = 22940\, e,$$

altsaa er

$$e = \frac{Q}{22940}.$$

Nu har *J. Thomsen* fundet Dannelsesvarmen for et Grammolekyl svovlsur Zink af Zink, Ilt og fortyndet Svovlsyre, som han betegner med (Zn, O, SO_3 aq), lig 106090; ligeledes fandt han (Cu, O, SO_3 aq) = 55960. Da vi her have med Ækvivalent at gøre, bliver altsaa $Q = \frac{1}{2}(106090 - 55960) = 25065$. Vi faa altsaa, at den elektromotoriske Kraft af Daniels Element er $25065/22940 = 1.1$ Volt, hvilket stemmer med de elektriske Maalinger (S. 304). J. Thomsen har undersøgt et betydeligt Antal galvaniske Kombinationer; han finder i Reglen ret god Overensstemmelse mellem de termiske og de elektriske Bestemmelser.

Det kan dog ikke antages, at Lord Kelvins Teori er fuldkommen rigtig. Vi have nemlig set (S. 503), at der optræde særegne Varmetoninger ved Polerne, til hvilke her ikke er taget Hensyn. At de derved frembragte Afvigelser fra den teoretisk beregnede elektromotoriske Kraft kunne blive ret betydelige, ses af Brauns ovenfor anførte Maalinger. I Tabellen er foruden de iagttagne Værdier for e tillige anført de Værdier, som faas af J. Thomsens Maalinger ved at benytte Formlen $e = Q/22940$.



TO OG TYVENDE AFSNIT.

Lysets almindelige Egenskaber.

LYSETS HASTIGHED. At Lyset bruger Tid til at forplante sig gennem Rummet, er først godtgjort af *Ole Rømer* 1676. Af en lang Række Iagttagelser over den første Jupitermaanes Formørkelser sluttede han, at Lyset bruger 11 Minutter til at gennemløbe Vejen fra Jorden til Solen. Senere Iagttagelser give en noget mindre Værdi for dette Tidsrum, nemlig 8 Minutter og 18 Sekunder. Da vi imidlertid ikke kunne bestemme Jordbanens Radius nøjagtigt, kan man ikke finde Lysets Hastighed ad denne Vej. Af samme Grund kan heller ikke Aberrationen, som *Bradley* opdagede, benyttes til Maaling af denne Størrelse. En direkte Bestemmelse af Lysets Hastighed er først udført af *Fizeau* 1849. Han benyttede et Apparat, som er fremstillet skematisk i Fig. 255. Det bestod af to Kikkerter, der opstilledes i hinandens Forlængelse; Afstanden mellem dem var omtrent en Mil. Straaler fra en Lyskilde A samledes af Linsen B i Punktet C; men paa Straalernes Vej stilledes en planparallel Glasplade K, saaledes at den dannede en Vinkel paa 45^0 med AC; Lysstraalerne tilbagekastedes da fra Glaspladen, som om de udgik fra Punktet L, der laa i Kikkertens Billedflade. Objektivet E bragte Straalerne til at blive parallele. Straalerne faldt derefter paa den anden Kikkert, og man ser i denne et Billede af A. Dannes dette midt i Kikkertens Billedflade, kan man, ved at borttage Okularet G og erstatte dette af et Spejl H, bevirke, at Straalerne kastes tilbage til den første Kikkert. Gennem dennes Okular D vil man da se et Billede af A. M er et Tandhjul med 720 Tænder; det er stillet saaledes, at Billedet L af A enten dannes paa et af Tænderne eller i Rummet mellem dem. Drejes Hjulet langsomt rundt, vil Lyset passere

mellem Tænderne og komme tilbage gennem samme Mellemrum; forøges Omdrejningshastigheden, vil der komme et Øjeblik, i hvilket Lyset, som kommer tilbage fra den anden Kikkert, rammer en Tand; man ser da intet Lys i den første Kikkert. For at Mørket skal blive fuldstændigt, maa Tændernes Bredde netop være lig Mellemrummenes Bredde. Forøges Hastigheden yderligere, saa vil man igen faa Lys at se gennem det næste Mellemrum. Af Kikkerternes Afstand l og det Antal Omdrejninger n, som Hjulet gør i Sekundet, kan man beregne Lysets Hastighed v. Tiden, som Lyset bruger til at gaa frem og tilbage mellem Kikkerterne, er lig $2l/v$; er Omdrejningshastigheden nu saa stor, at

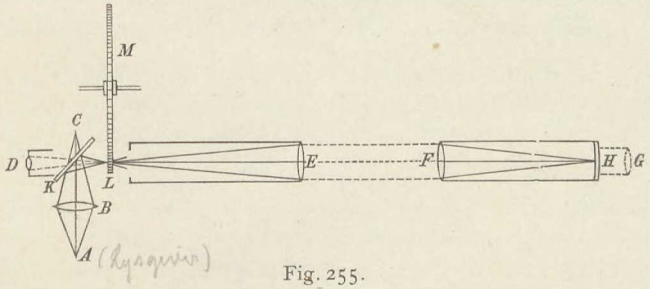


Fig. 255.

Lyset slukkes første Gang, saa har Hjulet i denne Tid drejet sig en Tands Bredde; Tiden, som medgaar dertil, er $1/1440\,n$. Sættes de to Udtryk for t lige store, faas

$$v = 2 \cdot 1440\, ln.$$

Fizeau fandt $v = 3.13 \cdot 10^{10}$ cm. eller omtrent 41500 Mil.

Cornu har senere maalt Lysets Hastighed ved Anvendelse af Fizeaus Metode; ved disse Forsøg var Afstanden mellem Kikkerterne omtrent 3 Mil; han kunde derfor faa Lyset til at forsvinde og komme igen indtil 15 Gange. Han fandt Lysets Hastighed lig $3.004 \cdot 10^{10}$ cm.

Fizeaus Metode kan vanskelig give en nøjagtig Værdi for Lysets Hastighed; Overgangene fra Lys til Mørke og omvendt finde nemlig Sted ganske jævnt, saaledes at det ikke er muligt skarpt at angive, hvor stor den Omdrejningshastighed er, der giver Mørke. Man har derfor taget sin Tilflugt til en anden Fremgangsmaade, som først er benyttet ved de samtidige, men af hinanden uafhængige Undersøgelser af *Fizeau* og *Foucault* i Aaret 1850.

Gennem Spalten A trænger en Lyskegle ind i et mørkt Værelse. Den opfanges af Linsen B, som danner et Billede af Spalten i C. D er et Planspejl, som kan drejes hurtig rundt, indtil 800 Gange i Sekundet, og E et Hulspejl, hvis Afstand fra Planspejlet er lig DC. Er Spejlet D i den i Figuren antydede Stilling, saa ville de fra D tilbagekastede Straaler ramme E, kastes tilbage til D, og samles ved A. Inden Straalerne komme til A, træffe de den skraat stillede planparallelle Glasplade G, som tilbagekaster en Del af Straalerne og danner et Billede af Spalten ved H.

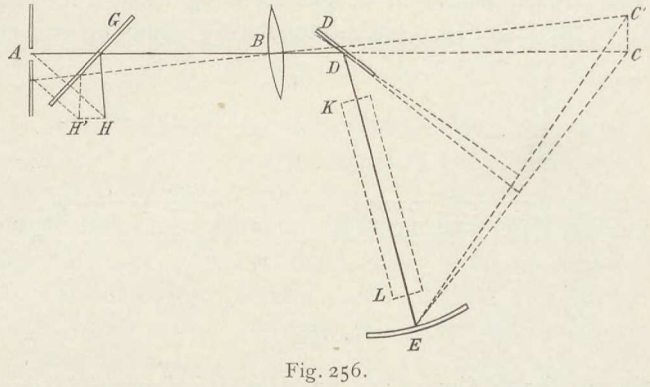


Fig. 256.

Drejes Planspejlet nu rundt, vil dets Stilling, naar Lysstraalerne vende tilbage fra E, være forandret lidt; de ville tilbagekastes i Retningen $C'B$, og efter Tilbagekastningen fra G, samles de ikke i H, men i H'. Sættes $DE = l$, saa er $t = 2l/v$ den Tid, Lyset er om at gaa fra D til E og tilbage igen. Drejer Spejlet sig n Gange rundt i Sekundet, saa er Vinklen α, som det drejer sig i Tiden t, lig $2\pi nt$. Vi faa altsaa $\alpha = 4\pi nl/v$. Da α er det samme som $\angle CEC'$, have vi, idet $\angle DEC = \angle DCE$ kaldes i,

$$CC' \sin i = 2l \cos (i - \alpha) - 2l \cos i = 2l\alpha \sin i.$$

Altsaa er $CC' = 2l\alpha$. Sættes $AB = l'$ og $BD = a$ faas, at

$$\frac{HH'}{CC'} = \frac{l'}{l+a}, \quad HH' = \frac{8\pi n l^2 l'}{v(l+a)}.$$

I Stedet for at lade Straalerne kastes tilbage fra E til D kan man lade dem falde paa et andet Hulspejl, derfra paa et tredje og saaledes videre, idet de til sidst kastes tilbage til D. Derved kan man gøre Straalernes Vej saa lang, som Hensynet til Lysets Svækkelse ved gentagne Tilbagekastninger tillader.

Den her beskrevne Metode er i de senere Aar anvendt af *Michelson* og *Newcomb*. Den sidstes Forsøg, som vistnok ere de nøjagtigste, gave Lysets Hastighed i Luft lig 299728 Kilometer; han antog, at Fejlen paa denne Bestemmelse ikke overstiger 50 Kilometer. Af Lysets Hastighed i Luften faas, som vi skulle se i næste Stykke, Lysets Hastighed i det tomme Rum ved at multiplicere med Luftens Brydningsforhold; vi faa saaledes for denne Størrelse Værdien

$$v = 2.99860 \cdot 10^{10} \text{ cm. i Sekundet.}$$

Newcomb giver følgende Tabel over Resultaterne af de ældre Bestemmelser af Lysets Hastighed i det tomme Rum:

Foucault	1862	298000	Kilometer
Cornu.....	1874	298500	»
»	1878	300400	»
Young og Forbes...	1881	301382	»
Michelson	1879	299910	»
»	1882	299853	»
Perrotin.....	1900	299900	»

Naar der mellem D og E indskydes et Rør, hvis Ender lukkes med planparallelle Glasplader, vil man, naar Røret er fyldt med en Vædske, finde, at Afstanden HH' bliver forøget; dette tyder paa, at Lysets Hastighed er mindre i Vædsken end i Luft. At det forholder sig saaledes, godtgjorde Foucault og Fizeau allerede 1850; senere har Michelson studeret Sagen nøjere. Han finder saaledes, at Lysets Hastighed i Vand er 1.33 Gange mindre end i Luft; med Svovlkulstof fandt han Hastigheden at være 1.76 Gange mindre end i Luft.

I Luften synes Hastigheden at være den samme for Lys af alle Farver. Dette fremgaar saa at sige af alle Iagttagelserne; hvis det nemlig ikke var Tilfældet, vilde man, ved at bruge den først omtalte Metode, ikke faa Mørke, men farvet Lys at se; ved den anden Metode vilde Spaltebilledet H' have haft farvede Rande. Intet saadant er iagttaget ved de paalideligste Forsøg.

LYSTEORIER. Anskuelserne om Lysets Natur have ofte forandret sig. Indtil Begyndelsen af forrige Aarhundrede antoges det almindelig, at Lyset bestod af Smaalegemer, som udkastedes fra de lysende Legemer; naar disse Lysdele traf Øjet, frembragte de Lysindtryk; naar de traf et Legeme, kastedes de enten tilbage,

eller ogsaa trængte de ind i Legemerne, bleve brudte. Deres Hastighed i Luften maatte være lig Lysets Hastighed. Da Lysstraalerne ikke sætte let bevægelige Legemer, som rammes af dem, i Bevægelse, maatte Lysdelenes Masse være overordentlig lille. Denne Teori, Emissionsteorien, tillægges almindelig *Newton*, og dette er for saa vidt berettiget, som han har behandlet den matematisk, og vist, hvorledes man af denne Teori forklarer de vigtigste optiske Iagttagelser.

Naar en elastisk Kugle rammer en haard Plade, kastes Kuglen tilbage, saaledes at Indfaldsvinkel og Udfaldsvinkel blive lige store. I Analogi dermed kunde man ogsaa tænke sig Lysets Tilbagekastning forklaret ved, at Lysdelene betragtedes som elastiske Kugler. Denne Forklaring slaar dog ikke til, da de fleste spejlende Overflader endnu besidde Ujævnheder, der maa være meget store i Sammenligning med Lysdelenes Dimensioner; nogen regelmæssig spejlende Tilbagekastning kunde derfor ikke fremkomme. Af samme Grund kan heller ikke Brydningsloven udledes ved Sammenligning med den Retningsforandring, som foregaar, naar en Kugle trænger gennem en Vædskes Overflade. Efter Newton kan man overvinde disse Vanskeligheder paa følgende Maade. Lad *CD* være Banen for en Lysdel, som bevæger sig i det tomme Rum hen imod et gennemsigtigt Legeme med spejlende plan Overflade. Lysdelen frastødes af denne Overflade med en Kraft, der staar vinkelret paa Overfladen; denne Kraft virker dog kun i yderst smaa Afstande fra Overfladen; lad *EF* være den yderste Grænse for Kraftens Omraade. Idet nu Lysdelen trænger ind i dette Omraade, bliver den frastødt, dens Bane bliver krum som *DGH*, saa længe den er under Kraftens Paavirkning; derefter bliver Banen retliniet som *HI*. Vi opløse Hastighederne *CD* og *HI* henholdsvis i *CK* og *KD*, *HL* og *LI*; *CK* og *LI* ere vinkelrette paa Overfladen, medens *KD* og *HL* ere parallelle med Overfladen. Da Kraftretningen er vinkelret paa Overfladen, kunne Komposanterne, der ere parallelle med Overfladen, ikke forandres, altsaa er $HL = KD$. Endvidere bliver det

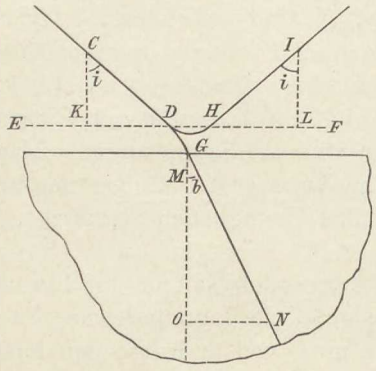


Fig. 257.

hele Arbejde, som de frastødende Kræfter udøve paa Lysdelen under Bevægelsen ad Vejen DGH, lig Nul; altsaa maa den levende Kraft før og efter Tilbagekastningen være den samme. Altsaa er $CD = HI$. Vi have altsaa $\angle KCD = \angle LIH$; Indfalds- og Udfaldsvinkel ere lige store.

Brydningen forklares ved at antage, at Lysdelene undertiden tiltrækkes af Legemet. Lysdelens Bane bliver da DMN, af hvilke den Del, der som MN ligger inden for Overfladen, er retliniet. Hastigheden MN i Legemet opløses i MO og ON, af hvilke den første er vinkelret paa Overfladen, den anden parallel med samme. Ligesom ovenfor ses, at ON er lig KD. Kaldes Arbejdet, som de tiltrækkende Kræfter have udført under Bevægelsen, U, have vi, at

$$\tfrac{1}{2} m \cdot CD^2 + U = \tfrac{1}{2} m \cdot MN^2.$$

Nu have alle Lysdele samme Hastighed CD i det tomme Rum; endvidere er U uafhængig af den Bane, Lysdelen har beskrevet; altsaa er MN, Lysets Hastighed i Legemet, konstant. Men vi have

$$\sin i = \frac{KD}{CD}, \quad \sin b = \frac{ON}{MN},$$

altsaa

$$\frac{\sin i}{\sin b} = \frac{MN}{CD},$$

idet i og b betegne henholdsvis Indfalds- og Brydningsvinklen. Ved Overgangen fra det tomme Rum til et Legeme er i altid større end b, altsaa maa MN være større end CD; Lysets Hastighed skulde efter denne Teori være større i Legemerne end i det tomme Rum.

Newtons Teori fører altsaa til de bekendte Love for Lysets Tilbagekastning og Brydning. Vanskeligheden ligger kun i Antagelsen, at Lysdelene snart tiltrækkes, snart frastødes. Han har ikke selv givet nogen Antydning af, hvorledes dette kunde gaa til; senere har man fremsat den Anskuelse, at hver Lysdel skulde have to Poler; den ene blev tiltrukken, den anden frastødt af Legemerne; antages, at Lysdelene snart vende den ene Pol, snart den anden Pol i Bevægelsens Retning vilde man kunne forstaa Sagen. Derved taber Teorien dog den Simpelhed, der er dens største Fortrin.

At Newtons Teori ikke kan fastholdes mere, er dog afgjort, da de ovenfor omtalte Forsøg have vist, at Lysets Hastighed er

mindre i Legemerne end i det tomme Rum. Derved bliver Emissionsteoriens Urigtighed, i det mindste i den Form, Newton har givet den, uimodsigelig godtgjort.

Paa Analogierne mellem Lyset og Bølger i Vand og Luft grundede *Huygens* Lysets Bølgeteori. Efter denne Teori forklares Lysets Brydning saaledes. Lad PQL' være et homogent, gennemsigtigt Legeme, PQ dets Overflade. Det rammes af plane Lysbølger ABC, $A'B'C'$, ... hvis Bølgebredde er λ. Linien BB', som staar vinkelret paa Bølgeplanerne, er da Retningen af den tilsvarende Straale, medens $BB' = B'B'' = \lambda$. Idet Bølgerne træde ind i Legemet PQL', blive de til de brudte Bølger A_IA', $A_{II}B''$, ... med Bølgebredden λ'. Nu er $BB''L = i$ Indfaldsvinklen, $B'''B''L' = b$ Brydningsvinklen. Figuren viser da, at

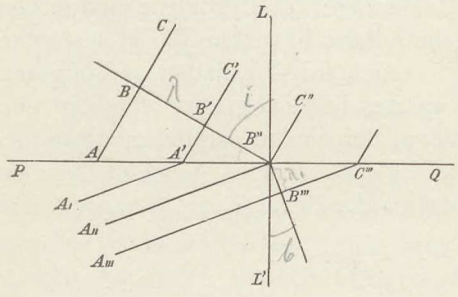


Fig. 258.

$$\lambda = B'B'' = A'B'' \sin i, \quad \lambda' = B''B''' = B''C''' \sin b.$$

Da $A'B'' = B''C'''$ faas

$$\frac{\sin i}{\sin b} = \frac{\lambda}{\lambda'} = \frac{v}{\omega} = n,$$

naar v er Hastigheden i det tomme Rum, ω Hastigheden i Legemet og n Brydningsforholdet.

Dette vil sige, at Lysets Hastighed i det tomme Rum, v, er n Gange saa stor som Hastigheden ω i Legemet, idet n er Legemets Brydningsforhold. Da n for alle gennemsigtige Legemer er større end Enheden, bliver Lysets Hastighed mindre i Legemerne end i det tomme Rum. Denne Konsekvens af Teorien stemmer, som vi have set, med Erfaringen. At Forholdet mellem de to Hastigheder er lig Brydningsforholdet, bekræftes af *Michelsons* ovenomtalte Forsøg; han fandt saaledes, at Hastigheden i det tomme Rum var 1.33 Gange større end Hastigheden i Vand, og Vandets Brydningsforhold er paa det nærmeste $4/3 = 1.33$. For Svovlkulstof med Brydningsforholdet 1.67 fandt han Hastighedernes Forhold lig 1.76. Her er Overensstemmelsen ganske vist mindre god; men der er dog saa meget, der taler for den Antagelse, at

Lysets Hastighed i et Legeme er lig Hastigheden i det tomme Rum, divideret med Brydningsforholdet, at vi i det følgende ville gaa ud fra denne Antagelse.

Medens man tidligere nøjedes med at antage, at Lyset var en Bølgebevægelse, uden at kunne sige noget bestemt om, hvori den egentlig bestod, har i de senere Aar den Tanke trængt sig frem, at det, som man tidligere kaldte Lysbølger, i Virkeligheden er elektriske Bølger, og at de Lyssvingninger, som danne Bølgerne, altsaa ere variable elektriske Strømme. I mere ubestemte Former er denne Anskuelse allerede fremsat af *Ørsted* og senere udviklet af *L. Lorenz*. Det er dog først *Maxwell*, der har gennemført den og udviklet den saaledes, at man kan overskue dens Konsekvenser. Til denne Teori skulle vi senere komme tilbage.

LYSETS INTERFERENS. At Bølgeteorien i den første Halvdel af forrige Aarhundrede fortrængte Newtons Emissionsteori, skyldes nærmest *Young* og *Fresnel*. Navnlig har den sidstnævnte ved en Række glimrende Arbejder eksperimentalt paavist en stor Mængde Konsekvenser af Bølgeteorien. Her skulle nogle af de Fænomener, som grunde sig paa Lysets Interferens, først omtales. Kastes samtidig to Stene i Vandet paa to nærliggende Steder, dannes to Systemer af cirkulære Bølger; disse gribe ind i hinanden; hvor to Bølgebjerge mødes, dannes et Bølgebjerg med en stor Højde; hvor to Dale mødes, en dyb Dal; træffe et Bølgebjerg og en Bølgedal sammen, ville de helt eller delvis ophæve hinanden. Lignende Forhold iagttages ved Lydbølger. Det tilsvarende Fænomen i Lyslæren paaviste Fresnel paa følgende Maade. Han opfangede Sollyset med en Cylinderlinse *A* (Fig. 259), hvorved man forstaar en Samlelinse, som er begrænset af to Cylinderflader; den samler Sollyset i en Lyslinie, som i Figuren er projiceret i *B*. Nogle af de fra *B* udgaaende Straaler opfanges af Planspejlene *CD* og *DE*, som støde sammen i en Kant *D*, der er parallel med Lyslinien *B*. Spejlene danne en Vinkel med hinanden, som er lidt mindre end 180°. Lad *F* og *G* være Spejlbillederne af *B* i Spejlene *CD* og *DE*. De fra *CD* tilbagekastede Straaler ville da findes i Rummet *HCDI*, de fra *DE* tilbagekastede i Rummet *KDEL*. I Rummet *KDI* vil der da findes Straaler fra begge Spejle. Anbringes nu i dette Rum en hvid Skærm *ONP*, som staar vinkelret paa Linien *MDN*, der gaar gennem Punktet *M*, som ligger midt mellem *F* og *G*, vil man iagttage følgende. Ved

N fremkommer en lys Stribe, som er parallel med Kanten D. Paa begge Sider af den iagttages forskellige farvede Striber; i nogen Afstand bliver det hele igen hvidt. For at se, hvorledes disse Striber fremkomme, betragtes Fænomenet gennem farvet Glas. Benyttes et rødt Glas, ser man en lys Stribe ved N, til begge Sider af N ses afvekslende mørke og lyse Striber. Betragtes det gennem et grønt Glas, blive Striberne smallere; i øvrigt er Billedet uforandret. Fresnel forklarer dette saaledes. Straalerne, som falde paa Skærmen ved N, have bevæget sig gennem lige store Vejlængder, idet vi nemlig kunne betragte dem som udgaaede fra F og G. Fjerner man sig fra N hen imod N', blive de gennemløbne Veje ulige store, nemlig henholdsvis lig FN' og GN'. Bliver Vejforskellen lig en halv Bølgebredde, $\frac{1}{2}\lambda$, ville, billedlig talt, Bølgebjerg og Bølgedal træffe sammen; der maa da blive mørkt paa dette Sted. Det samme vil ske, hver Gang Forskellen mellem de af Lysstraalerne gennemløbne Veje a og a' er et ulige Antal af halve Bølgebredder, altsaa naar

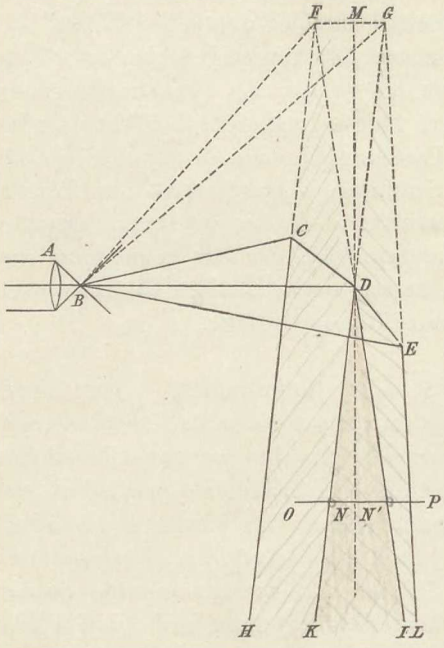


Fig. 259.

$$a - a' = \frac{2p+1}{2}\lambda,$$

idet p er et helt Tal. Da Striberne ere smallere med grønt end med rødt Lys, maa Bølgebredden være mindre for grønt end for rødt Lys. Tillægger man i ovenstaaende Ligning p en bestemt Værdi, ser man, at de mørke Striber ligge paa Omdrejningshyperboloider med Brændpunkterne F og G. Ved Udmaaling af Stribernes Bredde, bestemte Fresnel de forskellige Farvestraalers Bølgebredder.

Man kan tilvejebringe Interferens paa mangfoldige Maader;

det væsentlige er, at de interfererende Straalesystemer altid maa udgaa fra samme Lyskilde. Som Regel maa man dog ikke vente at se Interferens, naar Vejforskellen bliver et stort Antal Bølgebredder. Aarsagen dertil vil blive omtalt senere.

NEWTONS RINGE. For at undersøge Aarsagen til de Farver, der ofte ses i tynde Hinder som Sæbebobler, Revner i Glas og lignende, anstillede *Newton* følgende Forsøg. Oven paa en plan Glasplade *AB* lagde han en plankonveks Glaslinse *CD*. Ser man ovenfra paa Linsen, viser der sig en sort Plet, hvor Glassene berøre hinanden; uden om denne Plet ses en Række farvede Ringe. Idet vi gaa ud fra Midten, følge Farverne efter hinanden i følgende Orden:

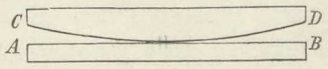


Fig. 260.

sort, blaat (blegt), hvidt, gult, orange, rødt;
violet, blaat, gulgrønt, gulrødt;
purpur, indigoblaat, grønt, gult rosa, karmoisin;
blaagrønt, gulrødt, svagt rødt;
grønt (svagt), hvidt, rødt (svagt).

Betragtes Ringene gennem et farvet Glas, ses en stor Mængde afvekslende mørke og lyse Ringe; Midten er altid sort.

Det ligger nær at antage, at vi ogsaa her have et Interferensfænomen for os. Imidlertid fremtræder herved et Forhold, som gør Sagen vanskelig. Vi kunne tænke os, at en Lysstraale rammer den konvekse Linseflade; en Del af den kastes tilbage og rammer Øjet; denne Straale kalde vi *A*. En anden Del af den gaar gennem Luftlaget, kastes tilbage og rammer Øjet; denne Straale kalde vi *B*. Disse Straaler have en Vejforskel, der er lig det dobbelte af Luftlagets Tykkelse e. Naar $2e$ er lig en halv Bølgebredde, skulde der være Mørke; overhovedet skulde vi have Mørke, naar

$$2e = \frac{2p+1}{2}\lambda.$$

Nu er der i Virkeligheden Mørke i Midten, hvor e er lig Nul. Overhovedet faas Mørke, hvor der efter Bølgeteorien skulde være Lys og omvendt.

Denne Omstændighed har vistnok været medvirkende til, at Newton ikke mente at kunne anse Lyset for en Bølgebevægelse; og dette har i lange Tider staaet som en Hindring for denne Teori.

Det maa imidlertid bemærkes, at det maa anses for selvfølgeligt, at Billedets Midte maa være sort. Her støde de to Glasmasser sammen og danne i optisk Henseende et Legeme; derfor er det naturligt, at Lyset gaar uhindret igennem; vil man alligevel tale om Tilbagekastning der, saa maa selve Tilbagekastningen frembringe en Forandring i Svingningstilstanden af en saadan Natur, at de to tilbagekastede Straaler ophæve hinanden. At dette kan ske, maa da ligge i, at Tilbagekastningen ved den krumme Flade *CD* sker i Glas, ved den plane Flade *AB* derimod i Luft. Vi antage altsaa, at dette alene frembringer en Vejforskel af en halv Bølgebredde. Altsaa skal der komme mørke Ringe hver Gang

$$2e \pm \tfrac{1}{2}\lambda = \frac{2p+1}{2}\lambda.$$

Eftersom vi tage det øverste eller nederste Fortegn, kommer den sorte Plet i Midten til at svare til $p = 0$ eller -1. De følgende Tykkelser, der give Mørke, blive da

$$e_1 = \tfrac{1}{2}\lambda,\ e_2 = \tfrac{2}{2}\lambda,\ e_3 = \tfrac{3}{2}\lambda,\ \ldots.$$

Kaldes de mørke Ringes Radier r, Linsefladens Radius R faas, at $R^2 = r^2 + (R - e)^2$. Naar e er lille i Sammenligning med r, bliver $r = \sqrt{2Re}$, de mørke Ringes Radier forholde sig altsaa til hinanden som Kvadratrødderne af Tallene 1, 2, 3 ... Denne Lov for Ringenes relative Størrelse fandt Newton ved direkte Udmaaling.

LYSETS BØJNING. Vi have i det foregaaende forudsat, at Lyset i et ensartet Medium bevæger sig efter rette Linier, de saakaldte Lysstraaler; at denne Opfattelse af Lyset ikke i alle Tilfælde slaar til, er forlængst paavist af *Grimaldi*. Nærmere ere disse Forhold undersøgte af *Fresnel*. Har man en skarpt begrænset Lysgiver, som man kan erholde ved at lade Solstraalerne falde paa en Cylinderlinse, og opstiller man i nogen Afstand fra denne en Stang, der er parallel med Linsens Længderetning, vil Stangen kaste en Skygge, som efter den almindelige Opfattelse skulde være skarpt begrænset. Dette er imidlertid ikke Tilfældet. Navnlig naar Skyggen opfanges i stor Afstand fra Stangen, viser det sig, at der trænger Lys ind i Skyggen; i dette Rum, der danner den geometriske Skygge, viser der sig mørke og lyse, i Reglen farvede Striber. Uden for den geometriske Skygge ses noget lignende. Man kan derfor sige, at Lyset kan bøje om Hjørner. Lyset ad-

skiller sig saaledes ikke væsentlig fra Lyden, som ogsaa kan udbrede sig til Siden.

Fresnel viste, at disse Forhold kunne underkastes Beregning, naar man gaar ud fra en Betragtningsmaade af Bølgebevægelserne, som skyldes *Huygens*. Han antog, at ethvert Punkt i en Bølge kan betragtes som Udgangspunkt for nye Bølger; naar derfor en Bølge under sin Fremskriden træffer en Genstand, der delvis hindrer dens Udbredelse, ville de Dele af Bølgen, som skride videre frem, sende nye Bølger ind i Rummet bag ved Hindringen. Disse fra forskellige Sider kommende Bølger ville da interferere med hinanden, hvorved de ovenfor omtalte Interferensfænomener i Skyggen kunne opstaa. Man har paa den Maade kunnet beregne Lysets Fordeling i en stor Mængde Tilfælde; ved at variere Skyggegiverens Form har man faaet mange Interferensfænomener frem, ofte af stor Skønhed. Lad *AB* (Fig. 261) være en uigennemsigtig Plade, i hvilken der findes en Mængde parallelle Spalter *C*, *D*, *E*, ... *H*; de danne, hvad man kalder et Gitter. Vi antage, at de parallelle Lysstraaler *MC*, *MD*, ... falde vinkelret ind paa Pladen. Efter Huygens Princip kan enhver Spalte da betragtes som en Lyskilde, og vi ville nu undersøge, om der vil gaa Lys i Retningen *CN*, der danner en Vinkel θ med Straalernes oprindelige Retning. Gennem Spalten *C* lægges Planet *CD'E'* ... vinkelret paa *CN*. Vi ville nu tænke os, at *DD'* er et Antal p hele Bølgebredder, altsaa $DD' = p\lambda$; følgelig er $EE' = 2p\lambda$, osv. Tænke vi os, at alle disse Straaler falde paa en Linse, der forener dem, ville de alle have samme Svingningstilstand; der vil altsaa virkelig gaa Lys i den omtalte Retning. Betingelsen for at faa Lys er altsaa, at

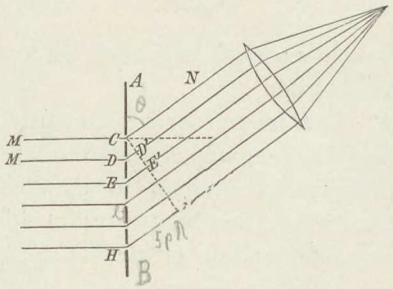


Fig. 261.

$$p\lambda = e \sin \theta,$$

idet e er Afstanden mellem to paa hinanden følgende Spalters Midte. Har det indfaldende Lys altsaa en bestemt Bølgebredde λ, vil man faa Lys i de Retninger, der svare til $\theta = 0$ og til θ_1, θ_2, θ_3 ..., hvor

$$\lambda = e \sin \theta_1, \quad 2\lambda = e \sin \theta_2, \quad 3\lambda = e \sin \theta_3, \quad \ldots$$

Opfanges Lyset paa en Skærm, vil man i Midten faa en lys Stribe og paa begge Sider af den Striber, der i Reglen blive noget svagere, efterhaanden som man fjerner sig fra Midten. De to yderste Striber ere bestemte ved $\theta = 90^0$, altsaa $p\lambda = e$. Kun naar λ er større end e, fremkomme ingen Striber.

Falder hvidt Lys paa Gitteret, fremkomme Spektre; kun den midterste Stribe bliver hvid, paa begge Sider af den dannes Spektre; da det blaa Lys har den mindste Bølgebredde, vil Spektrenes blaa Ende ligge nærmest ved Midterstriben.

De to Spektre nærmest ved Midten siges at være af første Orden, for dem er $p = 1$; de andre ere altsaa af anden, tredje Orden, de svare til $p = 2, 3, \ldots$ Jo højere Spektrets Orden er, desto længere bliver det. Er nemlig θ og $\theta + d\theta$ Bøjningsvinklerne for to Straaler med Bølgebredderne λ og $\lambda + d\lambda$, faas, at

$$d\theta = \frac{p}{e \cos \theta} d\lambda.$$

Naar θ er en lille Vinkel, bliver $d\theta$ altsaa proportional med Spektrets Orden p.

Den første, der har konstrueret saadanne Gittere, er *Fraunhofer*. Han har angivet flere Metoder dertil. Han udspændte saaledes Metaltraade imellem to parallelle Skruer; senere benyttede han Glasgittere, frembragte ved at ridse Linier i Glasset med en Diamant. Simplere endnu er det at forsølve eller forgylde en Glasplade; man faar da Gitteret ved at ridse Metallaget. I den senere Tid benyttes ofte det saakaldte Rowlandske Gitter. Det bestaar af en Plade af Spejlmetal, som ridses ved Hjælp af en Delemaskine; Spektrene dannes da af det tilbagekastede Lys. Man kan faa indtil 1700 Linier paa Millimeteren. Denne Slags Gittere kunne ogsaa ridses paa Hulspejle, de saakaldte Konkavgittere; i saa Fald behøver man ikke nogen Linse til at samle Straalerne og undgaar derved Absorptionen i Linsen.

Medens man tidligere ridsede Gitrene med Haanden, idet Stiften, i Reglen en Diamant, førtes frem af en Delemaskine, sker det hele nu automatisk, med Anvendelse af en Dampmaskine. Spejlet, hvorpaa Gitteret skal ridses, anbringes i en dyb Kælder for at faa konstant Temperatur, ellers vilde Stregernes Afstand ikke blive lige stor overalt; Dampmaskinen er da over Jorden. Et Gitter med 110000 Ridser kan paa den Maade gøres færdig i 3 til 4 Dage.

At der virkelig kun udgaar Lys fra Gitteret i de ovenfor bestemte Retninger indses saaledes. Udtrykkes Svingningstilstanden i C ved $\sin 2\pi t/T$, vil den i D' være $\sin 2\pi\,(t - e\sin\theta/v)/T$, naar v er Lysets Hastighed. Overhovedet bliver Svingningstilstanden i det udtrædende Lys bestemt ved

$$\sin\frac{2\pi}{T}t + \sin\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{e\sin\theta}{v}\right) + \ldots + \sin\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{(s-1)\,e\sin\theta}{v}\right).$$

Denne Rækkes Sum er, idet $vT = \lambda$,

$$\frac{\sin\dfrac{\pi s e\sin\theta}{\lambda}}{\sin\dfrac{\pi e\sin\theta}{\lambda}}\sin\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{(s-1)\,e\sin\theta}{v}\right).$$

Alt vil nu komme an paa Størrelsen af Faktoren

$$F = \frac{\sin\dfrac{\pi s e\sin\theta}{\lambda}}{\sin\dfrac{\pi e\sin\theta}{\lambda}},$$

hvis Kvadrat kan betragtes som et Maal for Lysintensiteten. Sættes $e\sin\theta = (p_0 + \beta)\,\lambda$, hvor p_0 er et helt Tal, og β er en ægte Brøk, faas, at

$$F^2 = \frac{\sin^2\pi\beta s}{\sin^2\pi\beta}.$$

Er $\beta = 0$, bliver $F^2 = s^2$. Er β forskellig fra Nul, vil Forholdet F^2/s^2 altid blive en lille Størrelse, naar Spalternes Antal s er stort; derfor faas der kun en kendelig Lysvirkning i de Retninger, for hvilke p er et helt Tal.

NORMALSPEKTRE. Af Ligningen $p\lambda = e\sin\theta$ faas, at

$$\lambda = \frac{e\sin\theta}{p};$$

ved Hjælp af denne Ligning kunne Bølgebredder maales med stor Nøjagtighed. Metoden er først anvendt af *Fraunhofer*; her skal kun vises, hvorledes *Ångström* anvendte den til Undersøgelse over Solens Spektrum. Kollimatorrøret $ABCD$ (Fig. 262) har ved den ene Ende en snæver Spalte S, ved den anden Ende en akromatisk Samlelinse CD; Afstanden fra Spalten til Linsen er lig Linsens

Brændvidde. *FG* er et af de ovenomtalte Glasgittere, som stilles vinkelret paa de af Kollimatoren udtrædende Straaler. *HK* er en astronomisk Kikkert, der kan drejes om en Akse, lige over hvilken Gitterets Midtpunkt er anbragt. Kikkertens Drejning aflæses paa en inddelt Cirkel. I Kikkertens Billedplan er anbragt to Edderkoppespind, der skære hinanden under en Vinkel af 16°; Vinklens Halveringslinie er parallel med Omdrejningsaksen. Dette Traadkors kan bevæges i vandret Retning ved Hjælp af en Mikrometerskrue.

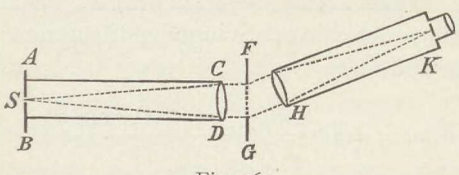


Fig. 262.

Apparatet, som vi have beskrevet, kaldes et Spektrometer. Ångström benyttede to Gittere; det ene af dem havde 4500 Ridser, det andet 2700 paa en Bredde af 20 mm. For nu f. Eks. at maale Bølgebredden for en af de Fraunhoferske Linier, indstilledes Kikkerten først paa det ubrudte Lys, altsaa i Kollimatorens Forlængelse; derpaa drejedes den hen til det første Spektrum og indstilledes paa en vis Linie, f. Eks. paa *F* i dette Spektrum. Drejningsvinklen θ_1 aflæstes. Derpaa observeredes samme Linie i de følgende Spektre. Af Værdierne for θ i de 4 første Spektre i Forbindelse med Ridsernes bekendte Afstand e beregnedes Bølgebredden. Han fandt saaledes ved at benytte det førstnævnte Gitter med 4500 Ridser:

Spektrum	1	2	3	Middel
$\lambda =$	4860.67	4860.62	4860.80	4860.70

Ved det andet Gitter med 2700 Ridser fandtes:

Spektrum	2	3	4	Middel
$\lambda =$	4860.87	4860.76	4860.71	4860.78

Enheden er en Timilliontedel Millimeter; Middelværdien for λ af alle Iagttagelser 0.000486074 mm. Man ser, at Overensstemmelsen mellem de enkelte Maalinger er yderst tilfredsstillende.

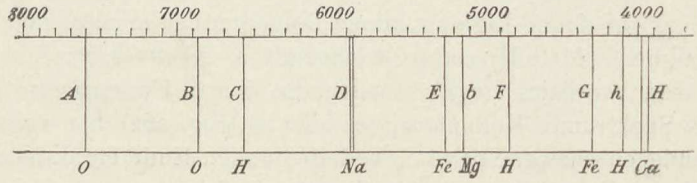


Fig. 263.

Fig. 263 viser Beliggenheden af de mest fremtrædende Fraunhoferske Linier i Solens Normalspektrum, Abscisserne angive Bølgebredden. Liniernes Bølgebredder i det tomme Rum ere efter *Rowland*:

A 7594 O	E_1 5270 FeCa	F 4861 H
B 6867 O	E_2 5270 Fe	G 4308 FeCa
C 6563 H	b_1 5184 Mg	h 4102 H
D_1 5896 Na	b_2 5173 Mg	H_1 3968 Ca
D_2 5890 Na	b_3 5169 Fe	H_2 3933 Ca
	b_4 5168 FeMg	

For at faa Bølgebredderne i mm., maa Tallene multipliceres med 10^{-7}. De vedføjede Betegnelser O, H, ... betegne det Stof, der frembringer Linien; hvor der, som ved E_1, anføres to Stoffer, vil det sige, at der i Virkeligheden findes to mørke Linier tæt ved hinanden.

DET ULTRAVIOLETTE NORMALSPEKTRUM. Under almindelige Forhold begrænses Solspektret ved H-Linierne; sørger man imidlertid for at holde alt fremmed Lys borte, og venter man saa længe, at Øjet har vænnet sig til Mørket, kan man, som *Helmholtz* har bemærket, se en stor Del af det ultraviolette Spektrum. *Mascart* angiver endog, at en Iagttager har set Straaler, hvis Bølgebredde var $2100 \cdot 10^{-7}$ mm. For at undersøge denne Del af Spektret, gør man dog bedst i at fotografere det. Nogle af de vigtigste Linier, som paa denne Maade kunne paavises, ses af Fig. 264.

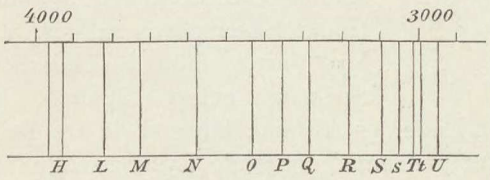


Fig. 264.

De tilsvarende Bølgebredder ere maalte af *Cornu* og *Rowland*. Den sidste fandt følgende Værdier for λ:

L 3821 Fe	P 3361 Fe	s 3048 Fe
M 3727 Fe	Q 3287 Fe	T 3021 Fe
N 3581 Fe	R 3180 Ca	t 2995 Fe
O 3441 Fe	S 3100 Fe	U 2948 Fe

DET ULTRARØDE NORMALSPEKTRUM. At Solen udsender Straaler, som ere mindre brydbare end Lysstraalerne, er

først paavist af *W. Herschell* i Aaret 1800. Han undersøgte denne, saakaldte ultrarøde, Del af Spektret med Termometre. *Melloni* benyttede termoelektriske Støtter til samme Brug. *Abney* viste, at man ogsaa ad fotografisk Vej kan paavise de ultrarøde Straaler; han fandt, at der var Minima i disse Straaler, analoge med de Fraunhoferske Linier. Ad termoelektrisk Vej havde allerede tidligere *Lamansky* fundet enkelte saadanne Minima. Udførlige Undersøgelser over disse Straaler har *Langley* anstillet i de senere Aar. Han benyttede dertil det saakaldte Bolometer, der grunder sig paa, at Metallernes elektriske Ledningsmodstand vokser med Temperaturen. Han brugte Jærntraade med en Diameter af 1/50 mm.; ved Hjælp af Wheatstones Bro og med et yderst følsomt Galvanometer kunde en Opvarmning af en Milliontedel Grad endnu paavises.

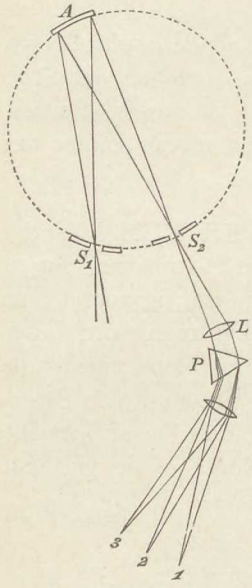


Fig. 265.

Langleys Apparat havde følgende Indretning. Gennem Spalten S_1 falde Straalerne paa et Rowlands Gitter A med 142 Linier paa Millimeteren; dette danner en Række Gitterspektre; lad den lyse Del af det tredje Spektrum falde paa Spalten S_2, som var anbragt i Gitterets optiske Akse. Den samme Spalte opfanger da tillige ultrarøde Straaler, som høre til det første og andet Gitterspektrum. Eksempelvis anføres, at i et af Langleys Forsøg faldt D-Linierne i det tredje Spektrum netop i Spalten. Er $S_1AS_2 = \theta$, $e = 1/142$ mm. Liniernes Afstand, have vi de tre Bølgebredder λ_1, λ_2 og λ_3 for det gennem S_2 gaaende Lys bestemte ved

$$e \sin \theta = \lambda_1 = 2\lambda_2 = 3\lambda_3.$$

Da nu her λ_3 er 0.000589 mm., bliver $\lambda_2 = 0.000883$ og $\lambda_1 = 0.001767$ mm. For at adskille disse tre Slags Straaler fra hverandre, lod han dem falde paa Samlelinsen L, og derefter brydes af Prismet P, der ligesom Linserne var dannet af Stensalt; Straalerne forenes da henholdsvis i 1, 2, 3. 3 er Samlingsstedet for de lysende Straaler, 2 og 1 for de to ultrarøde Straaler. Deres Intensitet kunde nu maales med Bolometret.

Fig. 266 viser Intensitetsfordelingen i Normalspektret, saavel

i den lyse som i den ultrarøde Del; Langley har endog kunnet paavise Varme af Straaler, hvis Bølgebredde er 0.018 mm. Medens den lysende Del af Spektret strækker sig fra 0.0004 til 0.0008 mm. Bølgebredde, gaar det hele hidtil maalte Spektrum fra 0.0003 til 0.018; det hele Normalspektrum er altsaa omtrent 45 Gange saa langt som det synlige Normalspektrum.

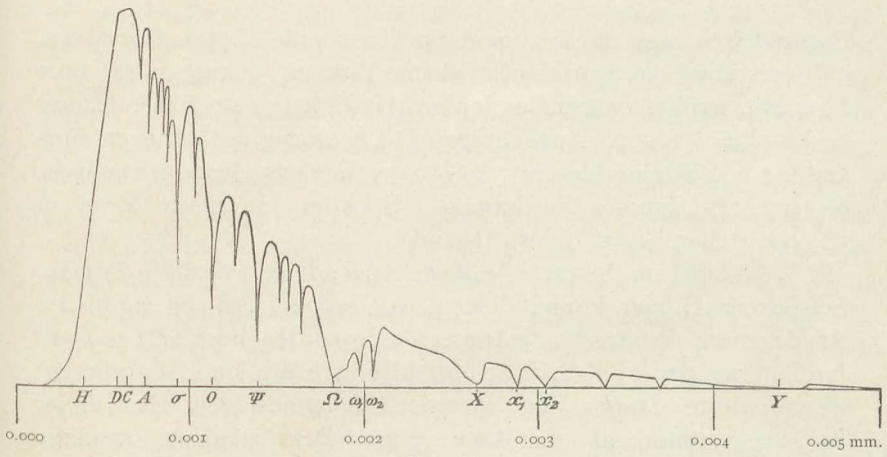


Fig. 266.

DOPPLERS PRINCIP. Naar man nærmer sig til eller fjerner sig fra en Lydgiver, undergaar Tonernes Højde en Forandring; ved Nærmelse bliver Tonen højere, ved Fjernelse dybere. Dette er ogsaa let at forstaa; Øret opfanger nemlig flere Lydbølger i samme Tid, naar man nærmer sig til Lydgiveren, Tonen vil altsaa synes højere. Dette Forhold har *Doppler* først henledet Opmærksomheden paa. Han drager heraf endvidere den Slutning, at Tonerne ogsaa ville synes højere, naar Lydgiveren nærmer sig til os, end naar den staar stille eller fjerner sig. Dette er ganske vist ikke saa indlysende, men det bekræftes fuldt ud af Erfaringen. Anvendt paa Lyset maa man slutte, at Lysbølgernes Bredde vil formindskes, naar Lyskilde og Iagttager nærme sig til hinanden. Sker dette med Hastigheden h, medens Lysets Hastighed er v, vil Iagttageren opfange $(v+h)/\lambda$ Bølger i Sekundet; Svingningstiden T' vil altsaa synes at være $T' = \lambda/(v+h)$. I Spektret vil denne Straale findes paa det Sted, hvor Bølgebredden er $\lambda' = vT'$. Altsaa bliver

$$\lambda' = \frac{v}{v+h}\lambda = \lambda\left(1 - \frac{h}{v}\right),$$

da h altid er meget lille i Forhold til v. Lyset vil altsaa i dette Tilfælde forskydes hen imod den violette Ende af Spektret. Fjerne Iagttager og Lyskilde sig derimod fra hinanden, vil den nye Bølgebredde blive

$$\lambda'' = \lambda\left(1 + \frac{h}{v}\right).$$

Forskydelsen sker da hen imod Spektrets røde Ende. For at faa en Forestilling om Størrelsen af denne Virkning, antage vi, at h er lig 4 Mil, hvilket omtrent er Jordens Hastighed i sin Bane. Altsaa er $\lambda - \lambda' = \lambda/10000$. Anvendt paa D-Linierne giver dette en Forandring i Bølgebredde lig $589 \cdot 10^{-10}$, medens deres Afstand er $6 \cdot 10^{-7}$, D-Liniernes Forflytning i Spektret vil altsaa blive en 589/6000 eller $^1/_{10}$ af deres Afstand.

Vi skulle nu betragte enkelte Anvendelser af dette Princip. Solspektrets Linier kunne deles i to Grupper, Sol- og Jordlinier. Af de mere fremtrædende Linier i Solspektret høre A og B til Jordlinierne, det vil sige, at de opstaa ved Absorption i Atmosfæren; de allerfleste dannes dog allerede i Solatmosfæren. Nu drejer Solen sig rundt om sin Akse, nogle Dele af dens Overflade bevæge sig altsaa mod Jorden, andre fjerne sig fra Jorden; kun de Overfladedele, der ligge i Nærheden af Solskivens Midte, have ingen saadan Bevægelse. *Cornu* dannede et Solbillede paa Spektrometrets Spalte. Drejedes Spektrometret frem og tilbage, saaledes at der snart kom Lys fra den ene, snart fra den anden Solrand ind i Spektrometret, viste det sig, at de fleste Linier ligesom udbredte sig lidt, medens andre bleve lige saa skarpe som sædvanlig. De sidste Linier vare aabenbart Jordlinier, de første Sollinier. Dette giver et let Middel til at skelne mellem de to Slags Linier.

Idet Sollinierne saaledes skifte Plads i Forhold til Jordlinierne, naar man afvekslende opfanger Straaler fra den ene eller den anden Solrand, kan man, ved at maale Liniernes Forskydning, finde Hastigheden, med hvilken Punkter af Solranden nærme sig til eller fjerne sig fra Jorden. Denne Metode er navnlig anvendt af *Dunér*, som fandt, at et Punkt i Solens Ækvator bevægede sig med en Hastighed af to Kilometer i Sekundet. Da Solens Radius er 109 Jordradier, faas heraf, at Solen drejer sig rundt i $109 \cdot 4 \cdot 10^7/2000$ Sekunder eller 25 Dage. Det samme Resultat faas ogsaa ved at iagttage Solpletternes Omdrejning.

Dopplers Princip har man ogsaa benyttet til at maale Fiks-

stjerners Bevægelser imod eller bort fra Jorden. Endvidere har navnlig *E. Wiedemann* henledet Opmærksomheden paa en særlig mærkelig Konsekvens af det samme Princip. Naar en Luftmasse paa en eller anden Maade bringes til at udsende Lys, kan dette antages at hidrøre fra, at de enkelte Molekyler udsende Lys. Efter den kinetiske Luftteori ere Molekylerne i Bevægelse, og Dopplers Princip kan altsaa anvendes paa dem. Lad det Lys, som Molekylet udsender, have Bølgebredden λ; undersøgt i Spektroskopet vilde man da, hvis Molekylet var i Hvile, faa en Lysstribe uden Bredde. Ere de derimod i Bevægelse, vil Striben udbrede sig; Molekyler, der bevæge sig mod Iagttageren med Hastigheden h, ville udsende Lys med Bølgebredden $\lambda' = \lambda(1 - h/v)$, de, der bevæge sig fra Iagttageren, frembringe Bølgebredden $\lambda'' = \lambda(1 + h/v)$. Stribens Bredde bliver altsaa $\lambda'' - \lambda' = 2\lambda h/v$. Som navnlig *H. Ebert* har bemærket, stemmer dette i flere Henseender med Erfaringer; dog er der ogsaa Forhold, der vanskelig kunne forliges hermed, hvorfor Ebert ikke anser det for sikkert, at Dopplers Princip kan anvendes paa dette Tilfælde.

HØJE INTERFERENSER. Newtons Ringe iagttages naturligvis bedst, naar man anvender monokromatisk Lys. Farvede Glasplader lade i Virkeligheden altid Straaler med temmelig forskellig Bølgebredde gaa igennem; det er derfor bedst at benytte Lyset fra en glødende Luftart, der giver et Liniespektrum. Med Natriumlys faas saaledes meget skarpt begrænsede lyse og mørke Ringe i stort Antal. For at undersøge dem, indrettede *Fizeau* det saaledes, at Linsen ved Hjælp af en Skrue kunde løftes op fra Planglasset, hvorpaa den hviler i Newtons Apparat. Under denne Bevægelse ser man Ringene stadig flyttes hen imod Midten, hvor de forsvinde. Paa den Maade følge flere Hundrede Ringe efter hinanden; ved 400 begynde de dog at blive utydelige, forsvinde helt ved 500, men komme igen frem ved 600 og naa den oprindelige Skarphed ved 1000. Gaar man videre, forsvinde de igen ved 1500. At Ringene saaledes undertiden forsvinde, ligger i, at Natriumlinien er dobbelt. Vi have set (S. 588), at der er Mørke, naar Luftlagets Tykkelse er $e = p\lambda/2$, hvor p er et helt Tal. For en anden Bølgebredde λ' er $e = p'\lambda'/2$, hvor p' er et helt Tal. Begge Linier give altsaa Mørke paa samme Sted, naar $p\lambda = p'\lambda'$. Nu er for Natriumlys $\lambda\, 10^7 = 5896$, $\lambda'\, 10^7 = 5890$; Antallet af Striber, der gaa imellem de to paa hinanden følgende Gange,

da Striberne ere skarpe, faas ved at sætte $p' = p + 1$; man faar da $p = 982$, medens Fizeau angiver Tallet til omtrent 1000.

Under gunstige Omstændigheder kunde Fizeau iagttage denne Vekslen af tydelige og utydelige Ringe 52 Gange, hvilket altsaa svarer til en Vejforskel af omtrent 50000 Bølgebredder. Den største Afstand, ved hvilken der endnu kunde iagttages Interferens, svarede altsaa til en Afstand e af 25000 Bølgebredder eller $25000 \times 5890 \times 10^{-7} = 15$ mm.

Disse saakaldte høje Interferenser ere i flere Henseender interessante og have været Genstand for Undersøgelser af *H. Ebert* og flere. Ved deres Hjælp har *A. A. Michelson* realiseret en af *Maxwell* fremsat Tanke. Maxwell mente, at den bedste Enhed for Længde vilde være Bølgebredden for en bestemt Spektrallinie i det tomme Rum. Der er nemlig al Grund til at antage, at en saadan Længde altid vil kunne findes. Michelson finder, at de Spektre, der egne sig bedst til dette Brug, faas af Kadmium og Kvægsølv. Den grønne Kvægsølvlinie ($\lambda \cdot 10^7 = 5461$) giver endnu Interferens med en Vejforskel af 850000 Bølgebredder, som svarer til en Pladeafstand af over $^1/_4$ Meter. Ved at benytte den røde Kadmiumlinie ($\lambda \cdot 10^7 = 6438$) som Lyskilde, har Michelson i Forbindelse med *Benoît* paa det internationale Bureau for Maal og Vægt fundet, at Meteren er lig 1553163.0 Bølgebredder for denne Linie i Luften ved 15° C. og et Tryk af 760 mm.; Fejlen paa denne Bestemmelse antages at være mindre end $1^1/_2$ Bølgebredde. *Summer* og *Gehrke* (1902) have endog paavist Interferens med Vejforskel svarende til $2^1/_2$ Million Bølgebredder.

TRE OG TYVENDE AFSNIT.

Spektralanalyse.

SPEKTRALANALYSENS HISTORIE. Et Solspektrum er først fremstillet af *Newton*. Han lod en Solstraale falde paa et Glasprisme og fik derved et Spektrum frem. Han har indført de nu almindelig anvendte Benævnelser for Farverne i Spektret; han indsaa, at Spektret fremkom ved, at de forskellige Farver brødes forskelligt, de blaa Straaler brydes stærkere end de røde; derfor siger man, at de blaa Straaler ere mere brydbare end de røde. Efter Newton er det hvide Lys sammensat af forskelligt farvet Lys; Antallet af de enkelte Farver, som danne Sollyset, maa være uendeligt, da Farverne gaa jævnt over i hinanden. Newton har endvidere givet Regler, hvorved man finder, hvilken Farve der fremkommer, naar et hvidt Legeme belyses af Lys af forskellige Farver. Senere har Young, Maxwell og Helmholtz beskæftiget sig med den samme Opgave, uden at den endnu kan siges at være løst.

I over et Aarhundrede efter Newton nøjedes man med at gentage hans Forsøg uden at bringe Sagen videre. I Begyndelsen af forrige Aarhundrede bemærkede imidlertid *Wollaston*, at der i det Spektrum, som iagttoges ved at betragte en snæver, af Solen belyst Spalte, gennem et Prisma, viste sig nogle mørke Linier. Han forfulgte dog ikke Sagen videre; derimod optog *Fraunhofer* den igen; han lod Solstraalerne trænge ind i et mørkt Værelse og brydes i et Prisma. Dette danner et indbildt Billede af Spalten. Idet han nu betragtede dette Billede gennem en astronomisk Kikkert, fik han et Solspektrum at se, som var afbrudt af sorte Linier, de Fraunhoferske Linier. Ved Hjælp af et Gitter bestemte Fraunhofer tillige Bølgebredderne for nogle af de mest fremtrædende Linier i Spektret.

Efter Fraunhofer gik der igen lang Tid hen uden synderlig Fremgang med Hensyn til Kendskabet til Spektrene. *Brewster* opdagede, at en Vinaandsflamme, naar der var blandet lidt Kogsaltopløsning i Vinaanden, gav et Spektrum, der kun bestod af en enkelt gul Linie; man siger derfor, at denne Flamme er monokromatisk; ganske rigtigt er dette dog ikke, da den gule Linie, Natriumlinien, i Virkeligheden er dobbelt. Endvidere opdagede Brewster det mærkelige Absorptionsspektrum, som Salpeterundersyre frembringer. Endelig udarbejdede han en Tegning af Solspektret med 3000 Linier. Vigtige Arbejder over Spektralanalysen fra dette Tidsrum udførtes endvidere af Foucault, Ångström, Plücker og andre.

Den første systematiske Undersøgelse over de forskellige Arter af Spektre skyldes *Kirchhoff* og *Bunsen*, 1860. De undersøgte en stor Mængde glødende Legemers Spektre, sammenlignede dem med Solspektret og paaviste, at Solspektret er et Absorptionsspektrum. Der foreligger nu et overvældende stort Antal Arbejder over Spektralanalysen og dens Anvendelser i Fysik, Kemi og Astronomi; dog er der endnu paa flere Punkter stor Uklarhed tilbage.

SPEKTROSKOPET. Ved de fleste spektralanalytiske Undersøgelser benyttes det af *Mousson* konstruerede Spektroskop. Det bestaar ligesom det S. 592 beskrevne Spektrometer af en Kollimator og en astronomisk Kikkert; imellem dem anbringes Prismet.

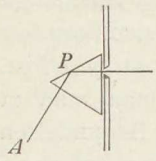


Fig. 267.

For at kunne nærmere beskrive et Spektrums Udseende, sammenligner man det med Solspektret. Derfor bedækkes det halve af Spaltens Længde med et ligesidet Glasprisme (Fig. 267). Lyset, som skal analyseres, trænger ind gennem den ubedækkede Del af Spalten, medens Solstraaler eller Himmellys træder ind i Prismet i Retningen *AP*, kastes fuldstændigt tilbage og træder saaledes ind i Kollimatoren. Man vil da i Kikkerten se de to Spektre over og under hinanden, saaledes at de Partier, der have samme Bølgebredde, findes i hinandens Forlængelse.

I Stedet for et enkelt Prisma kan man bruge flere, som vende den brydende Kant til samme Side; jo flere Prismer der er, desto længere bliver Spektret, og desto flere Enkeltheder kunne da ses; rigtignok bliver Spektret derved mørkere. Undertiden anvendes ogsaa Prismer *à vision directe*, i hvilke Straalerne i Hovedsagen

beholde samme Retning, og Kollimatorens og Kikkertens Akse derfor falde sammen. Dette opnaas ved at bruge Prismer af forskellige Glassorter, som Flintglas og Crownglas. Da Farverne spredes omtrent dobbelt saa stærkt i Flint- som i Crownglas, medens Forskellen mellem Brydningen er forholdsvis ringe, kan man ophæve Brydningen og dog beholde en betydelig Farveadspredelse. Prismerne stilles da sammen saaledes, at Flintglasprismernes brydende Kanter vende til den ene, Crownglasprismernes brydende Kanter til den anden Side.

I de senere Aar benyttes ofte Gittere, navnlig Rowlands Gittere, i Stedet for Prismer. Især til Undersøgelser over de mindre brydbare Straaler ere Gitterne at foretrække. Ved Hjælp af dem faar man ogsaa straks Bølgebredderne bestemte; anvendes Prismer, maa man bestemme Bølgebredden ved Sammenligning med Solspektret, idet man benytter de af Ångström og andre udgivne Atlasser over Solspektret. Ofte fotograferes ogsaa Spektret.

EMISSIONSSPEKTRE. Bringes et fast Legeme til at gløde, udsender det Lys af alle Farver; i Spektroskopet ses da et kontinuert Spektrum. Paa samme Maade gaar det med glødende Vædsker, som smeltet Jærn eller Platin. Anderledes forholder det sig derimod med Luftarter og Dampe. De give som oftest Spektre, som bestaa af lyse Linier, der ere temmelig skarpt begrænsede. I Reglen følge Linierne efter hinanden uden nogen tilsyneladende Orden. Denne Karakter har saaledes Spektrene af de fleste Metaller; saadanne Spektre kaldes Liniespektre. Undertiden har Spektret dog ogsaa et helt andet Udseende, idet det synes at bestaa af en Række lysende Baand, der følge nogenlunde regelmæssigt efter hverandre. Ved stærk Dispersion kunne disse Baand igen opløses i Grupper af lyse Linier, hvis Intensitet i Reglen varierer jævnt i Baandet; disse Spektre kaldes derfor ogsaa kannelerede Spektre. Baandspektre iagttages navnlig ved Forbindelser; saaledes give Kulbrinter og Cyan Baandspektre.

At samme Stof efter Omstændighederne kan give et Linie- eller et Baandspektrum, beviste *Plücker* og *Hittorf* ved at indeslutte en Luftart i et Geisslersk Rør (Fig. 268), som bestod af to Beholdere forbundne med et Haarrør. Sendes Gnisten fra Ruhmkorffs Induktionsmaskine

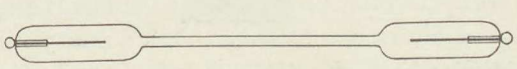


Fig. 268.

gennem dette, bliver Luften i det stærkt lysende. Fyldt med Kvælstof af 40 mm. Tryk, havde Spektret et Udseende, som vist i Fig. 269 øverst. Forbandtes Induktionsmaskinens Poler derimod med Belægningerne af en Leidnerflaske, saaledes at der kom færre, men kraftigere Gnister gennem Røret, fik Spektret et Udseende som vist i Fig. 269 nederst. I første Tilfælde havde man altsaa et Baandspektrum, i sidste et Liniespektrum. Da Liniespektrene ere de hyppigst forekommende Spektre og derfor ere bedst undersøgte, indskrænke vi os i det følgende til dem.

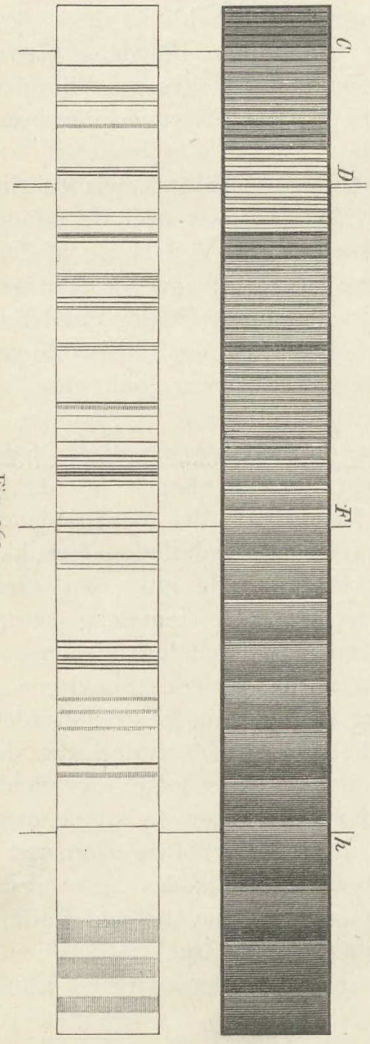


Fig. 269.

Det simpleste af alle Spektrene er Brintens. Det erholdes let ved at lade Induktionsgnister gaa gennem et Geisslersk Rør, der indeholder Brint; det bestaar af tre lyse Linier $H\alpha$, $H\beta$ og $H\gamma$, der have samme Bølgebredder som de Fraunhoferske Linier *C*, *F* og *h*. $H\alpha$ er rød, $H\beta$ blaagrøn og $H\gamma$ violet. Ogsaa i det ultraviolette findes Brintlinier. Spektrets Udseende er vist i Fig. 270.

Balmer har opstillet følgende Udtryk for Bølgebredden λ i Brintspektret:

$$\lambda = A\frac{n^2}{n^2-4}.$$

Her betegner n de hele Tal fra $n = 3$ til $n = \infty$. Den sidste Værdi for n giver $\lambda = A$. A er altsaa den mindste Værdi, som Bølgebredden for Brintlinierne kan have. At Formlen virkelig udtrykker Bølgebredden med saa at sige absolut Nøjagtighed, fremgaar af følgende Tabel, hvor de iagttagne Bølgebredder

skyldes *Cornu*, medens de beregnede Bølgebredder ere bestemte af Balmers Formel ved at sætte $A = 3644.42$.

n	λ iagttaget	λ beregnet	Diff.
3	6562.1	6561.8	+0.3
4	4860.7	4860.6	+0.1
5	4339.5	4339.8	−0.3
6	4101.2	4101.1	+0.1
7	3969.2	3969.5	−0.3
8	3888.1	3888.4	−0.3
9	3834.9	3834.8	+0.1
10	3797.3	3797.3	0.0
11	3769.9	3770.0	−0.1
12	3750.2	3749.6	+0.6
13	3734.1	3733.8	+0.3
14	3721.1	3721.4	−0.3
15	3711.2	3711.4	−0.2

For at undersøge Metallernes Spektre, behøver man i mange Tilfælde kun at holde et flygtigt Salt af Metallet i Bunsens Flamme. Endnu bedre er det dog at anbringe det imellem en Buelampes Poler. Undertiden frembringes Spektret ved at lade Gnister fra

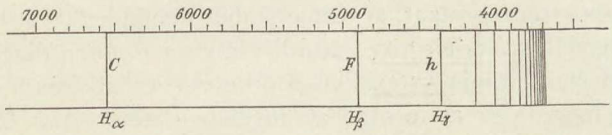


Fig. 270.

Ruhmkorffs Induktionsmaskine slaa over mellem en Saltopløsning og en Leder. De tunge Metaller kan man ogsaa gøre til Poler for Lysbuen og faar derved de kraftigste Spektre. Skønt Linierne altid have samme Bølgebredde, hvorledes Metallet end bringes til at fordampe, kan Spektrets Udseende dog variere en hel Del; dette ligger da i, at Intensiteten ikke forandres lige meget for alle Linierne. Med Hensyn til de enkelte Metallers Spektre, indskrænke vi os til følgende Oversigt, som skyldes *Kayser*.

Natrium giver en gul Dobbeltlinie, den saakaldte D-Linie; desuden giver det endnu en hel Række svagere Dobbeltlinier.

Kalium giver i den synlige Del af Spektret en Række Liniegrupper, hver med fire Linier; i ultraviolet en Række Dobbeltlinier. De vigtigste Kaliumlinier ere 7698, 7661, 6946, 6913, 4045, 4042.

Lithium udmærker sig ved røde Linier (6706 og 6013) og ved en ultraviolet Række, som begynder med 4603 og ender med 2359.

Strontium har en stor Mængde Linier, af hvilke de vigtigste ere 6502, 6407, 5480, 4608, 4305, 4216, 4079.

Barium udsender grønt Lys; dets Hovedlinier ere 6497, 6141, 5828, 5535, 4934, 4554, 4282, 4130, 3499, 2335.

Calcium besidder et Antal Grupper med 3 Linier, fordelte over det synlige og det ultraviolette Spektrum.

Det samme gælder om Magnium, hvis Hovedlinier med Undtagelse af 5183, 5172, 5167 alle ligge i det ultraviolette.

Aluminium giver en stor Mængde Liniepar, som begynde i det ultrarøde og ende ved 1852.

I Aaret 1860 opdagede Bunsen ved Spektroskopets Hjælp to nye Elementer, Cæsium (lyseste Linier 4593 og 4555) og Rubidium (lyseste Linier 6298 og 4202). Dernæst fandt *Crookes* Thallium (Hovedlinie 5350), *Reich* og *Richter* Indium (6193, 5250, 4510, 4101, 3256, 3039) og endelig *Lecoq* Gallium (4170 og 4031).

De øvrige Metallers Spektre indeholde for største Delen et overvældende stort Antal Linier; Jærnet giver omtrent 5000 Linier. Lynets Spektrum bestaar af Linier, der genfindes i de Spektre, som Luftens Bestanddele give. Nordlyset viser foruden flere svagere Linier en stærk Linie 5569, hvis Oprindelse er ubekendt.

Det ligger nær at forsøge at anvende Balmers Lov for Brintliniernes Bølgebredder paa andre Liniespektre. Udførligst er dette gjort først af *Rydberg*, senere af *Kayser* og *Runge*, de sidstnævnte have til dette Brug paany udmaalt Metallernes Liniespektre. Resultatet af disse Arbejder er i Korthed følgende. Man kan give Balmers Lov Formen

$$\lambda^{-1} = A + \frac{B}{n^2}.$$

Under denne Form kan Loven dog ikke bruges. Man maa derfor udvide den. Rydberg sætter da

$$\lambda^{-1} = A + \frac{B}{(n+\mu)^2},$$

medens Kayser og Runge sætte

$$\lambda^{-1} = A + \frac{B}{n^2} + \frac{C}{n^4}.$$

For Lithiums Vedkommende komme Kayser og Runge til følgende Resultat. Lithiums Spektrum indeholder en Mængde Linier, som naturligt dele sig i 3 Grupper. Linierne i den første Gruppe ere de mest karakteristiske Linier i Spektret; de vise sig, saa snart der blot er Spor af Metallet til Stede. Linierne i anden Gruppe ere mere variable, navnlig udbrede de sig let til begge Sider og blive taagede; Linierne i tredje Gruppe udbrede sig kun hen imod den røde Ende af Spektret. Alle 3 Grupper ere fremstillede adskilte i Fig. 271. Linierne i første Gruppe ere punk-

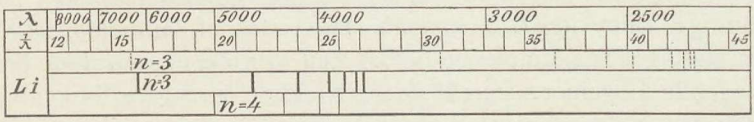


Fig. 271.

terede, i anden Gruppe ere de tegnede med tykke, i tredje med tynde Linier. Tilsammen danne de altsaa Lithiumspektret.

Liniernes Bølgebredder kunne dog kun tilnærmelsesvis fremstilles ved den udvidede Balmerske Formel.

Liniespektrene for Natrium, Kalium, Rubidium og Cæsium kunne ligesom Lithiumspektret deles i 3 Grupper af Linier, men hver Gruppe bestaar af Dobbeltlinier, analoge med Natriumlinierne D_1 og D_2. Bestemmer man Svingningstallene for en Dobbeltlinies Komposanter f. Eks. i Natriumspektret, finder man, at deres Differens ν meget nær er den samme for alle Dobbeltlinier i hele Spektret. Endvidere fandt Rydberg, at Differensen ν forholdt sig meget nær som Atomvægtens Kvadrat. At Lithium ikke har Dobbeltlinier kan da ligge i, at dets Atom er meget lille, og Afstanden mellem Dobbeltliniernes Komposanter derfor er saa lille, at den ikke kan bemærkes. I Virkeligheden vokser ν dog lidt stærkere end Atomvægtens Kvadrat.

Liniespektrene for Magnium, Calcium, Strontium, Zink, Kadmium og Kvægsølv kunne opløses i to Grupper, hvor hver Gruppe dog bestaar af tredobbelte Linier, Tripletter. Beregnes Svingningstallenes Differens ν_1 mellem første og anden Linie og ν_2 mellem anden og tredje Linie i en Triplet, findes ν_1 og ν_2 konstante gennem hele Spektret. Endvidere er ν_1/ν_2 omtrent lig 2 for alle de nævnte Metaller undtagen Kvægsølv, som giver $\nu_1/\nu_2 = 2.6$. Sammenhængen mellem Atomvægten og Differenserne ν_1 og ν_2 er dog ikke saa simpel her, som ved Alkalimetallerne.

Efter Rydberg bestaa de 1 og 3 gyldige Metallers Spektre af Dobbeltlinier, medens 2 og 4 gyldige Metaller give Tripletter.

Med Hensyn til Liniespektrenes Oprindelse bemærkes følgende. Vi tænke os, at Lyset udgaar fra de enkelte Molekyler. Ved deres Sammenstød sættes Elektriciteten i dem i Bevægelse, saaledes at der opstaa elektriske Svingninger i dem. Disse Svingninger sende elektriske Bølger ud i Rummet. Men i hvert Molekyl kan der opstaa Svingninger af forskellig Svingningstid, ligesom en udspændt Streng kan give flere Toner. For Strengenes Vedkommende forholde disses Svingningstal sig ligesom Tallene i den naturlige Talrække 1, 2, 3, . . . Hos intet af Grundstofferne er der iagttaget saa simple Forhold. Men vi vide ogsaa, at de fleste svingende Legemer, som Kugler, Klokker osv. give Svingninger med et mere sammensat Forhold mellem Svingningstallene. Molekylerne maa altsaa snarest sammenlignes med de sidstnævnte Legemer. Her er der gaaet ud fra, at vi havde med Molekyler at gøre; i Virkeligheden er det vel i de fleste Tilfælde snarere Atomerne, der er Tale om. Navnlig for Liniespektrenes Vedkommende synes det at være Elektricitetens Svingninger i Atomerne, der er det bestemmende, medens det maa være Molekylernes Forhold, der er afgørende for Baandspektrenes Vedkommende.

ABSORPTIONSSPEKTRE. Lader man hvidt Lys, f. Eks. Sollyset, falde paa Spektroskopets Spalte, ser man et Spektrum med alle Farver; anbringes en Plade af et gennemsigtigt Stof foran Spalten, vil dette i mange Tilfælde forandre Spektrets Udseende. Plader af Glas, Glimmer, et Vandlag, og overhovedet alle ufarvede Legemer, svække vel Lyset noget, men Forholdet mellem de forskellige Farvers Intensitet holder sig omtrent uforandret. Saadanne Legemer siges at være farveløse. Man kalder dem ogsaa undertiden hvide. Stødes Glas til et Pulver, eller bliver Vand til Skum, bliver det hvidt, det tilbagekastede Lys er nemlig hvidt og faar en betydelig Intensitet paa Grund af det store Antal af tilbagekastende Flader. De allerfleste hvide Legemers Farve hidrører derfra, saaledes Kalks og Blyhvidts hvide Farve. Undersøges paa samme Maade det Lys, der trænger igennem en Plade af farvet Glas eller et Lag af en farvet Vædske, faar Spektret et andet Udseende; i nogle Tilfælde forsvinder den ene, i andre den anden Ende af Spektret; undertiden forsvinder ogsaa en Del af Spektret, saaledes at Enderne blive tilbage, der er da en Absorp-

tionsstribe. Undertiden fremkomme flere saadanne Absorptionsstriber. Disse Striber kunne være utydeligt begrænsede, som ved Fuchsin, eller ogsaa skarpt begrænsede, som ved Bladgrønt, der faas ved at udtrække grønne Blade med Vinaand. Enkelte Vædsker, som manganoversurt Kali opløst i Vand, give mange Absorptionsstriber. Opløses et Farvestof i forskellige farveløse Vædsker, faar man ikke sjældent forskellige Absorptionsspektre. Kun meget stærkt fortyndede Opløsninger vise regelmæssige Forhold. Saaledes give Cl, Br, J, SO_4, NO_3, K, Na, NH_4, osv. ingen Farve, naar de ere til Stede som Ioner; deres Salte ere derfor farvefrie. Derimod give Mn, Fe, og flere Metaller Farver, naar de ere til Stede som Ioner. *Ostwald* har nu undersøgt Absorptionsspektrene for meget fortyndede Opløsninger af Mangansalte af Li, Cd, Am, osv., og fundet, at de vare fuldkommens ens. Han kommer i det hele til det Resultat, at en farvet Ion altid frembringer samme Absorptionsspektrum, naar den er forbundet med ufarvede Ioner. Kun naar samme Grundstof som Ion har forskellig Valens, bliver Farven forskellig; derfor have Opløsninger af $FeCl_3$ og $FeSO_4$ forskellig Farve.

De farvede Luftarter give ofte meget smukke Absorptionsspektre, saaledes Joddamp, hvis Spektrum bestaar af Systemer af Liniegrupper, der ere ordnede regelmæssigt. Glødende Dampe og Luftarter absorbere, som *Kirchhoff* har godtgjort, i mange Tilfælde Straaler, der have samme Bølgebredde som det Lys, de selv udsende. Lader man f. Eks. hvidt Lys gaa igennem den ovenfor omtalte Natriumflamme, inden det naar Spektroskopets Spalte, ser man to sorte Linier i Spektret, som ligge paa Natriumliniernes Plads. Det samme Forsøg kan gøres med Lithium og nogle andre Metaller. Dette forstaas lettest ved at gaa ud fra den elektromagnetiske Lysteori.

Vi tænke os, at et System af plane elektriske Bølger med Svingningtid T falder paa en glødende Luftart, som kan udsende elektriske Bølger med Svingningstiderne T_1, T_2, ... Ere T_1, T_2, ... alle forskellige fra T, saa vil Bølgen gaa uforandret videre; er derimod T f. Eks. lig T_1, saa vil Elektriciteten i Atomerne sættes i Svingninger, og Atomerne ville nu udsende elektriske Straaler til alle Sider; da den Energimængde, de derved afgive, er taget fra det plane Bølgesystem, vil dette svækkes, maaske helt forsvinde. Man betragter dette som en Absorption; imidlertid er dette maaske ikke ganske berettiget; Energien har vel været

absorberet af Atomerne, men er derefter udsendt af dem igen. Da vi her betragte Lyset som elektriske Svingninger, kunne ovenstaaende Betragtninger uden videre overføres paa Lyset.

SOLSPEKTRET. De mørke Linier i Solspektret hidrøre ikke alle fra Solen, nogle fremkomme ved Absorption i Jordens Atmosfære. Disse, de saakaldte terrestriske Linier, ere til Stede i størst Antal ved Solens Opgang og Nedgang; Solstraalerne have da den længste Strækning Luft at gennemløbe. Ogsaa er der færre af dem at se, naar Spektret iagttages paa et Bjerg. De terrestriske Linier ligge navnlig i den røde og gule Del af Spektret, i de øvrige Dele af Spektret finder der en mere jævn Absorption Sted. *Janssen* har søgt at paavise, hvilken Rolle Luftens enkelte Bestanddele spille. Han fyldte meget lange Rør, hvis Ender vare lukkede med Glasplader, med Vanddamp eller Ilt, og fandt i begge Tilfælde, at der opstod mørke Linier i Spektret, som vare identiske med nogle af de Fraunhoferske Linier. For yderligere at vise, at de paagældende Linier virkelig vare opstaaede i Atmosfæren, sammenlignede han Spektrets Udseende paa Montblanc med Spektret ved Jordens Overflade. Blandt andet viste han saaledes, at de Fraunhoferske Linier *A* og *B* hidrøre fra Luftens Ilt.

De egentlige Sollinier opstaa, som *Kirchhoff* har vist, ved Absorption i Solens Atmosfære. Man kan antage, at Solen bestaar af en glødende Kerne, der nærmest maa tænkes at være flydende; den vilde give et kontinuert Spektrum. Denne Kerne er omgiven af en Atmosfære, bestaaende af luftformige Legemer, som, i det mindste i Nærheden af Solen selv, ere glødende. De ville ved Absorption frembringe mørke Linier i Spektret, og man har paa den Maade med Sikkerhed paavist Tilstedeværelsen af følgende Grundstoffer i Solens Atmosfære:

Brint	Mangan
Natrium	Jærn
Calcium	Nikkel
Barium	Kobolt
Magnium	Titan
Chrom	Platin

At Sagen virkelig forholder sig, som Kirchhoff antog, fremgaar af senere Undersøgelser. Under en total Solformørkelse bedækker Maanen netop Solen; man kan da komme til at iagttage Spektret af den inderste Del af Solatmosfæren, og dette Spektrum

bestaar virkelig af lyse Linier af samme Bølgebredde som de Fraunhoferske Linier. Heliumlinien (5875) ses som lys Linie i dette Lag, medens den kun undtagelsesvis iagttages i selve Solspektret som mørk Linie. Endvidere bemærkes i den saakaldte Corona, et Lysfænomen, som strækker sig til store Afstande fra Solen og ligeledes kun iagttages under Solformørkelser, en lys grøn Linie (5316), Coroniumlinien.

FIRE OG TYVENDE AFSNIT.

Tilbagekastning og Brydning.

LOVENE FOR TILBAGEKASTNING OG BRYDNING. Naar en Lysstraale falder paa et gennemsigtigt Legeme med spejlende Overflade, finder baade Tilbagekastning og Brydning Sted. Er det en Vædske, der træffes af Lyset, deler Straalen sig i to, af hvilke den ene gaar ud i Luften, det er den tilbagekastede Straale; den anden, den brudte Straale, forplanter sig i Vædsken. Mange faste Legemer virke paa Lyset paa samme Maade, saaledes Glas, Diamant og alle de Krystaller, der høre til det regulære System. Træffer Straalen Overfladen af Kalkspath, faas derimod to brudte Straaler. Paa samme Maade virke alle de Krystaller, der ikke høre til det regulære System samt mange faste organiske Legemer. Her behandles kun de Legemer, der give en enkelt brudt Straale; disse Legemer kaldes optisk isotrope.

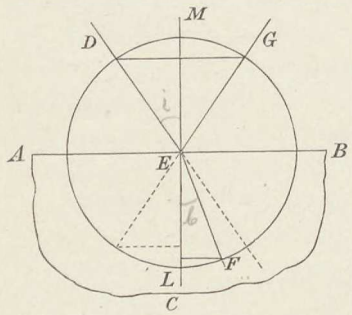


Fig. 272.

Lad ACB være et saadant Legeme, AB den spejlende Flade, som rammes af Straalen DE i Punktet E. Linien MEL, som staar vinkelret paa AB, kaldes Indfaldsloddet, Planet gennem Straalen og Indfaldsloddet kaldes Indfaldsplanet; den tilbagekastede Straale EG og den brudte Straale EF ligge da begge i Indfaldsplanet. Allerede i Oldtiden vidste man, at Udfaldsvinklen MEG var lig Indfaldsvinklen DEM. *Descartes* fandt, at Forholdet mellem Sinus til Indfaldsvinklen i og Sinus til Brydningsvinklen b var konstant; dette Forhold n kaldes Brydningsforholdet.

Muligvis har Descartes ikke selv fundet Brydningsloven, men Hollænderen *W. Snell.*

Man kan betragte Tilbagekastningsloven som indeholdt i Brydningsloven; Figuren viser, at man i saa Fald maa sætte Brydningsforholdet lig — 1.

Et Legemes Brydningsforhold angives i Reglen i Forhold til Luften; vil man bestemme, hvorledes Lyset brydes ved Overgangen fra et Legeme med Brydningsforhold n_1 til et andet Legeme med Brydningsforhold n_2, skal man sætte

$$\frac{\sin i}{\sin b} = \frac{n_2}{n_1} \text{ eller } n_1 \sin i = n_2 \sin b.$$

Rigtigheden af Brydningsloven maa betragtes som hævet over enhver Tvivl; vor Overbevisning herom hviler fornemmelig paa, at den altid er fundet bekræftet ved de nøjagtigste optiske Undersøgelser.

Af Brydningsloven i den almindeligste Form følger at

$$\sin b = \frac{n_1}{n_2} \sin i.$$

Da $\sin b$ i det højeste kan blive 1, vil den brudte Straales Retning kun kunne findes, naar $n_1 \sin i/n_2$ er mindre end 1 eller lig 1. Giver Beregningen $\sin b > 1$, vil Brydningen blive umulig; er I den Vinkel, som giver $n_1 \sin i/n_2 = 1$, saa er I den saakaldte Grænsevinkel, som er bestemt ved

$$\sin I = \frac{n_2}{n_1}.$$

Er Indfaldsvinklen større end I, udebliver Brydningen, alt Lyset kastes da tilbage; der indtræder da, hvad man kalder, fuldstændig Tilbagekastning. Dette kan kun ske, naar n_1 er større end n_2, altsaa naar Lyset gaar fra et mere til et mindre brydende Stof.

Med Hensyn til spejlende Overfladers Natur bemærkes følgende. Overfladen af et fast Legeme gøres spejlende ved at slibe og polere det med finere og finere Pulvere; det er ikke tænkeligt, at Overfladens Ujævnheder derved forsvinde helt. Dette er heller ikke nødvendigt for at faa spejlende Tilbagekastning; der fordres kun, at Ujævnhederne skulle blive betydelig mindre end Lysets Bølgebredde. Dette indses ved at erindre, hvad der er omtalt ved Gitterspektre; disse maa forsvinde, naar Ridsernes Afstand er blevet mindre end Bølgebredden.

BRYDNING I ET PRISMA. Et Prisma med de brydende Flader AB og BC (Fig. 273) træffes af Straalen DE, som ligger i et Plan, der er vinkelret paa den brydende Kant B. Straalen brydes først ved E og derefter ved F; man har da med de paa Figuren angivne Betegnelser

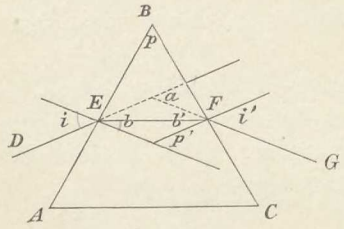


Fig. 273.

$$\sin i = n \sin b, \quad \sin i' = n \sin b'.$$

Vinklen a mellem den indfaldende og udtrædende Straale er bestemt ved

$$a = i + i' - p,$$

idet p er den brydende Vinkel; tillige haves

$$p = b + b'.$$

Af disse Ligninger faas, idet $i - i' = x$, $b - b' = y$,

$$\sin \frac{i+i'}{2} \cos \frac{x}{2} = n \sin \frac{p}{2} \cos \frac{y}{2},$$

$$\cos \frac{i+i'}{2} \sin \frac{x}{2} = n \cos \frac{p}{2} \sin \frac{y}{2}.$$

Elimineres y, faas heraf

$$\sin^2 \frac{a+p}{2} = n^2 \sin^2 \frac{p}{2} \frac{\cos^2 \frac{p}{2} - \frac{1}{n^2} \sin^2 \frac{x}{2}}{\cos^2 \frac{p}{2} - \sin^2 \frac{x}{2}}.$$

Er n større end 1, vil Brøken paa højre Side altid være større end 1, naar x ikke er Nul. Altsaa vil a have sin mindste Værdi, naar $x = 0$ eller $i = i'$. I saa Fald er ogsaa $b = b' = \frac{1}{2} p$. Straalen staar da vinkelret paa det Plan, der halverer den brydende Vinkel. Man siger da, at Prismet er i Hovedstillingen, og har i dette Tilfælde

$$\sin \frac{a+p}{2} = n \sin \frac{p}{2}.$$

Heraf følger, at a bliver imaginær for $n \sin \frac{p}{2} > 1$, der finder i saa Fald fuldstændig Tilbagekastning Sted ved Fladen BC. Det almindelige Udtryk for $\sin \frac{a+p}{2}$ viser, at a i dette Tilfælde ogsaa er imaginær, naar Brydningen ikke foregaar i Hovedstillingen.

Fuldstændig Tilbagekastning indtræder ved BC, naar $n \sin b' > 1$; iagttager man nu den Indfaldsvinkel i, ved hvilken FG forsvinder, haves

$$\sin i = n \sin b, \quad 1 = n \sin (p - b).$$

Af disse Ligninger følger, at

$$\operatorname{tg} b = \frac{\sin p \sin i}{1 + \cos p \sin i},$$

som i Forbindelse med Ligningen $\sin i = n \sin b$ tjener til Bestemmelse af Brydningsforholdet.

Brydningen i Prismet kan paa flere Maader benyttes til Maaling af Brydningsforholdet. Almindeligst benyttes Spektrometret dertil. Prismet opstilles paa et »Bord«, der kan drejes omkring Apparatets Akse; Bordets saavelsom Kikkertens Drejning aflæses paa en inddelt Kreds. Først stilles Apparatets Omdrejningsakse lodret, derefter bringes Traaden i Kikkertens Billedflade til at staa lodret, ved at sigte paa en lodret Traad. Det er da let at faa Kollimatorspalten lodret. Derpaa anbringes Prismet paa Bordet, og dets brydende Flader indstilles saaledes, at Spaltens Billede viser sig i lodret Stilling i dem begge. Prismets brydende Vinkel bestemmes ved først at sigte paa Spaltens Billede i den ene af de brydende Flader og derpaa dreje Prismet, indtil Kikkerten sigter paa Billedet i den anden Flade. Den søgte Vinkel er da lig Supplementet til Drejningsvinklen. Derpaa stilles Prismet og Kikkerten saaledes, at Lyset brydes i Prismet; ved at dreje Prismet frem og tilbage, finder man let Hovedstillingen og kan nu aflæse Afvigningen a. Som oftest aflæses dog den dobbelte Afvigning, idet man først stiller Prismet saaledes, at Lyset brydes til højre, og derpaa saaledes, at det brydes til venstre.

Belyses Spalten med Sollys, kan Brydningsforholdet for de enkelte Fraunhoferske Linier findes; ofte nøjes man med at anvende Natriumlys eller et Geisslers Rør, der viser Brintlinierne.

Ogsaa den fuldstændige Tilbagekastning kan benyttes til Maaling af Brydningsforhold. Vi have ovenfor set, at man af Prismets brydende Vinkel p og den Indfaldsvinkel, ved hvilken der netop indtræder fuldstændig Tilbagekastning, kan finde Brydningsforholdet. Ogsaa paa en anden Maade kan dette ske. Antage vi, at Fladen BC støder op til et Medium med ubekendt Brydningsforhold n', have vi til Bestemmelse af Brydningen Ligningerne

$$\sin i = n \sin b, \quad n' \sin i' = n \sin (p - b).$$

Her vil den fuldstændige Tilbagekastning begynde, naar i' er lig 90^0; altsaa have vi

$$\sin i = n \sin b, \quad n' = n \sin (p - b).$$

Ere nu i og p maalte og n bekendt, kan n' beregnes. Metoden kan dog kun anvendes, naar det ubekendte Brydningsforhold er mindre end Prismets Brydningsforhold. En Fordel ved Metoden er, at den ogsaa kan anvendes paa uigennemsigtige Legemer. Paa dette Princip er en stor Mængde Apparater baserede; man kalder dem Totalrefraktometre.

LEGEMERNES BRYDNINGSFORHOLD. Naar et fast Legemes Brydningsforhold skal bestemmes, dannes af det et Prisma, hvis brydende Vinkel omtrent er 60^0. Brydningsforholdet findes da ved Spektrometrets Hjælp. Til Vædsker bruges et Hulprisma, hvis Sider ere dannede af planparallelle Glasplader. Man fylder det med Vædsken, som skal undersøges, og finder Brydningsforholdet paa sædvanlig Maade. Glaspladerne ville, naar de virkelig ere planparallelle, være uden Indflydelse. Den samme Metode kan ogsaa anvendes paa Luftarterne. Hulprismet forbindes da med en Luftpumpe, ved hvis Hjælp man enten kan fortætte eller fortynde Luften. I alle Tilfælde maa der tages Hensyn til, at den atmosfæriske Luft ogsaa bryder Lyset. Forsøgene give Forholdet mellem Stoffets og Luftens Brydningsforhold.

Under særegne Forhold kunne andre Metoder anvendes. Har man Stoffet i Form af en tynd Plade, kunne Metoder, der grunde sig paa Lysets Interferens, benyttes. Kan man af en eller anden Grund ikke give Legemet Prismaformen, fører følgende Metode til en tilnærmet Bestemmelse. Glassets Brydningsforhold ligger mellem Benzols og Svovlkulstofs Brydningsforhold; et Stykke Glas, som er nedsænket i en af de nævnte Vædsker, ses derfor let; men blandes Vædskerne i et saadant Forhold, at Blandingens Brydningsforhold bliver lig Glassets Brydningsforhold, kan man ikke se Glasset. Paa denne Maade maales Brydningsforholdet af Pulvere som Stivelse, eller traadede Legemer som Uld eller Asbest.

Luftarternes Brydningsforhold maales bedst ved Hjælp af *Jamins* Interferentialrefraktor. Den bestaar af to lige tykke planparallelle Glasplader A og B (Fig. 274). En Lysstraale SC, som træffer A, deles, som Figuren viser, i to Straaler D og E, der efter Tilbagekastning fra B bliver til de parallelle Straaler F og G. Falder der

paa *A* Dagslys eller Lys fra en større Flade, vil et Øje ved *H* se et Interferensbillede, som med monokromatisk Lys bestaar af parallelle mørke og lyse Striber. Lad nu *I* og *II* være to lige lange Rør, lukkede for Enderne med lige tykke planparallelle Glasplader. Ere begge Rørene fyldte med Luft med samme Tryk og Temperatur, ville de ingen Forandring frembringe i Interferensbilledet. Fremkommer der imidlertid paa en eller anden Maade en Forskel mellem de to Luftmassers Brydningsforhold, forskydes Billedet et tilsvarende Stykke. Lad Brydningsforholdet i det ene Rør være bleven n, i det andet n', og Rørets Længde l cm. Anvendes Lys med Bølgebredde λ i det tomme Rum, ville Bølgebredderne i Rørene henholdsvis være λ/n og λ/n'; Antallet af Bølgebredder i Rørene er da henholdsvis ln/λ og ln'/λ; Forskellen altsaa $l(n-n')/\lambda$. Forskydes Interferensbilledet derved m Striber, har man altsaa

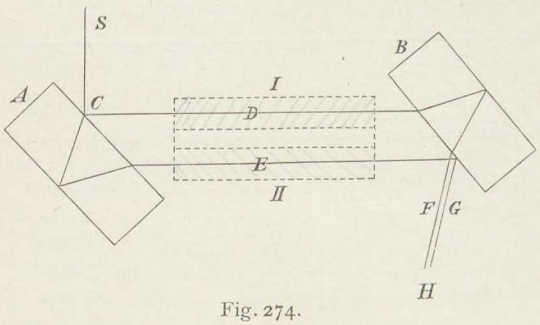


Fig. 274.

$$m\lambda = l(n-n');$$

man indser saaledes, at dette Apparat er særlig skikket til at bestemme, hvorledes Luftarternes Brydningsforhold variere saavel med Tryk og Temperatur som med Lysets Bølgebredde. Almindeligst gaar man frem paa følgende Maade. Det ene Rør *I* pumpes saa vidt muligt lufttomt, medens Luften i Røret *II* holdes ved uforandret Temperatur og Tryk. Nu fyldes *I* langsomt med den Luftart, som skal undersøges; for Røret *I* er da Brydningsforholdet fra først af 1; vokser det nu til n, faas $m\lambda = l(n-1)$, hvoraf n findes.

For fuldstændig at kende Lysets Brydning i et Legeme, maatte Brydningsforholdet kunne findes for alle Bølgebredder. I Reglen kendes dog kun Brydningsforholdet for det synlige Spektrum; man maaler da Forholdet for enkelte Fraunhoferske Linier. Oftest benyttes ogsaa Spektrallinier, navnlig Natriumlinien *D* og Brintlinierne C og F; derved bliver man ikke afhængig af Sollyset.

Efterfølgende Tabel, som skyldes Pulfrich, indeholder foruden

Brydningsforholdet n_D for Natriumlys, tillige Differensen $n_F - n_C$ mellem Brydningsforholdet for F- og for C-Linien Det tomme Rums Brydningsforhold er her sat lig 1.

	n_D	$n_F - n_C$	$\frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$
Atm. Luft (0°, 760 mm.)	1.00029289	0.00000295	99.0
Kulsyre	44922	0460	97.6
Brint	14294	0195	73.3
Cyan	78440	1430	54.8
Svovlsyrling	68601	1314	52.2
Æther	1.3566	0.0052	68.5
Svovlsyre	1.4367	0.0073	59.5
Alkohol	1.3597	0.0062	57.2
Vand	1.3330	0.0060	55.5
Benzol	1.5014	0.0167	30.0
Fenol	1.5503	0.0191	28.8
Anilin	1.5863	0.0248	23.7
Svovlkulstof	1.6303	0.0345	18.3
Kanelolie	1.6188	0.0431	14.4
Kaliumkvægsølvjodid	1.7167	0.0607	11.9
Bariumkvægsølvjodid	1.7928	0.0736	10.8
Flusspath	1.4339	0.00452	96.1
Diamant	2.4173	0.0254	56.5
Stensalt	1.5440	0.01267	42.9
Klorsølv	2.0611	0.0496	21.4
Fosfor	2.0741	0.0634	16.8
Zinkblende (ZnS)	2.3684	0.0882	15.5
Bromsølv	2.2533	0.0809	15.4
Jodsølv	2.1816	0.1256	9.6
Crownglas (Jena)	1.5173	0.00860	60.2
Flintglas (Jena)	1.7545	0.02738	27.6

Luftarternes Brydningsforhold er ved almindelig Tryk og Temperatur kun lidt større end Enheden; Farvespredningen $n_F - n_C$ er saa lille, at det er nødvendigt at anvende Interferentialrefraktoren for at paavise den. For en Del Luftarter og Dampe er Brydningsforholdet allerede angivet foran (S. 318). I Overensstemmelse med den elektromagnetiske Lysteori finder man, at Brydningsforholdet er lig Kvadratroden af Dielektricitetskonstanten; dog gælder dette ikke for alle Dampene.

For de fleste Vædsker er Brydningsforholdet mindre end 1.5; i Tabellen er dog taget særlig Hensyn til Vædsker med stort Brydningsforhold. For de faste Legemer er Brydningsforholdet i det hele lidt større, særlig har Diamant et meget stort Brydningsforhold; ved Interferensforsøg har *Rosicky* vist, at ogsaa Kønrøgs Brydningsforhold er meget stort, omtrent lig Diamantens. For nogle faste og flydende Stoffer gælder den ovenfor nævnte Relation mellem Brydningsforhold og Dielektricitetskonstanten; de fleste afvige dog stærkt derfra.

Tabellen viser, at Farvespredningen $n_F - n_C$ er meget forskellig; den vokser i Reglen med Brydningsforholdet, uden at der dog findes nogen simpel Sammenhæng mellem de to Størrelser. I den praktiske Optik spiller Størrelsen $(n_F - n_C) : (n_D - 1)$ en vigtig Rolle; man kalder den undertiden Dispersionen. Dens reciproke Værdi er anført i Tabellen.

BRYDNING OG VÆGTFYLDE. Foruden Bølgebredden afhænger Brydningsforholdet ogsaa af Tryk og Temperatur. Vi kunne danne os en Forestilling om deres Indflydelse paa Brydningsforholdet ved Hjælp af følgende Betragtning. Lad OO' være en Terning med Sidelinie $OA = 1$ cm.; den antages fyldt med en Luftart, hvis Vægtfylde er ϱ. Men Luftarten selv tænke vi os bestaaende af Atomer med Vægtfylde ϱ_0. Deres samlede Rumfang er da lig ϱ/ϱ_0. Er $AA' = \varrho/\varrho_0$, saa vil Atomernes samlede Rumfang være lig $A'O'$. Vi kunne nu finde den Tid t, som Lyset vil bruge til at gennemløbe Vejen OA. Kaldes Atomernes Brydningsforhold n_0, Luftens Brydningsforhold n og Lysets Hastighed i det tomme Rum v, have vi, at

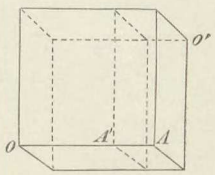


Fig. 275.

$$t = \frac{OA'}{v} + \frac{A'A}{v} n_0,$$

men tillige haves $t = n \cdot OA/v$. Da nu $OA = 1$, $OA' = 1 - \varrho/\varrho_0$ og $A'A = \varrho/\varrho_0$, faas at

$$\frac{n}{v} = \frac{1 - \varrho/\varrho_0}{v} + \frac{\varrho/\varrho_0}{v} n_0,$$

altsaa er

$$\frac{n - 1}{\varrho} = \frac{n_0 - 1}{\varrho_0}.$$

Betragtes ϱ_0 og n_0 som uforanderlige Størrelser, kan man altsaa sætte

$$n = 1 + K\varrho.$$

At denne Formel virkelig gælder for Luftarterne, idetmindste med stor Tilnærmelse, fremgaar af næsten alle Undersøgelser. Derimod stemmer den ikke med de flydende og faste Legemers Forhold. Vel aftager Brydningsforholdet i Reglen, naar Legemerne opvarmes og derved udvide sig; men Vandets Brydningsforhold f. Eks. har ikke, som det efter Formlen skulde være Tilfældet, et Maksimum ved 4^0 C.

Efter det foregaaende skulde $(n-1)/\varrho$ være lige stor for en Vædske og dens Damp; dette er heller ikke rigtigt. For Vanddamp, reduceret til 0^0 C. og 760 mm. Tryk, er Brydningsforholdet efter *L. Lorenz* $n = 1.0002500$ for Natriumlys. Vanddampenes Vægtfylde $\varrho = 0.6223 \cdot 0.001293 = 0.000805$, hvilket giver $(n-1)/\varrho = 0.311$. For Vandet haves derimod $n = 4/3$ og $\varrho = 1$, som giver $(n-1)/\varrho = 0.333$. Overensstemmelsen er saaledes ikke god.

L. Lorenz har derfor underkastet Sagen en nærmere Overvejelse. Han undersøger med hvilken Hastighed en plan Lysbølge vil bevæge sig gennem et Rum, i hvilket en Mængde lige store Kugler med Brydningsforhold n_0 og Vægtfylde ϱ_0 ere fordelte jævnt. Han kommer derved til det Resultat, at

$$\frac{n^2-1}{n^2+2}\frac{1}{\varrho} = \frac{n_0^2-1}{n_0^2+2}\frac{1}{\varrho_0},$$

idet n og ϱ ligesom foran betegne Legemets Brydningsforhold og Vægtfylde. Herefter skulde altsaa Størrelsen

$$P = \frac{n^2-1}{n^2+2}\frac{1}{\varrho}$$

have samme Værdi, enten Stoffet er flydende eller luftformigt.

Anvendes dette paa Vanddamp og Vand, faas følgende Resultat. For Luftarter og Dampe er n saa lidt forskellig fra Enheden, at man kan sætte $(n^2-1)/(n^2+2) = \frac{2}{3}(n-1)$; altsaa bliver den søgte Størrelse P for Vanddamp lig $\frac{2}{3} \cdot 0.311 = 0.207$. For Vandet faas $P = 0.206$. Overensstemmelsen mellem Teori og Forsøg er altsaa særdeles tilfredsstillende.

Efter *Reusch* er Isens Brydningsforhold for rødt Lys 1.308 (Is er i Virkeligheden svagt dobbeltbrydende). Da Isens Vægtfylde ϱ

er lig 0.917, findes heraf $P = 0.209$. Ogsaa dette stemmer godt med Teorien.

L. Lorenz og *K. Prytz* have undersøgt en Mængde Dampe og tilhørende Vædskers Brydningsforhold og beregnet Størrelsen P for dem. I efterfølgende Tabel ere nogle af deres Resultater anførte, Brydningsforholdene gælde for Natriumlys. Endvidere er i samme Tabel optaget Resultaterne af nogle Forsøg af *Liveing* og *Dewar* over fortættede Luftarters Brydningsforhold. De tilsvarende Brydningsforhold for Luftarterne selv skyldes *Mascart* og *Lorenz*.

	Draabeflydende				Luftformig		
	Temp.	ϱ	n	P	n	P	
Æthylæther . .	10	0.727		0.303	1.001524	0.307	L. Lorenz.
Æthylalkohol .	10	0.799		0.280	1.000873	0.283	»
Vand	10	1.000	1.3337	0.206	1.000250	0.207	»
Svovlkulstof . .	10	1.2778		0.281	1.001480	0.290	»
Benzol	21.3	0.8785	1.5000	0.335	1.001705	0.325	K. Prytz.
Methylalkohol.	12.6	0.7914	1.3321	0.257	1.000550	0.256	»
Ilt	—182	1.124	1.2236	0.1265	1.000172	0.127	Liveing og Dewar
Kvælstofforilte	— 90	1.255	1.3305	0.163	1.000516	0.175	» » »
Æthylen	—100	0.58	1.3632	0.384	1.000723	0.385	» » »

Det fremgaar heraf, at den af L. Lorenz (og samtidig dermed af H. A. Lorentz) udviklede Teori virkelig bekræftes af Erfaringen. Dog er det ikke sandsynligt, at den er absolut rigtig; den Forudsætning, som Teorien gaar ud fra, nemlig, at Atomerne ere kugleformige og optisk homogene, kan næppe være rigtig.

BRYDNING OG ABSORPTION. Man har gennemgaaende fundet, at Brydningsforholdet vokser, naar Bølgebredden aftager; kun hos en Del stærkt absorberende Stoffer har man paavist Undtagelser fra denne Regel. Først bemærkede *le Roux*, at Joddamp bryder de blaa Straaler mindre end de røde; derpaa iagttog jeg ved at undersøge den fuldstændige Tilbagekastning ved Grænsefladen af en Fuchsinopløsning og Glas den samme Egenskab hos Fuchsin. Efter Opfordring af Prof. *J. Thomsen* bestemte jeg dernæst Fuchsinets Brydningsforhold ved Prismametoden. Med stærke Opløsninger af Fuchsin i Vinaand faar Spektret da følgende Udseende. Først ses en svag Stribe af violet Lys; derpaa kommer et mørkt Mellemrum og derefter rødt, gult og orange. Det grønne Lys er helt forsvundet, det absorberes fuldstændigt af Opløsningen.

A. Kundt har undersøgt en stor Mængde Opløsninger, navnlig af Stoffer, der have Metalglans; han fandt, at de fleste af dem frembyde lignende Forhold som Fuchsin. Han kalder Fænomenet anomal Dispersion. Det stærke Fald i Brydningsforholdets Størrelse finder altid Sted der, hvor der er en Absorptionsstribe, og det er saaledes berettiget at antage, at det er Absorptionen, der frembringer den anomale Dispersion.

A. Kundt har ogsaa søgt at bestemme Metallernes Brydningsforhold ved Prismametoden. Han udfældede Metallag paa en platineret Glasplade ved at anvende en Anode af ringe Udstrækning; det lykkedes derved undertiden at faa et Metallag af prismatisk Form, som var saa tyndt, at det var tilstrækkelig gennemsigtigt. Han fandt følgende Resultater:

Metallernes Brydningsforhold.

	Rødt	Hvidt	Blaat
Sølv	—	0.27	—
Guld	0.38	0.58	1.00
Kobber	0.45	0.65	0.95
Platin	1.76	1.64	1.44
Jærn	1.81	1.73	1.52
Nikkel	2.17	2.01	1.85
Vismut	2.61	2.26	2.13

Disse Resultater ere meget mærkelige. I Sølv, Guld og Kobber er Lysets Hastighed større end i det tomme Rum; hos de andre Metaller finder anomal Dispersion Sted.

BRYDNING I EN KUGLEFLADE. Lad MN være en Del af en Kugleflade med Centrum i C og Radius r; paa dens konvekse Side er Brydningsforholdet konstant og lig n_1, paa dens konkave Side er det ligeledes konstant og lig n_2. S er et lysende Punkt, som sender Straaler til Kuglefladen; SM, der er rettet mod Centret C, gaar ubrudt igennem; en anden Straale SN bliver brudt saaledes, at den skærer Forlængelsen af SM i T. Med de i Figuren angivne Betegnelser haves da, at $i = \alpha + \varrho$, $b = \varrho - \varphi$. Naar MN er lille i Forhold til SM og

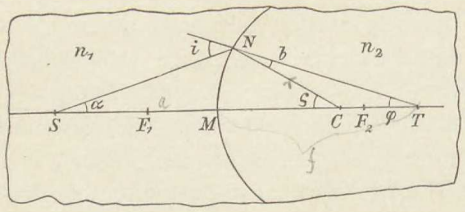


Fig. 276.

MC, ville ogsaa i og b være smaa; man faar da af Brydningsloven, at $n_1 i = n_2 b$ eller $n_1(\alpha + \varrho) = n_2(\varrho - \varphi)$. Under den samme Forudsætning som ovenfor sætte vi da $\alpha = MN/a$, $\varphi = MN/f$, idet $a = MS$ og $f = MT$. Tillige er $\varrho = MN/r$; altsaa faas

$$\frac{n_1}{a} + \frac{n_2}{f} = \frac{n_2 - n_1}{r}. \qquad (1)$$

Af denne Ligning kan f findes; da f er uafhængig af α, ville de indfaldende Straaler, stadig under den gjorte Forudsætning, skære hverandre i et Punkt T; man kalder T Billedet af S.

Naar S tænkes at fjerne sig mere og mere fra M, vil T nærme sig til M; samtidig dermed nærme de fra S udgaaende Straaler sig til at blive parallelle. Foreningspunktet F_2 findes i dette Tilfælde ved at sætte $a = \infty$; betegnes den tilsvarende Værdi af f ved p_2, haves

$$MF_2 = p_2 = \frac{n_2 r}{n_2 - n_1}. \qquad (2\,a)$$

For at de brudte Straaler skulle blive parallelle, maa Lyspunktet være i et Punkt F_1 bestemt ved, at

$$MF_1 = p_1 = \frac{n_1 r}{n_2 - n_1}; \qquad (2\,b)$$

altsaa er $p_2 - p_1 = r$. Punkterne F_1 og F_2 kaldes Brændpunkter. Her er altsaa to Brændpunkter, hvis Afstande fra Kuglefladen forholde sig som Brydningsforholdene i de Medier, i hvilke de findes. Vi faa nemlig $n_2 p_1 = n_1 p_2$.

Af (2 a) og (2 b) faas, at

$$\frac{p_1}{a} + \frac{p_2}{f} = 1. \qquad (3)$$

Vi have her regnet Lyspunktets og Billedpunktets Afstande fra Kuglefladen; man kunde i Stedet derfor have regnet dem fra Centrum og vilde herved faa et lignende Udtryk; den mest overskuelige Formel fremkommer dog ved at regne Afstandene fra Brændpunkterne; sættes $F_1 S = x$, $F_2 T = y$, faas af (3), at

$$xy = p_1 p_2. \qquad (4)$$

Her ses umiddelbart, at S og T enten begge maa ligge udenfor, eller begge indenfor Brændpunkterne; Formlen viser straks Brændpunkternes Betydning, og at M er sit eget Billede. At ogsaa C er sit eget Billede ses lettest af (1).

Lad S og S' være to Lyspunkter i samme Afstand a fra Kuglefladen; deres Billeder T og T' ville da ogsaa findes i samme Afstand f fra denne. Beskrives om C Cirkelbuerne $SS' = G$ og $TT' = B$, saa vil den sidste være den førstes Billede.

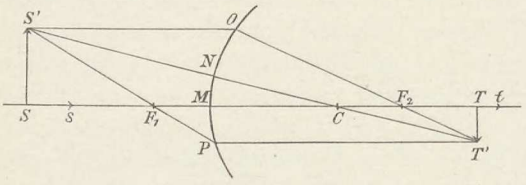


Fig. 277.

Idet vi her indskrænke os til Genstande, hvis Udstrækning er ringe i Forhold til Afstanden fra den brydende Flade, betragtes SS' og TT' som rette Linier; vi have da, at Billedet af en Genstand, som er parallel med den brydende Flade, ogsaa er parallel med denne.

En Straale $S'O$, der er parallel med SM, vil gaa gennem Brændpunktet F_2 og ramme T'; ligeledes vil Straalen $S'P$, der gaar gennem Brændpunktet F_1, efter Brydningen blive parallel med MT og gaa gennem T'; vi faa herved Midler til at konstruere Billedet af et Punkt. Forholdet mellem Billedet B og Genstanden L findes af Figuren at være udtrykt ved

$$\frac{TT'}{SS'} = \frac{CT}{CS} = \frac{F_2T}{F_2M} = \frac{F_1M}{F_1S},$$

idet Buerne OM og PM betragtes som rette Linier. Altsaa er

$$N = -\frac{B}{G} = -\frac{f-r}{r+a} = -\frac{f-p_2}{p_2} = -\frac{p_1}{a-p_1}. \qquad (5)$$

N kaldes Forstørringen. Det negative Fortegn er valgt for at opnaa at faa N positiv, naar Billedet er opret, negativ, naar det er omvendt.

Er som i Figuren $p_1 = MF_1$ positiv og $a > p_1$, bliver Billedet omvendt; er a tillige større end $2p_1$, bliver N numerisk mindre end 1, Billedet altsaa formindsket. Diskussionen af de enkelte Tilfælde er iøvrigt saa simpel, at der ikke skal gaas nærmere ind paa den her. Kun to Tilfælde skulle betragtes. Vi søge Betingelsen for, at Billede og Genstand blive lige store; dette vil ske, naar $N = -1$ og $N = +1$. I første Tilfælde ses, at $a = 2p_1$ og $f = 2p_2$; Genstand og Billede ligge da i Afstand lig de dobbelte Brændvidder. I sidste Tilfælde er $a = 0$ og $f = 0$, Genstand og Billede berøre da den brydende Flade.

Lad dernæst s være et Punkt i SC, hvis Billede ligger i t. Man kan da betragte $Ss = g$ som en Genstand, der afbildes af $Tt = b$. Man har da, at

$$\frac{n_1}{a} + \frac{n_2}{f} = \frac{n_2 - n_1}{r}, \quad \frac{n_1}{a-g} + \frac{n_2}{f+b} = \frac{n_2 - n_1}{r}.$$

Ved Subtraktion faas, at

$$\frac{n_1 g}{a(a-g)} = \frac{n_2 b}{f(f+b)}.$$

Forstørringen N' bliver altsaa, naar Genstanden er meget lille i Forhold til a, og naar Fortegnet bestemmes ligesom ovenfor,

$$N' = \frac{n_1 f^2}{n_2 a^2}. \tag{6}$$

BILLEDER I PLANSPEJL OG KUGLESPEJL. Vi kunne anvende disse Resultater paa Billeddannelse ved Tilbagekastning, idet vi i dette Tilfælde have $n_1 = 1$ og $n_2 = -1$, eller hvad der er det samme $n_2 = -n_1$ (S. 611). For det plane Spejl er Billedets Beliggenhed da ifølge (1) bestemt derved, at r er uendelig stor, og altsaa $f = a$. Billedet ligger altsaa symmetrisk til Genstanden. Forstørringen bestemmes af (5) og (6); man ser, at $N = 1$ og $N' = -1$; Billedet af en Genstand, der er parallel med Spejlet, bliver altsaa opretstaaende; men omvendt, naar Genstanden er vinkelret paa Spejlet.

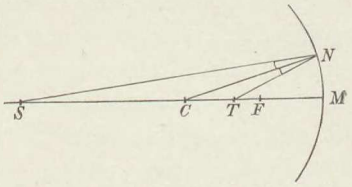


Fig. 278.

Lad MN (Fig. 278) være et Hulspejl med Radius $CM = R$; vi have da $MS = a$, $MT = -f = f'$, $R = -r$, og faa heraf ved Hjælp af (1), at

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{f'} = \frac{2}{R}. \tag{7}$$

De to Brændpunkter falde her sammen, da (2 a) og (2 b) give $p_1 = -p_2 = R/2 = p$. Forstørringen N bliver ifølge (5)

$$N = -\frac{p}{a-p} = -\frac{f'}{a}.$$

For N' faas af (6)

$$N' = -\frac{f'^2}{a^2}.$$

For Hulspejlet er altsaa $N' = -N^2$. Heraf følger, at Billede og Genstand i Reglen hverken ville være ligedannede eller symmetriske. Det første vil dog finde Sted, naar Genstanden ligger tæt ved Centret, det sidste, naar den ligger tæt ved Spejlet.

BILLEDDANNELSE I EN LINSE. Lad MM' være et gennemsigtigt Legeme med Brydningsforholdet n, MN og $M'N'$ to Kugleflader, med Centrene C og C', Radier MC og $M'C'$

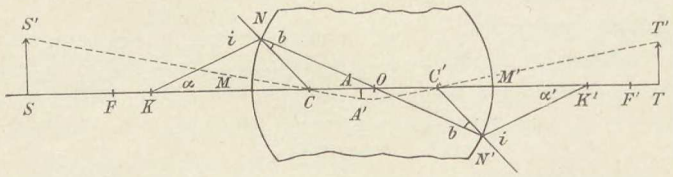


Fig. 279.

lig r og r'. Et saadant Legeme kaldes en Linse, $MM' = d$ er Linsens Tykkelse. Er S et lysende Punkt beliggende paa Linsens Akse SCC', saa vil der af det dannes et Billede i A ved Brydning i MN; af A dannes igen et Billede i T ved Brydning i $M'N'$. Vi sætte $MS = a$, $MA = l$, $AM' = l'$, $M'T = f$. Til Bestemmelse af f have vi da ifølge (1), at

$$\frac{1}{a} + \frac{n}{l} = \frac{n-1}{r}, \quad \frac{1}{f} + \frac{n}{l'} = \frac{n-1}{r'}; \tag{8}$$

tillige er $l + l' = d$. Billedets Beliggenhed er herved bestemt.

Naar Straaler, der ere parallelle med Aksen, ramme MN, ville de efter Brydning i Linsen skære hinanden i Brændpunktet F'; lignende Straaler, der komme fra den modsatte Side, skære hinanden i Brændpunktet F. De to Afstande $M'F'$ og MF betegnes med q' og q; det er Linsens Brændvidder. De findes af (8) at være udtrykte ved

$$q' = \frac{r'}{n-1} \frac{(n-1)d - nr}{(n-1)d - n(r+r')},$$

$$q = \frac{r}{n-1} \frac{(n-1)d - nr'}{(n-1)d - n(r+r')}. \tag{9}$$

Brændvidderne ere i Reglen ikke lige store; man har

$$q' - q = \frac{d(r'-r)}{(n-1)d - n(r+r')}.$$

De blive altsaa kun lige store, naar begge Radier ere lige store. Naar Linsens Tykkelse formindskes, nærme de sig til at blive lige store; for meget tynde Linser bestemmes Brændvidden derved, at

$$\frac{1}{q'} = \frac{1}{q} = (n-1)\left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'}\right).$$

Vi ville dernæst bestemme Forstørringen N. Er SS' en Linie, der er vinkelret paa Linsens Akse, ville dens Billeder AA' og TT' ogsaa være vinkelrette paa Linsens Akse. Af (5) følger, at

$$\frac{AA'}{SS'} = \frac{l-r}{a+r}, \quad \frac{AA'}{TT'} = \frac{l'-r'}{f+r'}.$$

Da Forstørringen her betragtes som positiv, naar Billedet er opretstaaende, bliver Forstørringen altsaa

$$N = \frac{TT'}{SS'} = \frac{f+r'}{a+r}\,\frac{l-r}{l'-r'}. \tag{10}$$

Ligningerne (8) og (9) løse nu alle de Opgaver, der i Reglen stilles ved Brugen af Linser. De give imidlertid ingen anskuelig Fremstilling af Linsens Egenskaber; for at erholde en saadan, kan man, som Gauss har vist, gaa frem paa følgende Maade.

Vi opsøge to Punkter K og K', de saakaldte Knudepunkter, der ere sammenhørende Billedpunkter, og som desuden have den Egenskab, at den indfaldende Straale KN efter at være gaaet gennem Linsen, naar den træder ud igen i $N'K'$, er parallel med sin oprindelige Retning. Det Punkt O, i hvilket Straalen skærer Aksen, kaldes Linsens optiske Midtpunkt. Da saavel Vinklerne α og α' som Topvinklerne ved O ere lige store, bliver $i = i'$ og derfor $b = b'$; altsaa ere Radierne CN og $C'N'$ parallelle. Altsaa ere saavel Trekanterne KNO og $K'N'O$ som CNO og $C'N'O$ ligedannede. Heraf følger, at

$$\frac{KN}{K'N'} = \frac{ON}{ON'} = \frac{CN}{C'N'}.$$

Da vi her antage, at α er meget lille, kunne vi for KN, $K'N'$ . . . sætte KM, $K'M'$ . . .; betegnes endvidere Knudepunkternes Afstande fra Linsefladerne NM og $N'M'$ med k og k', det optiske Midtpunkts Afstande fra de samme Flader med henholdsvis m og m', haves altsaa

$$\frac{k}{k'} = \frac{m}{m'} = \frac{r}{r'}. \tag{11}$$

Da $m + m' = d$, faas heraf, at

$$m = \frac{rd}{r + r'}, \quad m' = \frac{r'd}{r + r'}.$$

Nu kunne k og k' findes af (8), som giver

$$k = \frac{rd}{(n-1)d - n(r+r')}, \quad k' = \frac{r'd}{(n-1)d - n(r+r')}. \tag{12}$$

Vi ville dernæst bestemme Beliggenheden af de saakaldte Hovedplaner. Derved forstaas to paa Aksen vinkelrette Planer, der have den Egenskab, at en Genstand, som findes i det ene af dem, afbildes i uforandret Størrelse og Stilling i det andet. Betingelsen herfor er ifølge (10), at

$$\frac{f + r'}{a + r} = \frac{l' - r'}{l - r}.$$

Denne Betingelse er nu ifølge (11) tilfredsstillet, naar $a = k$ og $f = k'$, $l = m$ og $l' = m'$; Hovedplanerne skære altsaa Aksen i Knudepunkterne.

Dernæst søge vi Afstanden fra Knudepunktet K' til Brændpunktet F'; Afstanden $K'F'$ er med vore Betegnelser lig $q' - k'$. Vi faa af (9) og (12), at

$$q' - k' = \frac{n}{n-1} \frac{rr'}{n(r+r') - (n-1)d} = q - k.$$

Heraf følger, at $K'F' = KF$; Afstanden mellem Brændpunkterne og Knudepunkterne er altsaa den samme paa begge Sider af Linsen. Denne Afstand betegnes med p, vi have da

$$\frac{1}{p} = \frac{n-1}{n} \frac{n(r+r') - (n-1)d}{rr'}. \tag{13}$$

Er Linsen meget tynd, bliver

$$\frac{1}{p} = (n-1)\left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'}\right). \tag{14}$$

Vi skulle nu benytte Knudepunkterne og Hovedplanerne til Konstruktion af Billedet af en Genstand SS' (Fig. 280). Fra S' drages $S'K$ til det første Knudepunkt; denne Straale vil efter Brydningen gaa gennem det andet Knudepunkt og være parallel med $S'K$. Altsaa drages $K'T'$ parallel med $S'K$. Dernæst drages

$S'H$ parallel med Aksen; afsættes $H'K' = HK$, saa er $H'K'$ Billedet af HK, altsaa gaar Straalen efter Brydningen gennem H'. Den samme Straale gaar ogsaa gennem Brændpunktet F'; vi drage

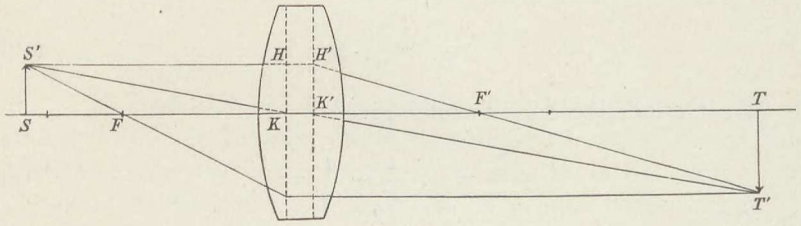


Fig. 280.

derfor $H'F'$; dens Skæring med $K'T'$ bestemmer Beliggenheden for Billedet af S'. Af Figuren følger, at

$$\frac{S'S}{T'T} = \frac{SF}{KF} = \frac{K'F'}{F'T}$$

eller

$$\frac{1}{KS} + \frac{1}{TK'} = \frac{1}{p}.$$

Benyttes samme Betegnelser som ovenfor, vil denne Ligning kunne skrives saaledes:

$$\frac{1}{a-k} + \frac{1}{f-k'} = \frac{1}{p}. \qquad (15)$$

Dette kan ogsaa udledes af (8), (12) og (13).

I Almindelighed er Tykkelsen d meget lille i Sammenligning med Radierne r og r'. Knudepunkterne ligge da tæt ved Linsen selv, i Reglen, saaledes ved dobbeltkonvekse og dobbeltkonkave Linser, inden i den. Man kan da regne, at en Straale, som træffer Midten af Linsen, gaar ubrudt igennem.

LINSESYSTEMER. I de optiske Instrumenter have Linserne i Reglen alle samme Akse; man siger da, at de ere centrerede. Vi skulle nu vise, at et saadant Linsesystem har samme Virkning paa Lyset som en enkelt Linse. Lad M og M' være to uendelig tynde Linser i Afstanden $MM' = d$ og med Brændvidderne p og p'. Naar en indfaldende Straale KN efter Brydningen i M' gaar i

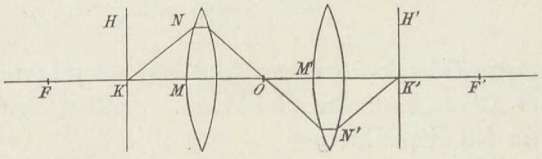


Fig. 281.

Retningen $N'K'$, og KN er parallel med $N'K'$, saa er K og K' Systemets Knudepunkter. Vi sætte $MK = k$, $M'K' = k'$, $MO = m$, $M'O = m'$, og have da ligesom tidligere

$$\frac{k}{k'} = \frac{m}{m'}. \tag{16}$$

De almindelige Linseformler give

$$\frac{1}{k} + \frac{1}{m} = \frac{1}{p}, \quad \frac{1}{k'} + \frac{1}{m'} = \frac{1}{p'}. \tag{17}$$

Deraf faas

$$\frac{k}{k'} = \frac{m' - p'}{m - p} \frac{mp}{m'p'}.$$

Ved Sammenligning med (16) faas heraf

$$\frac{m - p}{m' - p'} = \frac{p}{p'} = \frac{m}{m'}.$$

Da $m + m' = d$, bliver

$$m = \frac{pd}{p + p'}, \quad m' = \frac{p'd}{p + p'}.$$

Af (17) faas

$$k = \frac{pd}{d - p - p'}, \quad k' = \frac{p'd}{d - p - p'}. \tag{18}$$

For at beregne Beliggenheden af Brændpunkterne F og F' antages, at M træffes af parallelle Straaler; disse ville forenes i et Punkt, der ligger i Afstanden $d - p$ fra M'. Sættes Afstanden fra Knudepunktet K' til Brændpunktet F', altsaa $K'F'$ lig med P, haves altsaa

$$\frac{1}{d - p} + \frac{1}{P + k'} = \frac{1}{p'},$$

som giver

$$\frac{1}{P} = \frac{1}{p} + \frac{1}{p'} - \frac{d}{pp'}. \tag{19}$$

Dette Udtryk forandres ikke ved at ombytte p og p'; heraf sluttes, at $KF = K'F'$; Brændvidderne er altsaa lige store, naar de regnes fra Knudepunkterne.

Vi lære heraf, at to centrerede Linser kunne erstattes af en enkelt Linse med Brændvidde P og Knudepunkterne K og K'. At ogsaa i dette Tilfælde Hovedplanerne gaa gennem Knudepunkterne, vises paa samme Maade som ovenfor.

Det er aabenbart, at den samme Betragtningsmaade kan udvides til et større Antal Linser. Er deres indbyrdes Afstand meget lille, bliver hele Systemets Brændvidde bestemt ved

$$\frac{1}{P} = \frac{1}{p} + \frac{1}{p'} + \frac{1}{p''} + \dots \qquad (20)$$

AKROMATISME. I det foregaaende have vi tænkt os, at Linsen havde et bestemt Brydningsforhold n; under denne Forudsætning kan en Linse danne et Billede af et Lyspunkt, naar Straalerne træffe den under Indfaldsvinkler, der afvige meget lidt fra 0^0. Men det hvide Lys er sammensat, og hver Farve i det har sit Brydningsforhold. Derfor vil der dannes uendelig mange Billeder af et Punkt, der udsender hvidt Lys. Ved en enkelt, uendelig tynd Linse er Brændvidden for Lys, der har samme Brændvidde som den Fraunhoferske Linie C, given ved

$$\frac{1}{p_C} = (n_C - 1)\left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'}\right),$$

medens man for Linien F har tilsvarende Udtryk; altsaa er

$$\frac{p_C - p_F}{p_C p_F} = (n_F - n_C)\left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'}\right)$$

og tilnærmelsesvis

$$p_C - p_F = \frac{n_F - n_C}{n_D - 1} p_D = \frac{p_D}{\sigma},$$

hvor $1/\sigma$ kaldes Farvespredningen. Her er $p_C - p_F$ Afstanden mellem Brændpunkterne for C- og F-Lys. Man ser af Tabellen S. 616, at denne Afstand for Crownglas er $^1/_{60}$, for Flintglas $^1/_{28}$ af Brændvidden. En enkelt, uendelig tynd, Linse vil saaledes altid give farvede Billeder.

At bringe alle Farver til at forenes i et Billede er umuligt; man nøjes i Almindelighed med at forene to Farver. Dette kan ske ved en enkelt Linse, naar man vælger den af den rigtige Tykkelse. Dette indses saaledes. Lad L være Linsen, K_1 og K'_1 Knudepunkterne for C-Lys, K_2 og K'_2 Knudepunkterne for F-Lys, og F'_1 og F'_2 de tilsvarende Brændpunkter. Straalen SH_1, der er

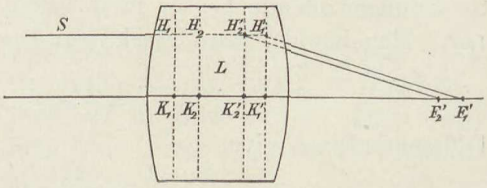


Fig. 282.

parallel med Aksen, vil, naar den sædvanlige Konstruktion bruges, ses at give en rød Straale $H'_1F'_1$ og en blaa Straale $H'_2F'_2$. Disse ville være parallelle, naar $K'_1F'_1 = K'_2F'_2$, det vil sige, naar Brændvidderne, regnede fra Knudepunkterne, ere lige store.

Vi anvende dette paa to centrerede Linser af samme Slags, hvilke anvendes som Okularer i Mikroskoper og Teleskoper. Saadanne Linser virke som en enkelt Linse, hvis Brændvidde er P, hvor ifølge (19)

$$\frac{1}{P} = \frac{1}{p} + \frac{1}{p'} - \frac{d}{pp'}.$$

Her skal P have samme Værdi for C- og F-Lys. For at finde Betingelsen derfor, sætte vi $p_C - p_F = \Delta p$, $p_D = p$ og have da

$$\Delta p = \frac{p}{\sigma}, \quad \Delta p' = \frac{p'}{\sigma}.$$

Betingelsen kan nu tilnærmelsesvis findes ved at differentiere Udtrykket for $1/P$, og indsættes Δp for dp, faas derved, idet P antages konstant,

$$0 = \left(-\frac{1}{p} - \frac{1}{p'} + \frac{2d}{pp'}\right)\frac{1}{\sigma}.$$

Heraf følger, at

$$d = \tfrac{1}{2}(p + p');$$

Linsernes Afstand skal være lig Brændviddernes halve Sum. Dette er ogsaa Tilfældet i Huygens og Ramsdens Okularer. At Farvefrihed opnaas paa den her omtalte Maade, ligger i, at de indfaldende Straalekegler ere smalle og næsten parallelle med Aksen; derfor ville de udtrædende Farvestraaler alle kunne opfanges af Øjet; da dette er farvefrit, vil det forene parallelle Straaler som $H_1'F'_1$ og $H'_2F'_2$ i et Punkt paa Nethinden.

Objektiverne gøres altid farvefrie ved at sammensætte dem af to sammenstødende Linser med forskellig Farvespredning $1/\sigma$ og $1/\sigma'$. Man har da, naar Objektivets Brændvidde er P,

$$\frac{1}{P} = \frac{1}{p} + \frac{1}{p'}.$$

Differentiationen giver

$$\frac{1}{p\sigma} + \frac{1}{p'\sigma'} = 0.$$

Altsaa er

$$p = \frac{\sigma - \sigma'}{\sigma}P, \quad p' = -\frac{\sigma - \sigma'}{\sigma'}P.$$

Den ene Linse er altsaa en Samlelinse, den anden en Spredelinse. Med Crown- og Flintglas faas af Tabellen S. 616, for Crownglaslinsen $p = 0.54 \cdot P$, for Flintglaslinsen $p' = -1.18\ P$.

ASTIGMATISK STRAALESYSTEM. Lad S være et Lyspunkt og NM en plan, brydende Flade, der adskiller to Medier med Brydningsforholdene n_1 og n_2. Straalen SN rammer denne Flade under Indfaldsvinklen i, den brydes i Retning NN' med Brydningsvinklen b, vi have da $n_1 \sin i = n_2 \sin b$. Lad SO være en anden Straale i samme Indfaldsplan, OO' den tilsvarende brudte Straale. Skæringspunktet mellem NN' og OO' være T. Idet $\angle NTO = db$ og $\angle NSO = di$, haves

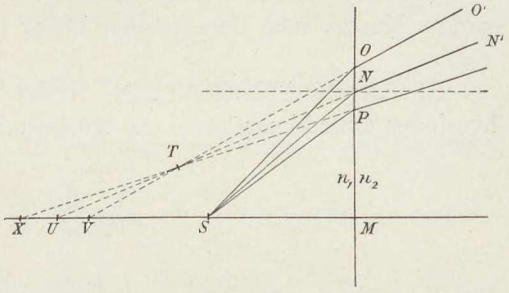


Fig. 283.

$$n_1 \cos i di = n_2 \cos b db.$$

Sættes $NS = a$, $NT = f$, haves

$$ON \cos i = a di, \quad ON \cos b = f db.$$

Af disse Ligninger faas

$$\frac{f}{a} = \frac{n_2 \cos^2 b}{n_1 \cos^2 i}.$$

Straaler som SO, SP og de mellemliggende, der have fælles Indfaldsplan, skære altsaa hinanden i Punktet T, som saaledes kan betragtes som et Billede af S.

Drages fra S Perpendikulæren SM til den brydende Flade, og tænkes det hele drejet omkring denne Linie, vil Punktet T beskrive en Cirkel; vi se heraf, at de Straaler, der ligge i Nærheden af SN, skære hinanden i en Cirkelbue, som vi kunne betragte som en ret Linie, vinkelret paa Figurens Plan. Herved indses endvidere, at Retningen af alle de brudte Straaler gaar gennem Linien SM; for den her betragtede Straalekegles Vedkommende gaa de gennem XUV.

De brudte Straaler danne altsaa ingen Straalekegle, men et Straalebundt, der gaar gennem to Linieelementer, af hvilke det ene er projiceret i T, det andet er VX. Et saadant Straalesystem siges at være astigmatisk. Kun naar Straalerne ramme den brydende Flade næsten vinkelret, ville de brudte Straaler skære hinanden i et Punkt.

Ved Brydningen i Kugleflader gaar det i alt væsentligt paa samme Maade, men Beregningen bliver der endnu mere indviklet.

SFÆRISK ABERRATION. I det foregaaende have vi set, hvorledes Billeddannelsen i en Kugleflade foregaar, naar det indfaldende Lys danner en Kegle med en lille Toppunktvinkel, og Keglens Akse træffer den brydende Flade vinkelret. Saadanne Straalekegler kaldes paraksiale. Vi skulle nu se, hvorledes det gaar, naar Straalekeglens Toppunktsvinkel ikke er uendelig lille. Lad NM være en Kugleflade med Centrum i C, som adskiller to Medier med Brydningsforholdene n_1 og n_2.

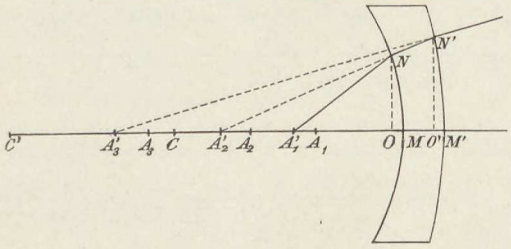


Fig. 284.

Lad A'_1 være det lysende Punkt og A'_1N en Straale, som rammer Kuglen under Indfaldsvinklen i, den tilsvarende brudte Straale er NN', Brydningsvinklen er b, Skæringspunktet mellem NN' og CM er A'_2. Idet $\angle MCN = \varrho$, haves at

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin i}{\sin b} = \frac{\sin i}{\sin \varrho} \cdot \frac{\sin \varrho}{\sin b} = \frac{CM - A'_1M}{A'_1N} \cdot \frac{A'_2N}{CM - A'_2M}. \qquad (21)$$

Vi antage, at A_1 er et Lyspunkt tæt ved A'_1, hvis Billede med paraksiale Straaler ligger i A_2, og sætte $MA_1 = a_1$, $MA_2 = a_2$. Endvidere sættes $MA'_1 = a_1 + \Delta a_1$, $MA'_2 = a_2 + \Delta a_2$. Fældes fra N Perpendikulæren NO, og sættes $MO = u$, haves tilnærmelsesvis

$$A'_1N^2 = (a_1 + \Delta a_1 - u)^2 + 2ur,$$

Man har nemlig $ON^2 = (2r - u)u$, som for smaa Værdier af u kan erstattes af $2ru$. Altsaa er med samme Tilnærmelse

$$A'_1N^2 = a_1^2 + 2a_1\Delta a_1 + 2(r - a_1)u.$$

Heraf faas

$$A'_1N = a_1\left(1 + \frac{\Delta a_1}{a_1} + \frac{r - a_1}{a_1^2}u\right) = a_1(1 + m_1).$$

Ligeledes bliver

$$A'_2N = a_2\left(1 + \frac{\Delta a_2}{a_2} + \frac{r - a_2}{a_2^2}u\right) = a_2(1 + m_2),$$

hvor m_1 og m_2 indføres for Kortheds Skyld. Vi faa nu af (21)

$$\frac{n_1}{a_1}(r - a_1 - \Delta a_1)\ (1 - m_1) = \frac{n_2}{a_2}(r - a_2 - \Delta a_2)\ (1 - m_2).$$

Udføres Beregningen, faas en Ligning, der udtrykker, at Størrelsen

$$\Phi = n\left(\frac{1}{a} - \frac{1}{r}\right) - \frac{r}{na}n^2\left(\frac{1}{a} - \frac{1}{r}\right)^2 u - \frac{n}{a^2}\Delta a$$

har samme Værdi, enten baade n og a have Indeks 1 eller 2. Ligningen kan altsaa skrives saaledes

$$\Phi_1 = \Phi_2. \tag{22}$$

Ligger Lyspunktet i A_1, saa er for en paraksial Straalekegle $\Delta a_1 = 0$, $u = 0$ og $\Delta a_2 = 0$; (22) reduceres da til

$$\varphi = n_1\left(\frac{1}{a_1} - \frac{1}{r}\right) = n_2\left(\frac{1}{a_2} - \frac{1}{r}\right). \tag{23}$$

Herved kan (22) skrives under Formen

$$\Psi_1 = \Psi_2,$$

idet

$$\Psi = \frac{r}{na}\varphi^2 u + \frac{n}{a^2}\Delta a.$$

Heraf følger, at

$$\frac{n_2}{a_2^2}\Delta a_2 - \frac{n_1}{a_1^2}\Delta a_1 = \left(\frac{1}{n_1 a_1} - \frac{1}{n_2 a_2}\right) r\varphi^2 u. \tag{24}$$

Ligger Straalepunktet i A_1, saa er $\Delta a_1 = 0$; for paraksiale Straaler er $u = 0$, altsaa $\Delta a_2 = 0$. Alle de betragtede Straaler samles da i A_2. Er u forskellig fra Nul, vil Δa_2 faa en vis Værdi, som giver et Maal for den ufuldstændige Forening af de brudte Straaler; Δa_2 kalde vi derfor Fejlen paa Grund af Kuglefiguren eller den sfæriske Aberration. Man ser, at Δa_2 kan blive Nul paa flere Maader:

1) naar $a_2 = 0$; Straalepunktet ligger da tæt ved den brydende Flade,

2) naar $\varphi = 0$, altsaa $r = a_1 = a_2$; Straalepunktet ligger i Centret,

3) naar $n_1 a_1 = n_2 a_2$.

For parallelle indfaldende Straaler er $a_1 = \infty$, ifølge (23) er tillige

$$\varphi = -\frac{n_1}{r}, \quad a_2 = \frac{n_2 r}{n_2 - n_1}, \tag{25}$$

altsaa er

$$\Delta a_2 = -\frac{n_1}{n_2(n_2 - n_1)} u.$$

Sættes $n_1 = 1$, $n_2 = n$, faas

$$\Delta a_2 = -\frac{1}{n(n-1)} u. \tag{26}$$

For Hulspejlet er $n = -1$, altsaa $\Delta a_2 = -\frac{1}{2} u$.

Naar de i MN brudte Straaler ramme en anden brydende Kugleflade $M'N'$, ville de faa et Foreningspunkt, der for paraksiale Straaler, udgaaede fra A_1, antages at være A_3. Den sfæriske Aberration for en Straale, der rammer $M'N'$ i N', er $A_3 A'_3 = \Delta a_3$. Vi faa da med let forstaaelige Betegnelser, naar Linsens Tykkelse er uendelig lille, i Analogi med (24),

$$\frac{n_3}{a_3^2} \Delta a_3 - \frac{n_2}{a_2^2} \Delta a_2 = \left(\frac{1}{n_2 a_2} - \frac{1}{n_3 a_3}\right) r' \varphi'^2 u'. \tag{27}$$

$$\varphi' = n_2\left(\frac{1}{a_2} - \frac{1}{r'}\right) = n_3\left(\frac{1}{a_3} - \frac{1}{r'}\right). \tag{28}$$

Ligningerne (23), (24), (27) og (28) indeholde Løsningen paa alle Opgaver angaaende den sfæriske Aberration, naar u og u' ere smaa Størrelser.

Her betragtes det Tilfælde nærmere, i hvilket vi have en Linse med Brydningsforholdet n; altsaa $n_1 = n_3 = 1$ og $n_2 = n$. Den træffes af parallelle Straaler, og vi have ovenfor fundet Værdier for Δa_2 og a_2. Er Linsens Brændvidde for paraksiale Straaler p, saa er under den nævnte Forudsætning $p = -a_3$. Man finder da af (28):

$$\varphi' = -\frac{1}{p} - \frac{1}{r'}, \quad \frac{n_2}{a_2} = -\frac{1}{p} + \frac{n-1}{r'},$$

$$\frac{1}{n_2 a_2} - \frac{1}{n_3 a_3} = \frac{n-1}{n^2}\left(\frac{1}{r'} + \frac{n+1}{p}\right),$$

medens (25) og (26) give

$$\frac{n_2}{a_2^2}\Delta a_2 = -\frac{n-1}{n^2 r^2}u.$$

For en uendelig tynd Linse bliver NO og $N'O'$ lige store, kaldes de z haves $u = z^2/2r$, $u' = z^2/2r'$. Resultatet bliver:

$$\Delta p = \frac{n-1}{n^2}\left(\frac{1}{r^3} - \left(\frac{1}{r'} + \frac{n+1}{p}\right)\left(\frac{1}{p} + \frac{1}{r'}\right)^2\right)\frac{p^2 z^2}{2}. \qquad (29)$$

For en dobbeltkonveks Linse, hvis Radier ere lige store og lig R, bliver Brændvidden p, naar $n = 3/2$, lig R. Med de her brugte Betegnelser er $r = -R$, $r' = R$, altsaa er

$$\Delta p = -\frac{5}{3}R\left(\frac{z}{R}\right)^2.$$

Yderstraalernes Foreningspunkt ligger nærmere ved Linsen end Foreningspunktet for de paraksiale Straaler. Er Linsens Diameter $^1/_5$ af Brændvidden, bliver $\Delta p = -p/60$. Fejlen paa Grund af Kuglefiguren er i dette Tilfælde lige saa stor som Fejlen paa Grund af Farvespredningen i den S. 629 omtalte Crownglaslinse.

Vi kunne nu bestemme den Linseform, der giver den mindste sfæriske Aberration. Linsens Brændvidde p er bestemt ved

$$\frac{1}{p} = (n-1)\left(\frac{1}{r'} - \frac{1}{r}\right); \qquad (30)$$

elimineres r mellem (29) og (30), faas

$$\Delta p = -\frac{1}{n(n-1)^2}\left(n^3 - 2n^2 + 2 + (2n^2 - n - 4)(n-1)\frac{p}{r'} + (n+2)(n-1)^2\frac{p^2}{r'^2}\right)\frac{z^2}{2p}.$$

Heraf faas, at Δp er Minimum, naar

$$\frac{r'}{p} = -\frac{2(n-1)(n+2)}{2n^2 - n - 4}.$$

Af (30) faas da

$$\frac{r'}{r} = \frac{n(2n+1)}{2n^2 - n - 4}. \qquad (31)$$

Resultatet bliver:

$$\Delta p = -\frac{n(4n-1)}{8(n-1)^2(n+2)}\frac{z^2}{p}. \qquad (32)$$

Af (31) ses, at man for $n = \frac{3}{2}$ har $r' = -6r$. Med en Samlelinse faar man altsaa den mindste Aberration, naar Radius for Linsefladen, som rammes af de parallelle Straaler, er 6 Gange mindre end den anden Linseflades Radius. Af (32) ses, at Aberrationen aldrig kan blive Nul. I den nævnte Linse bliver den $-15z^2/(14p)$.

FEM OG TYVENDE AFSNIT.

Polarisation og Dobbeltbrydning.

POLARISERET LYS. I Aaret 1810 opdagede *Malus* en mærkelig Virkning af den spejlende Tilbagekastning paa Lyset. Til Paavisning heraf kan man benytte to Spejlglasplader *A* og *B* (Fig. 285), hvis Bagsider ere sværtede med en Blanding af Kønrøg og Fernis. Spejlet *A*'s blanke Side træffes af en Lysstraale *SC* under en Indfaldsvinkel af 56°. Den brudte Straale *CE* absorberes af Belægningen, den tilbagekastede Straale *CD* falder paa Glaspladen *B*; en Del af Lyset kastes tilbage i Retningen *DF*, Resten, den brudte Straale, absorberes af Belægningen. Pladen *B* sidder fast paa en Akse *G*, som gaar i Forlængelsen af Straalen *CD*; drejes den rundt, vil den tilbagekastede Straale *DF* beskrive en Kegleflade, og man vil vente, at Straalen under Bevægelsen beholder samme Styrke. Dette er imidlertid ikke Tilfældet. Naar Aksen drejes fra den i Figuren viste Stilling, bliver Straalen svagere og forsvinder, naar Aksen er drejet 90°. Ved fortsat Drejning kommer Lyset frem igen og faar atter sin oprindelige Styrke, naar Aksen i alt er drejet 180°. Ved 270° forsvinder Lyset atter, men faar sin oprindelige Styrke ved 360°. Man maa herefter antage, at Straalen *CD* har forskellige Egenskaber i Retningen vinkelret paa den; Malus sagde derfor, at den var polariseret.

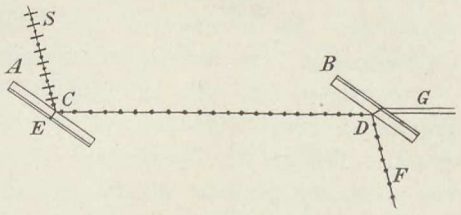


Fig. 285.

Fresnel opfattede Sagen paa følgende Maade. Medens Lydsvingningerne i Luften ere Længdesvingninger, det vil sige, at

Luftdelene bevæge sig i Forplantningsretningen, maa Lyssvingningerne opfattes som Tversvingninger. Disse foregaa i en almindelig Lysstraale i alle mulige paa Straalen vinkelrette Retninger. Tilbagekastningen fra Spejlet A bevirker, at den tilbagekastede Straale kun kommer til at indeholde Svingninger i en enkelt Retning. Saaledes vil Straalen SC indeholde Svingninger i Indfaldsplanet, som i Figuren antydes ved de korte Linier, og Svingninger vinkelrette paa Indfaldsplanet, som antydes ved Punkter. I den tilbagekastede Straale vil der da kun findes den ene af disse to Slags Svingninger; vi antage, at det er de Svingninger, der foregaa vinkelret paa Indfaldsplanet.

Herefter vil man altsaa sige, at der under de beskrevne Forhold finder Tilbagekastning Sted, naar Lyssvingningerne ere vinkelrette paa Indfaldsplanet; drejes den spejlende Flade derimod saaledes, at Svingningsretningen er parallel med Indfaldsplanet, kastes intet Lys tilbage. Danner Svingningsretningen en Vinkel med Indfaldsplanet, kan man opløse en Svingning i to Komponenter, af hvilke den ene er vinkelret paa Indfaldsplanet, den anden parallel dermed; kun den førstnævnte Svingning vil blive kastet tilbage.

Forsøget faar kun det angivne Udfald, naar Indfaldsvinklen har den angivne Størrelse 56^0; er den større eller mindre, kastes der Lys tilbage fra Glaspladen B i alle dens Stillinger. *Brewster* har undersøgt en stor Mængde gennemsigtige Legemers Virkning paa Lyset; han finder, at de alle virke paa samme Maade; men Indfaldsvinklen, den saakaldte Polarisationsvinkel, retter sig efter Stoffets Brydningsforhold. Kaldes Polarisationsvinklen i_0 og Brydningsforholdet n, fandt Brewster at

$$n = \operatorname{tg} i_0.$$

Da $\sin i_0 = n \sin b_0$, følger heraf, at $\sin b_0 = \cos i_0$ eller $i_0 + b_0 = 90^0$. Naar en Straale rammer et gennemsigtigt Legeme under Polarisationsvinklen, bliver den brudte Straale altsaa vinkelret paa den tilbagekastede Straale.

Efter Fresnel er Lyset at opfatte som Tværsvingninger i Æteren. En almindelig Lysstraale, f. Eks. en Solstraale, har Svingninger i alle paa Straalen vinkelrette Retninger. I en planpolariseret eller, som man ogsaa siger, plansat Straale ere alle Svingninger derimod parallelle med et Plan. Man kan fremstille en plansat Straale ved Ligningen

$$x = a \sin \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{z}{v}\right).$$

Her er x en svingende Æterdels Afstand fra sin Hvilestilling, T Svingningstiden, t den løbende Tid, z Afstanden fra Straalens Udgangspunkt, v Lysets Hastighed. Det største Udsving a kaldes ofte Amplituden.

Som man let ser, er Lysdelenes Hastighed proportional med a, a^2 er altsaa proportional med Lysdelens levende Kraft; man betragter derfor a^2 som et Maal for Lysstyrken.

Vi indse nu Muligheden af, at der kan eksistere flere Slags polariseret Lys. Vi kunne i samme Straale have Svingninger i to indbyrdes vinkelrette Planer xz og yz; disse kunne fremstilles ved

$$x = a \sin \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{z}{v}\right)$$

$$y = b \sin \left(\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{z}{v}\right) + \delta\right),$$

disse Lysbevægelser have altsaa forskelligt Udsving a og b, endvidere er der imellem dem en Faseforskel δ. Sættes

$$\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{z}{v}\right) = \varphi$$

faas $x = a \sin \varphi$, $y = b \sin (\varphi + \delta)$.

Elimineres φ faas

$$b^2x^2 - 2abxy \cos \delta + a^2y^2 = a^2b^2 \sin^2 \delta.$$

Lysdelens Bane er altsaa i Almindelighed en Ellipse. Den er en Cirkel for $a = b$ og $\cos \delta = 0$, f. Eks. naar Faseforskellen er $^1/_4$ Bølgebredde. Er $\sin \delta = 0$, bliver Banen en ret Linie, dette er Tilfældet naar Faseforskellen f. Eks. er 0 eller $^1/_2$ Bølgebredde.

Lysdelen kan gennemløbe sin Bane i to Retninger til højre eller til venstre; dette afhænger alene af δ. Man indfører polære Koordinater ved at sætte $x = r \cos \theta$, $y = r \sin \theta$ og vil da finde, at

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{2\pi}{T}\frac{ab}{r^2} \sin \delta,$$

hvilket Udtryk skifter Fortegn med $\sin \delta$.

DOBBELTBRYDNING. Den første Undersøgelse over Dobbeltbrydningen skyldes *Rasmus Bartholin*. Han udgav 1669 en Bog om Brydningen i den islandske Kalkspath. En Straale *SA*

(Fig. 286), som falder vinkelret ind paa en af dens Brudflader, deler sig i to Straaler; den ene af dem AB gaar ubrudt gennem Krystallen, den anden brydes, idet den træder ind i Krystallen, gaar i Retningen AB' videre og brydes igen ved Udtrædelsen, saaledes at Straalen $B'C'$ bliver parallel med den indtrædende Straale. Man kalder derfor den ubrudte Straale AB den ordinære, AB' den ekstraordinære Straale. Falder SA ikke vinkelret ind paa Krystallen, ville begge Straaler blive brudte; AB vil dog bestandig brydes efter den sædvanlige Brydningslov, medens AB' brydes paa en anden Maade.

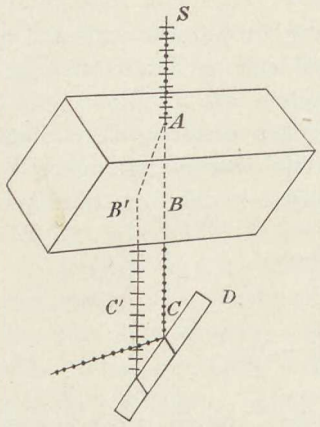


Fig. 286.

Stilles en Glasplade D, hvis Bagside er sværtet, saaledes, at Straalerne træffe den under Polarisationsvinklen, vil man ved passende Stilling af Krystallen finde, at den ene af Straalerne kastes tilbage fra Spejlet, den anden ikke. Vi slutte deraf, at vi her have med polariseret Lys at gøre. Svingningsretningen er bestemt saaledes. Vi tænke os et Plan, der er parallel med Krystallens Hovedakse, lagt gennem Straalen. Dette Plan kaldes Hovedsnittet. I den ordinære Straale vil Svingningsretningen være vinkelret paa Hovedsnittet, i den ekstraordinære vil den være parallel med dette Snit. Simplest bestemmes Brydningen, naar man har et Prisme, hvis brydende Kant er parallel med Krystallens Hovedakse. Lad ABC være Prismet, SD den indfaldende Straale. Af de to brudte Straaler vil den ene DE, som er den stærkest brudte, have Svingninger vinkelrette paa Aksen; det er den ordinære Straale. Den anden Straale DE' brydes mindre, dens Svingninger ere parallelle med Krystalaksen; det er den ekstraordinære Straale.

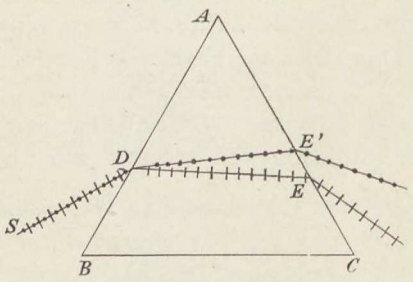


Fig. 287.

Ved Hjælp af saadanne Prismer kan man efter de sædvanlige Metoder maale de to Brydningsforhold n_o og n_e, henholdsvis for

den ordinære og ekstraordinære Straale. Rudberg fandt saaledes for D-Linien: $n_o = 1.65850$ og $n_e = 1.48635$.

Huygens har angivet, hvorledes man i Almindelighed kan finde de brudte Straalers Retning i Kalkspath. Lad O være et Punkt inde i Krystallen, DO en plan Lysbølge, som bevæger sig i Retningen OE, der er vinkelret paa Planet. Naar AO er parallel med den optiske Akse, ville Svingningerne i den plane Bølge kunne opløses i to Komposanter, af hvilke den ene ligger i Hovedsnittet, som her er Papirets Plan, medens den anden Komposant er vinkelret paa Hovedsnittet. Den givne plane Bølge vil nu under sin Fremskriden dele sig i to, af hvilke den sidstnævnte vil bevæge sig fremad med en Hastighed, der er uafhængig af Retningen. Det er den ordinære Bølge. Kaldes dens Hastighed v_o og tænker man sig, at flere saadanne Bølger bevæge sig samtidig ud fra O, saa ville de efter Tidsenhedens Forløb alle tangere en Kugleflade AB med Radius v_o. Denne Kugle kaldes den ordinære Bølgeflade. Den anden, den saakaldte ekstraordinære Bølge, hvis Svingninger ligge i Hovedsnittet, vil bevæge sig fremad med en Hastighed v_e, som retter sig efter Vinklen mellem Bølgeplanet og Krystallens Akse. Kun naar den gaar i Retningen OA, vil den have samme Hastighed som den ordinære Bølge; men i dette Tilfælde er ogsaa i begge Bølger Svingningsretningen vinkelret paa Krystalaksen. Alle mulige plane Bølger, hvis Svingningsretninger ligge i Hovedsnittet, ville efter Tidsenhedens Forløb tangere en Ellipsoide AC. Da Forplantningshastigheden er omvendt proportional med Brydningsforholdet, faas for Kalkspath, at Ellipsens store Akse OC forholder sig til dens lille Akse OA som n_o til n_e, altsaa som 1.65850 til 1.48635.

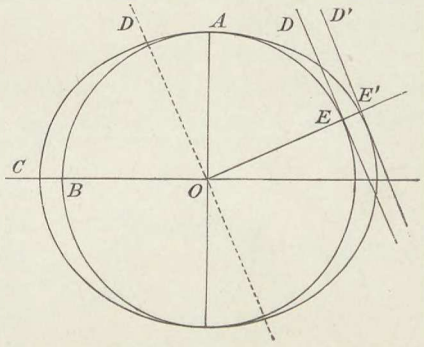


Fig. 288.

For nu at vise, hvorledes man bestemmer de brudte Straalers Retninger, antage vi, at MN er Kalkspathens Overflade, OA Retningen af dens Hovedakse, AH og AK de to ovenfor omtalte Bølgeflader. En plan Bølge bevæger sig i Luften i Retningen EO; naar den i et givet Øjeblik er kommet til O, vilde den en Tids-

enhed senere have været i GF, naar $OG = v$ er Lysets Hastighed i Luften. Nu træffer Bølgen imidlertid Krystallen, og den bevæger sig i denne med de ved Bølgefladerne bestemte Hastigheder. For at finde Bølgernes Stilling i Krystallen efter Tidsenhedens Forløb, lægges Tangentplaner til Bølgefladerne gennem Skæringslinien

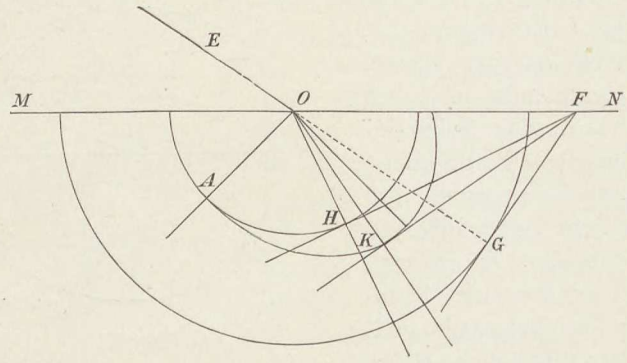


Fig. 289.

mellem Krystallens Overflade og Bølgeplanet GF; disse Tangentplaner ere projicerede i FH og FK. Linier fra O, vinkelrette paa disse Planer, bestemme Forplantningsretningerne for de to Bølger. Straaleretningen gaar gennem Røringspunkterne H og K. For den ekstraordinære Bølges Vedkommende danner Straaleretningen derfor en Vinkel med Forplantningsretningen.

Medens Bølgefladen for Kalkspathen bestaar af en Kugle og en omskreven Omdrejningsellipsoide, bestaar den for Bjergkrystallen af en Kugle og en indskreven Omdrejningsellipsoide; Brydningsforholdene for D-Lys ere for Bjergkrystal efter *Rudberg* $n_o = 1.54418$, $n_e = 1.55328$.

POLARISATIONSAPPARATER. For at faa polariseret Lys, kan man, som vi have set, anvende en Glasplade, der er sværtet paa den ene Side. Er Indfaldsvinklen i lig Polarisationsvinklen, bliver $\operatorname{tg} i = n$ og $i + b = 90^0$. Er det naturligt Lys, som falder paa Glaspladen, kunne vi tænke os det som bestaaende af to lige store Dele; i den ene Del er Svingningsretningen parallel med Indfaldsplanet; deraf bliver intet tilbagekastet; i den anden Del er Svingningsretningen vinkelret paa Indfaldsplanet; af dette Lys vil en Del blive tilbagekastet.

Ogsaa naar en planparallel Glasplade træffes af Straaler, der

kastes tilbage under Polarisationsvinklen, bliver Lyset fuldstændig polariseret. Lægges flere Glasplader oven paa hverandre, bliver Intensiteten af det tilbagekastede Lys derved forøget. Med en enkelt Glasplade er det gennemgaaende Lys at betragte som en Blanding af naturligt og polariseret Lys; med flere Plader aftager det naturlige Lys, og har man en Stabel af mange saadanne Plader, vil det gennemgaaende Lys ogsaa blive polariseret.

Den hyppigst anvendte Polarisator er dog *Nicols* Prisma. En Kalkspathkrystal *ABCD* saves igennem efter Snittet *AC*. Snitfladerne poleres, hvorpaa Stykkerne kittes sammen med kanadisk Balsam. Den indtrædende Straale *SG* deles i den ordinære Straale *GK* og den ekstraordinære Straale *GH*; da Krystallens Hovedakse ligger i Figurens Plan er det samme Tilfældet med den ekstraordinære Straales Svingninger, medens Svingningerne i den ordinære Straale blive vinkelrette paa dette Plan. Da kanadisk Balsams Brydningsforhold ikke er meget forskellig fra Brydningsforholdet for den ekstraordinære Straale, gaar denne Straale uhindret igennem og træder altsaa ud af Prismet i Retningen *LM*, der er parallel med *SG*. Den ordinære Straale *GK* vil derimod ramme Snitfladen *AC* under saa stor en Indfaldsvinkel, at den bliver fuldstændig tilbagekastet. Nicols Prisma lader altsaa kun polariseret Lys gaa igennem. I Stedet for at kitte Snitfladerne sammen med kanadisk Balsam, kan man ogsaa lægge dem imod hinanden, blot adskilte ved et tyndt Luftlag. Man kan da gøre Prismet kortere, men faar saa rigtignok mindre Lys igennem det. Denne Konstruktion er angivet af Foucault.

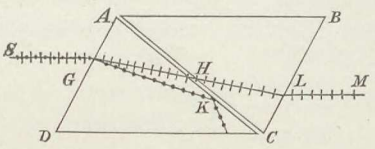


Fig. 290.

Turmalinplader absorbere den ordinære Straale saa stærkt, at selv meget tynde Plader kun lade den ekstraordinære Straale gaa igennem. Man faar derfor en meget bekvem Polarisator ved at slibe en Plade af dette Stof, hvis Sideflader ere parallelle med Krystallens Hovedakse. Denne Polarisator har dog den Ulempe, at det gennemgaaende Lys altid er farvet.

Til mange Forsøg over Polarisation kan *Nörrembergs* Apparat anvendes. Det bestaar af en Spejlglasplade *AB*, der er stillet saaledes, at de tilbagekastede Straaler gaa lodret nedad, naar Indfaldsvinklen er lig Polarisationsvinklen. Derpaa træffe Straalerne

et belagt Glasspejl *CD*, hvorfra de kastes tilbage, gaa gennem Spejlglaspladen og ramme det Nicolske Prisma *E*; dette Prisma kaldes Analysatoren. Naar, som det er antydet i Figuren, Prismets Hovedsnit er parallel med Figurens Plan, kunne Straalerne ikke trænge gennem Prismet; et Øje ved *F* vil altsaa intet Lys se. Drejes Prismet 90° om en lodret Akse, ville Straalerne gaa igennem. I første Tilfælde siger man, at Analysatoren er indstillet paa Mørke, i sidste Tilfælde er den indstillet paa Lys. Man bruger navnlig dette Apparat til at undersøge den Virkning, som dobbeltbrydende Plader have paa polariseret Lys. Anbringes Pladen ved *H*, gaa Straalerne en Gang igennem Pladen, anbringes den ved *I*, gaa de to Gange gennem den. For at undersøge saadanne Pladers Virkning paa konvergerende Straaler, anbringes en Linse ved *K*, hvis Brændvidde er lig dens Afstand fra Spejlet *CD*, medens Pladen lægges paa Spejlet.

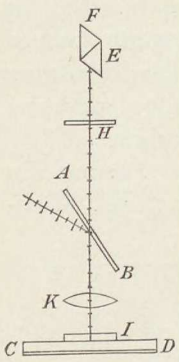


Fig. 291.

Til Undersøgelse af meget smaa Plader benyttes *Descloizeaux*'s Polarisationsmikroskop. Det bestaar af et belyst Spejl, som opfanger Himmellyset; det tilbagekastede Lys træffer derefter en Stabel Glasplader under Polarisationsvinklen. Derefter samles Straalerne af en Linse, gaa gennem Krystalpladen, hvorefter de træffe et Mikroskop med temmelig stor Brændvidde, over hvis Okular et Nicols Prisma er anbragt.

DOBBELTBRYDNING I KRYSTALPLADER. Har man en Plade af Bjergkrystal, som er sleben parallel med Krystalaksen, og anbringes den i Nörrembergs Apparat (Fig. 291) ved *H*, vil den i Reglen synes at være farvet. Disse Farver forandres, naar man enten drejer Krystalpladen i dens eget Plan eller ogsaa drejer det Nicolske Prisma *E*. Dog er Pladen uden Virkning paa Lyset, naar Krystallens Akse enten er parallel med eller vinkelret paa Svingningsretningen i det indfaldende Lys.

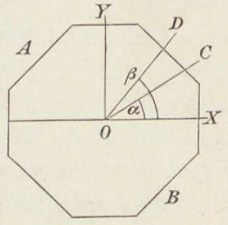


Fig. 292.

Dette Farvefænomen forklares saaledes. Lad *AB* (Fig. 292) være Krystalpladen, og *OX* Krystalaksens Retning. Denne Plade træffes vinkelret af polariseret Lys, hvis Svingningsretning *OC* danner Vinklen α med Akse-

retningen OX. Her er Hovedsnittet altsaa det paa Pladen vinkelrette Plan, som gaar igennem OX. Svingningstilstanden i det indfaldende Lys udtrykker vi ved $a \sin 2\pi t/T$; vi opløse den i to Komposanter, af hvilke den ene, x, er parallel med Hovedsnittet OX, medens den anden, y, er vinkelret paa Hovedsnittet. Idet Lysbevægelsen rammer Krystalpladen, tænke vi os den altsaa bestemt ved

$$x = a \cos \alpha \sin \frac{2\pi t}{T}, \quad y = a \sin \alpha \sin \frac{2\pi t}{T}.$$

Er Pladens Tykkelse d, og de to Brydningsforhold n_o og n_e, vil Svingningstilstanden i det Lys, der samtidig træder ud af Krystalpladen, være given ved

$$x = a \cos \alpha \sin \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{n_e d}{v}\right), \quad y = a \sin \alpha \sin \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{n_o d}{v}\right),$$

idet v er Lysets Hastighed i det tomme Rum. For Kortheds Skyld sættes

$$\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{n_e d}{v}\right) = \varphi, \quad \frac{2\pi (n_e - n_o) d}{\lambda} = \delta;$$

vi have da

$$x = a \cos \alpha \sin \varphi, \quad y = a \sin \alpha \sin (\varphi + \delta).$$

Vi søge nu Svingningstilstanden s i Retningen OD, der danner Vinklen β med Hovedsnittet. Vi faa, at

$$s = x \cos \beta + y \sin \beta = a (\cos \alpha \cos \beta \sin \varphi + \sin \alpha \sin \beta \sin (\varphi + \delta)).$$

Dette kan omskrives til

$$a\sqrt{\cos^2 \alpha \cos^2 \beta + \sin^2 \alpha \sin^2 \beta + 2 \sin \alpha \cos \alpha \sin \beta \cos \beta \cos \delta} \sin (\varphi + \varepsilon).$$

Da Vinklen ε ikke faar nogen Betydning her, behøve vi ikke at søge Udtrykket for den. Vi skulle nu undersøge nogle simple Tilfælde. Størrelsen $(n_e - n_o) d$ kaldes Vejforskellen. Er den et helt Antal Bølgebredder, bliver $\cos \delta = 1$, og Intensiteten af Lyset er da

$$I = a^2 \cos^2 (\alpha - \beta).$$

For $\beta = \alpha$ er $I = a^2$, for $\beta = \alpha + 90^0$ er $I = 0$. Lyset er altsaa polariseret, Svingningsretningen forandres ikke ved Gennemgangen gennem Pladen. Er Vejforskellen derimod et ulige Antal halve Bølgebredder, bliver $\cos \delta = -1$, Intensiteten altsaa

$$I = a^2 \cos^2 (\alpha + \beta).$$

For $\beta = -\alpha$ bliver $I = a^2$, for $\beta = 90^0 - \alpha$ bliver $I = 0$; Svingningsretningen er altsaa forandret, men Lyset er stadig fuldstændig polariseret. Er Vejforskellen lig en Fjerdedel Bølgebredde, bliver $\cos\delta = 0$, og

$$I = a^2(\cos^2\alpha\cos^2\beta + \sin^2\alpha\sin^2\beta);$$

i dette Tilfælde kan I ikke blive lig Nul, Lyset er altsaa ikke polariseret i almindelig Forstand. Er $\alpha = 45^0$, bliver $I = \frac{1}{2}a^2$, Intensiteten er da uafhængig af β.

For at faa en Forestilling om Betydningen af disse Beregninger, ville vi tænke os, at vi have en Bjergkrystalplade, som er saa tyk, at Vejforskellen er en Bølgebredde med Natriumlys. Tykkelsen d findes da af Ligningen

$$(n_e - n_o)d = (1.55328 - 1.54418)d = 0.000589.$$

Man finder, at d er lig 0.065 mm. Denne Plade anbringe vi i Nörrembergs Apparat ved H og lade Natriumslys falde paa Spejlglaspladen AB. Efter at være trængt gennem Pladen, vil Svingningsretningen være den samme som tidligere; Lyset kan altsaa udslukkes ved at stille Analysatoren paa Mørke. Er det derimod hvidt Lys, som falder paa AB, ville de gule Straaler i den angivne Stilling af Analysatoren udslukkes, medens de andre Farver ville gaa igennem; Pladen vil derfor faa en blaa Farve. Ogsaa med den halve Tykkelse 0.032 mm. vil man kunne faa Mørke med Natriumlys, men Analysatoren maa da indstilles paa en anden Maade. Er f. Eks. Pladen anbragt saaledes, at Vinklen α mellem Hovedsnittet og Figurens Plan er 45^0, saa vil man faa Mørke, naar det Nicolske Prismes Hovedsnit er parallel med Pladens Hovedsnit, og β altsaa ogsaa lig 45^0. Var endelig Pladetykkelsen kun 0.016 mm., Vejforskellen altsaa $^1/_4$ Bølgebredde, saa vilde δ være 90^0. I saa Fald vil der komme Lys gennem Analysatoren i alle Stillinger; naar tillige $\alpha = 45^0$, vilde man faa samme Lysstyrke i alle Stillinger med Anvendelse af Natriumlys. Man siger da, at det er cirkulært polariseret Lys, der gaar gennem Pladen.

Vi have ovenfor fundet følgende Udtryk for Svingningstilstanden:

$$x = a\cos\alpha\sin\varphi,\quad y = a\sin\alpha\sin(\varphi + \delta).$$

Betragtes x og y som Koordinater til et bevægeligt Punkt, faas Ligningen for dette Punkts Bane ved at eliminere φ; derved faas

$$x^2\sin^2\alpha + y^2\cos^2\alpha - 2xy\sin\alpha\cos\alpha\cos\delta = a^2\sin^2\alpha\cos^2\alpha\sin^2\delta,$$

som er Ligningen for en Ellipse. Derfor siger man, at retlinet polariseret Lys ved at gaa gennem en Krystalplade bliver til elliptisk polariseret Lys. Er Vejforskellen et helt Antal Bølgebredder, bliver $\sin \delta = 0$, $\cos \delta = 1$, Ellipsen bliver til en ret Linie, det gennemgaaende Lys er da ogsaa retlinet polariseret. Er Vejforskellen et ulige Antal halve Bølgebredder, bliver $\sin \delta = 0$, $\cos \delta = -1$, Ellipsen er da igen en ret Linie, Lyset er altsaa ogsaa retlinet polariseret. Er Vejforskellen et ulige Antal Fjerdedele Bølgebredder, bliver $\cos \delta = 0$, $\sin \delta = \pm 1$, Ellipsens Akser falde da henad Koordinatakserne; er tillige $\alpha = 45^0$, bliver Lyset cirkulært polariseret.

Vi skulle nu betragte nogle Anvendelser. Indstilles Analysatoren *E* i Nörrembergs Apparat paa Mørke, og holdes en Glasplade ved *H*, vil det endnu være mørkt. Erstattes Glaspladen af en Plade af Bjergkrystal, Glimmer eller af et andet dobbeltbrydende Stof, viser Pladen sig farvet; Farven er i Reglen stærkest, naar dens Hovedsnit danner en Vinkel paa 45^0 med Figurens Plan. Man har heri et meget bekvemt Middel til at se, om et Stof er dobbeltbrydende eller ikke. Man kan paa denne Maade vise, at Glas bliver dobbeltbrydende, naar det underkastes Tryk i en enkelt Retning. Ligeledes vil Glas, som efter at have været opvarmet hurtig afkøles, blive dobbeltbrydende. *Kerr* har gjort den mærkelige Opdagelse, at ogsaa Vædsker kunne blive dobbeltbrydende. For at vise dette, kan man bringe Vædsken i et Glaskar, hvori der er anbragt to Ledninger fra en Elektrisermaskines Poler. Lader man stærkt Lys først gaa gennem et Nicols Prisma, derefter gennem Vædsken og endelig gennem en anden Nicol, som er stillet paa Mørke, ses intet Lys saa længe Poltraadene have samme Spænding. Sættes Maskinen derpaa i Virksomhed, viser der sig Lys imellem Polerne til Tegn paa, at Vædsken er bleven dobbeltbrydende. Fig. 293 viser Fænomenets Udseende i Svovlkulstof efter en Tegning af *Röntgen*; de Nicolske Prismers Hovedsnit dannede 45^0 med Vertikalplanet til modsatte Sider. Et særdeles smukt Farvefænomen faas ved at benytte Plader, der ere skaarne af enaksige Krystaller, f. Eks. af Kalkspath, saaledes at Krystalaksen er vinkelret paa Pladens Sider. Er Polarisationsapparatet indstillet paa Mørke, lægges Pladen paa

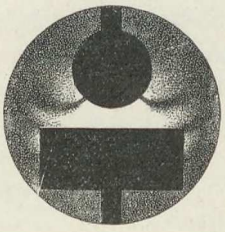


Fig. 293.

Spejlet *CD* (Fig. 291) og gøres Straalerne konvergerende ved Hjælp af Linsen *K*, saa vil Billedet bestaa af to mørke Linier, der danne et Kors; mellem Korsets Grene faas lyse og mørke Buer, naar der anvendes homogent Lys; med hvidt Lys blive Buerne farvede. Indstilles paa Lys, faas det komplementære Billede. Fig. 294 giver en Forestilling om Fænomenets Udseende, naar der er indstillet paa Mørke.

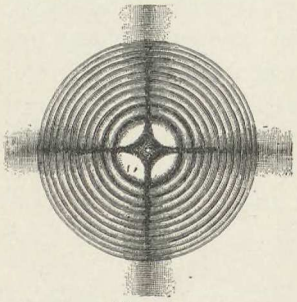


Fig. 294.

Efter samme Princip kan man ogsaa afgøre, om en Lyskilde udsender naturligt eller polariseret Lys. Falder Lyset først paa en dobbeltbrydende Plade og derefter paa et Nicols Prisma, vil der nemlig kun vise sig Farver, naar Lyset er polariseret.

Toaksige Krystaller. Langt mere indviklede ere Forholdene hos de optisk toaksige Krystaller, hvortil alle Krystaller med 3 ulige store Krystalakser høre. I dem alle findes der dog tre paa hinanden vinkelrette Retninger, der frembyde simplere Forhold. Sliber man af Krystallen et Prisma, hvis brydende Kant er parallel med en af dem, vil en Lysstraale, som brydes i den, dele sig i to Straaler, af hvilke den ene følger den sædvanlige Brydningslov; for denne Straale ere Svingningerne parallelle med Prismets brydende Kant. Vi faa saaledes tre Brydningsforhold; ere de bekendte, kan man bestemme Lysets Brydning i alle andre Tilfælde. Herpaa skulle vi dog ikke gaa nærmere ind.

Foruden disse 3 Retninger gives der endnu to andre, som frembyde simple Forhold; det er de saakaldte optiske Akser. Slibes af Krystallen en Plade, der er vinkelret paa en af disse Akseretninger, og træffes denne Plade af en Lysstraale, vil den gaa igennem Pladen, uden at undergaa nogen Forandring. Anbringes Pladen ved *H* i Nörrembergs Apparat (Fig. 291), forholder den sig som en Plade af et enkeltbrydende Stof. Derimod ville Straaler, som ramme den under Indfaldsvinkler, der ere forskellige fra Nul, brydes dobbelt, og man faar derfor i konvergerende Lys et Farvebillede, der har nogen Lighed med det, der faas i en Kalkspathplade, som er sleben vinkelret paa Aksen.

POLARISATIONSPLANETS DREJNING. *Arago* har opdaget, at en Plade af Bjergkrystal, som er vinkelret paa den optiske

Akse, har en særegen Indvirkning paa polariseret Lys. Belyses Nörrembergs Apparat med Natriumlys, og lægges en saadan Plade ved *H*, faar man Lys gennem Analysatoren, selv om den er stillet paa Mørke. For virkelig at faa Mørke maa Analysatoren drejes en Vinkel, hvis Størrelse er proportional med Krystalpladens Tykkelse, og som vokser, naar Bølgebredden aftager.

Drejningsvinklen vokser meget stærkt, naar Bølgebredden aftager. Loven for denne Afhængighed er ikke bekendt. Drejningsvinklen φ for en 1 mm. tyk Plade af Bjergkrystal har *Soret* og *Sarasin* maalt ved 20° C. for de Fraunhoferske Linier; de fandt saaledes for

A	B	C	D	E	F	G	H
$\varphi = 12.67^0$	15.75^0	17.32^0	21.70^0	27.54^0	32.77^0	42.60^0	51.19^0.

Man finder endvidere, at φ vokser med Temperaturen; for D-Lys har man efter Soret og Sarasin

$$\varphi = \varphi_0 (1 + 0.000149\, t).$$

Den Side, til højre eller til venstre, til hvilken Drejningen sker, varierer fra Krystal til Krystal; den afhænger af Egenheder i deres Bygning, som ogsaa give sig tilkende i Krystalformen.

Af andre faste Stoffer, der dreje Polarisationsplanet, fremhæves Zinnober ($\varphi = 300^0$), klorsurt og kromsurt Natron ($\varphi = 2.8^0$). Mange Vædsker og Opløsninger besidde samme Egenskab, saaledes Nicotin, Terpentinolie, Opløsninger af Rørsukker, Dekstrin, Kamfer, Vinsyre o. s. v. Ogsaa Dampe af Terpentinolie og Kamfer ere virksomme.

POLARISATIONSPLANETS DREJNING VED MAGNETISME. *Faraday* har opdaget en mærkelig Indvirkning af de magnetiske Kræfter paa Lyset, som man kan paavise paa følgende Maade. Lad *AB* være en Traadrulle, gennem hvilken der sendes en elektrisk Strøm. Denne Strøm vil i Rullens Indre fremkalde en magnetisk Kraft *F*, hvis Størrelse kan beregnes paa den S. 412 angivne Maade. Inden i Rullen lægges et Metalrør *C*, hvis Ender lukkes med Spejlglasplader, Røret fyldes med Svovlkulstof. *D* og *E* ere to Nicolske Prismer, som indstilles paa Mørke.

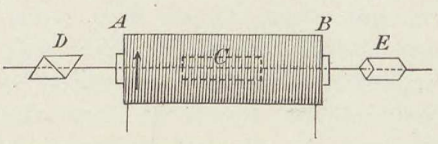


Fig. 295.

Saa snart Strømmen sendes gennem Traadrullen, vil man faa Lys at se i E; ved at dreje Nicolen E en vis Vinkel α i den Retning, i hvilken Strømmen omkredser Rullen, vil man igen faa Mørke. Vendes Strømmen om, maa Nicolen E drejes Vinklen 2α tilbage for at faa Mørke. Man har fundet, at Drejningsvinklen α forholder sig ligefrem som den magnetiske Kraft F, der virker i Straalens Forplantningsretning, og ligefrem som Rørets Længde. For en Længde af 1 cm. og en magnetisk Kraft 1 i absolut Maal er den i Svovlkulstof efter:

H. Becquerel	Gordon	Rayleigh	Arons
0.0434	0.0433	0.0430	0.0439 Minutter.

Det synes, at en lignende Virkning af Magnetismen paa polariseret Lys kan finde Sted i alle Legemer; dens Størrelse er imidlertid meget forskellig. Som Kundt har bemærket, dreje alle de Grundstoffer, man har undersøgt, Lyset til samme Side som Svovlkulstof; de ere her anførte saaledes, at Ordenen retter sig efter Drejningens Størrelse:

Fe, Cd, Ni, Br. Se, S, P, C (Diamant), O, N, H.

Til den modsatte Side dreje en Del Opløsninger af magnetiske Metaller.

Kundt har undersøgt Drejningen i gennemsigtige Lag af Jærn, Nikkel og Kobolt; de dreje, som ovenfor angivet, Polarisationsplanet til samme Side som Svovlkulstof; men de afvige fra alle andre undersøgte Legemer derved, at Drejningen ikke er proportional med den magnetiske Kraft; den forholder sig paa lignende Maade som Magnetiseringen, idet den først vokser hurtig, derefter langsommere, indtil den naar et Maksimum. Dette Maksimum indtræder, naar den magnetiserende Kraft er 20000 absolutte Enheder. Af Forsøgene har Kundt beregnet, at Drejningsvinklen i et Lag Jærn, 1 cm. tykt, vilde beløbe sig til 200000^0; et Lag, $^1/_{50}$ mm. tykt, vil da dreje Polarisationsplanet 400^0. Til disse Forsøg benyttede Kundt, ligesom før ham Faraday, en stor Elektromagnet, mellem hvis Polstykker Legemet, der skulde undersøges, blev anbragt. For at faa Lysstraaler igennem det i den magnetiske Krafts Retning vare Polstykkerne gennemborede.

METALREFLEKSION. Som vi senere skulle se, kan man, ved at gaa ud fra den elektromagnetiske Lysteori, beregne Styrken af det Lys, som kastes tilbage fra Overfladen af et gennemsigtigt

Legeme. Man har ganske vist ikke uden Held anvendt den samme Teori paa Metalrefleksionen, men det har dog ikke været muligt ad denne Vej at forklare alle Forhold ved Lysets Brydning og Tilbagekastning i Metaller. Vi skulle derfor indskrænke os til at omtale nogle simple Forhold, der udmærke Metallerne i optisk Henseende.

Guld kan hamres ud til saa tynde Blade, at det bliver gennemsigtigt; det lader da blaat Lys gaa gennem, medens det tilbagekastede Lys er gult. Man ledes herved til at antage, at det tilbagekastede og det gennemgaaende Lys ere komplementære. Dette Resultat bekræftes ved Undersøgelser over de Farvestoffer, som have Metalglans. Vi have her et Forhold, der er særegent for Metallerne; saaledes tilbagekaste farvede Vædsker hvidt Lys; her er det gennemgaaende Lys ikke komplementært til det tilbagekastede.

Metallerne tilbagekaste Lyset meget stærkere end andre Legemer; er det indfaldende Lys polariseret, saa er Intensiteten større, naar Svingningsretningen er vinkelret paa Indfaldsplanet, end naar den er parallel med samme. Saaledes har *Jamin* for et Staalspejl fundet følgende Værdier for Størrelserne A_1 og A_2, hvis Kvadrater angive Forholdet mellem Intensiteten af det tilbagekastede og det indfaldende Lys, henholdsvis for Svingninger lodret paa og parallel med Indfaldsplanet.

i	A_1	A_2
20°	0.780	0.770
30	0.790	0.760
40	0.790	0.688
50	0.820	0.666
60	0.897	0.630
70	0.915	0.545
80	0.945	0.547
85	0.951	0.719

Ligesom ved de gennemsigtige Legemer har A_2 et Minimum, det ligger her ved $i = 76^0$; Intensiteten af Tilbagekastningen er her selv ved denne Indfaldsvinkel betydelig, medens der ved Glas intet Lys kastes tilbage ved Polarisationsvinklen.

Falder polariseret Lys paa et Metalspejl, og danner Svingningsretningen en Vinkel φ med Indfaldsplanet, kan man opløse en Svingning i to Komposanter, af hvilke den ene, $E \cos \varphi$, ligger i Indfaldsplanet, medens den anden $E \sin \varphi$ er vinkelret paa dette

Plan. Vi kunne nu betragte den tilbagekastede Straale som bestaaende af to Straaler, af hvilke den ene $A_1 E \sin \varphi$ har Svingninger vinkelrette paa Indfaldsplanet, medens den anden $A_2 E \cos \varphi$ har Svingninger parallelle med Indfaldsplanet. Man kunde nu tænke sig, at disse kunde danne en polariseret Straale, hvis Svingningsretning med Indfaldsplanet dannede en Vinkel φ', saaledes at

$$\operatorname{tg} \varphi' = \frac{A_1}{A_2} \operatorname{tg} \varphi.$$

Dette er imidlertid ikke Tilfældet; ved Tilbagekastningen opstaar der en Vejforskel, der er Nul for $i = 0$ og som vokser stadig, indtil den for $i = 90^0$ bliver lig $\frac{1}{2}\lambda$. Det tilbagekastede Lys er altsaa elliptisk polariseret.

LYSMAALING. Der har paa flere Steder i det foregaaende været Tale om Lysstyrke og Lysmaaling; vi skulle her gaa lidt nærmere ind derpaa. Befinder en Lysgiver, f. Eks. Flammen af et Stearinlys, sig i et mørkt Værelse, saa vil det udsendte Lys opfanges af Væggene; disse ville derved belyses og atter udsende en Del af Lyset. Belysningsforholdene i Rummet kunne derved efter Værelsets Form og Væggenes Farve blive meget mangfoldige. Antages, som det i Reglen tilnærmelsesvis er Tilfældet, at Luften ikke absorberer nogen kendelig Lysmængde, saa vil den samlede Lysmængde L, der falder paa Væggene, være uafhængig af Værelsets Størrelse. Ved Hjælp heraf kunne vi bestemme den Lysmængde, der falder paa en given Flade. Først betragtes et lysende Punkt, der udsender Lys ligeligt i alle Retninger. I Afstand r fra Punktet tænke vi os en lille Flade dS, som er vinkelret paa r. Udsender Lyspunktet Lysmængden l i Tidsenheden, saa vil dS i denne Tid modtage Lysmængden $ldS/4\pi r^2$. En Flamme kan betragtes som bestaaende af lysende Punkter; udsender den i Tidsenheden Lysmængden L, saa vil Fladen dS, naar dens Afstand r fra Flammen er stor i Forhold til Flammens Udstrækning opfange Lysmængden $LdS/4\pi r^2$. Har man en lysende Flade, f. Eks. en glødende Metalplade, vil Belysningen paa et Fladeelement derimod ikke kunne bestemmes saaledes, da Udstraalingen her afhænger af den Vinkel, Straalerne danne med Fladens Normal; dette Tilfælde vil blive behandlet i det følgende (S. 661). Træffes dS under Indfaldsvinklen i af Straalerne fra en Flamme, bliver den opfangede Lysmængde $LdS \cos i/4\pi r^2$.

I Almindelighed bestaar Opgaven i at sammenligne to Lysgivere. Man bringer dem i Reglen til hver at belyse sin af to hvide Papirflader, der ligge tæt op til hinanden og som danne samme Vinkel med de indfaldende Straaler. Lyskildernes Afstande varieres da, indtil begge ere lige stærkt belyste; man har da, idet deres »Lysstyrker« kaldes L_1 og L_2, deres Afstande r_1 og r_2, at $L_1/r_1^2 = L_2/r_2^2$, hvoraf Forholdet L_1/L_2 beregnes.

De eksperimentale Metoder af *Bouguer, Ritchie* og *Rumford*, som hertil i Reglen anvendes, ere saa bekendte, at det ikke er nødvendigt at omtale dem her. Det er vanskeligt at opnaa større Nøjagtighed end 1 %.

Vanskeligheden ved disse Metoder bestaar fornemmelig i, at de belyste Flader, som skulle sammenlignes, ikke kunne bringes til helt at støde sammen. I denne Henseende har Bunsens Fotometer et betydeligt Fortrin fremfor de andre. Han frembringer ved Olie eller Stearin en saakaldet Fedtplet paa et Stykke Papir og stiller Lyskilderne hver paa sin Side af Papiret. Man vil da kunne opnaa, at Fedtpletten forsvinder, naar den ses fra den ene Side; da i dette Tilfælde det gennemgaaende Lys er lige saa stærkt som det tilbagekastede, skulde man tro, at Lysstyrken kunde bestemmes paa den sædvanlige Maade. Betragtes imidlertid Papiret fra den anden Side, vil Pletten der ses tydeligt; man faar derfor kun et nogenlunde rigtigt Resultat ved først at bringe Pletten til at forsvinde, naar den ses fra den ene Side, og derpaa at gøre det samme for den anden Sides Vedkommende. Af Lysenes Middelafstande kan Lysstyrken da bestemmes.

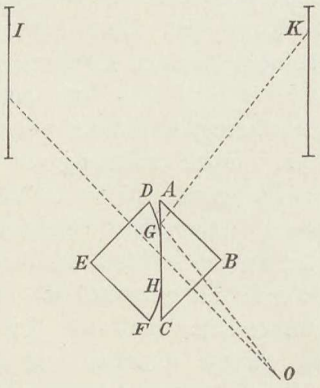


Fig. 296.

Den største Nøjagtighed opnaas dog ved at benytte *Lummer* og *Brodhuns* Fotometer, der i Princippet har stor Lighed med Bunsens Fotometer. *ABC* og *DEF* ere to retvinklede og ligebenede Glasprismer. Af det sidstnævnte Prismes Hypotenuseflade bortslibes Randen saaledes, at kun den cirkulære plane Flade *GH* bliver tilbage. Prismerne trykkes nu med Hypotenusefladerne haardt imod hinanden, saaledes at de ved *GH* forholde sig som en sammenhængende Glasmasse. Denne Flade spiller da her samme Rolle som Fedtpletten i Bunsens

Apparat, medens den øvrige Del af Hypotenusefladen, nemlig *AG* og *HC*, træder i det hvide Papirs Sted. Er nu *I* og *K* to hvide Flader, som hver belyses af sin Lysgiver, saa vil et Øje ved *O* se *I* gennem Fladen *GH*, medens det ser *K* ved Lys, der er tilbagekastet fra den øvrige Del af *AC*; ere *I* og *K* nu lige stærkt belyste, vil hele Fladen *AC* synes at være lige lys overalt.

For at tilvejebringe den lige stærke Belysning af to Flader, er det ganske vist simplest at stille Lysgiverne i forskellige Afstande. Der er dog ogsaa andre Midler til at opnaa det samme. Man kan benytte Kiler af Glas, som er farvet, saaledes at det indsuger Lyset; man skyder da en større Tykkelse af Glasset for den Aabning, gennem hvilken Lyset fra den stærkere Lysgiver træder ind i Fotometret. Ogsaa ved Hjælp af en hurtig roterende Skive med Spalter i Retning af Radien, kan det samme opnaas, naar man indretter det saaledes, at Spalternes Vidde kan forandres. Ogsaa Dobbeltbrydningen er paa flere Maader benyttet i Fotometriens Tjeneste.

De almindeligste Enheder for Lysstyrke, Spermacet- eller Paraffinlys, ere omtalte S. 511. I Frankrig benyttes almindelig en Olielampe, Carcellampen, hvis Styrke omtrent er 10 Spermacetlys. I de senere Aar anvendes ofte Hefners Amylacetatlampe, der giver samme Lysstyrke som 0.88 Paraffinlys. Paa den internationale Kongres i Paris 1884 vedtoges efter Violles Forslag, at den Lysmængde, der udstraaler fra 1 cm^2 smeltet Platin ved Størkningspunktet i Retning vinkelret paa Overfladen, skulde være Enhed for Lysstyrke. Dens Lysstyrke er omtrent 20 Gange saa stor som Hefners Lampes Lysstyrke.

Vi have her kun omhandlet, hvorledes man skal gaa frem, naar begge Lyskilder udsende Lys af samme Farve, navnlig hvidt Lys. Sammenligning af forskelligt farvede Lyskilder er langt vanskeligere. Bedst er det at benytte de saakaldte Spektrofotometre. Man deler Spektroskopets Spalte i to Dele, som hver for sig kunne aabnes og lukkes. Straalerne fra den ene Lyskilde trænge ind gennem den øverste Spalte, Straalerne fra den anden gennem den nederste. De to Spektre komme da til at ligge over og under hinanden, og man kan nu forandre den ene Spalteaabning, indtil begge Spektre f. Eks. ere lige lyse i det grønne. Spalternes Vidde forholder sig da omvendt som Lysstyrkerne for det grønnes Vedkommende.

Blandt Fotometriens Anvendelser ville vi her kun opholde os

ved Undersøgelserne over Himmellegemernes Lysstyrke. Solens Lys er saa intensivt, at det maa svækkes stærkt for at kunne sammenlignes med et almindeligt Lys. Dette kan ske ved at lade dens Straaler falde ind i et mørkt Rum gennem en Samlelinse. I større Afstand fra denne stilles en hvid Skærm, af hvilken et Areal A vil blive belyst. Er Linsens Areal a, saa er Belysningen paa Skærmen A/a Gange svagere end Belysningen paa Linsen selv. Den saaledes belyste Flade kan nu paa sædvanlig Maade sammenlignes med en af et almindeligt Lys belyst Flade. Man finder paa denne Maade, at Solen belyser en Flade 60000 Gange saa stærkt som et Stearinlys i en Afstand af en Meter. Maanens Lys er efter *Zöllner* omtrent 600000 Gange svagere end Sollyset. Lyset fra Sirius er omtrent 10000 Gange svagere end Maanens Lys. Sammenlignes Lyset, der udgaar fra en Del af Solens Overflade, med Lyset fra den positive Pol i en Buelampe, finder man, at Udstraalingen fra samme Areal er næsten dobbelt saa stor fra Solen som fra det elektriske Lys.

SEKS OG TYVENDE AFSNIT.

Udstraaling og Indsugning.

UDSTRAALING OG TEMPERATUR. Jo højere et Legemes Varmegrad er, desto mere Varme udstraaler det. Her maa imidlertid ikke alene agtes paa Udstraalingens Styrke, men ogsaa paa Straalingens Fordeling efter Bølgebredde. Vi tænke os, at et Legeme, f. Eks. en Kugle, befinder sig i et Rum, der overalt er begrænset af Vægge, der ikke lade Straaler gaa igennem. Kuglen antages at have en vis Temperatur T, Væggene en lavere Temperatur t. Vi kunne nu først betragte det Tilfælde, i hvilket Rummet, som Straalerne gaa igennem, er tomt. Er baade Legemet og Væggene saa gode Varmeledere, at Temperaturen holder sig konstant, ere Forholdene saa simple, som de kunne tilvejebringes; alligevel er Opgaven selv i denne Form langtfra løst. Den Varmemængde Q, Kuglen afgiver i Sekundet, vil afhænge af Forskellen mellem T og t; efter *Newtons* Afkølingslov skal Varmemængden Q forholde sig ligefrem som Differensen $T - t$. Man kan imidlertid ogsaa opfatte Sagen paa en anden Maade. *Prevost* antager, at ethvert Legeme udstraaler Varme under alle Forhold; i nærværende Tilfælde udstraaler altsaa ikke alene Kuglen, men ogsaa Væggene Varme; kaldes den første Udstraaling U, den anden V, saa er $U - V = Q$. Kender man altsaa Udstraalingen fra alle Legemer til et eneste, f. Eks. til et, der har Temperaturen 0^0 C., saa er Opgaven løst for alle Tilfælde.

De Straaler, som udgaa fra Kuglen og ramme Væggene, ville delvis blive absorberede af disse; nogle af dem ville blive kastede tilbage og kunne ramme Kuglen, hvor de atter delvis absorberes. Er Kuglens Diameter kun lille i Forhold til Væggenes Udstrækning, og Kuglen ikke tæt ved en af Væggene, vil den Varmemængde,

som vender tilbage, være saa lille, at man ikke behøver at tage Hensyn til den. I dette Tilfælde maa det varme Legemes Varmetab afhænge af dets Temperatur, dets Overflades Form og Størrelse samt af Overfladens Beskaffenhed.

Vi skulle først se, hvilken Betydning Overfladens Beskaffenhed har. *Leslie* fyldte et Metalkar, der havde Form af en Terning, med kogende Vand; han beklædte Karrets Sider med forskellige Stoffer. Udstraalingens Størrelse maaltes derved, at Straalerne fra Karret faldt paa et Hulspejl, i hvis Brændpunkt et Termometer var stillet. Idet han nu vendte de forskellige Sider af Terningen mod Hulspejlet, kunde han sammenligne Stoffernes Udstraalingsevne E. Da Kønrøg gav den største Virkning, sættes E for dette Stof lig 1. Han fandt saaledes:

Kønrøg	Papir	Glas	Bly (blankt)	Kvægsølv	Sn, Ag, Cu, Au
1.00	0.98	0.90	0.45	0.20	0.12

Melloni maalte Udstraalingen ved Hjælp af en Termostøtte og fandt derved:

Kønrøg	Blyhvidt	Fiskelim	Skellak	Metaller
1.00	1.00	0.91	0.72	0.12

Efter *de la Provostaye* og *Desains* er E for blankt Sølv dog kun 0.03, for Guldblad 0.04.

For at se, hvilken Indflydelse det udstraalende Lags Tykkelse har, anstillede Melloni følgende Forsøg med en Terning af poleret Kobber. Først forniserede han en af Terningsiderne saa ensformigt som muligt med et enkelt Lag Fernis, derefter lagde han et nyt Lag Fernis paa og saaledes videre; hver Gang bestemte han Udstraalingens Størrelse. Derved fandt han

Antal Lag:	1	2	3	4	5	6	8	10	14	18
Udstraaling:	9.3	13.9	17.8	21.3	24.5	27.4	32.2	35.8	40.3	40.8

Fortsat Fernisering havde ingen Indflydelse. Man lærer heraf, at Varmestraalerne komme fra det indre af det varme Legeme. Det er dog kun de Dele, der ligge nærmest ved Overfladen, der spille en Rolle her; i det her beskrevne Forsøg var Fernislaget tilsidst 0.04 mm. tykt. I et andet Forsøg blev Terningens Sider forniserede lige tykt; den ene af dem holdtes uforandret, medens de 3 andre beklædtes henholdsvis med 1, 2 og 3 Lag Bladguld, hvert Blad 0.002 mm. tykt. Medens Termomultiplikatoren gav et

Udslag af 40^0 for den ferniserede Side, gav den kun 4.5^0 Udslag for de andre Sider. Varmestraalerne fra Guldet komme altsaa fra en Dybde, der er mindre end 0.002 mm.

Metallernes Udstraalingsevne paavirkes af den Behandling, de ere undergaaede. Efter de la Provostaye og Desains er E for valset Sølv 0.029; gøres det blankt med Polerstaal, bliver $E = 0.024$.

Den udstraalte Varmemængde maa i Almindelighed forholde sig som Overfladens Størrelse; dette forudsætter dog, at Overfladen er konveks; er den konkav, kunne Straaler, der udgaa fra et Punkt A af Overfladen ramme et andet Punkt B; en Del af Straalerne vil da kastes tilbage; paa den Maade bliver Udstraalingen fra B forøget; Forsøget viser ogsaa, at en ridset Overflade udstraaler mere Varme end en blank.

Forholdet mellem to Legemers Udstraalingsevne varierer med Temperaturen. Dette beviste de la Provostaye og Desains paa følgende Maade. En Platinstrimmel beklædtes paa den ene Side med Kønrøg, paa den anden med borsurt Blyilte. Ved at sende en elektrisk Strøm gennem den, kunde E bestemmes. Under 100^0 udsendte begge Flader lige megen Varme, men ved 550^0 C. var Udstraalingen fra det borsure Bly kun 0.75 af Kønrøgs Udstraaling.

Der er anvendt meget Arbejde paa at bestemme Udstraalingens Afhængighed af Temperaturen. Kun i ét Tilfælde er man kommen til nogenlunde tilfredsstillende Resultater, nemlig for det absolut sorte Legeme. Derved skal egentlig forstaas et Legeme, som absorberer alle de Straaler der falde paa det. Kønrøg siges i Almindelighed at have denne Evne, men dette er ikke absolut rigtigt. Et absolut sort Legeme kan derimod erholdes ved at danne et Hulrum, som indvendig beklædes med et stærkt absorberende Stof, f. Eks. en Glasflaske med snæver Hals, som er indvendig sværtet med Kønrøg. En Straale, som kommer ind i Flasken, vil kastes flere Gange tilbage fra Væggene og vil forsvinde derinde. Efter denne Metode har *Lummer* og *Pringsheim* paa Rigsanstalten i Charlottenburg undersøgt Udstraalingen. Temperaturen maaltes ved Hjælp af Termoelementer, som vare sammenlignede med et Lufttermometer. Udstraalingens Størrelse bestemtes ved Hjælp af Bolometret.

I efterfølgende Tabel ere nogle af deres Resultater angivne. ϑ betegner det sorte Legemes absolutte Temperatur, U Bolometrets Udslag; Bolometrets Temperatur var 17^0 C., altsaa 290^0 absolut.

ϑ	U	ϑ_1
373.1	156	374.6
789	4440	778
1112	17700	1095
1378	44700	1379
1535	67800	1531

Hvilken Funktion er nu Udstraalingen af Temperaturen? Der har været gjort mange Forsøg paa at finde denne Funktion. Man er nu enig om, at *Stefans* Formel stemmer bedst med Forsøgene. Tænker man sig, at et absolut sort Legeme A har den absolutte Temperatur ϑ, og at det befinder sig i et Rum B, hvis absolutte Temperatur er ϑ_0, saa er den Varmemængde, som en Overfladeenhed af A afgiver til B i Tidsenheden, bestemt ved

$$S = s(\vartheta^4 - \vartheta_0^4).$$

I ovenstaaende Forsøg er $\vartheta_0 = 290$. De under U anførte Størrelser skulde altsaa være proportionale med $\vartheta^4 - 290^4$. I Virkeligheden er dette dog ikke ganske Tilfældet, derimod er U proportional med $\vartheta_1^4 - 290^4$. Differenserne mellem ϑ og ϑ_1 ere dog i Almindelighed saa smaa, at Stefans Lov maa siges at være bekræftet ved Forsøgene.

Efter *Kurlbaum* (1898) er $s = 1.28 \times 10^{-12}$. Har altsaa det straalende Legeme A en Temperatur af 100° C. og Omgivelsen 0° C. bliver det Antal Gramkalorier, som en cm² af A udstraaler i Sekundet

$$1.28 \times 10^{-12} \times (373^4 - 273^4) = 0.0176.$$

De Straaler et Legeme udsender have forskellig Bølgebredde; man maa for at kende Udstraalingen fuldstændig vide, hvorledes Udstraalingen er fordelt over Spektret. Dette udtrykkes analytisk saaledes. Er dS den Del af den samlede Udstraaling S, som hidrører fra Straaler, hvis Bølgebredde ligger mellem λ og $\lambda + d\lambda$, saa kan man sætte

$$dS = E d\lambda,$$

den hele Udstraaling er da

$$S = \int_0^\infty E d\lambda.$$

Hidtil har det dog ikke været muligt at finde, hvorledes E afhænger af Temperatur og Bølgebredde.

Et interessant Resultat har man dog opnaaet. Tages Bølgebredden til Abscisse og E til Ordinat, faas en Kurve, som hæver

sig temmelig stejl op fra Abscisseaksen, naar et Maksimum og derpaa falder langsomt igen. Lad nu E_m være den største Værdi, E antager, og λ_m den tilsvarende Værdi af Bølgebredden, samt ϑ den absolutte Temperatur; man finder da, at E_m er ligefrem proportional med femte Potens af den absolutte Temperatur, samt at λ_m er omvendt proportional med den absolutte Temperatur.

Disse Love ere prøvede af *Lummer* og *Kurlbaum*, de fandt derved følgende Resultater:

ϑ	λ_m	$\lambda_m \vartheta$	E_m	$E_m \vartheta^{-5}$
621.2	4.53	2814	2.026	$2190 \cdot 10^{-17}$
723	4.08	2950	4.28	2166 »
908.5	3.28	2980	13.66	2208 »
998.5	2.96	2956	21.50	2166 »
1094.4	2.71	2966	34.0	2164 »
1259.0	2.35	2959	68.8	2176 »
1460.4	2.04	2979	145.0	2184 »
1646	1.78	2928	270.6	2246 »

λ_m er her angivet i Tusindedele Millimeter.

COSINUSLOVEN. Vi have hidtil talt om den hele fra et Legeme udstraalende Varmemængde; vi skulle nu se, hvorledes Udstraalingen fra et Fladeelement bestemmes. Lad L være det varme Legeme, $MO = dS$ et Overfladeelement af L, og $PR = dS'$ en lille Flade, som modtager Varmestraaler fra L. Idet vi nu først søge at bestemme den Varmemængde, som MO udsender i Retningen NQ, tænke vi os, at Fladeelementet PR er vinkelret paa NQ, og sætte $NQ = r$. Da Varmestraalerne ere retlinede, vil Varmemængden, som PR modtager fra MO, forholde sig omvendt som r^2. Er NN' vinkelret paa Overfladen af L i Punktet N, og sættes Vinklen $N'NQ = i$, saa vil Varmemængden, som MO sender til PR, kunne udtrykkes ved

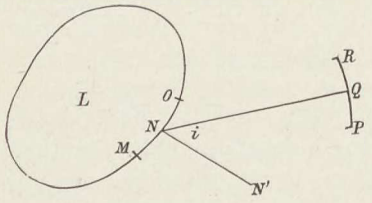


Fig. 297.

$$\sigma \frac{I}{r^2} f(i) dS dS',$$

hvor σ og muligvis ogsaa $f(i)$ afhænger af Overfladens Beskaffenhed.

Baade *Leslie* og *Melloni* have gjort Forsøg for at bestemme Funktionen $f(i)$. Begge anvendte følgende Metode. A er en

Terning, der fyldes med varmt Vand; en af dens Sider beklædes med det Stof, hvis Udstraaling undersøges. S er en Skærm med et rundt Hul DE, der er meget mindre end Terningsiden. Ved F sættes et Termometer eller en termoelektrisk Støtte. Borttages Skærmen S', fremkommer der et Udslag, som findes at blive lige stort, enten Terningsiden er parallel med Skærmen, i altsaa lig Nul, eller den staar i en skraa Stilling. Er Arealet af Hullet DE lig a, saa er den udstraalende Flades Areal $a/\cos i$, og Varmemængden, som falder paa Termometret, altsaa proportional med $af(i)/\cos i$, hvoraf følger, at $f(i) = \cos i$; Varmestraalingen fra et Fladeelement forholder sig altsaa som cosinus til Udstraalingsvinklen i.

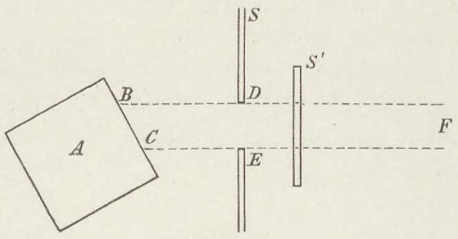


Fig. 298.

For at se, om den samme Lov gælder for Lysstraalerne, sammenlignede *W. Möller* de Lysmængder, som udsendtes fra 2 lige store Platinstrimler, der holdtes glødende ved Hjælp af en elektrisk Strøm. Platinstrimlerne anbragtes paa modsatte Sider af et Fotometer; den ene stilledes saaledes, at Straalerne, der ramte Fotometret, gik vinkelret ud fra den, medens den anden Strimmel drejedes saaledes, at Straalerne udgik under Vinklen i. Idet Udstraalingen for $i = 0$ sættes lig 1, fandt han følgende Værdier for $f(i)$:

$i =$	0	10	20	30	40	50	60	70	80
$f(i) =$	1.000	0.983	0.938	0.865	0.769	0.648	0.504	0.347	0.179
$\cos i =$	1.000	0.985	0.940	0.866	0.766	0.643	0.500	0.342	0.174

Ogsaa her bekræftes Loven. Dog maa det bemærkes, at det fra glødende Legemer udsendte Lys er delvis polariseret med Svingningsretningen parallel med Indfaldsplanet.

Havde Fladeelementet $RP = dS'$ været stillet saaledes, at Varmestraalerne traf det under Indfaldsvinklen i', vilde det have opfanget lige saa mange Straaler som en Flade af Størrelsen $\cos i' dS'$, der var vinkelret paa Straalerne. Vi faa saaledes, at den Varmemængde, Fladen dS sender til Fladen dS' i et Sekund, er udtrykt ved

$$\frac{\sigma \cos i \cos i' dS dS'}{r^2}.$$

Vi kunne nu beregne den hele Varmemængde, som et Fladeelement (Fig. 299) $AB = DS$ udstraaler. Om Punktet O i AB beskrives en Halvkugle CDE med Radius r. En Zone $FGG'F'$ af denne Halvkugle modtager fra AB Varmemængden

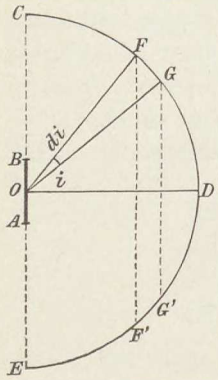


Fig. 299.

$$\frac{\sigma \cos i dS \cdot 2\pi r \sin i \cdot r di}{r^2};$$

integreres fra 0 til $\pi/2$, faas heraf, at den hele udstraalede Varmemængde er

$$\pi \sigma dS.$$

Gaar man ud fra Stefans Lov, have vi, at denne Størrelse er lig $Es(T^4 - t^4)dS$, naar E betyder Forholdet mellem Legemets og Kønrøgs Udstraalingsevne. Altsaa er

$$\sigma = \frac{1}{\pi} Es(T^4 - t^4).$$

Som Eksempel paa Anvendelsen af de her udviklede Formler anføres, at Udstraalingen fra en cirkulær Flade med Radius R til en anden lige saa stor Flade, der ligger i Afstanden r, saaledes at Centrernes Forbindelseslinie er vinkelret paa begge Flader, er

$$\pi^2 \sigma (R^2 - \tfrac{1}{2} r \sqrt{r^2 + 4R^2} + \tfrac{1}{2} r^2).$$

Er Fladernes Afstand stor i Forhold til deres Radier, reduceres Udtrykket til $\pi^2 \sigma R^4 / r^2$; er Afstanden derimod lille i Forhold til Radierne, bliver det $\pi^2 \sigma R^2 (1 - r/R)$.

SPEKTRET OG TEMPERATUREN. Man kan opvarme et Legeme saa stærkt, at det udsender Lys, bliver glødende. Først er Farven rødlig, ved højere Temperatur bliver den gul og derefter hvid. *Draper* anbragte forskellige Legemer i et Jærnrør, som opvarmedes; ved 525° C. saa han, at alle Legemerne begyndte at udsende Lys; afkøledes Røret, bleve de igen mørke ved den samme Temperatur. Selv om Legemerne end samtidig begynde at lyse, er det dog ikke sagt, at de udsende lige meget Lys; her kommer Udstraalingsevnen i Betragtning. *Kirchhoff* har saaledes gjort opmærksom paa, at en Perle af fosforsurt Natron, som omsluttes af en Platintraad, ikke gløder kendeligt, naar den holdes i Bunsens Flamme; samtidig udsender Platintraaden et kraftigt Lys.

Det ligger nær at tro, at et Legeme, hvis Temperatur er lavere end 525° C., kun udsender Straaler, hvis Bølgebredder ere mindre end Bølgebredden for det røde Lys; efter denne Antagelse skulde det Lys, som udgaar fra et rødglødende Legeme, ingen gule og grønne Straaler indeholde; disse Straaler skulde først fremkomme ved stærkere Opvarmning. Sagen forholder sig dog ganske anderledes. Bringes en Kultraad til at gløde ved en elektrisk Strøm, finder man, ved at betragte den gennem et Prisma,

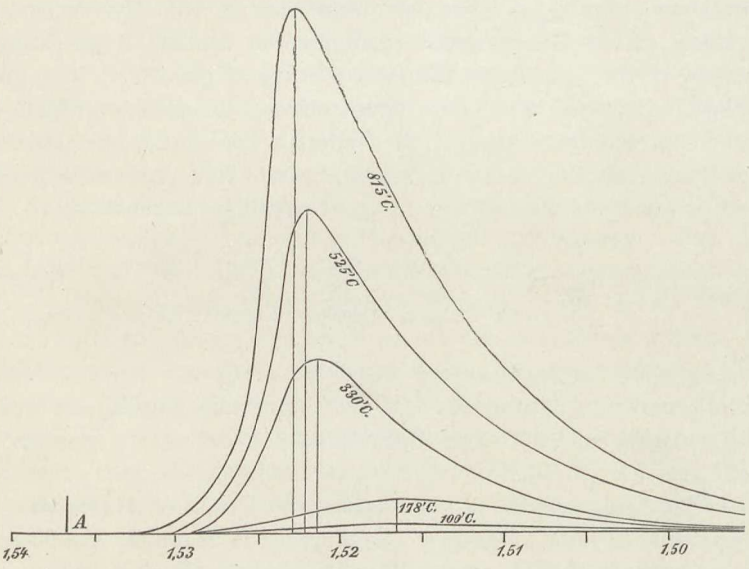


Fig. 300.

at den selv ved den første Glødning udsender Lys af alle Farver. Ved at foretage Forsøget om Natten, efter at Øjet er vænnet til Mørke, har *H. F. Weber* iagttaget, at det første Lysindtryk er graat. Spektret synes da kun at bestaa af gult og grøngult Lys. Forstærkes Strømmen, udbreder Spektret sig til begge Sider. Det første Lysindtryk viser sig under disse Omstændigheder ved forholdsvis lave Temperaturer; med en Platinstrimmel kunde Weber iagttage Lysudvikling ved 390° C.

Den rigtige Opfattelse af disse Forhold er angivet af *H. Ebert* og *Langley*. Den sidstnævnte undersøgte Varmens Fordeling i et opvarmet Legemes Spektrum ved Hjælp af Prisma og Linser af Stensalt; Varmemængden maaltes med Bolometret. Som Varmekilder benyttedes dels Leslies ovenfor omtalte Terning med kogende

Vand, 100° C., eller med Anilin, 178° C., dels sværtede Kobberplader, der holdtes ved Temperaturerne 330, 425, 815° C. I Fig. 300 er Abscissen Brydningsforholdet for Stensaltet, medens Ordinaten er Varmemængden. Man ser, hvorledes Varmeudstraalingen vokser med Temperaturen; samtidig dermed flyttes dens Maksimum henimod det røde.

Der er herefter ingen Tvivl om, at Legemerne udsende synlige Straaler, længe før de begynde at gløde; naar de alligevel ikke gløde, maa dette ligge i, at Øjet først kan se, naar Lysets Energi overstiger en vis Grænseværdi. Langley har fundet, at en Energimængde af 10^{-8} absolutte Enheder i Form af grønt Lys kan gøre tydeligt Indtryk paa Øjet, naar Øjet opfanger denne Energimængde i Løbet af et halvt Sekund. I det yderste røde udfordres derimod 10^{-3} Energienheder, for at Lyset skal ses. Han angiver følgende Værdier for Øjets Følsomhed for de forskellige Farvestraaler:

		Rødt	Orange	Gult	Grønt	Blaat	Violet
Bølgebredde ...	75	65	60	58	53	47	$40 \cdot 10^{-5}$
	1	1200	14000	28000	100000	62000	1600

Lignende Iagttagelser ere anstillede af Ebert; han har tillige gjort opmærksom paa, at Webers ovenfor omtalte Iagttagelse finder sin Forklaring i Øjets store Følsomhed for det gule, grønne og blaa Lys.

I det foregaaende har der kun været Tale om Udstraalingen fra opvarmede faste Legemer. Sandsynligvis forholde Vædskerne sig paa samme Maade; derimod er Luftarternes Forhold særegent. *Wedgwood* har anstillet følgende Forsøg derover. Han blæste Luft gennem et Lerrør, der blev bragt til at gløde i en Kulild; den udtrædende Luft var saa varm, at den bragte et Guldblad til at gløde; alligevel udsendte den selv intet Lys. At Luftarter i det hele ikke ved Opvarmning alene kunne blive glødende, har *Hittorf* og *W. Siemens* godtgjort. Den sidstnævnte fandt, at Luften i en Glasovn, hvis Temperatur var 15—2000° C., var fuldstændig usynlig. Man slutter heraf, at Luftarternes Udstraalingsevne for lysende Straaler er umærkelig lille.

Derimod har *Paschen* godtgjort, at flere Luftarter kunne udsende mørke Varmestraaler. Han ledede Luften gennem et Platinrør, som holdtes glødende ved Hjælp af en galvanisk Strøm; Luften kunde derved bringes til en Temperatur af omtrent 1000° C. Udstraalingen maaltes ved Hjælp af et Spektrometer med Bolo-

meter. Udstraalingen fra atmosfærisk Luft og Ilt var saa ringe, at den ikke kunde paavises; derimod var der en stærk Udstraaling fra Kulsyre og Vanddamp. Kulsyren gav et stærkt fremtrædende Maksimum mellem $\lambda = 0.0044$ og $\lambda = 0.0052$ mm. Dets Beliggenhed var næsten uafhængig af Kulsyrens Temperatur, som varierede fra 110 til 930° C. Vanddamp gav flere Maksima for Udstraaling; det stærkeste laa mellem $\lambda = 0.0021$ og $\lambda = 0.0032$ mm.

STRAALING VED KEMISKE PROCESSER. I Almindelighed frembringe vi Lys og Varme ved Forbrænding. Da Lyset her er ledsaget af Varmeudvikling, ligger det nærmest at antage, at Flammer lyse paa Grund af deres høje Temperatur. Derimod strider dog den Omstændighed, at Luftarter ikke kunne bringes til at lyse ved Opvarmning alene. Heraf synes det at fremgaa, at de kemiske Processer, foruden at frembringe Varme, tillige have en særegen Evne til at fremkalde Udstraaling. Paa disse Forhold har navnlig *E. Wiedemann* henledet Opmærksomheden. Han betragter Sagen paa følgende Maade. Som det er udviklet i det foregaaende (S. 85), kan en given Luftmasses Energi hidrøre fra flere Aarsager. For det første har et Molekyl en fremskridende Bevægelse; som Følge deraf besidder det en kinetisk Energi F; dernæst kan det rotere om en Akse gennem Tyngdepunktet; den tilsvarende Energimængde kaldes R; endelig kunne Atomerne, af hvilke Molekylet bestaar, bevæge sig i Forhold til hinanden, altsaa enten nærme sig til hinanden eller fjerne sig fra hinanden; den tilsvarende Energimængde betegnes med S. Nu antager E. Wiedemann, at det er den sidstnævnte Energi, der giver Anledning til Udstraaling fra Molekylet. Dette forstaas let, naar vi gaa ud fra Hertz's Forsøg (S. 493). Det er for toatomige Luftarter naturligst at antage, at af de to Atomer i Molekylet er det ene positiv elektrisk, det andet negativ; i Klorbrinte er saaledes Brintatomet positiv, Kloratomet negativ. Varierer deres Afstand periodisk, ville de fremkalde elektriske Bølger, som udbrede sig i det omgivende Rum, hele Luftmassen udstraaler da Varme og, naar Svingningerne ere hurtige nok, tillige Lys. Heraf skulde følge, at en enatomig Luftart, Kvægsølvdamp f. Eks., slet ikke har nogen Udstraalingsevne.

Energien S, som hidrører fra Svingninger i Molekylet, maatte stadig formindskes, da den afgives ved Udstraaling; den fornyes imidlertid ved Molekylernes Sammenstød, og betragtes en større

Luftmasse, vil dens Middelværdi bestandig være den samme ved samme Tryk og Temperatur. Forholdet mellem S og den samlede Energi i Molekylet, nemlig $F+R+S$, kunne vi kalde f; f er da i Almindelighed bestemt ved Trykket og Temperaturen. Betragte vi nu Forholdene under en Forbrænding, f. Eks. i en Knaldluftflamme, saa er det tænkeligt, at f kan faa en anden og sandsynligvis en langt højere Værdi end den vilde have ved samme Tryk og Temperatur, naar der ingen kemiske Processer fandt Sted. Under Processen adskilles Molekylerne i de oprindelige Luftarter, medens nye Molekyler dannes; at Atomerne derved komme i stærk Bevægelse er utvivlsomt; men disse Bevægelser opfatte vi som elektriske Svingninger, der igen fremkalde Udstraaling. At Udstraalingen her bliver langt større, end man skulde vente efter Temperaturen, udtrykker E. Wiedemann ved at sige, at Flammen luminescerer; Fænomenet kalder han Luminescens.

At de kemiske Processer have saa stor Betydning for Udstraalingen, fremgaar navnlig af *Pringsheims* Iagttagelser over Spektralliniernes Fremkomst. Han benyttede et Rør af uglasseret Porcellæn, som opvarmedes i en Gasovn; Rørets Ender afkøledes ved strømmende Vand; de vare lukkede med Spejlglasplader. Bringes et Natronsalt ind i Røret, efter at det er fyldt med Kulsyre, ser man intet Tegn til Natriumspektret; fyldes Røret med Brint eller Belysningsgas, viser Spektret sig straks. Derimod forsvinder det, naar Røret fyldes med atmosfærisk Luft. Forsøg med Lithiumsalte gave det samme Resultat, og Pringsheim antager, at ogsaa andre Metalsalte forholde sig paa samme Maade. Da Spektrallinierne vise sig, naar der er Brint til Stede, maa det være Saltets Reduktion, der fremkalder Spektret. Derimod viser Luften ingen Virkning; Iltning spiller altsaa ingen Rolle. Pringsheim forkaster herefter den almindelige Antagelse, ifølge hvilken et Legemes Spektrum fremkaldes ved dets Opvarmning.

W. H. Julius har undersøgt Udstraalingen fra forskellige Flammer. Han undersøgte Spektret af dem ved Hjælp af et Spektroskop med Linser og Prisma af Stensalt; Varmefordelingen i Spektret maaltes med Bolometret. Brintflammens Spektrum har et meget fremtrædende Maksimum i det ultrarøde med Bølgebredde $\lambda = 0.00261$ mm., Kulilteflammens Maksimum har en endnu større Bølgebredde, nemlig 0.00432 mm. I Spektret af Bunsens Flamme findes begge disse Maksima. Heraf slutter Julius, at disse Maksima hidrøre fra Forbrændingsprodukterne, idet Bunsens Flamme

danner baade Vanddamp og Kulsyre. Lignende Forhold iagttoges hos andre Flammer. De til alle de undersøgte Forbrændingsprodukter hørende Spektra fandtes at have følgende Maksima:

Udstraalende Legeme	Molekularvægt	Maksimum
H_2O	18	$\lambda = 0.00261$ mm.
HCl	36.5	0.00351
CO_2	44	0.00432
SCO	60	0.00823
SO_2	64	0.0097
HBr	81	> 0.015
P_2O_5	142	> 0.080

Udstraalingens Maksimum svarer altsaa til Bølgebredder, der vokse med Molekularvægten. For Kulsyre og Vanddamp stemme Julius's Forsøg i Hovedsagen med Paschens ovenfor (S. 665) omtalte Maalinger over Luftarters Udstraaling.

Endvidere stillede han en lysende Gasflamme saa tæt ved Spektroskopets Spalte, at kun Lyset fra en smal Strimmel af den trængte ind gennem Spalten. Den ikke lysende Del af Flammen, saavel som Luften over Flammen gav da de for Vanddamp og Kulsyre karakteristiske Maksima; i den lyse Del kom hertil Udstraalingen fra de glødende Kulpartikler.

R. Helmholtz har maalt Udstraalingen fra forskellige Flammer, han fandt de i Tabellen anførte Resultater.

Luftarten	Udstraaling S i cal. pr. Liter		Forbrændingsvarme V		$\frac{S}{V}$ 100	
	lysende	ikke lysende	pr. Gram	pr. Liter	lysende	ikke lysende
Brint	111	111	34200	3060	3.63	3.63
Kulilte	266	266	2440	3050	8.74	8.74
Methan	587	491	13340	9540	6.17	5.15
Æthylen	1720	765	11950	14950	11.50	5.12
Belysningsgas	452	272	10040	5330	8.50	5.12
Petroleum	2060	—	11400	—	18.2	—

Man ser af de sidste Rubrikker, hvor mange Procent af Forbrændingsvarmen, der udsendes i Form af Straalevarme.

LYSETS MEKANISKE ÆKVIVALENT. *J. Thomsen* har maalt denne Størrelse paa følgende Maade. En Glaskugle fyldtes med varmt Vand; Vandets Vægt og Glassets Vandværdi var tilsammen 1351 gr. Ved en Temperatur af 50^0 C. afkøledes den i

et Minut 0.185^0 C., naar Omgivelsernes Temperatur var 17^0 C. Dens Varmetab var altsaa $0.185 \cdot 1351 = 250$ cal. i Minuttet. Beregnes Udstraalingen efter Formler, som ere givne af Dulong og Petit (Stefans Udstraalingslov giver samme Resultat), findes Udstraalingen fra Kuglen at være 102 cal. i Minuttet. Nu stilledes en Termostøtte i en Afstand af 80 cm. fra Kuglen; Multiplikatoren gav da et Udslag af 17.8^0. Altsaa svarer et Udslag af 1^0 til en Udstraaling af $102/17.8 = 5.7$ cal. Dernæst erstattedes Kuglen af en Flamme; af Udslaget kunde da Flammens Udstraaling S beregnes under Forudsætning af, at den udstraaler lige stærkt i alle Retninger. Resultaterne vare:

	Lysstyrke	Udstraaling for Enhed af Lysstyrke i Minuttet
Spermacetlys	1	210 cal.
Gasflamme	1.2	201
»	7.7	199
Moderateurlampe.....	8.6	199

Det førstnævnte Lys forbrændte 8.2 Gram Spermacet i Timen; Forbrændingsvarmen pr. Minut er 14 cal.

Heraf fremgaar altsaa det mærkelige Resultat, at den hele Udstraaling, Summen af mørke og lyse Straaler er proportional med Lysstyrken. For at se, hvor stor en Del af Udstraalingen, der bestaar af lysende Straaler, stillede Thomsen en Kasse, der var fyldt med Vand, mellem Lysgiveren og Termostøtten; to af Kassens Vægge vare Spejlglasplader; Vandlaget, som Straalerne gik igennem, var 20 cm. Idet der tages Hensyn til, at ved Tilbagekastning og Absorption tabtes 13 % i Lysstyrke, erholdtes følgende Resultater:

	Lysstyrke	Udstraaling for Enhed af Lysstyrke i Minuttet
Spermacetlys	1	4.4 cal.
Moderateurlampe.....	6.25	3.9
»	8.6	4.1
Gasflamme	7.7	4.2
»	1.2	3.7

Heraf fremgaar altsaa, at de lysende Straaler fra en Lyskilde med Enhed af Lysstyrke i et Minut i Middel kunne opvarme 4.1 Gram Vand 1^0 C.; Lysenhedens termiske Ækvivalent er altsaa 4.1 cal.; dens mekaniske Ækvivalent er $4.1 \cdot 4.2 \cdot 10^7 = 1.7 \cdot 10^8$ absolutte Energienheder i Minuttet. Lignende Maalinger ere senere udførte af *Tumlirz*, som finder det termiske Ækvivalent for det tydske Normallys (S. 511) lig 3.4 cal. i Minuttet.

Den Energimængde, som opfanges af et Øje i et Minut, der i en Afstand af 1 Meter ser paa et Spermacetlys, bliver, naar Pupilaabningens Diameter antages at være 3 mm., lig

$$1.7 \cdot 10^8 \cdot \frac{\frac{1}{4} \cdot 3^2 \cdot \pi}{4\pi \, 1000^2} = 96.$$

Da en saadan Flamme kan ses i stor Afstand, faar man ogsaa herved en Forestilling om Øjets store Følsomhed (sml. S. 664).

ELEKTROLUMINESCENS. At Legemerne kunne bringes til at lyse ved at gennemløbes af en elektrisk Strøm, vide vi af mange Erfaringer. Gaar Strømmen gennem en Leder, som et Metal eller Kul, er Lyset ganske af samme Beskaffenhed, som det Lys, der fremkaldes ved Opvarmning. Er Legemet derimod en Isolator, forholder det sig i Reglen ikke saaledes. Man faar da, som vi have set i Afsnittet om elektrisk Lys (S. 513), mange højst mærkværdige Forhold, om hvis Natur vi saa godt som intet vide. At Udstraalingen ikke bestemmes ved Temperaturen er i hvert Fald sikkert. *E. Wiedemann* har godtgjort det paa følgende Maade. Han benyttede et Geisslersk Rør med atmosfærisk Luft, som bestod af to Dele, nemlig et Haarrør og et videre Rør i Haarrørets Forlængelse; Forholdet mellem Tværsnittene af de to Rør var som 1 til 1200. Gennem dette Geisslerske Rør gik Udladningerne fra en Ruhmkorffs Maskine. Varmeudviklingen i en Længde l af Haarrøret bestemtes ved at sætte det i et Kalorimeter; modtager dette da i en vis Tid en Varmemængde Q, og er der gaaet n Udladninger gennem Røret, saa er $q = Q/nl$ den Varmemængde, som hver Udladning udvikler i Længdeenheden. Nu har *G. Wiedemann* vist, at Varmeudviklingen i et Geisslersk Rør er uafhængig af Tværsnittet; altsaa opstaar der ogsaa i Længdeenheden af det vide Rør ved hver Udladning en Varmemængde q. Kendes nu dette Rørs Tværsnit samt Luftens Tryk og Varmefylde, kan Temperaturstigningen ved en enkelt Udladning beregnes. Den fandtes at være omtrent 70^0 C. Da det vide Rør udsendte Lys under Forsøget, kan Luft altsaa bringes til at lyse ad elektrisk Vej ved en Temperatur af 70^0 C.

INDSUGNING. Naar en Overflade rammes af Straaler, ville de dels blive tilbagekastede, dels brudte. De brudte Straaler ville i Reglen svækkes under deres Bevægelser i Legemets Indre,

de absorberes af Legemet. *Melloni* maalte Absorptionsevnen ved at anbringe en Plade af det Legeme, som skulde undersøges, imellem Straalekilden og en termoelektrisk Støtte. Udslaget paa det med Støtten forbundne Galvanometer afgiver da et Maal for den Energimængde, som rammer Termostøtten. Er dette Udslag α, naar Pladen er anbragt paa den angivne Maade, medens man, naar Pladen borttages, faar det større Udslag β, saa er $f = \alpha/\beta$ et Maal for Legemets Gennemstraalbarhed. Herved maa det dog erindres, at Straalerne ikke alene svækkes ved Absorption, men at Tilbagekastningen ved Overfladen ogsaa spiller en Rolle. Dens Virkning kan (S. 685) beregnes, naar Brydningsforholdet er bekendt. Stensalt og Sylvin (Klorkalium) absorbere efter Melloni ingen Straaler; Glas, Alun og Vand lade de lysende Straaler gaa usvækkede igennem, men absorbere de ultrarøde Straaler desto mere, jo større Bølgebredden bliver. Dog findes der ogsaa Glassorter, om hvilke dette ikke gælder. Af følgende Stoffer: Stensalt, Flusspath, Kalkspath, Glas, Bjergkrystal, Alun og Is lader det første de mørke Straaler gaa usvækkede igennem, medens det sidste, Is, absorberer næsten alle Straalerne, de mellemliggende er ordnede saaledes, at Gennemstraalbarheden aftager fra den første til den sidste. Melloni kalder Stensalt diatermant, Is adiatermant. Af Vædskerne er navnlig Svovlkulstof diatermant; opløses Jod i Svovlkulstof, faas en Vædske, der er uigennemsigtig for de lysende Straaler, medens den lader de mørke Straaler gaa næsten usvækkede igennem.

Jo tykkere det Lag er, Straalerne have at trænge igennem, desto flere Straaler absorberes. Er den indfaldende Energimængde I, vil den efter at være trængt gennem et Lag af en Tykkelse af 1 mm. være bleven cI, hvor c er en ægte Brøk. Ved at gaa gennem det næsten lige saa tykke Lag vil Energien blive c^2I; vi faa altsaa, naar Pladens Tykkelse er n, den udtrædende Energimængde bestemt ved $I' = c^nI$.

Kønrøg, Grafit, alle Metaller, og flere andre Legemer have en saa stor Absorptionsevne, at Straalerne kun kunne trænge igennem dem i kendelig Mængde, naar deres Tykkelse er overordentlig lille. Kønrøg er adiaterman for lysende Straaler, derimod kunne Varmestraalerne trænge igennem et tyndt Lag af dette Stof. Det kaster næsten ingen Lysstraaler tilbage, derimod tilbagekaster det mellem 5 og 10 % af de mørke Varmestraaler. Metallerne tilbagekaste i Reglen Straalerne stærkt.

Luftarternes og Dampenes Absorptionsevne er meget ulige.

Efter *Tyndall* absorberer atmosfærisk Luft, Ilt, Kvælstof og Brint næsten slet ikke de Varmestraaler, der udgaa fra et Legeme, der er opvarmet til 100° C., derimod var der en kendelig Absorption i de andre undersøgte Luftarter. Efterfølgende Tabel viser dette tydeligt.

	Indsugning		Indsugning
Atm. Luft	1	Kvælstofforilte	355
Klor	39	Svovlbrinte	390
Klorbrinte	62	Svovlsyrling	710
Kulilte	90	Æthylen	970
Kulsyre	90	Ammoniak	1195

Tyndall finder, at Absorption i en Vædske og dens Damp tilnærmelsesvis følges ad.

Vi have her talt om Absorptionen, som finder Sted, naar Straalerne svækkes ved at gaa gennem et Legeme; denne absorberede Energi omdannes da i Reglen til Varme. Til Forskel herfra ville vi kalde den Evne, de uigennemstraalbare Legemer, som Kønrøg og Metaller have til at optage Straaler, som falde paa dem, deres Indsugningsevne. Det har længe været bekendt, at der finder en Sammenhæng Sted mellem et Legemes Udstraalingsevne og dets Indsugningsevne. Man kan vise dette ved at benytte en hul Metalterning som Beholder for et Lufttermometer. Beklædes Terningens Sider med forskellige Stoffer, finder man, ved at lade Varmestraaler træffe dem, at Opvarmningen og altsaa Indsugningen forholder sig ligesom de samme Stoffers Udstraalingsevne (S. 657). Denne Lov er, som det er omtalt S. 607, formuleret bestemtere af *Kirchhoff*.

At Kirchhoffs Lov ogsaa finder Anvendelse paa opvarmede Luftarter, er godtgjort ved bolometriske Undersøgelser af *K. Ångström*.

SOLKONSTANTEN. Med dette Navn plejer man at betegne den Varmemængde, som en absolut sort Flade, hvis Areal er en Kvadratcentimeter, modtager i et Minut, naar den rammes vinkelret af Solstraalerne. Fladen tænkes at være i en Afstand fra Solen, som er lig Jordens Middelafstand fra denne, og der maa intet findes mellem Solen og Fladen, som kan indsuge Varme. Som Navnet antyder, gaar man ud fra, at den nævnte Størrelse er konstant, at Solen altsaa altid udsender lige megen Varme i samme Tid; dette er dog vel ikke meget sandsynligt, naar man ser hen til de store, til Dels periodiske Forandringer, som finde Sted paa Solens Overflade; dog har det hidtil ikke været muligt

at maale Solvarmen med saa stor Nøjagtighed, at det deraf kunde fremgaa, om den er konstant eller ikke.

Pouillet er den første, der har maalt Solkonstanten; han anvendte dertil et Apparat, som han kaldte et Pyrheliometer. Det bestod af en æskeformig Beholder A af Sølvblik, som var fyldt med Vand; dens øverste Endeflade var sværtet. Inden i Æsken fandtes Beholderen af et Termometer, hvis Stilk laa inden i Røret B. Paa dettes anden Ende sad en rund Metalplade med samme Diameter som Æsken. Forsøgene udføres paa følgende Maade. Først opstilles Apparatet saaledes, at Skyggen af A netop bedækker C. Derpaa stilles en Skærm foran A, og man iagttager Termometrets Gang i de paafølgende 5 Minutter. Lad det i denne Tid stige fra t til t'^0 C. Størrelsen $t' - t = \delta$ vil da være meget lille; om den er positiv eller negativ, afhænger i Hovedsagen af, om t er lavere eller højere end Luftens Temperatur. Nu borttages Skærmen, Solens Straaler opvarme da Vandet i A; lad Temperaturen efter fem Minutters Forløb være t''. Derpaa stilles Skærmen igen for, Temperaturens Gang iagttages; lad den efter 5 Minutters Forløb være t'''. Størrelsen $t''' - t'' = \delta'$ skulde da være negativ; dog viser det sig, at Temperaturen bliver ved at stige i de første Minutter, efter at Skærmen er bleven anbragt mellem Æsken og Solen. For at sikre sig, at alt Vandet i A saa vidt muligt har samme Temperatur, drejes hele Apparatet rundt om Aksen B ved Hjælp af Knappen E. Pouillet betragtede nu Størrelsen $D = t'' - t' + \frac{1}{2}(\delta + \delta')$ som et Udtryk for den Opvarmning, Vandet vilde have faaet, hvis Omgivelserne ikke havde virket med.

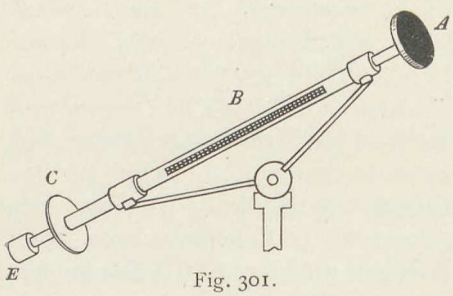


Fig. 301.

Hvis Atmosfæren ikke havde absorberet Solstraalerne, vilde D have været konstant i Dagens Løb; Absorptionen i Luften bevirker imidlertid, at der er en stor Forskel paa Straalernes Varmevirkning paa forskellige Tider af Dagen. I en Forsøgsrække fandt Pouillet saaledes:

Kl.	12,	1,	2,	3,	4,	5,	6,
$D =$	4.8,	4.7,	4.6,	4.3,	3.9,	3.2,	2.0^0 C.

Af Apparatets Vandværdi samt Vandets Vægt kan det Antal cal. beregnes, som 1 cm² modtager i Minuttet. For at man heraf kan finde Solkonstantens Størrelse, maa Loven for Luftens Indsugning bestemmes. Ved at benytte den S. 670 omtalte Lov fandt Pouillet Solkonstanten lig 1.76 cal.

Der er siden konstrueret flere Apparater til Maaling af Solkonstanten, navnlig har et af *Violle* angivet »Aktinometer« fundet Udbredelse. Det bestaar af et Termometer, hvis Beholder er kugleformig og sværtet med Kønrøg. Det anbringes midt i et af to koncentriske Kugleflader A og B dannet Kar; Rummet mellem A og B fyldes med Vand Karret er forsynet med to Aabninger, der ligge paa de modsatte Sider af Termometerkuglen, og med en tredje Aabning, gennem hvilken Termometerrøret træder ud. I Hovedsagen anstilles Maalingerne med dette Apparat paa den ovenfor angivne Maade.

En anden og sikkert bedre Metode er angivet af *K. Ångström*. Han benytter to sværtede Platinstrimler, af hvilke den ene modtager Solstraalerne, medens den anden opvarmes ved Hjælp af en elektrisk Strøm. Sørger man for, at deres Temperatur hele Tiden er den samme, ved man ogsaa, at lige store Arealer af dem have modtaget samme Varmemængde. Af Strømstyrke og Modstand kan man beregne den i den ene Strimmel i en given Tid af Strømmen udviklede Varme, og den er da lig den Varmemængde, Solen i samme Tid sender til et lige saa stort Areal af den anden Strimmel.

Vi saa, at Pouillet fandt Solkonstanten lig 1.76; senere Undersøgelser give højere Værdier for denne Størrelse; efter Langley ligger den vistnok mellem 2.5 og 3. Vi ville her benytte den sidstnævnte Værdi og skulle nu nærmere betragte Betydningen deraf.

I Løbet af et Aar vil en Overflade af 1 cm², som træffes vinkelret af Solstraalerne i Jordens Afstand modtage Varmemængden $3 \cdot 60 \cdot 24 \cdot 365.25 = 1.578 \cdot 10^6$. Den vil kunne smelte $1.578 \cdot 10^6/80$ Gram Is og derved frembringe et Vandlag af 200 Meters Højde. Kaldes Jordens Radius R saa er den beskinnede Flades Areal πR^2, medens Jordens hele Overflade er $4\pi R^2$; i Aarets Løb vilde Solvarmen, naar den fordeltes jævnt over Jorden, altsaa kunne smelte et Lag af 50 Meters Højde.

Naar et Gram Kul forbrændes til Kulsyre, udvikles en Varmemængde af 8080 cal.; i Aarets Løb ville de vinkelrette Solstraaler paa 1 cm² udvikle samme Varmemængde som Forbrændingen af

$1.578 \cdot 10^6/8080 = 195$ Gram Kulstof. Omvendt vilde Solstraalerne, jævnt fordelte over Jorden, kunne udskille $195/4 = 49$ Gram Kulstof af Kulsyre, som vilde danne et Lag af Kul $^1/_4$ Meter tykt.

3 cal. svarer til en Energimængde af $3 \cdot 4.2 \cdot 10^7 = 12.6 \cdot 10^7$ absolutte Enheder; altsaa modtager en Flade af 1 cm², som træffes vinkelret af Solstraalerne, i Sekundet Energimængden $12.6 \cdot 10^7/60 = 2.1 \cdot 10^6$. En Hestes Kraft er $75 \cdot 1000 \cdot 981 \cdot 100 = 7.36 \cdot 10^9$; altsaa svarer Solvarmen til $2.1 \cdot 10^6/(7.36 \cdot 10^9) = 2.85 \cdot 10^{-4}$ Hestes Kraft pr. cm², eller 2.85 Hestes Kraft pr. Kvadratmeter. Fordeles Solvarmen jævnt over Jorden, vil den svare til 0.71 Hestes Kraft pr. Kvadratmeter.

Den Energimængde, som udgaar fra Solen er overvældende stor, den svarer for hver cm² af Soloverfladen til $2.85 \cdot 10^{-4} \cdot 24000^2/109^2 = 14$ Hestes Kraft, idet Afstanden fra Solen til Jorden sættes lig 24000 Jordradier og Solens Radius er 109 Jordradier.

Da Jordens Middeltemperatur, 15° C., har holdt sig konstant i Aartusinder, maa Jorden afgive Varmen til Himmelrummet; dette giver sig navnlig til Kende ved Udstraalingen i klare Nætter.

FLUORESCENS. Naar Lysstraalerne gaa gennem et gennemsigtigt Legeme, kan man, naar Legemet er fuldkommen frit for Støv, ikke se, hvilken Vej Lyset følger. Er Straalens Vej derimod kendelig, kan man slutte, at der maa findes særlige Aarsager til det. Naar saaledes Kalkspath i mange Tilfælde bliver lysende ved at belyses, ligger det i, at der er Uregelmæssigheder i dets indre Bygning, som give Anledning til Brydning og Tilbagekastning af Lyset. Der er dog en Del Legemer, der som Flusspath frembyde ganske særegne Forhold, idet deres Overflade, naar den rammes af hvidt Lys, udsender farvet Lys, skønt de ikke synes at være farvede, naar de undersøges paa sædvanlig Maade. I Sollys er saaledes Petroleum blaat, hvor Straalerne trænge ind i det; Vand, hvori der lægges et Stykke Kastaniebark, synes at være blaat, og den grønne Vædske, Klorofyl, som faas ved at hælde Vinaand paa grønne Blade, har en dyb rød Farve.

Efter *Stokes* er Forholdet dette. De fluorescerende Legemer absorbere visse Straaler, i Reglen de ultraviolette; disse omdannes ikke til Varme, som det ellers plejer at være Tilfældet, men til Lysstraaler med større Bølgebredder.

For at undersøge et Legemes Fluorescens kan man danne et Solspektrum paa dets Overflade; er der en kendelig Virkning,

ville de Lag, der ere nærmest Overfladen, udsende Lys, og man ser her straks, hvilken Bølgebredde de Lysstraaler have, der fremkalde den. Man ser tydeligt, naar Spektret er tilstrækkeligt rent og udstrakt, de til de Fraunhoferske Linier svarende mørke Rum, og har heri et Middel til at iagttage dem, navnlig i den ultraviolette Del af Spektret.

Foruden de alt nævnte fluorescerende Legemer kunne endnu af de mere bekendte og virksomme nævnes: svovlsur Kinin, Fluorescin og Magdalarødt. Hos Krystaller af Platincyanmetallerne, der ofte give meget pragtfuld Fluorescens, er Fluorescenslyset afhængigt af Svingningsretningen for Lysstraalerne.

FOSFORESCENS. Gnides to Stykker Porcelæn mod hinanden, ser man i Mørke et temmelig stærkt rødligt Lys paa Berøringsstedet. Ogsaa ved Gnidning af to Stykker Glas, faar man et saadant Lys; ofte mærker man samtidig en ejendommelig ubehagelig Lugt. Dette Lys iagttages ogsaa, naar Gnidningen foregaar under Vand; det er derfor ikke vel tænkeligt, at de gnidende Legemer kunne have en synderlig høj Temperatur. Et lignende Lys frembringes, naar to Stykker Sukker rives mod hinanden. Saadan Lysudvikling ved Gnidning kalder E. Wiedemann Triboluminescens.

Mange kemiske Processer ere ledsagede af Lysudvikling, skønt de foregaa uden kendelig Temperaturstigning. Wiedemann kalder det derfor Kemiluminescens. Som bekendt lyser Fosfor i Mørke; at der derved finder en Forbrænding Sted, er vel sikkert, dog ses intet Lys, naar Fosforet befinder sig i ren Ilt; derimod lyser det, som *Chappuis* har vist, saa snart der tilføres Ozon. Mange forraadnende organiske Stoffer lyse i Mørke; ogsaa dette afhænger vistnok af kemiske Processer, da Lyset kun fremkommer, naar der er Ilt til Stede; imidlertid betinges Lyset dog ogsaa, i hvert Fald i enkelte Tilfælde, af Tilstedeværelsen af Mikroorganismer.

Flere Dyr frembringe Lys; hvorledes dette gaar til, er ubekendt; her skal kun nævnes, at *Langley* har undersøgt Lyset fra den amerikanske Ildflue og er derved kommet til det mærkelige Resultat, at det udelukkende bestaar af lysende Straaler; hverken ultrarøde eller ultraviolette Straaler kunde paavises.

I alle de her nævnte Tilfælde kan man vel tale om Fosforescens, naar man holder sig til Navnets Etymologi; imidlertid plejer man dermed at betegne, at et Legeme, efter at have været

udsat for Solstraalerne eller paa anden Maade at være belyst, lyser, naar det bringes ind i et mørkt Rum. Glødes Kalk med Svovl, dannes en Forbindelse, der lyser længe efter, at den har været i Sollyset, Farven er forskellig efter den Calciumforbindelse, man har benyttet; Kalkspath giver, efter *Becquerel*, gul, Aragonit grøn Fosforescens. Fosforescenslysets Bølgebredde er altid større end Bølgebredden af det Lys, som Legemet har modtaget.

Efter *Klatt* og *Lenard* giver det rene Svovlcalcium næppe Fosforescens; men findes der i det Spor af Metaller, navnlig Mangan, Kobber og Vismut, fremkommer Fosforescensen.

Fluorescens og Fosforescens ere beslægtede Fænomener; Forskellen bestaar navnlig i, at Fluorescenslyset kun ses, mens der falder Lys paa Legemet, medens Fosforescenslyset holder sig en kortere eller længere Tid. Det er ogsaa lykkedes *E. Wiedemann* at bringe et fluorescerende Legeme til at fosforescere; han satte det til en Gelatineopløsning; idet den størknede, viste den Fosforescens.

Det skal endnu nævnes, at *Geissler* har iagttaget, at der ofte viser sig et Lysfænomen i et næsten lufttomt Rum nogen Tid efter, at en Udladning er gaaet gennem Røret; *Sarasin* har bevist, at det kun sker, naar Røret indeholder Ilt eller Iltforbindelser som Svovlsyre eller Kvælstofforilte. Han antog, at Ozondannelse spillede en Rolle, da Fosforescenslyset forsvandt, naar man destruerede Ozonen.

LYSETS KEMISKE VIRKNINGER. Det har længe været kendt, at Lyset frembringer kemiske Virkninger; i Reglen ere Virkningerne dog saa svage, at det ikke ved Analysens sædvanlige Hjælpemidler er muligt at vise, hvori de egentlig bestaa. Herfra danner dog Indvirkningen paa Klorknaldluft, en Blanding af Klor og Brint, en Undtagelse. Udsættes den for direkte Sollys, kan der indtræde en Eksplosion; i Daglyset forbinde Kloret og Brinten sig langsomt med hinanden til Klorbrinte. Herpaa har først *Draper*, siden *Bunsen* og *Roscoe* grundet et Maaleapparat, Aktinometret. Det bestod af en Glasbeholder, som fyldtes med Klorknaldluft, som fremstilledes ved Elektrolyse af Saltsyre. Beholderen indeholdt tillige noget Vand, som absorberede den under Lysets Indvirkning dannede Saltsyre. Trykket maaltes ved et Vandmanometer. Ved Hjælp heraf kan man se, hvor vidt Processen er skreden frem. De fandt, at Virkningen i de første Minutter er forholdsvis svag; først efter omtrent 9 Minutters Forløb har den

naaet sin fulde Styrke. Denne Egenhed ligger sandsynligvis i, at Vanddampene spille en Rolle med, hvilket ses deraf, at fuldkommen tør Klor og Brint paavirkes yderst lidt af Sollyset.

Vigtig er især Lysets Indvirkning paa Sølvsalte. Af dem udskilles i mange Tilfælde Sølv i yderst fin fordelt Tilstand; er Virkningen stærk, blive de derved sorte. Holdes en Sølvplade over Joddampe, farves den gul; anbringes den derefter i et saakaldt Camera obscura, og dannes der paa den et Billede ved Hjælp af en Linse, ville de belyste Dele af Pladen undergaa en Forandring, der bevirker, at Kvægsølvdampe fortætte sig paa dem; sandsynligvis bevirkes dette af udskilte Sølvdele. Ved at vadske den med svovlundersyrligt Natron bortskaffes Resten af Jodsølvet, og Pladen kan nu udsættes for Sollyset, uden at det af Kvægsølvdraaberne dannede Billede udviskes. Denne Fremgangsmaade kaldes efter Opfinderen Daguerreotypi.

Ved Fotograferingen bruges nu i Almindelighed tørre Bromsølvplader; den ene Side af en Glasplade bedækkes med et Lag af en Gelatineopløsning, hvori der er udrørt fint fordelt Bromsølv, saa at der ved Indtørringen dannes en bromsølvholdig Hinde. Bromsølvet maa fremstilles og anbringes paa Pladen i Mørke. Ved Brugen af Pladen anbringes denne som Bagvæg i et Camera, som er opstillet med tildækket Objektiv over for Genstanden, der skal fotograferes, saaledes at der vil dannes et skarpt Billede paa Pladen, naar Dækslet fjernes. Man tager Dækslet bort en kort Tid, hvorved Pladen, som det kaldes, eksponeres. Efter Eksponeringen er der endnu ingen synlig Virkning paa Pladen. Det belyste Bromsølv er ikke blevet sønderdelt, men er bragt i en Tilstand, hvor det langt hurtigere end det ubelyste udskiller Sølv ved Reduktionsmidler; ved saadanne kan man derfor »fremkalde« Billedet. Ved Fremkaldelsen lægges Pladen i en flad Skaal med Hinden opad og overhældes med en Opløsning af oxalsur Jærnforilte eller et andet kraftigt Reduktionsmiddel. Herved fremkommer et »negativt« Billede, idet Hinden ved det udfældede Sølv bliver mer eller mindre uigennemsigtig der, hvor der faldt Lys under Eksponeringen. Sølvet fremtræder som et i Hinden fordelt sort Pulver. Herefter »fikseres« Pladen efter først at være udvadsket, idet det ikke sønderdelte Bromsølv opløses i en Opløsning af svovlundersyrligt Natron. Efter Fikseringen udvadskes Hinden paa ny og tørres derpaa.

Indtil Fikseringen er færdig, maa Pladen behandles i Mørke

eller i svagt rødt Lys. Det røde Lys har nemlig kun ringe kemisk Virkning; denne hidrører væsentligst fra det blaa og violette Lys. Af denne Grund fremkommer der ofte et fejlt Forhold mellem Lys og Mørke i det fotografiske Billede. Herpaa kan man, som *Vogel* har vist, bøde meget ved at tilsætte Farvestoffer til Gelatinen; det har nemlig vist sig, at Bromsølvet ved Tilstedeværelsen af et Farvestof kan blive følsomt for det af Stoffet absorberede Lys.

For at faa et positivt Billede lægger man Pladen med det negative Billede over et Stykke Papir, der paa den ene Side er gjort lysfølsomt ved Klorsølv. Herved dannes der et Skyggebillede paa Klorsølvet, som bliver mørkt, hvor det negative Billede er lyst og omvendt. Den sædvanlige Tone, hvormed Fotografier fremtræde, faas ved at behandle Klorsølvbilledet i et Guldbad; herved bliver Sølvet delvis erstattet af Guld, hvorved Tonen forandres.

SYV OG TYVENDE AFSNIT.

Den elektromagnetiske Lysteori.

ELEKTRISKE STRØMME I ISOLATORER. Til Grund for den af *Maxwell* fremsatte elektromagnetiske Lysteori ligger den Antagelse, at der kan opstaa elektriske Strømme i Isolatorer. Dette er allerede omtalt S. 380, men vi skulle nu gaa nærmere ind paa denne Sag. Lad AB være en Kondensator, hvis Plader ere adskilte ved en Isolator, hvis Dielektricitetskonstant er K. Pladen B tænkes at være forbunden med Jorden, C er et galvanisk Element, N en Telegrafnøgle. Naar Nøglen trykkes ned, sluttes Strømmen, og A lades med positiv, B med negativ Elektricitet. Lad A paa denne Maade, efter Forløbet af Tiden t, have faaet Ladningen Q og Potentialet V, saa har man, idet Overfladetætheden kaldes σ og den elektriske Kraft mellem Pladerne E, at

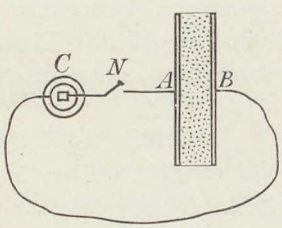


Fig. 302.

$$Q = S\sigma, \quad V = Ea, \quad 4\pi\sigma = KE.$$

S er Pladernes Overflade, a Pladernes indbyrdes Afstand. Altsaa er

$$Q = S\frac{K}{4\pi}E.$$

I det følgende Tidselement dt vil A modtage Elektricitetsmængden

$$Idt = dQ = \frac{SK}{4\pi}\frac{dE}{dt}dt.$$

I Tidsenheden gaar der altsaa igennem en Kvadratcentimeter i Isolatoren Elektricitetsmængden

$$s = \frac{I}{S} = \frac{K}{4\pi}\frac{dE}{dt}.$$

Heraf følger, at Isolatorer forholde sig helt anderledes end Ledere. I en Leder gaar der altid en elektrisk Strøm, naar der virker en elektrisk Kraft i den. I Isolatorer gaar der kun en Strøm, naar den elektriske Kraft enten tiltager eller aftager, i første Tilfælde gaar den i Kraftens Retning, i sidste Tilfælde i den modsatte Retning.

Man kan anskueliggøre denne Strømning ved at tænke sig, at Isolatoren bestaar af ledende Dele, der ere isolerede fra hinanden. Idet der nu strømmer positiv Elektricitet til A og fra B, vil A faa positiv Ladning, B negativ, disse Ladninger ville virke fordelende paa de omtalte Smaadele, drive den positive Elektricitet til højre, den negative til venstre, og denne Bevægelse, der er at ligne ved en Strøm, vil blive ved at gaa, saa længe den elektriske Kraft i Rummet vokser. Saa snart Kraften er bleven konstant, ophører Elektricitetens Bevægelse i Smaadelene. Aftager Kraften, ville de adskilte Elektriciteter i Smaadelene igen forene sig og danne derved en modsat rettet Strøm.

PLANE ELEKTRISKE BØLGER. Naar der i det foregaaende har været Tale om Lysbølger, have vi tænkt os dem som Bevægelse af Æterdelene. Efter Maxwells Teori faa vi nu elektriske Kræfter og Strømme i Stedet. En plan elektrisk Bølge er fremstillet i Fig. 303. Den forplanter sig i Retningen OX; den elektriske Kraft E er parallel med OE, som staar vinkelret paa OX. Vi antage, at den er udtrykt ved

$$E = E_0 \cos \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{x}{\omega}\right),$$

hvilket bestemmer en Bølgebevægelse, der bevæger sig i Retningen OX med Hastighed ω. For $t = 0$ er E i Figuren fremstillet ved Kurven $PO_1P_1O_2 \ldots$

Strømstyrken s er bestemt ved

$$s = \frac{K}{4\pi}\frac{dE}{dt} = -\frac{KE_0}{2T}\sin\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{x}{\omega}\right).$$

For $t = 0$ er s i Figuren fremstillet ved den punkterede Kurve.

De elektriske Strømme, som saaledes opstaa i Isolatoren, fremkalde igen magnetiske Kræfter, som maa staa vinkelret paa Strømmene, vi antage, at den magnetiske Kraft kan fremstilles ved

$$M = M_0 \cos \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{x}{\omega}\right).$$

M er i Figuren fremstillet ved Kurven $QO_1Q_1O_2\ldots$, som ligger i et Plan, der er vinkelret paa POX.

Vi skulle nu se, hvorledes de ubekendte Størrelser M_0 og ω kunne findes.

Først anvende vi Maxwells Sætning (S. 379) paa nærværende Tilfælde. Denne Sætning udsiger, at det Arbejde U, der udføres

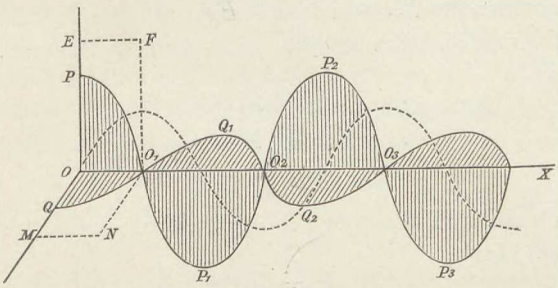


Fig. 303.

af de magnetiske Kræfter, naar en magnetisk Enhedspol gaar rundt i en lukket Bane, er lig $\frac{1}{10}4\pi i$, naar i er Summen af de Strømme, Banen omkredser. Her er i maalt i Ampère; maales den derimod i elektrostatiske Enheder og kaldes den I, bliver $I=3\cdot 10^9 i$. Sættes

$$v=3\cdot 10^{10}$$

faas altsaa

$$vU=4\pi I.$$

Lad nu $OMNO_1$ være et Rektangel, hvis Sider ere $OM=a$ og $OO_1=\frac{1}{4}\lambda$, hvor $\lambda=\omega T$ er Bølgebredden. Anvende vi nu Maxwells Sætning paa denne, faas for $t=0$

$$U=M_0 a.$$

Den hele Strøm I, som gaar gennem Rektanglet i Tiden $t=0$ findes at være

$$I=\int_0^{\frac{1}{4}\lambda} sadx=\frac{KE_0\omega}{4\pi}a.$$

Indsættes Udtrykkene for U og I i Maxwells Ligning, faas

$$vM_0=KE_0\omega. \qquad (a)$$

Vi kunne dernæst anvende Udtrykket for den inducerede elektromotoriske Kraft $e=-10^{-8}dN/dt$ paa nærværende Tilfælde,

da en Volt er $\frac{1}{300}$ af en elektrostatisk Spændingsenhed, bliver den inducerede elektromotoriske Kraft V i det sidstnævnte System udtrykt ved

$$V = -\frac{1}{v}\frac{dN}{dt}. \qquad (b)$$

Anvendes dette paa Rektanglet OO_1FE, hvor $OO_1 = \frac{1}{4}\lambda$ og $OE = b$, har man for $t = 0$ at $V = -E_0 b$. Kaldes Permeabiliteten μ, saa er det Antal Kraftlinier, som gaar gennem Fladeenheden, μM, vi faa altsaa

$$N = \mu \int_0^{\frac{1}{4}\lambda} M b dx.$$

Beregningen giver for $t = 0$ at $dN/dt = \mu M_0 \omega b$; indsættes de fundne Værdier i (b) faas

$$vE_0 = \mu M_0 \omega. \qquad (c)$$

Af Ligningerne (a) og (c) faas

$$\omega = \frac{v}{\sqrt{K\mu}} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{\sqrt{K\mu}}.$$

For det tomme Rum er $K = 1$ og $\mu = 1$, i dette forplanter elektriske Bølger sig altsaa med en Hastighed, som er $3 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$, hvilket netop er lig Lysets Hastighed i det tomme Rum.

Heraf sluttede Maxwell, at Lyset var elektriske Svingninger. Vi have tidligere set, at $\omega = v/n$, hvor n er Brydningsforholdet, altsaa er

$$n = \sqrt{K\mu}.$$

For de fleste dielektriske Legemer er $\mu = 1$, Brydningsforholdets Kvadrat skal da være lig Dielektricitetskonstanten. Dette gælder virkelig ogsaa for de permanente Luftarter (S. 318) og er tilnærmelsesvis rigtigt for enkelte faste Isolatorer.

Af (c) faas, naar $\mu = 1$, at

$$M_0 = nE_0 \text{ og deraf igen } M = nE.$$

I en plan Bølge er den magnetiske Kraft altsaa n Gange saa stor som den elektriske Kraft. Af Fig. 303 ses, at den magnetiske Krafts Retning findes saaledes. Holder man den højre Haand saaledes, at Straalen rammer Haandfladen og Haanden peger i den elektriske Krafts Retning, vil den magnetiske Kraft gaa til den Side, hvor Tommelfingeren findes.

FRESNELS FORMLER. Ved Hjælp af det udviklede kunne vi bestemme Intensiteten af det Lys, der kastes tilbage fra et gennemsigtigt Legemes Overflade.

Dette kræver Kendskab til de Betingelser, der maa være opfyldte ved den brydende Overflade. Lad den elektriske Kraft lige over Overfladen være E, under den E_1; kaldes deres Projektioner paa Overfladen P og P_1, saa maa P og P_1 være ens i Størrelse og Retning. Var dette ikke Tilfældet, saa vilde der virke en elektromotorisk Kraft e i enhver lukket Kurve, af hvilken et Stykke A laa lige over, et andet Stykke A_1 laa lige under Overfladen.

Den elektriske Krafts Projektion paa Overfladen maa altsaa være den samme paa begge Sider af Overfladen.

Det samme gælder om den magnetiske Krafts Projektion paa Overfladen.

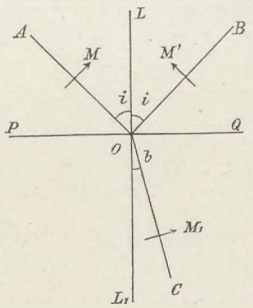


Fig. 304.

Lad nu PQ (Fig. 304) være Grænsefladen, AO, OB, OC den indfaldende, tilbagekastede og brudte Straale. Vi antage, at den elektriske Kraft E i den indfaldende Straale er rettet indad i Figuren, den magnetiske Kraft har da den i Figuren med M betegnede Retning. Idet OB og OC betragtes som Fortsættelser af AO ere de elektriske Kræfter E' og E_1 i dem begge rettede indad, Retningen af de magnetiske Kræfter M' og M_1 er betegnet ved Pile. Af de ovenfor angivne Grænsebetingelser følger nu, at

$$E + E' = E_1,$$

$$M \cos i - M' \cos i = M_1 \cos b.$$

Endvidere have vi set, at den magnetiske Kraft er n Gange saa stor som den elektriske Kraft, vi have da tillige

$$M = E, \; M' = E' \text{ og } M_1 = nE_1.$$

Af disse Ligninger faas

$$E' = -\frac{\sin(i-b)}{\sin(i+b)} E, \; E_1 = \frac{2 \cos i \sin b}{\sin(i+b)} E.$$

For at se, hvorledes E' varierer med i, beregnes

$$-\frac{dE'}{di} = \frac{2 \sin b \sin(i-b)}{\cos b \sin(i+b)} E.$$

Man ser heraf, at $-E'$ vokser med i naar $n > 1$, altsaa $i > b$. Grænseværdierne ere

$$E' = -\frac{n-1}{n+1} E \text{ for } i = 0 \text{ og } E' = -E \text{ for } i = \frac{\pi}{2}.$$

Naar derimod den elektriske Kraft E i den indfaldende Straale er parallel med Indfaldsplanet, vil den elektriske Kraft i de andre Straaler ogsaa være det; for de ved Pilene (i Fig. 305) antydede positive Retninger for den elektriske Kraft vil den magnetiske Kraft være rettet udad. Grænsebetingelserne give da

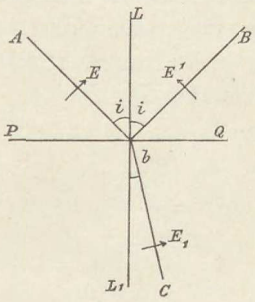


Fig. 305.

$$M + M' = M_1$$
$$E \cos i - E' \cos i = E_1 \cos b.$$

Da ogsaa her $M = E$, $M' = E'$ og $M_1 = nE_1$, faas

$$E' = \frac{\operatorname{tg}(i-b)}{\operatorname{tg}(i+b)} E, \quad E_1 = \frac{2 \cos i \sin b}{\sin(i+b)\cos(i-b)} E.$$

Heraf faas

$$-\frac{dE'}{di} = \frac{2 \operatorname{tg} b \operatorname{tg}(i-b)}{\sin(i+b)\cos(i-b)} E.$$

For $n > 1$ er $-E'$ altsaa stadig voksende med i. Man har

$$E' = \frac{n-1}{n+1} E \text{ for } i = 0, \quad E' = -E \text{ for } i = \frac{\pi}{2}.$$

E' maa altsaa gaa gennem Værdien 0, og dette finder Sted, naar $i + b = \frac{\pi}{2}$, dette kræver, at den brudte og den tilbagekastede Straale staa vinkelret paa hinanden.

LYSETS TILBAGEKASTNING. Gaa vi ud fra, at Intensiteten af en elektrisk Bølge forholder sig som Udslagets Kvadrat, faa vi af det foregaaende, at Intensiteten af det tilbagekastede Lys afhænger af den elektriske Krafts Retning. Er den vinkelret paa Indfaldsplanet, faas for Intensiteten I_1 af det tilbagekastede Lys

$$I_1 = \frac{\sin^2(i-b)}{\sin^2(i+b)};$$

ligger den elektriske Kraft derimod i Indfaldsplanet, bliver Intensiteten

$$I_2 = \frac{\operatorname{tg}^2(i-b)}{\operatorname{tg}^2(i+b)},$$

naar Intensiteten af det indfaldende Lys kaldes 1.

Men dette stemmer med hvad, vi have læst om Lysets Polarisation, idet vi se, at I_2 forsvinder for $i + b = \frac{\pi}{2}$, altsaa ved Polarisationsvinklen.

Ved Sammenligning med hvad, der er udviklet S. 637, lære vi heraf, at den Retning, som tidligere er betragtet som Svingningsretning for Æteren, er den samme som Retningen af den elektriske Kraft.

For at faa en Forestilling om, hvorledes Intensiteten af det tilbagekastede Lys varierer med Indfaldsvinklen, anvendes Formlerne for I_1 og I_2 paa Glas, vi sætte da $n = 1.5$. Derved faas følgende Tabel:

i	I_1	I_2	$I = \frac{1}{2}(I_1 + I_2)$
0°	0.040	0.040	0.040
10	0.042	0.038	0.040
20	0.047	0.033	0.040
30	0.058	0.025	0.041
40	0.077	0.014	0.043
50	0.112	0.03	0.057
60	0.177	0.02	0.089
70	0.300	0.042	0.171
80	0.539	0.237	0.388
90	1.000	1.000	1.000

Værdierne af I_1, I_2 og I ere fremstillede grafisk i Fig. 306. Man ser, at den Lysmængde, der tilbagekastes fra et gennem-

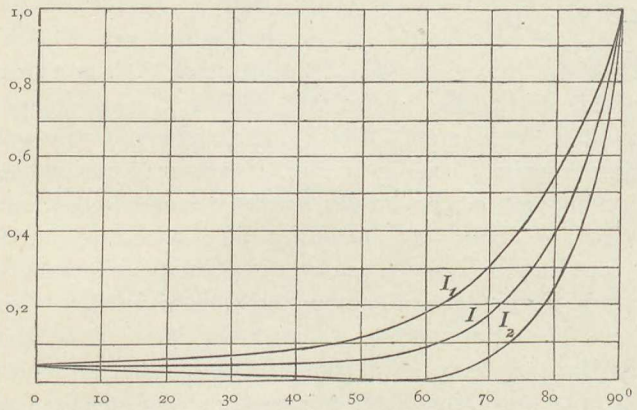


Fig. 306.

sigtigt Legeme som Glas, er meget ringe, naar Indfaldsvinklen er under 50°. Falder der naturligt Lys paa en Glasoverflade, vil Styrken af det tilbagekastede Lys være bestemt ved I; man ser, at I for smaa Indfaldsvinkler kun er 4 % af det indfaldende Lys.

De her anvendte Formler ere fundne, rigtignok ad en ganske anden Vej, af *Fresnel*.

Der har tidligere været meget afvigende Meninger om disse Formlers Nøjagtighed. Efter dem skal man kunne faa fuldstændigt Mørke ved Polarisationsvinklen; Forsøget giver dog altid noget Lys i dette Tilfælde. Dette har man forklaret ved at antage, at Overgangen fra Luften til Legemet ikke er saa brat, som Teorien forudsætter. Aarsagen dertil kan være af forskellig Art. For de faste Legemers Vedkommende vil altid noget af Polerpulveret hænge ved Legemet, endvidere fortætte Legemerne Luft og Vanddamp paa Overfladen. For saa vidt muligt at undgaa dette, benyttede *Drude* friske Brudflader af Stensalt og fandt derved Teorien bekræftet. *Rayleigh* har undersøgt Tilbagekastningen fra nydannede Vædskeflader og kom til samme Resultat.

Vi kunne nu finde Intensiteten af det polariserede Lys, som fremkommer, naar et gennemsigtigt Legeme rammes af naturligt Lys under Polarisationsvinklen. Er Styrken af det indfaldende Lys 1, bliver Styrken T af det tilbagekastede almindeligt

$$T = \tfrac{1}{2}\left(\frac{\sin^2(i-b)}{\sin^2(i+b)} + \frac{\operatorname{tg}^2(i-b)}{\operatorname{tg}^2(i+b)}\right).$$

For $i+b=\frac{\pi}{2}$ bliver $T = \tfrac{1}{2}\cos^2 2i = \tfrac{1}{2}\left(\frac{n^2-1}{n^2+1}\right)^2$. For $n = \frac{3}{2}$ bliver $T = 0.074$.

ZEEMANS OPDAGELSE. H. Hertz fandt (S. 491), at man kan fremkalde elektriske Bølger ved en frem- og tilbagegaaende Bevægelse af Elektriciteten. Gaa vi ud fra, at Lyset er en elektrisk Bølgebevægelse, saa maa der i enhver Lyskilde foregaa elektriske Svingninger. Hvorledes skulle vi forestille os, at dette gaar til? Lad os tænke paa en almindelig Flamme. I denne foregaar der kemiske Processer; under disse kunne vi tænke os, at de bestaaende Forbindelser dekomponeres; hvorved deres Bestanddele frigøres som Kationer og Anioner for igen at forbinde sig paa en ny Maade. Men dette kan ikke ske, uden at Ionerne tiltrække og frastøde hinanden, hvorved de komme i svingende Bevægelse.

Tænke vi os, at en Kation K og en Anion A ere tæt ved hinanden, ville de i Almindelighed komme til at beskrive elliptiske Baner om deres fælles Tyngdepunkt C. Lad P være det Plan, som indeholder disse Baner, og CD en ret Linie, som fra Tyngde-

punktet C drages vinkelret paa P. Omkring D vil der da, under Paavirkning af de fra Ionerne K og A udgaaende Kræfter, finde en elektrisk Bevægelse Sted i det omgivende Medium, der vil foregaa i en med P parallel Ellipse. Altsaa vil der fra Ionerne udgaa en Bølge af elliptisk polariseret Lys i Retningen CD. Betragte vi dernæst et Punkt E, som ligger i Planet P i en Afstand CE fra Ionerne, saa vil Elektriciteten her svinge frem og tilbage paa en Linie, der er vinkelret paa CE og som ligger i Planet P. I Retningen CF, der ligger imellem CD og CE, vil der findes Lysbevægelser, der danne Overgange mellem disse. Altsaa vil der fra et enkelt Par svingende Ioner i Almindelighed udgaa elliptisk polariseret Lys, der dog kan blive til plansat Lys i enkelte Tilfælde.

I en virkelig Lysgiver findes nu et meget stort Antal saadanne svingende Ioner; deres Bevægelse sker i alle mulige Planer, derfor vil det fra dem udgaaende Lys have alle Slags Polarisationer, det samlede Lys, der udgaar fra dem, er derfor saakaldt naturligt Lys; det er ikke polariseret.

Bringes en Lyskilde ind i et magnetisk Felt, ville Ionernes Bevægelse i Flammen undergaa en Forandring, ganske lignende den Forandring, som Magnetismen fremkalder i Katodestraalernes Bevægelser. Vi skulle forsøge at give en Forestilling om, hvori denne Forandring vil komme til at bestaa. Vi tænke os, at den magnetiske Kraft er rettet udad fra Figurens Plan. Den Bevægelse som en Partikel, der er ladet med positiv Elektricitet, udfører, kunne vi tænke os opløst i 3 Bevægelser, af hvilke den ene gaar i den magnetiske Krafts Retning, medens de to andre foregaa i Retningen OA og OB (Fig. 307), som staa vinkelrette paa hinanden. De to sidste sammensættes igen til en elliptisk Bevægelse i Banen APB, som vi for Simpelheds Skyld antage for cirkulær. Lad Partiklens Svingningstid være T, den udfører altsaa $N = \frac{1}{T}$ Svingninger i Sekundet. Bevægelsen i den magnetiske Krafts Retning vil ikke paavirkes af Magnetismen. Derimod vil

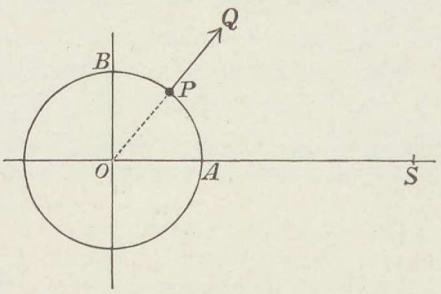


Fig. 307.

Magnetismen fremkalde en Forandring i den cirkulære Bevægelse. Gaar Partiklen rundt i den ved *APB* antydede Retning, saa vil den magnetiske Kraft søge at bevæge den i Retningen *PQ*, Banen vil altsaa blive længere, medens Hastigheden ikke forandres; som Følge heraf vil Svingningstiden og dermed Bølgebredden vokse. En positiv Partikel, som gik rundt i den modsatte Retning, vilde faa en kortere Svingningstid, altsaa en mindre Bølgebredde.

For at se om noget saadant finder Sted i Naturen, anbragte *Zeeman* en Lysgiver, der gav en skarpt begrænset Spektralstribe, i et stærkt magnetisk Felt. Straalerne fra denne Lysgiver opfangedes ved et Spektroskop, der stilledes saaledes, at de af Spektroskopet opfangede Lysstraaler vare vinkelrette paa den magnetiske Krafts Retning; lad det være i *S*. I Stedet for den enkelte Spektrallinie L saa han da tre, som vi kalde L_1, L_2 og L_3. L_2 laa paa samme Plads som L, den bestod af plansat Lys, hvis Svingningsretning var parallel med den magnetiske Krafts. De to andre, L_1 og L_3, som laa hver paa sin Side af L_2, havde en Svingningsretning, som var vinkelret paa den magnetiske Kraft, altsaa parallel med *OB*. Dette er netop, hvad man maatte vente at være Tilfældet, kun viser det sig, at den svingende Partikel maa være ladet med negativ Elektricitet. At man ikke mærker noget til den positive Partikels Svingninger kan ligge i, at den har en meget større Masse, at dens Bane derfor er meget mindre end den negative Partikels Bane.

Gaar de Straaler, der opfanges af Spektroskopet, parallel med den magnetiske Krafts Retning, blive L_2 borte, derved ser man kun L_1 og L_3; men det viser sig, at de ere cirkulært polariserede og have modsatte Bevægelsesretninger.

SAGREGISTER

Aabningsgnisten ved Selvindukt. 458, Ophav 449, 451, 459, Virkn. 459, om Forebygg. 459, 465, 466. Aa. i Biled. 461, 462.

Aabningsstrøm og **Slutningsstrøm** def., induc. El. ens 461.

Aberrationen 578.

Absolut elektromagnetisk System, Strøm 368.

Abs. Elektrometer Lord Kelvins 303, 304.

Abs. elektrostatisk Maal 302, 522, Best. af Elektricitetsm. i abs. M. 278, Spændingsf. i abs. M. 302, 322, Potential 303, el. Kraft 323, 324. (se elektrostat. M.).

Abs. Maalsystem, Enhederne, Enh. for Kraft, Arbejde, Tryk, Lufttr. i abs. M. 8, Gnidn. i abs. M. 247, 248, 254, 260, Varmemængde 409, Varmeækv. 19, 37, 408, Varmeledn. 263—265, 267, 270, 272, 273, Joule 408, Hestekr., Watt, Kilow. 409, elektrodyn. Kr. 385, Lysets mek. Ækv. 668, Øjets Følsomh. 664, 669.

Abs. magnetisk Maal, Best. af Magnetis. 344, magn. Kraft i abs. M. 344, 437, 650, Jordmagn. 352.

Abs. sort Legeme def. 658, benytt. 658, 659. Flade 671.

Abs. Temperatur def. 26, Nulp. 175.

Absorptiometer, Bunsens 101, Differentiala. 102, Dilatometer 104.

Absorption, Væds. og Luftart. 101, Temp. 102, 103, Tid 103, Væds.'s Rumf. 104, Vand, Varmeudvikl. 105, A. og Diff. 106, Kulsyre 107, Dampe 193, 194, A. af Varme 119—121, Luftlag 131, 228, Vandd. 155, Kautschuk og Luftart. 225, Platin og Brint 226, Palladium og Brint, Meteorjærn, Hesteskosøm og Luftart. 227, A. af Katodestr., Lys 518, Partikl. 522, Str. fra radioakt. Stoff. 529, 530, neg. Ioner 538, Lys 590, 596, Spektrum 600, 606, 607, Kirchhoffs Lov, Forkl. 607, 608, A. af Solstr. 608, af Lys 619, A. frembr. anomal Dispers. 620, A. af ordin. Str. 643, om A. 652, A. af Varmestr. 656 og Lystr. 668, Unders., faste Leg., Vædsker, Luftart. og Dampe 670, 671, den abs. Energi omdan. til Varme 671, Atmf. abs. Solstr. 672, abs. Str. omd. til Lys 674, A. 676, A. af Lys 678.

Absorptionsevne, for Luftart. 225 se og 226, 227, for Straaler 670, Tab. for Luftart. 671.

Absorptionskoefficienter def. 101, Tab. 102, 103, 106, Forh. 104—107.

Acceleration 2, 3, 8, 53, 75, 133, 297, 304.

Actinium, Opdag., radioaktiv 530.

Additive Størrelser, Rumfylde 111, 218, def. 111.

Adiabatisk def. 28, 29, anv. 30, 33—35, 46. (se Isentropisk).

Adiaterman, Betydn., Is, Kønrøg 670.

Adsorption def., Luftlag 227, Trækul, fl. Stoff., Tryk, Temp., Glas, fl. Forh. 228, Glas, Skellak, fl. Stoff., Vanddamp, Tid, Tykk. af Vandlag 229, A. se og 686.

Agat 229, 350.

Akkumulatorer 307, 484, 521, ved Dynamoer 469, 550, Svovlsyren, Ledn. 403, Vægtf. 550, A. 545, 546, Plantes **lades** 548, Bygn., Tilberedn. og Egensk. 548—550.

Akromatisme, om Farvefrihed ved Linser 629—631, Øjet farvefri 630, Akromatisk Linse 591.

Akse i Magnet. 336, 349—351, 367, 370, Kikkert, Kollimator 601, Linse 624, 630, Linsesyst. 627, Krystaller 542, 640, 641, 643, 644, 647, 648. Aksial Stilling 425.

Aktinometer, Violles, Solkonst. 673, Drapers, Klorknaldl. 676.

Aktion og **Reaktion** tredie Lov 4, Beviserne 7, Anv. 380, 439.

Alkoholer 98, 100, 108, 190, 194, 319, 320, 616, 619. Dampe 619.

Allotropiske Tilstandsformer 222, 423, 424.

Aluminium 199, 214, 217, 221, 230, 272, 296—299, 301, el. Ledn. 403, 405, 406, Termoel. 500, 502, 506, Katodestr. 519, Røntgenstr. 525, 526, Becquerels 528, Radiumstr. 531, Lys 533, Fremst. af A. 541, Liniesp. 604.

Alun, Abs. af Straal. 670.

Amalgam 330, 569.

Amerikansk Olie 321.

Ammoniak 64, 66, 67, 73, 101, 103, 105—107, 145, 158, 165, 171, 178, 228, 253, 671. A.vand 111, 116—118, 120, 546, 555.

Amorfe Legemer, Diff. 122, def., Vædsker 196, kolloide Leg., Smeltn. 230, 231.

Ampère def. 368, Form. 369, A. og Coulomb 372, 408, 409, 543, Strømtæth. 549, A. og elektrostat. Maal 681.

Ampèremeter Siemens 387, A. 545.

Ampères elektrodynamiske Teori 383—388, og T. om Magnetis. 377, 540.

Ampèretimer og Coulomb 549, Kapacitet, Eks. 550.

Amylacetatlampe Hefners, Lys 654.

Analysator i Nörrembergs App., Indstill. paa Mørke, paa Lys 644, Anv. 646, 647, 649.

Andrews Forsøg over Vædskeform og Luftf. 165—167.

Anilin 319, 616, 664.

Anioner i Luft 535, Def. 540, Ekspl. 540, 541, Vandring 551, 552, 556, 557, Ledn. 556, 557, Hast. 551 Eks. 558, Saltopl. 560, Diff. 567, A. i Flammer 686, 687.

Anisotrope Legemer def., Bygn. 196.

Anker 411, i en magnetoel. M., Def. 462, i Hefner Altenecks M., i Edisons 464, Grammes 465, Centralens Dynamo 466, 467, i Vekselstrømsm. 477.

Ankerstrøm 465.

Anlægsvinkler def., fl. Eks., Anv., Best. af Vedhængn. 132, af C. 133, 134.

Anode, el. Lysbue, Lys, Temp., Forbrænd. 511, Maal. af Temp. 512, Geissl. Rør 514—517, Anodepartiet def. 516, Platin smelter 518, A. 520, 525, Def., Elektrol., Kul 540, A. 541, 547, Anodeside 551, 552, A. 556, 560, 620. **Antikatode** 525, 526.

Anomal Dispersion Joddamp, Fuchsin 619, Def., fl. Metaller 620.

Antimon 217, 230, 272, 403, 405, magn. Forh. 424, 425, termoel. Forh. 499, alm. A. 500, 504, rent 500, 501, A. 506, A. og Zink 509.

Aperiodisk Bevægelse 369.

Aragonit med Svovl, Fosforesc. 676.

Arbejde, Omsætn. 6, Enh. 8, tabes A. 12, A. og lev. Kr. 12, 252, 522, Ophav 32, A. og Varme, Rumfords Fors. 10, 11, Humphry Davys 11, Coldings 13, 14, Anv. 27—31, 35—38, 84, 85. Varmeækviv. 15—19, Afkøl. ved A. 22, naar ækvivalent 22, 48, første Hovedsætn. 22, Carnots Formel 34, anden Hovedsætn. 36, 41, Kredsproc. 30, 33, 34, Luftarternes Forh. 25—27, 205, indre A. 68, 162, anv. 163, 164, Varme til A, Mayers Betragtn. 15, 67 se og 12, Hirns Fors., Dampm. 19, 20 og Organism. 21, Luft 206, A. og pot. Energi 205—207, A. til Vædskeoverfl. 128, 129, hyp. Kurve 172, Torricellis Teorem 242, A. og Elektric. 12, 16, 17, 326, 327, ved Elektriserm. 331, 332, Elektroforet 332, A., $\frac{1}{10} 4 \pi i$ 378—380, 412, 419, 437, 440, 441, 681, magnetomotorisk Kraft 420, A., $\frac{1}{10}(N' - N) i$ 383, 472, A. af el. Kr. til Varme 408, A. til el. Strøm 408, 409, el. Energi 462, el. Spænd. 284—288, 307, 308, 327, 522, A. et galv. El. afgiver 39,

409, el. Str. i en Motor udfør. 472—474, A. til Str. i Ørsteds Elektrom. 453, Lysdele 583.

Argon i Atmosf. 53, fra Begblende 530.

Arsenik i Luftf. 58, 59, fast 217, 403, 425, 500.

Asbest 222, 273, 614.

Asfalt 460, 495.

Astatisk Dobbeltnaal 370, 371.

Astigmatisk Straalesystem 631, 632.

Astronomi 600.

Atlas Ångströms over Solsp. 601.

Atmolyse, Betydn. 80, Fors. 79, 80, Grahams Begrund. 80, 81, 254, Fors. 255, 256.

Atmosfæren, Strømme, Energi 23, Tryk 8, 38, 47, Bestanddeles Forh. 51—54, Vindens Indflyd. 52, Højdemaal. 70—72, Diff. i A. 72, el. Potential find. 309, Sp. voks. med Højd., Ioner. 535, A. abs. Sollys 596, 608, Straal. 672.

Atmosfærisk Luft, Anv. 15, Vægtfylde 51—54, Anv. 54—56, 61, 69, 70, 83, 115, 154, 564, Tallet 28,94, Avogadros Lov 60, Varmef. 63, 64, *k* 66, Daltons Lov 68, 69, Diff. 72, 73, 78, 79, 106, 107, 224, 225, Æterdamp 148, 154, 156, Atmolyse 80, absorb. 102, 104—106, forminds. Vandets Vægtf. 105, Overfladesp. 134, 135, Forh. ved Fortætn. 162—164, Mariottes Lov 177—180, Anv. 165, 169, Udvid. 186, Adsorpt. 228, Effus. 250, 251, Indre Gnidn. 253, 259, Transsp. og Diff. 254, 255, Varmeledn. 263—265, 510, Isolator 310—313, Diel., Brydn. 318, Gnister 322, 324, 513, magn. 425, Lysbue 511, 513, Røntgenstr. 527, el. Ledn., Ioner 535, dann. 536, Grundl. 537, abs. Ioner 538, polaris. 547, 548, el. Lag 571, 572, Lysets Hast. 581, Brydn. 614, 616, om Abs. af Lys 652, Udstraal. 665, a. L. 666, lys ved 70° 669, Abs. af Varmestr. 671.

Atomer, Ampères og Avogadros Teori 58, 59, Kvægsølvdamp 59, 86, 520, Luftart. 63, 85, 86, Döbereiners Antag. 78, Grahams Betragtn. 81, Lord Kelvins Hvirvelhyp. 246, Ioner 313, el. Sv., Liniespek. 606, el. Sv. 607, 608, 666, A. 617, Lorenz's Teori 619, pos. og neg. A. 665, i Bevæg. 665, 666.

Atomvarme def., Dulong og Petits Lov 221, 222, faste Grundstof., Tab. 221, Afh. af Temp., Afvigel. 222, A. i Forbindelser 223.

Atomvolumen, faste Grundstof., Tab., Def. 217, 218.

Atomvægt anv. 60, Tab. 58, 217, 221, 543, A. og Røntgenstr. 526, A. og Liniespek. 605.

Aviditet, Def. 120.

Avogadros Lov for Grundstof. i Luftform 59, luftf. Forbind. 60, Anv. 81.

Balmains Farve, Fluoresc. 518.

Barium 530, Liniesp. 604, paa Sol. 608, **Hydrat** 118. **Baryt** og Radium 530. **Bariumkvægsølvjodid** 616. **Bariumplatincyanur,** Røntgenstr. 525, Str. fra Radioakt. Stoff. 530, Røntgensk Skærm 537.

Barometre, Anv 56, 70—72, 141, 188, 190.

Baser, Rumfylde 111, 112, Molekularvarme 116, Varmeudvikl. ved Fortynd. 117, Bl. med Syrer 118, dele sig mell. to Syr. 119, 120, B., Ledn. 555, Spænd. 570.

Becquerelstraalerne, Opdag., Egenskaber 528, trænge gen. Leg. 528—530, el. Virkn. 528, 529, bløde og haarde Str. 530, Lysvirkn. 530, 531, kem., fysiol., fotogr. Virkn., Partikl. Hast. nær Lysets 531, Vægttab ved Radiumstr., B. ved Gnistdann. 532.

Beg 89, 239, 276, 332, 569.

Begblende radio., Curies Opd. 529, 530.

Belysning 6, 72, fra et Punkt, en Flam., en Flade 652, Best. af Lysst. 653—655, om Tilvejebr. af lige stærk B. 654.

Benders Opløsninger def 113.

Benzol 91, 108, 138, 150, 165, 190, 232, 236, 237, 248, 267, 319, 321, 614, 616, 619, Dampe 144, 145, 619. **Nitrobenzol** 232, 237.

Beryllium 217.

Bevægelse, Masse, Hastigh. 3, Newtons Love for B. 4, 5, er Varmen en B. 9—11, Aarsag til B. 12, skvulp. B. 66,

Luftmol. B. 26, 81—87, 89, indre B. i Vædsker 121—123, B. i ideal Væds. 244, Hvirvelb. 245, 246.

Bevægelsesenergi 7. (se lev. Kraft).

Bevægelseslæren, Grundvold 5.

Bevægelsesmængde def. 3, Talbestem., Newtons Lov om Forandr. i B. 4, Lov ved Stød 5, Coldings Betragtn. 14, Anv. kin. Luftteori 82, 83.

Bifilar Bevikling def. 451, Fig. 394.

Bilederen 440—448, Fjorten Mil 461, Flam. fra Pol. 462, B. ved Hertz's Fors. 492, 494.

Billede 578, 580, 585, 586, 588, 596, 613, 615, 621, 622, B. i Planspejl 623, Kuglesp. 623, 624, B.dan. i en Linse 624—627, se og Linsesyst. 627—629, uend. mange B. af hvidt Lys 629, B. ved astigmat. Straalesys. 631, 632, sfær. Aberr. 632—636.

Billedflade 578, 592, 613.

Biots og Savarts Forsøg 364—366, deres Lov, fremsat af Laplace 366, Udledn. af Ampère 384, Anv. 367—370, 378, 445.

Bjergkrystal 229, Elektrol. 542, Lysets Brydn. 642, 644, 646, 647, Drejn. 648, 649, Abs. af Straal. 670.

Bladgrønt 23, 607, Klorofyl 674.

Bly 14, 199, 214, 217, 221, 223, 230, 232, 272, 657, el. Ledn. 403, 405, 406, diamagn. 425, Iltn. 495, termoel. Forh. rent B. 500, B. 502, 506, Røntgenstr. 525, **Blytræ** 541, **Blysvamp** 548, Plad. i Akk. 548—550. **B.ilte** 119. **B.klorid** 223. **B.overilte,** brune Blade 541, Akk. 548. **Blyhvidt,** hvorf. hvidt 606, B. 657.

Bohnenbergers Elektroskop 299, 300.

Bolometer Langleys 594, B. 658, 663—666, 671.

Bomuld 156, 162, 171, 273, 394.

Bor 217, 221—223. **Borsurt Blyilte** 658. **Borsyre** 570.

Brauns Rør, el. Svingn. 489, 521, Indretn., Katodestr. 520, 521, Vekselstr. 521.

Brint, Forbrænd. 21, 114, 115, Vægtf. 57—60, fast, flyd. 164, Varmef. 63, 64, fast 221, Palladiumb. 222, *k* 66, 67, Daltons Lov 69, Diff. 73—81, 106, 223—226, Æterdamp i B. 154, abs. 102—104, 106, 225—227, Adsorpt. 227, 228, Effus. 250, indre Gnidn. 253, 259, Transsp. og Diff. 254, 256, Mol's Hast. 84, 87, om Fortætn. 160, fortættes 161, 164, krit. Data 165, 181, 183, Mariottes Lov 177, 179, 180, 182—184, Udvid. 186, Termometer 187, 188, Atomvarme i Forbind. 223, Varmeledn. 263, 264, Isolator 311, Dielektric. og Brydningsforh. 318, Gnister i B. 322, 324, magn. Forh. 426, B. og Ilt ved Platin 520, Katodepartik. 524, B. i Platin 533, Elektrolyse 539, 540, 542—544, 546, 547, polariserer 547, 548, 572—575, B. 564, Spektr. 602, 603, paa Solen 608, B.liniers Brydn. 613, 615, 616, Brydn. i B. 616, B. 650, Reduktion 666, Forbrænd. 667, Abs. af Str. 671, Klorknaldl. 676, 677. **Brintoverilte** ved elektrol. 540.

„Bro" ved Rheokorden 394. **Wheatstones Bro** 401. **Ostwalds Maalebro** 545, 546.

Brom 150, 165, 220, 650, fast 217, 220, 221, 230, B.dampe 57—59, 64, 66, 67, 548. **B.ammonium** 113, 123, 218. **B.barium** 230. **B.brinte** 66, 105, 117, 667. **B.kalium** 113, 123, 218, 230, 238, 548, 552 **B.lithium** 230. **B.natrium** 123, 218, 230, 238. **B.sølv** 230, 616, Fotograf. 677, 678. **B.zink** 230. **B.æthyldamp** 318.

Brudstyrke def., Temp. 207, mindre end Elastic. for skøre Leg. 208, 209, B. for Træk og Tryk for Glas 209, 211, B. best. af Overfladens Natur, Stensalt 211, 212, Glas 212.

Brydning, el. Svingn. 495, ingen B., Røntgenstr. 525, Becquerels 528, Spektrets forsk. Farv. 599, Flintglas, Crowngl. 601, Lys, Loven 610, Grænsev. def. 611, Lys i et Prisma 612—614, B. og Vægtf. 617—619, B. og Absorpt., blaa Str. brydes mindre end røde 619, anomal Dispersion 620, B. i en Kuglefl. 620—623, i en Linse 624—627, Linsesystem 627—629, Akromatisme 629—631, astigmat. Straalesyst. 631, 632, B. i en Kuglefl. 632, sfærisk

Aberration 632—636, B. i Metal. 651, B. 674, Fresnels Forml. 683, 684.

Brydningsforhold, sorte Plet 137, B. Tab. 318, B. og Dialektric. 318, 320, 616, 617, 682, Vand for el. Sv. 320, Lysets B. og Hast. 581, 585, 641, 682, Def. 610, B. ved Overg. mell. Leg. 611, Maal. ved Spektrom. 613, ved fulds. Tilbagek. 613, 614, Fremg. ved faste Leg., Vædsker, Luftart., Metode for Pulv., traadede Leg. 614, Maal. ved Interf. 614, Luftart. 615, 616, n_D og $n_F - n_C$, Tab. 616, Vædskers og faste Leg., B. og Vægtf. 617, Form., Lorenz's Form., Anv. paa Vandd. og Vand st. m. Fors. 618, ogsaa Is stem., fl. Væds. og deres Dampe, Tab. 619, Best. af Fuchsins, særeg. Spekt. 619, af Metallers ved Prisma, mærkelige B., Tab. 620, B. best. Polarisationsvinkl. 638, 642, 685, n_o og n_e for D Lin. i Kalkspath 641, i Bjergkrystal 642, 646, B., kanadisk Balsam 643, Stensalt 663, 664, B. og Tilbabekastn. 670, Fresnels Forml. 685, 686, Glas 685.

Brydningsloven udl. efter Newton 582, 583, Huygens 584, funden af Descartes 610, eller W. Snell, dens Rigt. 611.

Brændpunkter 586, 621—624, 626—629.

Brændvidde 592, 622, 624, 625, 627—630, 634, 635, 644.

BundenVarme (se Fordampn., Smeltv.).

Bæreevne en Magnets 414, 415.

Bøjning, cirkul., prism. Stang 201, 202, Anv., Form. 203, B. af Stensalt 208, vaad Snor 210, Katodestr. 518, 520, 521, 523, 524, Lysets B. om Hjørn. 588, Beregn. 589, Gittere 590—592.

Bølgebevægelse, Hindr. for Antag. af Lysets B. 587, Huygens B. 589, el. B. 680, 686.

Bølgebredde, Natriumlys 256, el. Sv. i Vand 320, Katodelys 519, Lys 584, Interf. 586—588, Bøjn. 589—591, Ångströms Maaling 591, 592, Fraunhoferske Lin. 592, 593, analoge i ultrarøde 594, Normalsp. 45 Gange det synlige 595, Dopplers Princip 595—597, farvet Glas, Nntriumlys 597, Kvægsølv, Kadmium, Længdeenh. 598, Fraunhofers Best. 599, Best. ved Solsp. 600, 601, ved Gitter 601, Balmers Lov for Brintlin. 602, 603, Anv. af udvid. B. L. paa andre Liniesp. 604, 605, Metallernes Liniesp. 603—605, Kirchhoffs Lov 607, Solatm. 609, ved spejl. Fl. 611, B. og Brydn. 615, 617, 619, Undtag. 619, B. 645—647, Drejn. af Polaris. 649, Metalrefl. 652, Udstraal. og B. 656, 659, 660, 663—665, B. for Maksim. af Udstraal. 666, 667, Abs. af Str. 670, Fluoresc. 674, 675, Fosforesc. 676, el. Bølg. 681, 682, sving. el. Partik. i magn. Felt. 688.

Bølgeflade, ordinære og ekstraor. B. i Kalkspath 641, 642, i Bjergkrystal 642.

Bølger, Udbr. 589, B. i Vand 584, 585, B. i Luft 584, Lydb. 585, Dopplers Pr. 595, plane Lysb. 584, 618, 641, Lysb., el. B. 585, el. B. 607, 665, Lysb. Bjerg og Dal billedlig 586, plane el. B., Udvikl. 680—682, Intens. 684, el. B. 686, af ellipt. polaris. Lys 687.

Bølgeteori, Huygens B. for Lyset 584, 585, 589. Hindring for B. 587.

Cagniard de la Tours Forsøg, krit. Tilst. iagt. og best. 168, 169.

Cailletets Pumpe, Ilt, Brint og Kvælstof gøres draabefl. 161.

Calcium 217, 221, Liniesp. 604, 605, paa Sol. 608. **C.forbindelser,** Glødn. med Svovl, Fosforresc. 676. **C.hydrat** 118.

Camera obscura 677.

Carcellampe, Enh. for Lys 654.

Carnots Teorem 19, 33—36, Clausius best. Carnots Konstant 35, 36, Carnot-Clausius's T. anv. paa Kogn. og Smeltn. 37, 38, galv. El. 38—40, Gyldigh. 36, 41, Clausius's T. og termoel. Teori 507.

Cavendish's Forsøg over El.'s Sæde 278—280.

Centimetren def. 8.

Cer 217, Cerium magn. 425.

Citronolie 267.

Corona 609. **Coroniumlinien** 609.

Cosinusloven, for Udstraal. af Varme findes 660, 661, Ekspl. 662, for Lys 661

Coulomb, galv. El. 39, 49, 409, def.

372, 543, Maal. i C., Forh. til elektrost. Enh. maales 373, anv. 395, 408, 523, 524, 559, fremstil. ved Eks. 374, Indukt. 431, 433, 436, 437, 444, 445, el. Sv. 490, termoel. 504, 509, C. til et Ækv. 543, 556, 557, 559, 576, et Gram, Gr. ved en C. 543, Anv. 544, Ampèretimer 549.

Coulombs Lov, El., gens. Virkn., funden ved Snov. 276—278, bekræftet af Maxwell 280, ved Gauss's Sætn. 289, Magn., gens. Virkn. 342—344, bekræftet ved Gauss's Fors. 347.

Crownglas 273, 601, 616, 629, 631, 635.

Cyan 158, 178, 253, 616. **Cyanjærnkalium** 561. **Cyankalium** 573. **Cyanin,** Opløsn., Lys 533.

Cæsium, Opdag. 604, Sp. 604, 605.

Daguerreotypi forkl. 677.

Daltons Lov, Def., Gyldigh. 68, 69, Anv. 70. **Daltons Metode** til Maal. af mætt. Dampes Tryk anv. 141, 188, 190, 194.

Dampe, Natur, umætt. D. def. 138, mætt. og umætt., Anskueliggør. 139, 140, D. og Luftart. 138, 141, 158, Leidenfrosts Fors. 152, Fugtighedsmaal. 154—158, Andrews Kurv. 166, 167, J. Thomsons Hyp. 169—172, overmætt. D. 170, 171, Vædskeblandingers D. 194, overhedet D. 45, 55, hvorvidt D. følge Mariottes Lov 50, 51, 54, 138—140, Gay-Lussacs Lov 50, 51, 54, 138, Adsorpt. 227—229, Frysn. 239, glød. D. 322, D. af Kul 511, Spektre 601, 607, Brydn. 616, 618, 619. (se mæt. D., Vandd.).

Dampmaskinen, Saadi Carnots Teori 19, Fors. af Hirn 19, 20, Vandet i en D. 22, 32, 34, Process. i Carnots ideale D. 33—36, Nyttevirkn. 36, 41, D. og Ism. 35, Vandd. ved Ekspans. 45, D. anv. 466, 590.

Dampspænding, Opløsn., se mætt. D.

Damptæthed 54, 56, 57. (se Vægtf.).

Deklinationen def. 348, Maal., Gauss 349, 360, østl., vestl. D. 351, variab. 352, sekul. Variat. i Kbh. 357, 358, dagl. paa hele Jorden 359—361, magn. Perturb., lokale 360.

Dekomposition 119, Forbrændingsprod. 537, Vand 539—541, 544, 546, Metalilte 539, Elektrolyter 540, el. Str. kun flyd. Leg. 541, Lov 542, destruer. Ozon 676, D. i Flam. 686.

Dekstrin 649.

Delemaskine 590.

Deprez-d'Arsonvalske System 388.

Dialyse, Krystalloider skilles fra Kolloider 123.

Diamagnetiske Stoffer, Def., Faradays Fors. 424, 425, Metal., Væds., Flam., Luftart., stille sig ækvatorialt 425, Vand, Luftart., om det tomme Rum 426.

Diamant 214, 217, 218, 221, 222, 517, 590, 610, 616, 617, 650.

Diaterman, Melloni kalder Stensalt d., Is **adiaterman,** andre Eks. 670.

Dielektricitetskonstanter def. 314, 317, Betydn. 313—317, Maal. 317—320, Luftart., Lov 318, Væds. 318, 319, faste Leg. 319, 320, Temp., Tilstandsf. 320, D. og Brydningsforh. 318, 320, 616, 617, 682, el. Bølg., Hast. 682.

Diffusion def. 72, Grahams Unders. 72—74, Afh. af Vægtf., Luftarter, Luftbland. genn. Rør 73. Kulsyre i Luft, Brint og Luft 74, Stefans Teori 74—78, Döbereiners Iagtt. 78, Grahams Fors., D. genn. Gips 78, Grafit 79, Lov 79, 106, Adskill. af Luftarter, Atmolyse 79, 80, Grahams Begrund. 80, 81, kin. Teori, Clausius's Antag. 86, 87, Luftart. i Vædsk., genn. Sæbeh., Exners Fors. 105, 106, Lov, D. genn. Sæbeh., Linolieh. 106, genn. Vinaand og Vand, Form. 107, D. mell. Vædsker, Grahams Unders. 121—123, Aarsag 121, Adskill. af Stoff., Dialyse 123, Tiden, Salte, Rørsuk., Æggehvide 122, 123, D. af Dampe, 138, 152, Stefans Unders. 153, 154, Luftarter i faste Leg., Kautschukball. 223, Hinder, Grahams Fors., Temp. 224, Luft genn. Kautschuk, Brint genn. fl. Metall. 225, genn. Platin 225, 226, D. og Transsp., Ekspl., Grahams Forkl. 254, Omdann. af Transsp. til D., Fors. 255, 256, Luftart., Opløsn. 560, forklar. ved osm. Tryk 561, Elektrolyters D. 566.

Diffusionshastighed, Tab., Lov 106, i Vædsker, Tabell. 123, Dampe i Luftart. 154, Elektrolyt. 567, 568.

Diffusionskoefficienter for Luftart., Betydn., Lov, Fors. 77, Tab. 78, ved Dampdif. 153, Afhængighedsforh. 154.

Dilatometre, Maal. af Udvid. 93, 96, 103, 104, 215, 233.

Dispersion, Baand opløses 601.

Dispersionen def. 617, recipr. Værdi, Tab. 616.

Dissociation, Joddampe 57, Luftarter 60, 311, 520, 527, Saltopl. 237, 574.

Dissociationsteorien, Saltopl., Ioner og Vand 560, Mol. spalt. 561—563, Ioner i Vand 563.

Dobbeltbrydning, Is 618, D. i Kalkspath 639—642, Bjergkrystal 642, Nicols Prisma 643, Pladers Virkn. paa polaris. Lys, Farvefænom. forkl. 644—648, bekv. Midd. til Unders., Glas og Væds. gøres dobbeltbr. 647, D. i toaks. Krystall. 648, D. og Fotometri 654.

Dopplers Princip for Bølgebredders Forandr. 595, 596, Anv. paa Solsp. 596, Fiksstj., Luftmol. 597.

Draabedannelse 124, 126, 128, 134, 136, 152, 208, 226, 228, 231, 239, 243, 244, 309, 312. **Draabeflydende Legemer** 50, (se Væds.).

Drejestrømme, flerfasige Str. 477—479.

Dug 155, 156.

Dugpunkt, Def. 155, Best. 156.

Dulong og Petits Lov 221, Gyldigh. 222.

Dyn def. 8, Anv. 53, 134, 147.

Dynamomaskiner 410, Varme ved Hysterese 422, Foucaults Str. 440, Aabningsgnister, Indskrænkn. 459, 465, 466, Konstruktionen af en D. 468, Fordel. og Regul. ved Str. i det store 468, 469, Forh. naar Omdrejn. varier. 469—472, D.'s Anv. til Motorer 472—474, 477, til Magnetis. af Feltmagn. 475, 477, Akk. ved D. 469, 550. (se Grammes Maskine).

Dynamometer, Anv. 14.

Dæmpning af en Glasskives Svingn. 257, 258, en Magnetnaals Svingn. 369, 370, 438, en Kobberplades Bevæg. 439.

Døde Ture 470.

Ebonit 273, 276, 312, 317, 319, 325, 332, 334, 394, 435.

Edderkoppespind 592.

Eddikesyre 119, 236, 237, 555. **Eddikesurt Blyilte** 541. **E. Kali** 553.

Effusion def., Grahams Fors. 249, Tid., Lov 250, Form. 251, Beregn., Lov 252.

Efterstrøm i Akk. 548.

Eksplosion af Glasdraaber, Sprængn. af størkn. Harpiks 208, se og Knusn. af Glas 211, Klorknaldl. 676.

Ekstraordinære Bølgeflade for Kalkspath 641, 642, for Bjergkrystal 642.

Ekstraordinære Straale, Def., Svingn. 640, 641, Retn. best. 641, 642, Nicols Prisma 643.

Ekstrastrømmen def. 449, Ophav og Virkn. 451, 459, lader Kondensat. 459.

Elasticitetsgrænsen def. 199, 206, 208, Tab. 199, pot. Energi 206, Kohæsion og E. 207, E. større end Brudstyr. for Glas og andre skøre Leg. 208, 209, Sølvs E., Krystaller 208.

Elasticitetskoefficienter def. 197, Tab. 199, anv. 200, 202—205, 207, 208.

Elastisk Eftervirkning 209, Def., Silkesp., Glas, Metall., organ. Leg., Kautschuk paafald. Bevæg. 210, særegen Virkn. paa Glas, Tab., andre Forh. 211.

Elastiske Legemer 81, 82, fuldk. e. L. def. 197, Is 239.

Elektricitet, Naturkraft 1, se og 12, Fluidum 5, om Stof 279, Energiform 6, 12, 14, 32, Varme og E. 38—40, 327—330, E. ved Gnidn., Glase. og Lake., Æpinus's Fors. 274, Franklin 275, Ledere, slette Led. 276, pos. og neg. E. 275, 283, Forskel 325, 326, se Forh. 330, Geisslers. Rør 516, 517, neg. Ioner 522, Elektroner 524, E. og Arb. 326, 327, pos. og neg. Ioner 535, 537, 551, 556, 560, 570, Gnidningse. 569, Vandfaldse. 571 Kapillare. 572—575, pos. og neg. Atomer 665, Partikl. 688. (se el. Str.).

Elektricitetsmængder, Maal. i abs. Maal 278, Anv. 285—287, 306, Maal. i Coulomb. 372, 373, af Forh. mellem disse Maal, Eks. 373, 374, Anv. 681, **E. ved Induktion,** lige store ved slutt. og afbr. Str. 427, 461, Best. ved Kraftliniers Forandr. 431, 432, Eks. Jordmagn. 433, Maal. af magn. Kr. 435—438, Induktionskoeff. 444—446, E. ved kortvarig el. Kraft og Selvindukt. 451, i Luften 493, Elektroner 524, Elektrol., Maal., Vejningsmetode, Tangensbous., E. til et Ækv., et Gram, Tab. 543, Akk. 548, Ampèretimer 549, 550. (se el. Ladn.).

Elektricitetstab til Omgiv. 277, 293, 302, 310—313, 320, Elektriserm. 331, 332, ved Katodestr. 519, Røntgenstr. 525, Becquerels Str. 528, E. ved ultrav. Lys 534, 535, Taage, neg. mest, ved Bjergtop. 535, Bjerghuler 537, Akk. 548.

Elektrisermaskiner 279, 313, 328, 537, 647, Gnister, »Koste«, »Pensler« 326, Arb. ved Drejn. 326, 327, beregn. 331, 332, ældre beskr. 330—332, Strøm en E. kan give 374, 375, 460, el. Dobbeltlag 569.

El. Bølger 497, 585, 606, 607, 665, nærmere Udvikl. 680—682, Intens. 684, e. B. 686, af ellipt. polaris. Lys 687.

El. Dobbeltlag 568—572, 574.

El. Endosmose, Opdag., Forkl. 571.

El. Felt def. 282.

El. Fordeling, den fuldstænd., Faradays Fors. 280, 281, Antag. 281, 282, Gauss's Sætn. 289, det alm. Fordelingsfors. 282, fordel. Virkn. 277, 287, 292, 293, 316, 332, 334, i Luftmol. 323.

El. Glødelamper forbundne i Række 468, parall., Treledersyst. i Kbh., Forklar. 469, Traadens Beskaff., el. Forh., Lysstyrke 510, Siemens G., Lys, Str., Watt pr. Normallys, Tab., 1000 Timer 511, Sammenlign. med Lysbue 513.

El. Gnist, Varigh. 243, Eksempl. 279, 296, den første Iagttager, e. G. i faste Leg. og Væds. 321, med kend. Ledn., Form, Farve, Spektra, Længde, Spænd., el. Kraft mell. Plader 322, mell. Plad., mell. Kugler, Tabell. 323, 324, i luftfortyndet Rum, Lov, i forsk. Luftart. 324, e. G. i faste og flyd. Isolat., Unipolaritet 325, »Koste«, »Pensler«, Lichtenbergske Figur., Energi 326, Lanes Maaleflaske 328, 329, Elektriserm. 331, 332, fra »Skjoldet« 332, i Elektroform. 333, mell. Kugl. 374, ved Selvindukt. 449, 451, galv. El. 460, Ruhmkorffs App., Leidnerfl. lades 461, 462, udlades, Feddersens Fors. 486, Spejlbill., Afh. af Modst. 487, 488, Kondensator 489, el. Resonans 492, Virkn. paa Koherer. 495, 496 se og 497, Gnist og Spænd. i Luft 513, fortyndet Luft 514, forsinkes, Lysstr., fugt. Luft 532, el. Str. forud 532, 533, Lyskilde 533, 534. (se Aabningsg., el. Lysbue).

El. Kraft, Coulombs Lov 276—278 se og 344, Gauss's Sætn. og Faradays Fors. 289, Maxwells 280, Def. 281, 287, el. Felt 282, Nul 279, 281, 282, 284, 287, 290, 291, 301, Størrelse 277, 278, 285, 288, best. Potentialet 285—288, udl. af Potent., Normalkr. def. 288, Gauss's Sætn. 289, 355, ved en Leders Overfl. 290, paa Overfl. 291, 292, 314, ved Spidser og Kanter 293, mell. Kondensatorplad. 294, 295, 303, 304, 314, 316, 414, 679, i Elektroskop. 297, Bohnenbergers 299, 300, Kvadrantel. 301, mell. Gnistplad. 323, i Luft. ved Gnist mell. Plad. 322, 323, mell. Kugler 324, Modstand 331, i Rummet, Hertz's Fig. 493, Forplantningsh. lig Lys 494, Straaler 495, Virkn. paa Katodepartik. 522—524, Ionernes Hast. 528, 567, Dobbeltlag 568, 571, Str. i Isolat. 680, el. Bølg. 680—682, Fresnels Forml. 683, 684, Intens. af tilbagek. Lys 684—686.

El. Ladninger, Opholdssted, Cavendish's Fors. 278, Faradays 279, Maxwells 280, Fordeling, Faradays Metalkar 280, 283, 307, 308, Antag. 281, 282, 291, Fordeling paa en Leders Overfl. 292—294, L. og Spænd. 283, Gauss's Sætn. 289, 290, Kondensat. og Kugle 295, 296, Forh. og Virkn., Diel. 313—316, Maaling 328, 329, Gnidn. 330, 331, L. i Vanddraab., Forbrænd. 309, Katodepart. 521, 522, Elektroner 524, Akk. **lades** 548, Ioner 551, 560, et Gramækv. Ion. 556, Fortegn. 569.

El. Ledning, Ledere og slette Led. 274, 276—283, Flammer 309, 310, 313, Luft 310—313, 535, Brint, Kulsyre 311, Kvægsølv- og Natriumdamp, Luftarter ved høj Temp. 313, Vædsker 318, faste Leg. 319, glød. Dampe 322, luftfortynd. Rum 324, Led. uden Modst. 377, L. i Vædsker, i Luftart. 392, i Kohereren 495, 496, Virkn. af Katodestr. 519, Røntgenstr. 527, Becquerels 528, Glas ved 300° 541.

El. Ledningsevne def. 389, Luftfort. Rum 324, Temp. 393, Stof. 401, Temp., Tilstandsf., Ang. ved Forh. til Kvægsølvs L. 402, Def. efter F. Kohlrausch, Tab. for led. Grundstoff., Forh. til Kvægsølvs, Tab. 403, 404, Afh. af Temp. for de forsk. faste Led., Vædskers L., Opløsn., største L. for fortynd. Svovlsyre og Salp. 404 se og 552, 559, L. for dest. Vand og Akk. svovlsyre 403, Forh. mell. L. for Varme og El., Lorenz's Tab. 405, Metall. ved laveste Temp. fuldt led., fast Kvægs. L. 4 Gange det flyd., Selen fra Mørke til Lys, Magnetiser., Vismut 407, Permeabilitet Analogi 420, Magnetiser. og L., Jærn, Vismut, andre Metall. 426, L. i Gnistrum mell. Poltraade 460, i Mikrofon. 480, 481, Luftens 535, Grundluft 537, Flammers, Unders., Forkl. 537, 538, Ohms Lov ugyld. 538, Elektrolyters, Lov, Maks. 552, graf. Fr. 553, Forh. Kvægs., Kohlrauschs Def., Ækvivalentl. def. 554, Tab. 554, 555, Sum af Anionernes og Kati. Ækv. 556, 557, 560, Ionernes Ækv. 555—557, Temp., Ekspl. 559, Lov 560, Dissociationsgraden 562, Vand, Tab. 563, Diff. 568.

El. Ledningsmodstand def. 390, L. i den sorte Plet 137, i en sammensat Cyl. 390, 391, Cylinderskal 391, 392, galv. El., Siemens Enh. def., international def., Ohm def. 393, App. til Maal. 394, L. i en Forgren. 396, i fl. El. forb. »til et El«, fl. forbind. paa bedste Maade, naar indre og ydre L. ens 398, størst Udslag i et Galvanom. naar indre og ydre L. ens 399, Maal. ved Wheatstones Bro 401, L. i en Kvægsølvcyl. ved Længdemaal og Vejn., Manganin, Forklar., fysisk-tekn. Unders. 402, L. i Ohm i en Traad 1 M. lang 1 mm. i Diam., Tab., Forh. L. ved 100° og 0° Tab. 403, 404, L., Def. omv. L.s-evne efter F. Kohlrausch, Metall. ved forsk. Temp. særlig meget lave, graf. Fremst., Manganin, L. i Platin som Termomet. 406, Metall. og Leger. ved de lav. Temp. 407, magn. Modst. Analogi 420, Ulæmp. ved Maal., bifilar Bevikl. 451, L. i en Traadrulle Eks. 452, i Ørsteds store Elektrom. 453, i Kobbervind. i Centralstat. Dynamo 466, i Feltmagn. Traadrull., i Ledn. til Polerne 467, i Lysbuen afh. af Luftbevæg. 485, i en Kondensator for Vekselstr. 457, 485, en Enh., den kritiske L. 488, 490, Overgangsmodst. def., Millioner Ohm 495, termoel. Støtte 509, Glødelampe 510, Lysbue, Lov 512, Katodemodst., Anodem., Lov 516, Katodelys Isolat. for pos. El. 517, Voltameter 544, Ampèrem. 545, Ostwalds Maalebro 545, 546, Akk. 549, 550, Kobbervit. 557, Bolometret 594, e. L. 673. (se el. Modstand).

El. Lys i Luft 513, Geissl. Rør 514, 515, Anodelys, Udseende 514, naar forsvind. 516, 517, Bøjn. ved magn. Kr. 518, Katodelys, Udseende, Ophav, Udstrækn. def. 514, Lov 515, Ophedn. 516, Grænsefl. 516, 517, Isolator for pos. El. 517, Bøjn. ved magn. Kr. 518, Bølgebr. 519, Spektrallin. af Brint 524, Kvælstof 361, e. L. ved Str. gen. Leder, gen. Isol., L. ved 70° 669.

El. Lysbue ved Vekselstr. 463, 474, udsender Lyd 484, modtag. Lyd 485, Humphry Davy., Lyset, pos. og neg. Pol., Temp., Forbrænd. 511, Temp. best., el. Forh. 512, Str. og Lys, Tab. 513, e. L. 532, Metallers Liniespekt. 603, Udstr. af Lys fra pos. Pol og Solen 655.

El. Modstand hidrør. fra Selvindukt. 454, Eks. beregn. 455, best. væsentl. Str. 456, 476, se og Anv. 457, 485, 497.

El. Spændingsforskel, Udvikl., Def., 283—285, Potential 285, S. 287, Daniells El. 298, 302, Zambonis Støtte, Voltas Bæg. 300, Maal. af S. 299—302, i abs. Maal og Volt, Daniells El. 304, Gnistl. og S. i abs.

Maal og Volt 322—324, i luftfortynd. Rum og forsk. Luftart., Love 324, S. ved Gnister i faste og flyd. Isolat., Tab. 325, S. og Gnistl. 328, 332, el. Spænd., Glasskiven 330, Kondukt. 331, 332, Skjoldet 332, S. i en Led., Kohlrauschs Fors. 390, i et galv. El. 392, Ohms Lov 389—393, Enh. Volt def. 394, elektrostat. Enh. og Volt 395, 682, S. mell. Enderne af en Ledn. med galv. El. 396, 400, S. mell. Pol. med og uden Str. 397, Joules Lov 407—409, Spænd., galv. El., Elektriserm., Selvindukt., Transformat., Indukt. ved Vekselstr. 460, Potential ved Teslas Vekselstr. 462, S. Centralstationens Dynamo giver 466, 467, Spænd. i en Dynamo 468, hvorl. Polsp. ved Forbrug i det store holdes konst. 469, Polsp. def. 471, Polsp. naar Omdrejningshast. varier. 471, 472, S. i Glødelamper 510, 511, Spænd. ved Buel., Gnister, Forklar. 513, S. i fortynd. Luft 514, Geisslers Rør, Maal., normal Katodesp. def., Lov, Tab. 515, Anode og Katodepartiet 516, Tid til Gnistdann. 532, Atmosf. 535, Polaris. 546, Ionernes Bevæg. 558, e. S. i Elektrolyt. 569, 570 se og 566, Dobbeltbryd. 647. (se elektrom. Kr., Potential).

El. Straaler 495, 607.

El. Strøm 7, 16, 17, 201, Ophav i et El. 39, 40, ved Solstraal. og Polarlys 361, Opløsn. 366, Maaling af svage S. 370, af kortvar. 372 anv. 451, pos. Side 376, omsætt. Energi 377, S. i Isolat., alle S. sluttede, Faraday, Maxwell 380 se og 384, 680, anv. af Hertz 493, Ohms Lov Analogi med Varme 389, Kohlrausch's Fors. 390, Anv. paa metall. Led. 390—392, et galv. El. 392, 393, Bane i Vædsker 393, Varmevirkn., Joules Lov 407—409, Arb. til dens Vedligeh. 408, 409, konst. S. skilles fra Veksels. 457, e. S. som Bevægkr., Arb. i en Motor 472, 473, termoel. S., Retn. 499, Ringe 500, 501, Peltiers Varmeton. 503—505, Lord Kelvins 505, 506, Teori 506, 507, Vædsker og Metall. 508, 509, S. ved Termostøtt. 509, genn. Luft ved Røntgenstr. 527, ved radioakt. Stoff. 529, e. S. forud for Gnist 532, 533, e. S. se og 534, kem. Virkn. Elektrol. 539—541, Faradays Love 542, 543, Polaris. 544—546, Polarisationsbatt. 547, Akk. 548—550, Strømningss. 570, 571, el. Endosmose 571, e. S. 649, 650, 658, 661, 663, 664, 673, om Lys ved e. S. 669, e. S. i Isolat. 679, 680, Beting. 680. **Inducerede Strømme** 422, def., paav. af Faraday 427, Retn. best. ved magn. Kraftliniers Variat. og Retn. 427, 428, 430, 432, ved Lenz's Lov 429, pos. Retn. 429, 432, i. S., ved Jordmagn. 432—435, anv. til Maal. af magn. Kræfter 435—438, S. i Metalmass., Foucaults S., i Jærnkern. i en Elektrom. modvirk. Magn. 439, og Afmagn., Varmevirkn., Modmidd. 440, i Transformatorer, Udvikl. 440—443, ved e. S. 428, 443, 446, Selvindukt., Udvikl. 448—451, ved Vekselstr. 457, 460, Frastødn. mell. Vekselstr. og inducerede 458, Teslas 462, Slutn. og Aabningsstr.. i Biled. def. 461, i. S. i Maskiner, Retn. 462, 463, Veksels., ensrett. S., forskell. Anv. 463, ensrett. S. 464, i Grammes M. 465, Fordeling og Reguler. ved Anv. i det store 468, 469, Lyssv. 585, 680. **Strømstyrke** def. 363, 364, Maaling, Tangensboussolen 367, 368 se og 543, i abs. elektromagn. Enh. def., den internation. Enh. Ampère def., Eks. 368, Kohlrausch's Formel 369, Maal. ved Sinusbouss. 370, Galvanom., Multiplikator., Differentialgalv. 370, 371, Best. af disse App. Konstant, overm. stor Følsomh., Ligestorh. af S. 371, S. af Elektriserm. 374, 375, Maal. ved dens magn. Krafts Arb. 379, 380, App. til Maal. 387, 388, Vejningsmetod. 388 se og 543, fl. El. »i Række« 396, 397, Maksimum 397, fl. »til et El.« 397, 398, Maksim., fl. paa bedste Maade, Maksim. 398, S. i forgren. Ledn. 399, i en Ledn. med galv. El. 396, 400, i et el. Kredsløb, i de enkelte Grene af en Forgren., Kirchhoffs Love 400, Maal. af Ledningsevne, Tab. Grundstoff. 403, 404, se og 405, magn. Kraftlin. Analogi 420, 438, gens. Indukt., Lign. 447, Indvirkn. af Selvindukt. 450, kortvar., Eks. beregn. 452, i Rull. med Jærnkerne 452, 453, Lign. for S. 450, 453, S. fra galv.

El., Elektriserm. 460, S. i en Motor, M. bremser af sig selv 474, i Mikrofon. 480, 481, Glødelampe 510, S., Lys, Watt pr. Normallys, Tab. 511, Lysbue 511, 512, S. og Lys Tab. 513, Katodelys og S., Lov 515, Grænsefl. og S. 516, 517, Ioners Vandr. 556, S. 673. **Strømstyrken** i **induc. Str.** vokser med Hurtigh. i Variat. 428, 430, Anv. 431, 441, Maal. af Middelværd. af Kvadr. 387, 434, af Middelværd., graf. Fremst. 435, Ligninger for S. 431, 434, 441, 447, 457, 458, S. Centralstationens Dynamo giver 466, Feltmagn. faa 467, 468, S. af en Dynamo 468, naar Omdrejn. varier., Frølichs Teori 470—472, el. Bølg. 680, 681. (se Vekselstr., Elektromagnetisme).

El. Svingninger, Udladn. af en Leidnerfl. 486, Feddersens Fors. 487, 488, Brauns Rør 489, 521, Teori 490, staaende e. S. Analogi Lydsv. 491, Hertz's Fors. 491, 492, Forklar 493, i Isolat. anal. Lydsv., Forplantningshast. 494, Tilbagekastn. 494, 495, genn. Isolat., standses af Led., Brydn. 495, Paavisn. 492, 494, 495, Kohereren 496, Telegrafer. uden Traad 496—498, Ligh. Lys 320, 494, 495 se og 318, 585, Liniespektre, Baandsp. 606, e. S. i Atom. 607, ved Atom. 666, i enhver Lyskilde 686, 687. **Svingningstid** for part. Udladn. def., Tab. 488, Lov 488, 489, 491, Eks. beregn. ved Hertz's App. 491, 492, el. Resonans, S. i Hovedl. lig S. i Bil. 492 anv. 494, 498.

El. Tæthed, Overfladet., en led. Kugles 290, Leder 291, 292, Ellipsoide, cirkul. Skive, to Kugl., Kuglekalot. 292, Kugleskal, Tab., cirkul. Skive Tab., skarp Kant, Spids 293, Maal., Prøveskive 293, 294, en Kondensators 295, 303, 314—316, 679, Leidnerfl. 317, paa en Led. 314, paa Gnistpl. 323, Bjergtoppe 535, el. Lag 568, 574. **Tæthed** i en Strøm 523. **Strømtæthed,** Akk. 549.

El. Udladninger fremkald. Dampfortætn. 171, fra Spidser 293, til Luften 330—332, Flam. ved Biled. Poler 462, U. af en Leidnerfl., indvikl. Forh. 486, Partialudl. 487, 488, osciller. U. 488, Kondensat., Brauns Rør 489, Teori 490, 491, Hertz's Fors. 492, Branlys 495, Anv. 497, Buelys 511, U. umulig 533, ved Lys 534, Bjergtop 535, radioakt. Stof. 536, 537. (se el. Gnist, oscill. U.).

Elektroder, Palladium som neg. E. 227, Kul ved Lysbuen 511, 512, Kobb., Sølv 512, Kule., Tværsnit 513, Def. 540, E. 542, 544, 546—548, 550—552, 558, 576.

Elektrodynamik Ampères Opdag. 383 og Lov for gens. Virkn. af Strømelem. 384, Ampères Fors. og Elektromagn. 385, 386, Fors. af Weber 386, 387, App. til Maal. af el. Str. 387, 388.

Elektrodynamometer W. Webers, Maal. 387, 434.

Elektroforet Voltas 332. **Elektroforeller Fordelingsmaskiner** 332, Lord Kelvins, Töplers 333, Carrès, Holtz's Elektriserm. 334.

Elektrokinetisk Energi def., Værdi 450, omdann. i Ekstrastr. til Varme og giver Gnist. 451, 459, Eks. beregn. 452, i Ørsteds store Elektrom. for 1 Ampèr 453, for 6 Am. 459, Virkn. ved Vekselstr. 455, 456, ved Udladn. af Leidnerfl. 486, 487.

Elektroluminescens, Udstraal. best. ikke ved Temp., mærkv. Forh. 669.

Elektrolyse, Vand 512, Beskr. 539, Faradays Benævn., sekund. Virkn. 540, smeltede Salte, i Gelatine 541, Faradays Love 542, 543, Polaris. 544—547, Akk. 548, Grotthus's Forkl. 550—552, se og 555, E. 620, 676.

Elektrolyter, vandige Opløsn. 191, def. 540, Ekspl. 540, 541, kun flyd. Leg., Smeltn. ved Str., i Gelatine, Glas 541, Bjergkrystal 542, Polaris. 544, 546, E. 552, 555, 557—560, Dissoc. 560, 562, Diff. 566—568, el. Sp. 569, 570, Polaris. 573, 574.

Elektromagneter, Fors. af Arago, Def., store E. 410, »mættet« med Magnetis., fri Magn. i en Stang, en Ring, en Hesteskom. med Anker 411, Bæreevne 414, større end Staalmag. 415, Afh. af Temp., Forh. ved en Jærnring 423, Faradays store E. 424, 425, Anv. 426, Kraft mell. Polerne

maales 436, 437, Foucaults Str. 439, Varmevirkn., Forebygg. 440, H. C. Ørsteds store E., Dimensioner., Traadv., el. Forh. ved Str. 453, alm. anv. Str. 459, Vekselstr. frastød. en Metalpl. 458, hurt. Afmag. 460, 461, Opvarm. ved Teslas Vekselstr. 462, Anv. i Mask., Fortrin for Staalmag. 463, i Grammes M. 464, 466, Centralens Dynamo 466, i Vekselstrømsm. 475, særegen Form 476, i Telegrafon. 482—484, ved Geislersk Rør 518, Drejn. af Polaris. 650.

Elektromagnetisk Lysteori Maxwells 318, 320, 585, 607, 616, 650, 651, Udvikl. 679—688.

Elektromagnetisk Maskine, Pacinottis 463, 464.

Elektromagnetisme, El. og Magn., gens. Virkn. Ørsteds Opdag., Kraftens Retn., Ørsteds Regel 362, Ampères, Holtens, Uafh. af Led. 363, **Strøms Virkn. paa Pol** 364, 365, 378, Strømelements, Biot og Savarts Lov, Laplace 366, Anv. 375, Anv. til Maal. af Strøm 367—371, Maal. af Elektricitetsmæng. 372—375, slutt. Strøms Virkn. som magn. Plade 375—377, 430, Ampères Teori om Magnetisme 377, Maxwells Sætn. 378—380, **en Magnets Virkn. paa en Str.** 380, Lov 381, Anv. 431, Ampères Fors., Perpetuum 381, Faraday, Bevæg. af slutt. Str. i magn. Felt 382, 383, Sammenlign. med Ampères elektrodyn. Teori 384—386, App. til Maal. af el. Str. 387, 388, Magnetiser. af Staal og Jærn 410, 411, af Jærn 411—418, magnetiske Kredsløb 418—420.

Elektrometer, Kvadrante. 280, beskr. 301, Anv. 301—303, 306, 312, 392, 529, 547. Absolutte E. beskr. 303, 304, Anv. 304, 322. Kapillare. 575. E. anv. 307, 309, 313, 521, 527, 546.

Elektromotorisk Kraft, Teori 38, 39, Afh. af Temp. i et galv. El. 40, Def. 304, 392, Enh. Volt def. 394, Best. for galv. El. 394, 395, 577, e. K. og Spænd. ved Str. 397, e. K. i fl. forbund. »til et El.« 398, Sum i et Kredsl., Kirchhoffs anden Lov, pos. Retn. 400, magnetomotorisk Kraft Analogi 420, e. K. ved Indukt. uafh. af Led. 428, Retn. best. 430, 432, Størr. best. 430, 431, anv. ved Best. af Induktionskoeff. 443, 444, 446, e. K. ved Indukt. i Transformat. 441—443, gens. Indukt. 447, ved Selvindukt., Retn. 448, Størr. best. 449, 450, variabel, Vekselstr. 453—456 se og 457, i Grammes. M. 465, 466, i Centralens Dynamo 467, en Dynamo 468, naar Omdrejn. varier., Frølichs Teori 469—471, e. K. der fremkald. i en Motor 473, 474, i Transform. ved Telefon. 481, i Biled. ved Hertz's Fors. 492, i Rumm. 493, Noës Støtte, Rebizeks 509, Lysbue 511, 512, Forh. anal. Vandets Elektrolyse, Polarisationens 512, el. Modkraft 513, Vand 539, Polaris. 544, mindste maales 545, Tab. 546, Polarisationselem. 547, Tab. 548, Akkumul. 545, 549, 550, e. K. 552, 572—575, Maaling 575, konst. galv. El. 575, 576, Tab. 576, termiske og el. Best. 577, el. Bølger 681, 682, e. K. 683. (se termoel. Kr., hypot. e. K.).

Elektroner def., pos. og neg. 524.

Elektroskop 275, 279—283, 305, 313, 316, 516, 528, 533, 534, 537, det alm. beskr. 296, 297, Følsomh. 297, 298, anv. 300, Voltas Kondensatore. 298, 299, Bohnenbergers E. 299, Følsomh. 300, Beskytt. 371, Exnerske beskr. 536.

Elektrostatisk Maal, for **Elektricitetsmængde** def. 278, Anv. 522, Enh. def., Forh. til en Coulomb maales 373, anv. 523, fremstil. ved Eks. 374, ang. 395, 408, for **Potential** 304, Anv. 522, **Kapacitet** 296, 306, **Spændingsforsk.** 302, ved Gnister 322, **Energi** 327, **Spænding** 374, 407, 408, **Strøm** 681.

Emissionsspektre 601—606.

Emissionsteorien Newtons 581—585, se og 587.

Energi def. 5, Legemers abs. 6, 23, 32, Sætn. ang. Kredsproc. 6, 35, Grundsætn. 7, Forvandl. til Varme 12—15, nærmere Best. 16—19, E.ens Forvandlinger 23, Anv. paa Luftart. 24—26, Gemmesteder for E. 23, Tendens til at blive Varme 23, 24, skifter Form, ikke Størr. 32, E. et

galv. El. afgiv. 39, 40, indeh. 49, en Luftarts uafh. Rumf. 44, Luftarters E. 84, 85, Rotation og Svingn. 85, elektrostatisk E. beregn. 327, Fors. af Riess 328—330, en Konduktors beregn. 331, 332, Skjoldets og Arb. 332, E. og el. Str. 377, el. E. et galv. El. afgiv. 409, 506, anv. til Varme og elektrokin. E. 450, som. anv. til Varme og Gnist 451, til Varme i Hoved- og Biled. 447, 448, til Varme i Ledn. og Arbejds evne i en Motor 473, Omsætn. af mekan. Arb. til el. E., Fortrin for Anv. af kemisk E. 462 se og 472, Forbrug af n Lamper 468, el. E. til Varme i Ledn. og Gnist 486, Forbrug af Glødelamp. 510, 511, af Lysbue 513, naar Vand dekomp. 544, E. Omdann. til Lys og Varme 516, Akk. opt. og afg. 550, Dobbeltlag 568, Øjets Følsomh. for Lys 664, 669, et Luftmolekyls E. 665, 666, Lysets mekan. Ækv. 668, Straalers E., Maal. 670, absorb. E. omdan. til Varme 671, se og Straal. omdan. til Lys 674, E. Jorden modt. fra Sol., Solen udstraal. 674. (se kinetisk E., pot. E., Elektrokin. E.).

Enheder: Enh. for **Arbejde** i abs. Maal def. 8, Joule def. 408. E. for **Electricitetsmængder** i elektrostatisk Maal 278, def. 373, Coulomb def. 372, Forh. mell. disse maales 373, fremstilles 374, 395. **El. Ledningsmodstand,** Siemens E. def., internationale E. def., Ohm def. 393. E. for **Kapacitet** i elektrostatisk Maal def. 296, 306, 395, Mikrofarad def. 307, 395, E. i det praktiske Syst. en Farad def. 395. **Kraft,** den abs. E. def. 8. **Lufttryk** i abs. Maal 8. **Lysstyrke** 510, Spermacetlys 511, 654, 668, 669, Paraffinlys 511, 654, 668, Carcellampe, Amylacetatlampe, en cm^2 smeltet Platin 654, Moderateurlampe, Gasflam. 668. **Længde,** den abs. E. def. 8, Bølgebr. for Kadmiumlys 598. **Magnetisme,** E. i abs. magn. Maal best. 344. E. for **Potential, elektromotorisk Kraft, Spændingsforskel** i elektrostatisk Maal def 286, i Galvanismen Volt 304, def. 394, Forh. mell. disse 304, 395, 408, 558, Mikrovolt def. 500. **Rumfang** best. ved Længdeenh. og ved Vejn. def. 8. **Strømstyrke,** absolutte elektromagnetiske E. def., internationale. E. Ampère def. 368. **Tid,** abs. E. 8. **Varmemængde** def. 17, Gramgrad 504. **Vægt,** den abs. E. Grammet def. 8.

Enhedspol def. 353, E. 370, 372, 375, 378—380, 419, 681.

Entropi def. 6, 30, vokser 7, en Luftmasses E. 30, ingen forandr. i E. ved en Kredsproces 31, 42 Anv. 36, Entropisætningen 41—43 Anv. paa en Luftarts indre Energi 43, 44, mættede Dampe 44, deres Varmefylde 44—46, Varmetoning ved Sammentrykn. 46, 47, ved Strækn. 47, 48, det galv. El. 49, Luftarters Udvid. uden Arb. 162.

Erg def. 8.

Eudiometrisk Unders. af Luften 51.

Evasionskoefficient 103.

Faldet, Fors. over F. er Forbill. for alle sen. fys. Unders. 1, Lovene, deres Gyldigh. 2.

Farad def. 395, Anv. 490, 491.

Faradays elektrolytiske Love 542, 543.

Faradays Induktionsforsøg 427, Udvikl. af Teorien 440.

Farveadspredelse skønt Brydn. ophæv., Crownglas, Flintglas 601.

Farveløse Legemer, Def. 606.

Farvespredningen, Tab. 616, F. og Brydningsf. 617, Def. 629, F. 635. (se Dispersionen).

Faseforandring def. 454. **Flerfasige Strømme** eller **Drejestr.,** Anv., Vekselstrømsmotorer 477—479. **Faseforskel** ved Lyssving. 639.

Faste Legemer, Oldtidens Betegn., først undersøgte 50, Særkende 88, 89, flygtige 138, om de f. L., idealt. def., Struktur 195, indre Bygn. 196, Kohæsion 207, 208, glød., Spektre 601, Brydningsf. 614, 616—618, Glødn. 662—664.

Feddersens Forsøg, Udladn. af Leidnerfl. 486—489, 491.

Fedt 157, 330. **Fedtplet** 653.

Feltmagneter def. 463, i Dynamoer

465, 467, 468, 470, Vekselstrømsm. 474, 475, 477.

Fenol 616.

Fernis 276, 298, 299, 637, 657.

Fiksstjerner, Dopplers Princ. 597.

Filtrerpapir 164.

Fiskelim 657.

Fjer 275.

Flammer, el. Afledn. 309, 310, 313, 535, glød. Damp 322, magn. Forh. 425, F. ved Biled. Poler 462, Normallys 511 se og 654, monokrom. def. 600, Bunsens 603, 662, Natriumfl. 607, Lys, Brydningsf. 613, 615, 616, Belysn. fra F. 652, Kulild 664, om de lyse paa Grund af høj Temp. 665, F. luminescere, Brintf., Kuliltef., Bunsens F. 666, andre F., Gasf., fl. F., Udstraal. i Calorier, Tab. 667, fl. Normall. 668, Ionernes Sving. 686, i et magn. Felt 687, 688.

Flintglas 273, 319, Røntgenstr. 525, Radiumstr. 531, Lys 601, Brydn. 616, F. 629, 631.

Fluider, Elektricitet 5, Magnetis. 5, to Slags 335, Hvirvler i F. 245, 246.

Fluor 223. **F.ammonium** 113. **F. kalium** 113. **Flussyre** 212. **Fluorescin** 675.

Fluorescens ved Katodestr., Diamant, Smaragd 517, Glas 517, 518, Balmains Farve 518, F. 519, 520, 522, 525, 526, 528, 530, Bariumplatincyanur 525, 530, Stokes forkl. F. 674, Unders. af F., mange fluoresc. Stoff. omt. 674, 675, Platincyanurmet. 675, F. og Fosforesc. beslægt., fluoresc. Leg. fosforesc. 676.

Flusspath 320, 616, 670, 674.

Fonograf, elektromagn. F. 482.

Forbrænding 21, Arnesteder 23, F. i F'skalorimet. 114, Spermacet 511, 668, F. ved Lysbue 511, Lys og Varme ved F., Forkl. 665, 666, Forfor lyser 675. **Forbrændingsprodukter** 537, 667. **Forbrændingsvarme,** Brint 544, fl. Luftart., Tab. 667, Kul 673.

Fordampning, Væds., faste Leg. 138.

Fordampningsvarme, Dampes bundne Varme, Vandd. en Anv. 37, Ekspl. 148, en Vædskes F. def., best., Berthelots App. 149, 150, Regnaults Form. for Vand, F. for fl. Vædsker 150, Varmen til et Grammolekyl, Lov 150, 151, Varmeforbrug ved Fordampn. 156, 157.

Formerede Blyplader 548.

Formørkelser 578, 608, 609.

Forstørring 622, 623, 625.

Fosfor, Luftf. 58, 59, flyd. 220, fast 217, 220—222, 230, 232, 233, 531, 616, 650, 675. **Fosforsyre** 554, 559. **Fosforsyreanhydrid** 667.

Fosforescens 528, er fra Overfl. 530, Def. 675, 676, gul, grøn F., F. og Fluoresc. 676.

Fotografering, Røntgenstr. 525, Becquerels 528, radioaktive Stoff. 531, 537, Solsp. 593, 594, Spektre 601, Bromsølvpl., Lysets Indvirkn. ved Eksponer., Fremkald. af det neg. Bill., Fikser. 677, Farvestoff., Dann. af det pos. Bill., Tonen 678.

Fotometer, Bunsens, Lummer og Brodhuns 653, F., Spektrof. 654, F. anv. 661.

Foucaults Interruptor 461.

Foucaults Strømme def. 439, Virkn. 440, 475, se og Kobberpl. drejes 479.

Franklins Tavle 330.

Fraunhoferske Linier, Bølgebr. 592—594, anal. i ultrarøde 594, Sol og Jordlin., Dopplers Princ. 596, Opd. af F. L. 599, Unders. 600, Solsp. 608, 609, Best. af Brydningsf. 613, 615, F. L. 629, 675.

Fresnels Formler udl. 683, 684, anv. 684—686, deres Nøjagtigh. 686.

Frysepunkt, Vandets 95, Brint 164, Opløsningers F. 235, Raoults Unders. Tabell. 236, 237, Kuldebland., Havvand 238, Nedtrykn., Dissoc. 562. (se Smeltep.).

Frølichs Teori, Str. og Sp. en Dynamo giv., naar Omdr. varier. 469—472.

Fuchsin, Opløsn., Lys 533, Absorptionsstriber 607, Spektrum 619, anomal Dispersion 620.

Fugtighedsgraden def. 154, 155, F. 532, **Fugtigheds Maaling** 154, Absorptionsmetod. 155, Hygrometer 155, 156, Psykrom. 156, 157, Haarh. 157, 158.

Fyrsvamp 25.

Fysik i ældre og nyere Tid, Def., Begynd., første Fysiker 1, Grundvold 5, for Læren om Tyngden 2.

Galileis Love for Faldet 1, 2.
Gallium 217, Opdag., Liniesp. 604.
Galvaniske Elementer, Daniells anv. 17, Carnot-Clausius's Teor. anv. paa D's El. 38—40, Beting. for Afkøl. og Opvar., Form. udl. 40, 49, Strømmens Ophav 39, 40, Entropisætn. anv. 49, G. E. anv. 201, Daniells E. Spændingsforsk. 298, 300, 302, Maal. deraf 304, Zambonis Støtte 299, 300, Voltas Bægerapp. 300, Anv. af Ohms Lov 392, 393, Best. af elektrom. Kraft 394, 395, flere »i Række« 396, »til et E.« 397, forb. paa bedste Maade 398, Energien den kem. Proc. afg. til Str. 409, Omsætn. af Energi 447, 448, 450, 451, Leclanchés E., Kohereren 495, tørre, Gelatine 541, til Polaris. 544, 547, Daniells, Bunsens 544, Virkn. som g. E., Polaris. 544, 547, g. E. 550, konstante g. E., Daniells 575, 576, mange forsk. 576, Lord Kelvins Teori 576, 577. **Galvanisk Batteri** 309, Str. 363, Anv. 427, 428, 536, 546, Gnistforh. 460 Str. til Motor 472, 473, svagt B. 497, Mikrofon 480—482, til Buelys 511, Bunsens E. til Buelys 512, til Geisslersk Rør, Bunsens Kromsyreel. beskr. 514, Kondens. 527, 529.
Galvanometre, Anv. 269, 273, 306, 307, 401, 427, 428, 432—438, 481, 495, 499, 545, 546, 594, 670, Maal. af Str., Wiedemanns G. 370, Differentialg., Analogi med Vægtskaal. 371, Anv. 449, store Følsomhed 371, 375, Maal. af Electricitetsm. 372, 373, Best. af Vinding til størst Følsomh. 398, 399, Beskytt. af Naalen mod ydre magn. Kræfter 371, 418.
Galvanoplastik 463.
Gas 223, 666, Blus 309, 509, Flam. 537, 667, 668, Ledn. 282.
Gasometre anv. 21.
Gauss's Sætning udl. 288, 289, paaviser den fuldst. Fordel., Coulombs Lov 289, best. Normalkraft ved en Leders Overfl. 290, paa en Fladeenh. af Overfl. 291, anv. ved Magn. 355—357.
Gay-Lussacs Lov, Anv. 27, 44, 52, 173, Gyldigh. 50, 51, 54, 60, 61, 63, 68, 162, følger af kin. Teori 82, 83, Unders. 184—186, se og 187, 188, følger af Hvirvelhyp. 246.
Geisslerske Rør def. 514, anv. 515—522, 525, 533, 601, 602, 613, omt. 535, Brauns Rør 489, 520, 521, Røntgenrør 525, 526, Wiedemanns 669.
Gelatine, Diff. genn. G. 122, Gele Strækn. 199, Elektrolyse i G. 541, 558, G. 676—678.
Gennemsigtige Legemer 606, 638, 650, 683, 685, 686, gennemsigt. Metalprism. 620, Metallag 650, Guld 651.
Gennemstraalbarhed maales, omt. for fl. Stoff. 670, Uig. 671.
Gensidig Induktion 446, Lign. for Str. 447, Varm. i Biled. tages fra Hovedl. 448.
Gips 78, 79, 224, 254.
Gittere, Def. 589, Fraunhofers, Rowlanske, Konkavg. 590, Anv. 591, 592, 594, 599, 601, se og 611.
Glas 159, 164, 200, Sammentrykkeligh. 91, udl. 201, term. Efterv. 99, Evne til at tiltrække Vandd. 55, 276, Vedh. 131—133, Kogn. 146, 192, angribes af Vand 168, Tilstandsf. 195, 196, Strækn. 199, Formforandr. 207, Glasdraab. 208, term. Modstandskr., Afkøl. farlig. end Opvarm., Form, Brudstyrke 209, elast. Efterv. 210, Bristn., Knusn., Fors. 211, Brudstyrke afh. af Overfl. 212, Udvid. 214, Varmef. 220, Adsorpt. 228, alkalifri G., Vandhindens Tykk., Rensn., Isolat. for El. 229, Anv. 305, 307, Smeltn. 230, Strømn. af Kvægsølv 248, Luft 255, Ledn. af Varme 273, Elektric. 274—276, el. ved Gnidn. 274, 275, hvorl. gøres isoler. 209, 276 se og 278, Kraftlin. 282, el. Spænd. 283, 331, Dielektricitetsk. 313, 314, 317, 319, Gnist. i G. 325, Magn. 425, el. Sving. 495, Fluoresc. 517, 518, Røngenstr. 525, Radiumstr. 532, Lys 533, Flamme afl. 537, Elektrolyt. 541, 542, el. Lag 569—571,

G. 572, farvet 586, 597, 606, Gittere 590, hvidt Leg. 606, Virkn. paa Lys 610, 614, polaris. Lys 637, 638, 642—644, 651, gøres dobbeltbryd. 647, Kiler af farv. G. 654, Udstr. 657, Abs. 670, lyser ved Gnidn. 675, Lysets Tilbagek., Tab. 685.

Glaselektricitet 274—276.

Gletschere, Dannelse 240.

Glimmer 307, 320, 325, Katodestr. 518, Skærm 520, G. 606, 647.

Glycerin 91, 138, 267, 312.

Glødning, ved hv. Temp. faste Leg. gløde 662, 663, hvilke Str., der uds. 663, 664, Væds., Luftart. gløde ikke ved Opvarm. 664, Lys ved kem. Proces. 665—667, G. 676.

Gnidning, faste Leg. 10, 11, 18, uafh. af Hast. 14, G. i Vand 17, 18, om reversible Proc. 40, 41, Luftart. 72, Mol., Bevæg. uden G. 80, G. i Væds., mell. faste Leg., Love 88, 89, Luft og faste Leg. 162, faste Leg. og Væds. 216, mell. Vædskedele 241, 245, indre G. i Væds. 246, Lov 247, Afh. af Temp., Tabell. 248, indre G. i Luftart., Tab., Afh. af Temp. 253, den Meyerske Formel 253, 257, Maxwells Teori 256, Love 257, Kundts og Warburgs Fors. 257—259, lave Tryk, Tab. 259, høje Tryk, Tab. 260, i Luftart. 264, mell. Støv og Luft 311, El. ved G. 274, 275, 282, 283, 330, 334, Magn. og G. 335, 340, G. mell. Smaamagn. 340, i Kvægsølv 18, 382, Triboluminesc. 675.

Gnidningselektricitet, el. Dobbeltlag 569, 570. (se Elektricitet).

Gnidningskoefficient i abs. Maal for Vand 247, fl. Væds. ved forsk. Temp. 248, fys. Betydn. 248, 249. (se Transpir.).

Grafit 79—81, 217, 221, 222, 254, 670, el. Ledn. 404, Koherer. 496.

Grahams Lov for Diff. genn. por. Leg. 79, giv. Lov for Mol. 81—83.

Gramgrader def. 504.

Grammes Maskine 464—466, Siemens & Halske's store Dynamom. paa Centralstation. i Kbh. 466—468, Konstrukt. af Dynamo 468. (se Dynamom.).

Grammet 8.

Grundkraft, Coldings Antag. 13.

Grundstoffer 10, 57—60, 212, 217, 218, 221—223, 230, 246, 606.

Grundsætninger, mekaniske og termiske, Lov def. 1, Faldlovene, Gyldigh. 2, Tyngdekraften 2, 3, Newtons Love for Bevægelsen 3—5, Massens Uforanderligh. 5, Energiens Uforand. 5, 6, Entropisætn. 6, 7, Beviserne 7.

Grønne Blade 607, 674.

Guld 10, 199, 214, 217, 221, 230, 678, Blad 282, 283, 299, 305, 536, 664, el. Ledn. 403, 406, diamagn. 425, termoel. Forh. 500, 502, 508, Katodestr. 518, Elektrol. 543, gennemsigtigt blaat 651, Udstr. 657, 658, Forgyldn. 590, Guldbad 678.

Gummi 122, 305.

Guttapercha 273.

Haarde Metaller 207, 208, h. og **bløde** 403, 417, 502, Straaler 526, 530.

Haarrør 61, 63, 124, 158, 247, 248, 253—255, 570, 571, 572, 575, 601, 669.

Haarrørsvirkning, Fors., Lov 132, Højde i snævre Rør, mell. Pl. 133, Maal. af C for Vand 133, 134, andre Væds., Tab. 134, H. 147, 148, 172, 173, 216, 575, ved Strømn., 243, 244. (se Overfladetryk, Overfladesp.).

Hagel, Dann., Midd. mod H.vejr 246.

Harpiks 208, 276, 332.

Hastighed ved Faldet 2, Def., Talværdi, jævn H. 3, Retn. 4, Stød 5, Lyd 66, Luftmolekylernes 26, 86, 87 i Vand som i Luftform 106, Lov 81—83, Beregn. for Brint, Kvælstof, Ilt 83, 84, Middelh. 87, Vædskers Diff., Æggehvide, Rørsukker, Salte 123, konst. H. 245, H. ved Str. genn. et Hul, Væds. 242, Luft 250—252, el. Svingn. 494, Katodepart. 522, 524, Ioner 528, Part. fra radioakt. Stoff. 531, Katodestr. afh. af Potent. 534, neg. Ioner, Lov 535, i Flamm. 538, Elektrol. 551, 552, Lov 557, Eks. 558, Forh. til virk. Kr. 559, Diff. 567, 568, Lysets, Ole Rømer 578, dir. Best. 578—581, H. i det tomme Rum, Tab., H. og Brydn., forsk. Farver, H. i Luft,

Vand, Svovlkulst. 581, Emissionst. 583, 584, Bølget., Eks. Vand, Svovlkuls. 584, H. og Brydn. 585, 641, Jorden, Solens Omdr., Dopplers Princ. 596, Lysets H. i Sølv, Guld og Kobb. større end i tom. Rum 620, el. Bølger, som Lys, H., Dielektric., Permeabil. 682.

Helium 530. **Heliumlinien** 609.

Henry, Selvinduktionsk. def. 454.

Hertz's Forsøg over el. Svingn. 491—495, 665, 686.

Hestekraft def., i abs. Maal., H. og Watt 409, Eks. 422, Centralstationens Dynamo forbrug. 467, Glødel. forbr. 510, Akk. præst. 550, Solvarm. svar. til 674.

Himmellegemer 4, 12, 282.

Homogene Legemer 321.

Hovedlederen 440—448, 460, 461, ved Hertz's Fors. 492, 494.

Hovedplaner 626, 628.

Hovedsnit ved Dobbeltbrydn. i Kalkspath 640, 641, 644, H. 645—647.

Hulspejle for el. Svingn. 494, 495, Lys 580, Gittere 590, H. 623, 634, 657.

Huygens's Bølgeteori for Lyset 584, 585, 587, 589.

Hvide Legemer def. 606.

Hvirvler 245, 247. Lord Kelvins **Hvirvelhypotese** 246.

Hygrometre 155, Regnaults 156, **Haarhygrometer** 157, 158.

Hyldemarv 274, 275, 278, 280.

Hypotetiske elektromotor. Kræfter, Termoel., def. 500, 501, Afh. af Temp., Form. 502, Teori 506, 507.

Hysterese 420, def., graf. Fremst., Arbejdstab ved H., Tab. 421, i en Dynamo Eks., Opvarm. af Elektromagn. 422, se og 475, 477, hindr. hurt. Afmagn. 460, formindsk. Nyttevirkn. 475, en Jærnpl. drejes rundt 479.

Hævert 141.

Højdemaaling, Daltons Lov 70, 71, Bruhns Formel 72.

Ideale Luftarter 63, 68, Vædske 244, Fluidum 246.

Ild 24, 180, Betegn. fra Oldt. 50.

Ildflue, amerik., kun lys. Str. 675.

Ilt 10, 23, 114, Mennesket abs., Fors. 21, Del af Atmf. 51, 52, 68, 71, Vægtf. 57—60, Varmef. 63, 64, *k* 66, 67, Molekyl.'s Hast. 84, 87, Absorpt. i Væds. 102, 103, Kautschuk 225, Diff. 74, 78—81, 106, i Kautschuk 224, 225, Adsorpt. 227, 228, Effus. 250, indre Gnidn. 253, 254, 259, Transsp. og Diff. 255, 256, Udv. 186, fortætt. 160—162, 164, kritiske Data 165, 182, 183, Mariottes Lov 177, 180, 182, Ild i Pakn. 180, mærkel. Forh. 184, Atomvar. i Forb. 223, Varmeledn. 263, Gnister i I. 322, 324, magn. Forh. 425, 426, Geissl. Rør 515, I. og Brint ved Platin 520, Elektrol. 539—542, 544, 546, 547, polariserer 547, 548, I. 570, 577, 650, 675, 676, abs. Solstr. 608, Brydn., Væds., Vægtf. og Brydn. 619, Udstraal. 665, Abs. af Straal. 671. **Iltning** 9, 11, 666, Kohereren 495, 496, Plad. i Akk. 548, 549.

Indikator Watts, Anv. 20.

Indium 217, Opdag. og Spekt. 604.

Indsugning af Straaler 669—671, Tab. for Luftart. 671.

Indsugningsevne, Def., I. forh. sig som Udstr. 671, denne Lov formul. af Kirchhoff 607.

Induktion af el. Str. 427, praktisk Betydn. 462. (se el. Str.).

Induktionsapparater, Ruhmkorffs, Gnist., Forebyg. 459, Indretn. af Jærnk., Tykk. af Hoved- og Biled. 460, Strømafbrydere, Str. og Gnist. i Biled., st. Ruhmkorffs. Biled. 14 Mil 461, Indukt. ved Teslas Vekselstr. 462, Ruhmkorffs I. anv. til Ladn. 462, 489, 492, 496, se og 497, Geisslers Rør 514, 521, Liniesp. 601—603, Elektrolumin. 669, I. ved Elektrolyt. 552.

Induktionskoefficienter def. 443, best. ved induc. El., ved Beregn., to cirk. Led. 444, to konc. C., to konaks. c. L., to Traadrull., Forml. 445, om Best. af induc. El. 444, 446, Maal. deraf se 372, 373.

Induktorer ved Elektroform. 333.

Inerti, Forh. som havde El. I. 486.

Inertiens Lov, Galileis Opfat. 2, Newtons Lov 4, Grundsætn. 7.

Inertimoment 202, 203, 205, 342—344, 350, 365, 372, 373.

Inklinationen def., Maal. 350, Gauss's Teori omt. 360, hvor 90°, pos., 0, neg., —90° 351, variab. 352, sekul. Variat. i Kbh., Tab. 358, dagl. paa de forsk. Bredd. 359, 360, magn. Perturb., lokale 360, Aarsag 361, I. her 433, best. 436.

Interferens 213, om Røntgenstr. 525, Lysets I., Fresnel 585, 586, samme Lyskilde 587, Newtons Ringe 587, 588, Lysets Bøjn. 589, høje I. ved Newtons R. 597, 598, Best. af Brydn. 614, 615.

Interferentialrefraktor Jamins 614, Anv. 615, 616.

Interruptor 462, Foucaults 461.

Invasionskoefficient def. 103.

Ioner def., i Flam. 313, Katodepartikl. 522, Spaltn. af Luftart. 527, Hast. 528, neg. I. 533, forsk. Hast., pos. ved Bjergtop. 535, Dann. i Luft 536, 537, Forbrændingspr. dekomp. 537, Natriumi., Klori., Leg. uds. neg. I., Forkl. af fl. Forh. 538, def. 540, udskil. 545, Vandr. 550, Ækvivalentledn. 555, Tab. 556, 557, Hast. 557, Bevæg. paav. 558, Dissoc. 560, 561, af Vand 563, osm. Tryk 564, Diff. 566—568, Dobbeltlag 569, 570, I. 574, ufarv. og farv. I. 607, I. i Flam. 686, uds. ellipt. pol. Lys 687.

Iridium 217, 425. **Platiniridium** 509.

Is, Fors. 10, 11, Anv. 52, 54, 68, 93, 155, 156, 185, 264, 265, Prytz's App. 268, Smeltev., Smeltep. og Tryk, Form. beregn. 38, Fordampn. 138, ved Lejdenfrosts Fors. 152, I. 164, indre Bygn. 196, Vægtf., Smeltev., Varmef. 220, Rumf. ved Smeltep. 232, Vægtf., Udvid. 233, Smeltep. under store Tryk 234, 235, af Saltopl. 238, 239, Dannelse og Egenskaber 239, 240, Varmeledn. 273, Brydningsf., dobbeltbr. 618, Vægtf. 619, Abs. af Straal. 670, Solvarm. 673. **Isslag,** Dann. 239.

Isentropisk def. 29, Anv. 41, 65, 66, se og 251. (se adiabatisk).

Ismaskiner, teoret. Natur 32—35.

Isolatorer def. 276, I. 277, 278, 281, 282, 287, Forbrændingsprod. 309, Luft 310—313, Luftarter 311, høj Temp., Dampe af Kvægs. og Natrium 313, Svovl 319, Indflyd. 313—315, Forkl. 316, 317, Gnister i I. 321, 325, fortyndet Rum 324, »Kagen«, Ebonit 332, el. Sv. i I. 494, genn. I. 495, I. for pos. El. 517, rent Vand 539, 563, Kiselsyre 541, se og Bjergkrystal 542, el. Str. i I. 380, 384, 493, 679, 680.

Isoterm 30, 35, 41, Kurver for Damp og Væds. 139, 140, Andrews's for Kulsyre 166, 167, J. Thomsons Hypotese 169—172, Lign. udl. 172—174. I.Flader 261.

Isotrope Legemer def., Glas, udglød. Metall. 196, Strækn. 199, Udvid. 214, 215, optisk i. L. def., Virkn. paa Lys 610.

Jod 138, 217, 221, 230, 670, **Joddampe** 57, 58, 66, 607, 619, 677. **J.ammonium** 123, 218. **J.brinte** 66, 105, 117. **J.kalium** 113, 123, 218, 230, 238, 552. **J.lithium** 230. **J.natrium** 123, 218, 230, 238. **J.sølv** 214, 230, 616, 677. **J.zink** 230.

Jorden: Omdrejn. 3, el. Tilst. 283, 535, Afled. 281—283, 285, 286, J. 578, 596, Varme fra Solen 673, 674, Middeltemp. 674. **Jord,** en Gruppe Leg. i Oldtid. 50. **Jordens Magnetisme,** Nord- og Sydm., magn. Poler, Ækv. 351, 352, 354, magn. Tilstand 352, 540, magn. Potential 354, magn. Moment 352, 354, Magnetiseringsintens. 352, Felt 357, 359—361. **Jordmagnetisk Kraft** 335, vandrette Kompos. *H* def. 340, *HM* findes 342, anv. 343, *H* 347, Retn. af Kraften ved Gauss's Best. af Deklin. og Inklin. 349, 350, dens Intens. def. 350, *M*/*H* og *H* best., prakt. Vanskeligh., Inklinationsnaalens Retn. forskel. St. 351, K. i abs. Maal ved magn. Pol og Ækv. 352, Jordmagnetismens Variat., sekul., Dekl. i Kbh., Tab. 357, 358, *H* Tab. 358, dagl. Variat. for Dekl., Inkl., og *H* hele Jorden 359, 360, magn. Perturb., lokale 360, Aars. til Variat. 361, magnetiske Uvejr 360, 361, Variat. 371, *H*, Anv. 367—370, 373, 374, 412, 413,

Værdi her 368, 375, Perpetuum 381, vertikale Intens. *V* her 382, *H* og *V* her 433, *V* best. 435, 436, *H* best. 436, anv. 543. **Jordmagn. Konstanter** 349, variable 352, **Elementer** 357—361. Jordmagnetismen 339, Ophæv. af Virkn. 364, ved Rør ell. Ring af Jærn 371, se og 418, Jordm. hidr. fra el. Str. 377, 540. **Kurver** 358.

Joule def. 408, og Watt 409, Eks. 421, Volt-Ampère Central. Dyn.giver 466.

Joules Lov, Fors. af Joule 407, Clausius's Betragt. 407—409, Anv. 431, 510, 544, 576, Vekselstr. og Selvindukt. 456.

Jupitermaane 578.

Jærn 10, 11, 14, 16—18, 47, 92, 126, 132, 161, 199, 208, 214, 217, 220, 221, 225, 227, 230, 231, 235, 239, 267, 270, 272, 273, 311, 536, 572, 662, Meteorj. 227, magn. Ertser 335, magn. Forh. 339, 340, J.salt 531, Ophæv. af Jordmagn. Virkn. 371, 418, Skaale 381, el. Ledn. 403, 405, 406, magn. Forh. 410—422, Kritisk Temp. 423, magn. Forh. 425, og Ledn. 426, altid magn. 471, anløbne Søm 495, termoel. Forh. 500, 502—507, Lys 533, Elektrol. 540, rent fremst. 541, ved en Coulomb 543, Bolometer 594, Spektre 601, 604, paa Sol. 608, Drejn. af Polaris. 650. **J.forilte** 541. **J.hydrat** 119.

Jævnstrømsmotorer, Jacobis magnetoel. Maskine, Grammes, Siemens's Dynamo 472, Arb. den el. Str. udfør., Nyttevirkn. 473, 474, Anv., bremser af sig selv 474, i Gang ved Vekselstr. 477, Bevægelsesretn. uafh. Strømretn. 474, 477, en Anv. 507.

Kadmium 217, 232, 233, 272, 403, 405, 425, 500, 502, 504—508, 650, galv. El. 576, Dampe 57—59, Lys, Længdeenh. 598, Liniesp. 605. **K.klorid** 576.

Kalibrerede Rør 402.

Kalium 217, 221, 230, 233, 403, 500, Elektrol. 543, Liniesp. 603, 605. **Kali** 111, 116—118, 120, 157, 236, 238, 546, 552, 555. **Kaliumkvægsølvjodid** 616.

Kalk 236, 570, 676, hvidt 606.

Kalkspath, indre Bygn. 196, Udv. 214, Diel. 320, om Restladn. 321, Virkn. paa Lys 610, Dobbeltbrydn. 639—642, Nicols Prisma 643, 644, 646—650, K 647, 648, Abs. af Straal. 670, lysende K. 674, Glødn. med Svovl, Fosforesc. 676.

Kalorier 118—120, 544, 659, 667, Lysets term. Ækv. 668, Solkonst. 673. (se Varmen).

Kalorimeter, Anv. 18, 20, 25, 26, 60—63, 149, 407, 512, 669, Blandingsmetode 99, 100, 218, Bunsens Isk. 99, beskr. 219, Anv. 222, 504, Blandingsk. 222, 231, Forbrændingsk. beskr. 114, anv. 114, 115.

Kamfer 138, 649, Dampe 649.

Kanadisk Balsam, Nicols Pr. 643.

Kanelolie 616.

Kapacitet def. 296, 314, 327, for en Kugle 296, Enh. i elektrostat. Maal best. ved 296, 306, 395, Kondensat. 296, 298, cirkul. Pl. 298, 306, kvadr. Skive 306, Maal. af Cavendish 304—306, Maal. ved Elektrom. 306, Galvanom. 306, 307, Mikrofarad def. 307, 395, en Kondensators 314—317, K. og Energi 327, 329, 330, en Leidnerfl. Eks. 317, 374, Farad def. 395, Kondensat. med. best. K. 307, 395, Eks. 485, Indflyd. paa Str. 457, Lov 491. **Akkumulatorers** K. def., Størr. 549, Eks. 550.

Kapillarelektricitet 572—575.

Kapillarelektrometer 575.

Karakteristikken Deprezs, indre K., elektrom. Kr. og Str., ydre K., Polsp. og Str. 471, 472.

Karton 149.

Kastaniebark, Fluoresc. 674.

Katetometer 93, 197.

Kationer, spalt. Mol. 535, def., Ekspl. 540, Vandr. 551, 555—558, Ledn. 556, 560, Diff. 567, K. i Flam. 686, 687.

Katode, el. Lysbue 511, Geissl. Rør 514—520, Platin, Magnium 515, K.partiet def. 516, Kalot 518, K. 520, 522, 524—526, smaa mater. Dele af K. 521, Elektrol., Def. 540, K. 541, 546, 547, 556, 560, 573, Katodesiden 551, 552. **Antikatoden** 525, 526.

Katodestraaler, Brauns Rør 489,

Længde def. 514, uafh. Str. 515, vokser med Fortynd. 517, 518, Fluoresc., Ædelstene 517, Glas 517, 518, vinkelr. Kat., absorb., gaa genn. Guldblad 518, Alum., Sølv, Plat., Kobb. ud i Luften i Ligh. Lys og mat Glas, udlad. el. Leg., Analogi Tyngden 519, mekan. Virkn. 518, 519, Natur, Hyp. 519, 520, Bøjn. af magn. Kræfter 518, 520, 521, 523, 524, 687, om forsk. Slags 520, 521, smaa mater. Dele med neg. Ladn. 521, 522, Hast. 524, 531, neg. Elektroner, Virkn. paa Salte 524, Røntgenstr. og K. 525, 526, sekundære Str. 526, 527, ved ultrav. Lys 533, 534, Stof fra Radium 537, uds. fra Leg. 538.

Katteskind 275, 332.

Kautschuk, Strækn. 48, 198, ikke trykk. i Hull. 199, elast. Eftervirkn. paafald. Bevæg. 210, Diff., Balloner 223, Hinder, Tab. 224, Absorptionsev. 225, vulkanis. 48, 225, Anv. 101, 105, 155, 156, 226, 255, 258, 333, 428, 481, Diel. 319.

Kelvin, Lord **(Will. Thomson),** Hvirvelhypotese 246, Vejningsmetode til Best. af Strøm 388, 543. Lord **Kelvins Varmetoning** def. 505, Tab., Lov 506, Anledn. til Opdag. 507.

Kemien, et Laan fra K. 5, **kemiske Processer,** Virkn. i et galv. El. 39, 40, 409, 448, særeg. Evne til at fremk. Udstraal. fra Luftart. 665, Udstr. af Lys 665—667, k. P. i Flam. 686, **kem. Virkn.** se el. Str., Lys.

Kemiluminescens, Def., Fosfor, forraadnende organ. Stoff. 675.

Kikkert 578, 579, 592, 599—601, 613, Teleskoper, farvefri Okular 630.

Kilowatt def. 409.

Kinetisk Energi def. 23, Luftens 26, Luftmol. 85, 665. (se levende Kr.).

Kinetisk Teori, Luftart. se 26, 246, Mariottes og Gay Lussacs Love og Love for Molekyl. Hast. udled. 82, 83, Varmef. udl. 84—86, Forklar. af Diff. 86, 87, af indre Gnidn. 256, 257, Varmeledn. 262, 264.

Kirchhoffs Love, første Lov 399, 400, anden Lov 400, Anv., forgren. Ledn. 400, Wheatstones Bro 401. **Kirchhoffs Lov** for glød. Dampe og Luftart. 607, Anv. paa opvarm. Luftart. 671.

Kiselsyre 122, 541, 542. **Kiselsurt Natron** 541, 542, 555.

Kit 329, 570.

Klor 58, 59, 64, 66, 67, 73, 102, 158, 165, 223, 253, 524, 671, 676, 677, Elektrol. 540, 541, K. 548. **K.ammonium** 110, 111, 113, 116, 123, 218, 223, 236, 238, 546, 553, 555, 573. **K.barium** 123, 223, 530. **K.brinte** 63, 64, 66, 67, 101, 103, 105, 111, 116—118, 158, 165, 171, 178, 228, 253, 324, 665, 667, 671, **Opløsn.** 540, 546, 548, 552—554, 557. **K. calcium** 51, 155, 184, 189, 223, 233, 236, 237, 249, 553. **K.kalium** 111, 113, 116, 123, 218, 223, 230, 236, 238, 267, 546, 552, 555, 558, 560, 573, Sylvin 670. **K.lithium** 230. **K.natrium** 196, 218, 223, 230, 538, smeltes ved Str., dekomp. 541, **Opløsn.** 112, 116, Rumfyl. 110, 111, Diff. 122, 123, Frysep. 236, 237, Kuldebl. 238, Varmeledn. 267, Elektrolyt 546, 552, 555, 556, 560—562, 564, 573. (se Kogsalt, Stensalt). **K.sølv** 223, 230, 616, 678. **K.zink** 189, 230, 576. **K.æthyldamp** 318. **Klorsurt Kali** 160, 573. **Klorsurt Natron** 649.

Klorknaldluft og Lys 676, 677.

Kloroform 108, 134, 190.

Klorofyl 674, Bladgrønt 23, 607.

Klæde 274.

Knaldluft, Fors. 25, Atmolyse 256, Elektrol. 542, 543, Forbrænd. 666.

Knudepunkter 625—628, 630.

Kobber 16, 39, 47, 48, 51, 199, 207, 214, 217, 220, 230, 265—267, 270—273, 279, 312, 367, 369, 402, 664, 676, galv. El. 392, 395, 397, 575—577, el. Ledn. 403, 405, 406, diamagn. 425, induc. Str., Dæmpn. af Sv. 438, 439, termoel. Forh. 499, 500, 502—506, 508, Lysbue 512, Katodestr. 519, 524, Elektrol. 539, 540, 543, el. Dobbeltlag 568, 570, Udstr. 657. **K.hydrat** 119. **K.forklor** 223. **K.klorid** 558, 576.

Kobolt 217, 221, 403, magn. Forh. 422, 423, 425 se og 650, paa Sol. 608.

Kogepunkt, Alkohol., Tab. 98, Forh. til Rumfyl. 99, def., Funkt. af Tryk. 146, Sammenhængskr. Eks. 147, 148, K., fl. Væds. Tab. 150, Svovlsyrl. 152, Kulsyrens 159, Æthylen 161, 162, flyd. Luft, Brint 164, Saltopløsn. 188, Form. 191, 192, Vædskebl. 193.

Kogning, Carnots Teor. anv. paa K. 37, ved K. afgiv. Luften 101, 103, 104 se og 148, K. naar de mætt. Dampes Tryk lig Luftens 142, 143 se og 170, K. beskr. 146, Boblernes Dann. 147, i luftfri Væds., Vand 200° 148, K. i Vandham. 146, 148, Frembr. af Kulde ved K. 149, K. ved Leidenfrosts Fors., Temperaturer 152, K. i luftfri Væds. 170, K. af Vand Fors. med Dampene 171, K. lettes 192, Vædskebl., Kundts Fremg. 193, K. og Smeltn. 234.

Kogsalt 305, **Opløsn.** 119, Varmeudvid., Tab. 109, Temp. for størst Vægtf., Havvand 110, Varmef. 115, Diff. 121, Dampsp. 188, 189, Kulde 219, Varmeledn. 265, Elektrolyt 559, Opl. 600. (se Klor).

Koherer, Beskr. 495, 496, Telegraf. uden Traad 496—498.

Kohæsion, Def., Luftart og Væds. 207, faste Leg. Udvikl., Eks. 207, 208.

Kollimator 591, 592, 600, 601, 613.

Kolloider, Betydn. 122, Diff. 122, 123, Glas 542. (se amorfe Leg.).

Kolofonium 319.

Kommutator 434, 435, 463, 464.

Kondensatoren i Dampm. 34, 35, 41.

Kondensatorer, Kohlrauschs Luftk. beskr. 294, el. Forh. 295, 296, anv. 298, 299, 303, 307, 390, Best. af Dielektric. 313, 314, 317, Pladernes indbyr. Tiltrækn. 314, 315, Ladn. 315, 316, Kapac. 317, 318, Potential, Restladn., Franklins Tavle 320, andre K. 320, 321, Voltas K.elektroskop 298, 299, Glimmerk. 307, K. med best. store Kapac. 307, 395, Vekselstr. gaa genn. K 456, 457, K. til Indskr. af Aabningsgnist. 459—461, K. 462, lades og udlad. 489, 497, Teori 490, 491, K. 522, 523, Anv. til Led. for Vekselstr. 485, 497 se og 498, Str. ved Røntgenstr. 527, Str. fra radioakt. Stoff. 529, Flammer 537, el. Str. 679.

Konduktorer def. 276, Spænd. 283.

Kork 56, 78, 199, 273, 312, 335.

Koste af Gnister 325, 326, **Metalkoste** i Maskin. 464—468, 472.

Kraftlinier, el. K. def. 281, Faradays Antag. 281, 282, 291, Felt 282, ingen K. 284, K. 287, i en Kondensat. 294, 295, Elektroskop 297, K. 307, Hertzs Figurer 493, Forklar. 493, 494. **magn. K.** def. 348, vinkelret. ækvip. Fl. 353, anskueligg. Kraftens Fordel., »Tæthed« 356, Antal genn. en lukk. Fl. 357, K. ved el. Str. 377, 378, slutt. Strøms Bevæg. i magn. Felt 382, 383, K. i en Magnets Indre 383, 415, K. og elektrodyn. Teori 384—386, magn. Indukt. 416, 419, 421, Tæthed 416, K. i en Jærnring 419, svare til Strømstyr. Analogi 420, 438, K. 426, Anskueliggør. af Lovene for induc. Str. 427—435, 461, K. i Jærnr. maales 437, 438, K. i Grammes M. 464, 465, i Centralstat. Dynamo 467, i en Dynamo 468, naar Omdrejn. varier., Frølichs Form. 470, K. og Katodelys 518, 520, 521, Gnistdann. 532, el. Bølg. 682.

Kredsprocesser def. 6, 30, i hv. Tilf. Varme ækv. Arb., Eks. 22, 48, Arb. og Varme 30, 31, K. i Carnots ideale Dampm. 33, 34, i en Ism. 34, K. 35, Best. af Carnots Konst. 36, Anv. af Carnots Teorem ved Kogn. og Smeltn. 37, 38, ved galv. El. 38, 39, om K. 40, Anvendeligh. af Carnots K. 41, Anv. 42, reversible og irrev. Process. 40, 41, James Thomsons Hyp. 170, Maxwells Anv. 171, 172.

Kridtpibe 80, 127.

Kritiske Data som Enh. i v. d. Waals's Tilstandslign. 174—176, 181. **Kritisk Rumfang** 167, 168. **Kritisk Temperatur** def. 160, 164, Kulsyrens 160, 166, mange Stoff., Tab. 165, Cagniard de la Tours Fors. 168, hans Best. for Æter og Svovlkuls., Vandets Best. 169, fl. Stoff., Tab. 183. **Kritisk Tryk** def. 164, Tab. 165, Kulsyr. 166, Best. af Æter og Svovlkuls. 169, fl. Stoff., Tab. 183. **Kritisk Vægtfylde** def., Tab. 165.

Kritiske Temperaturer for Jærn, Nikkel, Kobolt 423, Staal, særeg. Forh. for Nikkelstaal 424.

Kritisk Ledningsmodstand 488.

Krom 217, 221, 424, magn. 425, paa Sol. 608. **K.surt Kali** 122. **K.surt Natron** 649. **Tvekromsurt Kali** 514, 572. **K.syre** 540. **K.tveilte** 540.

Krudt 246.

Kryofor, Anv. 148, Figur 140.

Krystalloider, Betydn. 122, Diff. 122, 123, **krystallinske Legemer,** om elast. Eftervirkn. 210, Smeltn. 196, 231, **Krystaller,** Struktur 195, 196, Formforandr. 207, Eks. Stensalt 208, Brudstyrke best. ved Overfl. 211, 212, Udvid. 212, 214, Sne, Is 239, Virkn. paa Lys 610, Kalkspath 639—643, 647, 648, Krystalplad. 644—649, Turmalin 643, Bjergkrystal 642, 644, 646—649, toaksige K. 648, Platincyanmet. 675.

Kræfter, Tyngdekr. 2, K.'s Maal., Virkn. og Modv. 4, Grundsætn. 7, Enh. abs. def. 8, Virkn. 12, K. mell. Leg. 5, 26. (se el. K., Sammenh., Vedh. o. fl.).

Kubikcentimeter def. ved Vejn. 8.

Kulbrinte, Glødelampe 510. **Kulilte** 63, 64, 66, 67, 78, 81, 102, 160, 162, 165, 177, 178, 180, 183, 224, 227, 228, 253, 263, 318, 426, 530, 667, 671. **Kulstof** 23, 217, 218, 221—223, 230, 650, el. Ledn., Kul til Buelys, Grafit, Blyant Faber, Retortkul 404, Kulpulver 305, i Mikrofon. 480, 481, Koherer. 496, termoel. Forh., Gaskul 500, Kul til Glødelampe 510, Lysbue 511, 512, se og 669, galv. El. 514, Anode 540, Kultraad Glødn. 663, Partikl. 667, Forbrænd. 673, 674. **Kulsurt Ammoniak** 120, 159. **K.Kali** 120, 553, 555. **K.Kalk,** Marmor 273. (se Kalkspath). **K.Natron** 110, 168. **Kulsyre** 23, 69, 120, 165, Del af Atm. 51, 54, indsuges 51, Varmf. 63, 64, *k* 66, 67, Diff. 72, 73, Tab. 74, 78, gen. Sæbebob. 105, Hinder 106, gen. Vinaand og Vand 107, gen. Kautsc. 224, flyd. K.'s Sammentrykkel. 91, 92, K., Abs. i Væds. 102—107, i Kautsc. 225, i Hesteskosøm 227, mætt. Dampes Tryk, Form. 145, Forh. under forsk. Tilstandsf. 158—160, fast 164, krit. Data 165, isoterme Kurver 165—167, Mariottes Lov 177—179, 183, 184, Udvid. 186, Termometer 187, 188, Adsorpt. 228, Effus. 250, indre Gnidn. 253 ved store Tryk 259, 260, Transsp. og Diff. 254—256, Varmeledn. 263, 264, Isolator 311, Diel. og Brydn. 318, Gnister i K. 324, diamagn. 426, polaris. 548, Brydn. 616, Udstraal. 665—667, Abs. af Str. 671, K. ved Forbrænd. 673, Solen kunde adskil. 674. **Kulstofoxysulfid** 667.

Kuldeblandinger, Anv. 141, 142, 148, 219, 235, 268, Kulsyresne med Æter 159, 160, 164, faste Salte med Sne, Unders., Tab., Syrer med Sne 238.

Kvadrantelektrometer Lord Kelvins beskr. 301, 302.

Kvarts 210, 320, Katodestr. 519, 533.

Kvægsølv 8, 10, 18, 37, 55, 77, 94, 95, 97, 100, 104, 108, 131—136, 138, 158, 215, 230, 235, 248, 255, Dampe 259, Dampe konst. Vægtf. 57, φ 58, *k* 66, efter kin. Teori og Erf. ens 86, et At. i Mol. 59, 85, 86, 520, K.'s Sammentrykkel. 89—91, Udvid. best. 92, 93, Varmef. afh. af Temp., Tab. 100, Anlægsv. med Jærn, Glas 132, Overfladesp. 134, 135, mætt. Dampes Tryk 144, Form. 145, Fordampningsv., Kogep., Mol. vægt. 150, Varmef. for fast og flyd. 220, Atomvarme for fast 221, Dampes Adsorpt. 228, Smeltep., Vægtf. før og eft. Smeltn., Udvid. 233, Gnidn. 248, Dampe isoler. 313, K. i Jærnskaal 381, K. som Enheder for Ledningsmodst. 393, Vægtf., kan faas rent 402, el. Ledn. 402—404, fast leder bedre end flyd. 407, diamagn. 425, i Interrupt. 461, termoel. Forh. 500, 508, Damp i Geiss. Rør 515, Hyp. 520, Elektrol. 541, 543, el. Dobbeltlag 569, Polarisat. 572—575, Grønne K.-lin. 598, Spektr. 605, Udstr. 657, K. dampes Udstraal. 665, Daguerreotypi 677. **K.ilte** 119. **K.klorid** 223. **K.klorure** 223.

Kvælstof, Del af Atm. 51, 52, 68, 71, Vægtf. forsk. eft. Kilden 53, Molekularvægt 58, Vægtf. 57—59, 64, Varmef. 63, 64,

k 66, 67, Daltons Lov 69, Diff. 80, 81, gen. Sæbeh. 106, gen. Kautsc. 224, 225, om Platin 225, Molekyl. Hast. 84, Absorpt. i Væds. 102, 103, 106, om Fortætn. 160, fortættes 161, 162, flyd. Luft 164, krit. Data 165, 183, Mariottes Lov 177, 179, 180, 183, Udvid. 186, Termometer 187, 188, absorb. af Meteorjærn, Jærn 227, Adsorpt. 228, Effus. 250, indre Gnidn. 253, Gnister i K. 322, 324, Katodelys 361, 514, 515, diamagn. 426, Spektr. 602, K. 650, Abs. af Straal. 671. **K.forilte** 64, 67, 102, 145, 158, 165, 177, 178, 225, 228, 253, 263, 318, 619, 671, 676, draabefl. 145, 158, 619. **K.tveilte** 63, 64, 67, 102, 160, 165, 177, 178, 183, 253, magn. 426.

Kønrøg 198, 617, 637, 657, 658, 670, 671, 673, Sværte 664, 672, 673.

Ladningsfænomener, Faradays Iagttag. 481, Telefonering 482.

Lak, el. ved Gnidn. 274, 275, Isol. 276, 278, Kraftl. 282, afl. ved Flam. 537.

Lakelektricitet 274—276.

Lanes Maaleflaske 328, 329.

Lanthan 217.

Legemer, er Magnetisme og El. L. 5, er Varmen et L., har et hvert L. Vægt 10, Oldtidens Inddel. 50.

Legeringer, el. Ledn. 402, 404, 406, 407, magn. Forh. 424, Termostøt. 509.

Leidenfrosts Forsøg 152.

Leidnerflasker 6, 302, 305, 312, 373, 602, Kapacit., Eks. 317, 374, 491, Fremstil. af en Coulomb 374, Restladn. 320, 321, Maal. af Ladn. ved Lanes Maalefl. 328—330, lades ved Ruhmk. App. 461, 462, Udladn., indvikl. Forh. 486—488, Teori 490, 491, Anv. 497.

Lenz's Lov ang. 429, anv. 439.

Ler 78, 570, 575, 664.

Leslies Terning 657, 661, 663, se og 671.

Levende Kraft og Arb. 12, 242, 252, se og 244, Lov for Luftarternes l. K. 82 se og 560, l. K. og Varme 84, 262, $\frac{1}{2} I\omega^2$ 373, elektrokin. Energi Analogi 451, Katodepartik. 522, Lysdele 583, 639. (se kin. Energi).

Lichtenbergske Figurer 326.

Ligevægtsformer, Minimum af Overfl. 129, 131, Polyedre af Vædskeh. 130, 131.

Ligevægtsrum 335, 338, 382, 383.

Linoliehinder 106.

Linse 578, 580, 587, 589—591, 634, 635, 644, 648, 655, 677, af Stensalt 594, 663, 666, Cylinderl. 585, 586, 588, Billeddan. 624—627, centrerede Linser 627, 628, Akromatisme 629—631, Form for mindste sfær. Aberr. 635, 636.

Lithium 217, 221, 500, Elektrol. 541, Liniesp. 604, 605, Absorp. 607.

Luftarter, Luften, Varme ved Sammentrykn. 15, Eks. 24—26, ingen pot. Energi 26, 205, Natur 26, 27, 80—82, 88, 89, 173, 176, om afkøl. ved Udvid. 24—27, 170, Formel af Joule og Lord Kelvin 162, Anv. 163, 164, Entropi 30, indre Energi uafh. af Rumf. 44 se og 26, 205, om Kendskab til L. 50, Tilstandslign., Anv. 27—30, 65, udl. 67, hvorvidt L. følge Mariottes og Gay-Lussacs Love 50, 51, 54, 60, 61, 63, 68, 162, 186, kin. Teori 82, 83, Poissons Lov 29, 65, 66, ideale L. 63, 68, indre Arb. 68 se og 162, elast. Kræfter 81 se og 26, Grahams Forkl. 80, 81, 254, Lov for Diff. 79, Molekylernes Hast. 81, 82, lev. Kraft 82, om Fortætn. til Væds. 50, 88, 89, Særkende 88, L. og Dampe 138, 141, 158, L.'s Fortætn. Faradays Fremg. 158—160, Thiloriers, Kulsyrens Forh. 159, perm. L. 160, 179, Pictets Fremg., Ilt fortætt. 160, Brint 161, Cailletets, Ilt, Brint, Kvælstof fortætt. 161, Ilt, Kvælstof, Kulilte 162, flydende Luft, Lindes Mask. beskr. 163, 164, Brint 164, om Teori 165, isoterme Kurv. 167, v. d. Waals Tilstandslign. 172—176, 180—183, Mariottes Lov en Anv. 66, Afv., Unders. 176—180, 183, 184, ingen Kohæsion 207, Diff. i faste Leg. 223—227, Adsorpt. 227, 228, Effus. 249—252, Transspirat. 252—256, Maxwells Teori 256, 257, Kundts og Warburgs Fors., indre Gnidn. 257—260, magn. Forh. 425, 426, Spektre 597, 598,

601, glød. L., farvede L., Kirchhoffs Lov 607, Solatm. 608, Brydningsf. 614—616, Form. 618, L. gløde ikke ved Opvarm. 664, 665, en Luftmasses Energi 85, 665, Lys ved kem. Proces. 665—667, Abs. af Straal. 671, perman. L. 682. **Luftformige Legemer** 50, 138.

Luftblandinger, Daltons Lov 68—70, L. 72, Diff. 73, Atmolyse 79, 80, Effus. 250.

Luftpumpe anv. 24, 89, 143, 159, 160, 162, 184, 249, 614, Sprengels 226, 255, 256, Geisslers beskr. 258, Kvægsølvl. anv. 514. **Fortætningsp.** anv. 25, 93, 143, 159, 163, 178.

Lufttomt Rum, om Muligh. 2, Glaskar 164, fortyndet R. 259, 264, 265, 615, Glødel. 510, Geisslerske Rør 514—518, 525—527, 533, Lysfæn. 676. (se tomme R.).

Lufttryk 8. (se Atmosfæren).

Luminescens, Def., Flammer luminescere 666.

Lyden, Fors. 66, føres bort ad el. Vej 480, 481, Bøjn. 589, **Lydbølger** 585, Dopplers Princ. 595, **Lydsvingninger,** svage 480, ved el. Lysbue 484, Analogi el. Svingn. 491, 494, L., Længdesv. 637, 638.

Lynet, Spektr. 604.

Lys, Naturkraft 1, el. og magn. Forskydn. 318, el. Sv., Ligh. 320, 494, 495, ultrav. 525, 532—535, 538, Radium, L. fra det indre 530, genn. Alumin. 531, Lys-elektriske Fors. 532—535, Interf. 585—587, høje Interf. 597, 598, Bøjn. 588—591, Dopplers Princ. 597, monokrom. 597, 615, def. 600, Kadmium, Kvægs. 598, forsk. Farv. sam. 599, Himmell. 600, 644, el. Sv. i Atom., i Molek. 606, el. Sv. 608, 666, polaris. L. 637—639, hvidt L. 590, 599, 606, 607, 629, 646, 648, 651, 654, 674, naturligt L. 642, 643, 648, 685, 686 fra sv. Ioner 687, Soll. 613, 674, 676, 677, Ildflue, fl. Dyr, Tribolumin., Kemilumin. 675, Lysets kem. Virkn. 676 se og 23, paa Klorknaldl. 676, 677, Sølvsalte 677, 678, Dagsl. 676, L. ved Forbrænd. 665—667, ved el. Str. 513, 669, Lysets Hast. 578—581, **Lysbølger** 584, el. Bølg. 585, 680, 686, Bjerg og Dal billedl. 586, Dopplers Princ. 595, Dobbeltbrydn. 641, 642, **Lysstraaler** def. 588, L. og Katodestr. 518, 519, Røntgenstr. 526, L. 589, 590, 593, astigm. Straalesyst. 631, 632, paraksiale Straalekegler 632—636, plansat. L. 638 se og 687, 688. **Lysstyrke,** Enh. 510, 511, 654, 668, Glødel. 510, 511, Buelys 511, Tab. 513, Intens. ved Bøjn. 591, Maal f. L. 639, Maal. af L. 652—655, Solens, Maanens og Sirius's Lys, pos. Pol af Buelys 655. **Lyssvingninger,** Svingningsretn. 526, 638, L. og El. 318, 320, 585, 682, Ætersv. 526, sv. Æterdel 639, L. i polaris. Lysstr. 638—646, 651, 652, 661 se og 675. **Lysteori,** Maxwells 318, 320, 585, Newtons 581—583, 585, Huygens's 584 se og 585, 587, elektromagn. L. 607, 616, 650, nærmere Udvikl. 680—688. Lysets **termiske Ækvivalent** findes og dets **mekaniske Æ.** beregn. 668.

Lysmaaling 652, fl. Metod. 653, forskel. farvede Lyskil. 654, nogle Anv. 655.

Længdemaaling 3, Enheder 8, 598.

Maanen, Solform. 608, Lys 655.

Magdalarødt fluoresc. 675.

Magnesia 570.

Magneter, Anv. 16, Poler def., Ligevægtsrum def., 335, 338, Nord- og Sydpol 335, Antal Poler 356, Samling af Smaamagn., Begrund., Akse, Moment 336, Ordn. af Smaam. 338, 339, i en Elektrom. 410, 411, 423, en alm. Staalm. 339, Jærnets og Staalets magn. Forh. 339, 340, permanent M. 340, ideal M. 340, 341, 344, se og 346, 372, Smaam., reduc. Læng. def., Moment def., M.'s Længde 341, Coulombs M. 342, 343, Længde efter Kohlrausch 369, smaa M. 343, 346—348, 351, 367—370, virkel. M. 347, 351, Felt 347, 348, Gauss's Best. af Aksens Beligg. 349, 350, Akse 349—351, 367, 370, Jorden 351, 352, Styrem. 371, Ligevægtsrum 382, 383, Dæmpn. af Svingn. 438, 439, Anv.

til Mask. 462, 463, Staalm. forholdsv. ringe 463, Jærnpladen i Telef. 479. (se Elektrom.).

Magnetisering, Retn. def. 337, Intensitet 411, def. 337, 415, Smaamagn. parall. 338, i luk. Kredse 339, 340, en alm. Staalm. 337, 339, M. af Jærn og Staal forkl. 339, 340, Ommagn. 350, Jordens, en alm. Magn. 352, M. Jærn erh. ved forsk. magn. Kr. 411—413, 420, 421, graf. Fremst. 413, udglød. Jærn, Tab. 416, Støbej. og Staal 417, Maksim., Eks. 414, Bæreevne 414, 415, en Jærnskal 418, Maksim. for Jærn, Nikkel, Kobolt 422, M. og Afm., Hysterese 420—422, Indvirkn. af Stød, Snon., Strækn., Tryk 422, Temp., kritiske Temp. for Jærn, Nikk., Kobolt, allotrope Tilstandsf., Forh. for Jærn 423, Forh. for Staal 423, 424, mærkelige Forh. for Nikkelstaal 424, M. og Ledn., Jærn, Vismut, andre Metall. 426, Afm. 440, 460, 461, M. ved Leidnerfl. 486, særeg. M. 491, M., magn. Kraft og Drejn. af Polaris. 650.

Magnetiseringskoeffic. graf. Fremst. 413, Tab. 416, 417, M. 418, 419, Maksim. for Jærn 423, Forh. ved Nikkelstaal 424, fl. Stof. 425.

Magnetiske Forskydninger 318.

Magnetiske Kredsløb, Udvikl. 418—420, ved Transf. 440, 442. M. K. 421.

Magnetiske Kredsprocesser 422.

Magnetiske Stoffer, Metaller 422, 425, som Ledere for el. Str. 491, stille sig aksialt, Opløsn. af Salte, Ilt, atm. Luft 425, Ilt, Kvælstoftveilte 426, Opløsn. af m. Metaller 650, se Jærnsulfat 531.

Magnetisk Felt def. 347, en lille Magnets Indstill. og Bevæg. i F. 347, 348, en sluttet Str. i m. F. 382, 383, intens. F. 425, m. F. 353, 356, 357, 426, 520, 521, 523, 526, det jordm. F. 359—361, Lyskilde i m. F. 687, 688.

Magnetisk Induktion def. 415, 420, udglød. Smedejærn, Tab. 416, graat Støbej., Tab., blødt og haardt J. og Staal, graf. Fremst. 417, overskaar. J. 417, 418, i en Jærnring 419, 420, under Hysteresen 421, 422, Best. af m. I. 437, 438, i Centralstationens Dynamo 467, en Dynamo 468.

Magnetisk Kraft, en Magn. 335, 338, 339, Polernes gens. Virkn. 336, Coulombs Fors. 342—344, Lov, abs. Maal. ved Snovægt 344, en Magnets Virkn. paa en Pol i første Hovedstill. def., findes 344, 345, anv. 347, 375, 412, Vanskeligh. i Praks. 351, i anden Hovedstill. def., findes 345, 346, anv. 347, K. mell. Magneter, Ekspl. 346, 347, Gauss's Fors. 347, den m. K. i et Punkt def. 347, Feltets Intensitet, Kraftens Retn. og Størr. i Feltet ang. ved Kurv. 348, m. K. og Potential 353, 354, Normalkræfter, Gauss's Sætn. 355—357, Anskueliggør. af K. ved Kraftlin. 356, hidrør. fra el. Str. 377, 378, i Vinding. udl. 411, 412, Forh. mell. m. K. og Magnetiseringsintens., graf. Fremst. 413, Tab. 416, 417, m. K. mell. og paa Polflader 414, 415, Permeabilitet 416, 417, m. K. i en Jærnskal meget lille 418, en Jærnring 419, 420, Hysterese 420, 421, m. K. Best. ved Ledningsev. 426, Maal. ved induc. Str. 435, 436, K. mell. Polerne i en Elektrom. maales 436, 437, stor Værdi 437, Kraftlin. i en Jærnring maales 437, 438, m. K. af flerfas. Str. 477—479, Bøjn. af Katodestr. 518, 520, 521, 523, 524, m. K. drejer Polarisationspl. 649, 650, el. Bølger 680—682, Retn. 682, Fresnels Forml. 683, 684, sv. el. Partik. 687, 688.

Magnetisk Meridian def. 340, anv. 341, 343, 346—351, 364, 367—369, 433, 436.

Magnetisk Modstand def. 420.

Magnetisk Moment, en Magnets m. M. def. 341, anv. 342—347, 350—352, 354, 365, 371—373, 376, 377, *MH* findes 342, 350, anv. 343, M. for Smaamagn., for hele Magn. 341, *M*/*H* best. 351, Jordens 352, 354, Jærn modtag., Maal. 411—413, Indvirkn. af Stød, Snon., Strækn., Tryk 422, Afh. af Temp., kritiske Temp. 423, Ilt 426.

Magnetisk Overfladetæthed 355, 376—378.

Magnetisk Strømstyrke 420, 438.

Magnetisme, Naturkraft 1, særeg. Fluidum 5, Ørsteds Opdag. 7, Fluider, Nord-

og Sydm. 335, pos. og neg. 336, 339, Summen lig o 336, Begrundelse 335, anv. 336, 338, 356, fri M. def. 338 i en alm. Staalmagn. og Jærnmagn. 339, 418, i en Elektromagn. 411, ingen i Jærns Indre 418, Fordeling, en Magnet bestaar af Smaamagn., Begrund. 336, Anv. til Forstaaelse af Magnetiser. 337—339 og af Jærnets og Staalets magn. Forh. 339, 340, temporær M. 340, Enh. 340, 347, 350, Mængde best. i abs. Maal 344, Fordeling 351, 418, hidrør. fra el. Str., Ampères Teori 377, fri M. afmagnetis. 460.

Magnetoelektriske Maskiner, prakt. Betydn., Udviklingsg. 462, de første, Elektromagn. Fortrin for Staalm., Maskine af Wilde 463, Pacinotti 463, 464, Werner Siemens, Hefner Alteneck, Edison 464. (se Grammes M.).

Magnetomotorisk Kraft def. 420.

Magnium 217, 221, 230, 272, 403, 405, 500, 502, Katode 515, Liniesp. 604, 605, paa Solen 608. **M.klorid** 223.

Mahognitræ 273.

Mangan 217, 221, 402, 676, magn. 425, paa Sol. 608. **M.klorid** 223. **M.salte, Manganoversurt Kali** 607.

Manganin, el. Ledn. 402, 406.

Manometer (se Trykmaaler).

Mariottes Lov, Anv. 27, 44, 52, 90, 158, 165, 173, Gyldigh. 50, 51, 54, 60, 61, 63, 66, 68, 138—140, 162, 169, 186, udl. af kin. Luftteori 82, 83, Afvig. ved mindre Tryk, Ørsteds Fors. 176, 177, Mariottes Rør, Fors. af Dulong, Arago og Pouillet 177, af Regnault, Tabell. 178, 179, Afvig. ved større Tryk, Natterer 179, Tabell., Minim. for *p. v*, Amagats Unders. 180, paavist Afvig. følger af v. d. Waals's Teori, *P. V*, Tab. 181, graf. Fremst., Minim. for *P. V* 182, Tab. beregn., meget lave Tryk, Mendelejew og Fuchs 183, Siljeström, Chr. Bohrs Formel 184, kan udl. af Hvirvelhyp. 246.

Marmor 273.

Masse, Def., Talværdi 3, 4, Grundsætn. 5, 7, Enh. i abs. Maal for Vægt 8, smaa M. 524, Ioner 538.

Materien 246.

Maxwells Teori, indre Gnidn. i Luftart. 256, 257, Varmeledn. 262, 264. **Maxwells Sætning** om el. Str. og de magn. Kræfters Arb. 378—380, 419, 681, magnetomotorisk Kraft 420.

Megadyn def. 8.

Membran, semipermeabel 561, 565.

Meridian astron. 348, Solm. 360.

Messing 13, 14, 48, 90, 95, 199, 214, 229, 255, 266, 299, 329, 342. 349, 506, 536, 545, rødt og gult 272, 403, 405.

Metaller, Tilbagekastn. af Lys 651, 652, Udstraal. af Varme 657, 658, Abs. 670, 671.

Metalrefleksion, særegne Forh., Tab., Minimumsvinkel 651, polaris. Lys gøres ellipt. 652.

Meterens Forh. til Bølgebr. for røde Kadmiumlin. 598.

Methan 64, 66, 67, 73, 78, 102, 165, 177, 178, 180, 183, 224, 253, 263, 318, 426, 667.

Middelvejlængde for Luftmol. def. 86, beregn., Lov 87, Transsp. og Diff. 255, 256, Gnidn. i Luft. 257.

Mikrofarad def. 307, 395, Eks. 485.

Mikrofon, Hughes's, Hunnings 480, Ericssons hos os 480, 481, Anv. ved Telegrafon 482, Buelampe 484.

Mikrometer, Skrue 201, 592.

Mikroskoper, Anv. 200, 300, 575, 644, farvefri Okularer 630.

Mikrovolt def. 500, termoel. Forh. 500—505, 507—509.

Milliliter def. 8.

Moderateurlampe, term. Ækv. 668.

Modstand, Ion. 551, Diff. 560.

Molekyler, Luftart. 26, 57, 311, Teori 58, Avogadros Lov 59, 81 anv. til Best. af Vægtf. 60, M. i Luftarter 68, Grahams Forkl. 80, 81, Lov om Hast. 81, 82, Lov udl. af kin. Teori 83, beregn. for Brint, Kvælstof og Ilt 83, 84, Rotation, Svingn. 85, Middelvejl. 86, 87, Middelh. 87, M. i Væds., Grupp. af M., M. i Luftart. 89, Luftm., Hast. i Vand 106, Grupp. af M. i Væds. og faste Leg 196, M. 198, to M.

blive et 237, Transsp. og Diff. 254, 255, Forh. ved indre Gnidn. i Luftart. 256, 257, 259, Varmeledn. 262, Fordel. i Luftm. 323, Udstrækn. 519, Dissociat. 520, 527, 528, Brint, Elektroner 524, spaltede 535, uds. Katodestr. 537, M. 551, 560, 566, spaltede 561—563, Lys, Dopplers Princ. 597, el. Sv., Baandsp. 606, Energi 665, 666. **Grammolekyl** 105, 110, 115, 117, 118, 123, 150, 189—191, 561, 564, 566, 577, Varme til Smeltn., Tab. 232. **Molekularvarme** for Luftart., Mc_p og Mc_v, Tab. 64, Alkohol. Mc, Tab. 100, et Salt i vand. Opløsn. def. 115, Tabell. 115, 116, Def. 222, Tab. for Salte, Beregn. og Fors., Ekspl. 223. **Molekularvolumen,** Tab. for Alkohol. 98, Def. 99. (se Rumfylde). **Molekularvægt,** Tab. 58, 64, 98, 150, 218, 667, M. og Fordampningsvarme, Lov 150, 151, et opløst Stofs M. findes af Kogep., Form. 192.

Molybdæn 217.

Moment, Kræfters M. ved Bøjn. 202, Snon. 205, en Motor 473. (se magn. M.).

Morses Skriveapparat anv. 497.

Motorer, se Jævnstrømsm., Vekselstrømsm.

Muld 23.

Multiplikator 370, 371, 505, 657, 668.

Myresyre 194, 236.

Mættede Dampe, Rumfang af 1 Gram, Form. 37, 44, Vægtf. best. derved 152, Def. 138, Fortætn. 139, deres Tryk er Maksim. 140, de kolde Vægges Egensk. 140, 141, Maal. af m. D.'s Tryk, Dalton 141, Regnaults Metode 141—144, Trykk. Funkt. af Temp., Tabell. for Vandd. og andre 144, graf. Fremst., Antoines Form., Tab. for Konstant. for Vandd. og fl. D., Vandd. ved meget høje Temp. 145, Kogn., Dann. af Dampbob. 147, 148, Form. for Vægtf. 151, Fugtighedsm. 154—157, Tryk af m. D. ved givne Temp., Svovlsyrl., Svovlbr., Kvælstofforilte, Ammon. 158, Kulsyre 159, se og Ilt 160, Ilt, Brint 161, Ilt, Kvælstof, Kulilte 162, Luft, Brint 164, Tab. 165, Æter, Svovlkulstof 169, Andrews's isot. Kurv. 166, Grænsekurv. 167, 168, om Fortætn. af m. D. Eks. Vandd. 170, 171, om Best. af Tryk 172, m. D. af Saltopl. mindre Tryk end Vandd., Tab., Love 188, Sætn., Tab. 189, Opløsn. i andre Væds., Form. 190, vandige Opløsn. 191, Vandd. 192, Vædskebland. 193, Opløsn., osmot. Tryk 565, udl. Form. 566.

Mættet med Magnetisme 411, 467, 470 se og 414, 422.

Mønie 326, 549.

Natrium 217, 221, 230, 233, 403, 425, 500, 608, Elektrol. 540—543, N.lys 213, 256, 538, 597, 600, 607, 646, Brydningsforh. 613, 615, 616, 618, Liniesp. 603, 605, N.partikler uds. Katodestr. 538, Dampe isol. 313. **Natron** 111, 112, 116—120, 236, 238, 546, 552, 555, 573, 574. **Fosforsurt Natron** 662. **Kiselsurt Natron** 542.

Naturkræfter, Tyngde, Varme, Lys, Magn., El. 1, N. se og 2, 7, 12—15.

Naturlove (se Grundsætninger).

Neefs Hammer 461.

Neutrale Bælte i Geissl. Rør 516.

Neutrale Plan i Grammes M. 465.

Neutralisationsvarme 118.

Newtons Love for Bevægelsen 3, 4, 7, Grundvold for Fysikken 5. **Newtons Afkølingslov** 656. **Newtons Emissionsteori** 581—585, se og 587. **Newtons Ringe** paa Sæbebob., den sorte Plet 136, Newtons Unders. 587, 588, høje Interf., monokrom. Lys 597, 598.

Nicols Prisma, Indretn. og Virkn. paa Lys, Foucaults Konstr. 643, Analysator i Nörrembergs App. 644, 646, 647, Anv. i Polarisationsmikroskopet 644, Anv. 647—650.

Nicotin 649.

Nikkel 217, 221, 229, 230, 271, 402, 403, magn. 422, 423, 425, 650, Pulv. i Koher. 496, termoel. Forh. 500, 502, 505, 507, 508, paa Solen 608.

Nikkelstaal, særegne magn. Forh., reversible og irrev. Legeringer 424.

Niobium 217.

Nordlyset 604. (se Polarlyset).

Normal Katodespænding def., Lov, Maaling, Tab. 515, se og 516.

Normalkraft def. 288, ved en Leders Overfl. 290, Gauss's Sætn. om el. Ladn. 288—292, om Magnetis. 355—357.

Normallys 510, 511, 513, 654, 668.

Normalopløsning def. 113, 546.

Nulledningen def. 469.

Nysølv 66, 199, 271, 272, 394, el. Ledn. 403, 405, termoel. Forh. 500, 502, 504, 506, 509.

Nyttevirkning i en Maskine def., Form. 36, Gyldigh. 41, af en Dynamo def. 471, en Motor 473, 474, i Vekselstrømsm. 475, 476.

Nörrembergs App. 643, dobbeltbr. Pladers Virkn. 644, Anv. 646—649.

Objektiv 578, 677, farvefri 630, 631. **Okular** 578, 644, Huygens og Ramsdens 630.

Occlusion def., Platin af Brint 226, Platinsvamp, Palladium af Brint, Meteorjærn, Hesteskosøm af forsk. Luftarter 227.

Ohm def. 393, 402, App. med best. O. 394, 451, 545. (se el. Ledningsmodst.).

Ohms Lov, Anal. med Varmeledn. 389, Kohlrauschs Fors. 390, Anv. paa forsk. metall. Ledere 390—392, paa et galv. El. 392, dens Rigtigh. 393, Anv. 394, paa et galv. El. og forgren. Ledn. 395, 396, fl. El. »i Række« 396, 397, fl. forb. »til et El.« 397, 398, fl. forb. til størst Str. 398, til Best. af størst Føls. for et Galvanom. 398, 399, magn. Kredsløb Analogi med O. L. 420, 438, Afvig. ved Selvindukt. 448 se og 450, 452, ved Vekselstr. og Selvindukt., graf. Fremst., Udvikl. 455, kan helt træde i Baggrunden 456, 476, Ladningsfæn. 482, ugyld. for Flamm. 538, O. L. 554, 555.

Olier 93, 126, 128, 136—138, 143, beskytt. Vand mod Luft 148, O. 164, 265, 497, 653, 654.

Olivenolie 136, 267.

Opdrift 52, 97, 215.

Opløsninger, bestemte O. 113, 123, 236, 546, 552—554, 562.

Opløsningsvarme for faste Salte, J. Thomsens Unders. 118, 237, Tab. 238.

Optiske Akse 542, 641, 648.

Optiske Midtpunkt def. 625.

Ordinær Bølgeflade for Kalkspath 641, 642 og Bjergkrystal 642. **Ordinære Straale,** Def., Svingn. 640, 641, Retn. best. 641, 642, dens Gang i Nicols Prisma, i Turmalinplad. 643. se og toaks. Krystall. 648.

Organismen 12, 15, 20, 23, 24, 195, Mikroorg. 675. **Organiske Legemer** 157, 210, 235, 610, 675.

Oscillerende Udladning af en Leidnerfl. 488, Teori, uperiod. ell. o. afh. af Modst. 488, 490, Svingningstiden 488, 489, 491, 492, se og Hertz's Fors. 491—495, Telegraf. uden Traad 496—498.

Osmium 217, magn. 425.

Osmotisk Tryk def. 561, Maal., Lov som Lufttryk 561, 563, Beregn. 563, 564, Anv. 565—567, 570.

Ostwalds Maalebro 545, 546.

Overflade, Vædskers, ved Væg, i Rør, om Forklar. 124, Laplaces Teori 124, 125, Tilbøjel. til mindst O. 128, 131, paav. 129, Anlægsvinkler def., ang., Afh., om Anv. til Best. af Vedhængn. 132, af *C* 133, 134, O. og Brudstyrke 212. **Overfladespænding** er en Kraft *k*, Fors., Def., *k* lig Arb. til en cm² Overflade 128, *k* lig *C* i Laplaces Form. 129, Minim. af Overflade 128, 129, 131, Polyedre af Vædskehin. 130, Maal. af *C* for Vand 133, 134, O. paa 1 Meter i Gram, *C* for andre Væds., Tab. 134, Afh. af Temp. 134, 148, af at henstaa 134, 135, Vædskers Udbr. paa hverand. ell. Draabedan., Eks., Begrund. 135, 136, Polaris. 572—575. **Overfladetryk** efter v. d. Waals 10 000 Atm. 125, Laplaces Formel, Anv. 125—129, 133, 147, Plateaus Fors., Olie i Vand og Vinaand 126, Sæbebob. og Hinder 127, Teori og Fors. overensst. 126—128, Afh. af Temp., en Dampbobles, Eks. 147, 148, Laplaces Teori anv. af v. d. Waals, O. afh. af Rumf. 172, Lov 173.

Overfladeintegral 357, 383, 386.

Overføringstal for Anionen def., maalt, Tab. 552, anv. 556.

Oxalsyre 570. **O. Jærnforilte** 677.

Ozon 519, 540, 675, 676.

Palladium 217, 221, 232, 403, Optag. af Brint 227, se og 222, magn. 425.

Papir 273, 275, 334, 459, 525, 526, 657. **Pap** 243, 525.

Paraffin 234, 235, 273, Dielek. 313, 314, 319, ingen Restladn. 321, Gnister 325, Kondensator 459. **Paraffinlys,** Enhed for Lysmængder 511, 654, term. Ækv. 668. **P.olie** 321.

Paramagnetiske Stoffer, Faradays Unders. 425.

Partikler, Katodep. 522, 524, Elektroner 524, radioakt. Stoff. uds. P. 531, vejelige 532, Katodestr. 537, 538, se og Lysdele 581—583, Kulp. 667, el. P. i magn. Felt 687, 688.

Peltiers Varmetoning def. 503, Unders., Love 504, Best. af neutral Temp. 505, Teori 506, 507, 509, iagt. og beregn. Værdier, Tab. 507, Vædsker 508, 509.

Pendulsvingninger, en Magnets, Svingningstid 342, 350, Coulombs Fors. 343, 344, Biot og Savarts Fors. 364, 365, Dæmpn., aperiodisk 369, Dæmpn. 370, Maal. af El. 373.

„Pensler" el. Udladn. 326.

Pergamentpapir 123.

Permeabilitet def., udglød. Smedejærn, Tab. 416, graat Støbej., Tab. 417, Teori, Anv. 419, 420, 440, svarer til Ledningsevne Analogi 420, Best. af P. 437, 438, Ørsteds Elektrom. 453, dens Maksimumstemp. for Jærn 462, el. Bølg. 682.

Perpetuum mobile, Coldings Betragtn. 15, Umuligh. af P. m. 32, 35, P. m. 284, 381.

Perturbationer magn., lok. 360, 361.

Petroleum 168, 319, 321, 325, Forbrændingsv. 667, Fluoresc. 674.

Piezometer anv. 47, Ørsteds beskr. 89, 90, omt. 200, Nedtr. af Smeltep. 234.

Planeter 4.

Platin 114, 135, 152, 187, 192, 199, 213, 214, 217, 221, 222, 225, 226, 229, 230, 232, 301, 328, 329, 382, 386, 394, 423, 461, 527, 570, 572, 575, 658, 661—664, 673, P. udkaster Smaadele 312, el. Led. 403, Ledningsmodst. brug. til Maal. af Temp. 406, magn. 425, termoel. Forh. 500, 502, 505—509, P. og Rhodium, Platiniridium 509, Smeltn. 510, Geissl. Rør 514, 515, Anoden smelter 518, Katodestr. genn. P. 519, ren P. 520, Antikat. 526, Lys paa P. 533, P. ved Elektrol. 539, 551, 558, Skaal 543, Plad. 543, 544, 546, polaris. 547, Spektr. 601, paa Sol. 608, smeltet P. Enh. for Lysstyrke 654, **P.svamp** 227, 228, **P.sort** 547. **Platincyanmetaller** 675. **Platiniridium,** Termoel. 509.

Pneumatisk Fyrtøj 24, 25.

Poiseuilles Love for Vædskers Strømn. genn. Haarrør 247.

Poissons Lov udl. 29, anv. 65, 66, 161.

Polarisation, elektrom. Kraft, Vand, Lysbue 512, el. Modkraft 513, P. def., Udvikl., Værdier 544, mindste el. Kr. til kem. Virkn., Maal. 545, P. i Volt i normale Opløsn. 546, polariser. Platinpl., Aarsag til P. 547, P. i Luftarter 547, 548, P. ophæves 552, 572, katodisk P. 573, Overfladesp. 574, 575. **Polarisationsbatteri**, J. Thomsens, Groves 547, Peirces Maal. af fl. forsk. Elementers el. Kr. 547, 548.

Polariseret Lys, Malus's Opdag., Def. 637, Fresnels Opfatt. 637, 638, Brewters Unders., plansat Straale 638, fl. Slags p. L., Lysdelens Bane en Ellipse, Faseforsk. 639, p. L. ved Dobbeltbrydn. 640, 641, ved Tilbagekastn. 637, 642, ved Gennemg. i en Stabel Glaspl. 643, ved Polarisationsapp. 642—647, cirkul. p. 646, retl. p. L., genn. Krystalpl. bliver ellipt. 647, om en Lyskilde uds. p. L. 648, p. L. paa Metalsp. bliver ellipt. 652, p. L. fra glød. Leg. 661, Intens., Fresnels Form. 686, ellipt. fra sv. Ioner 687, plansat Lys, Lyskilde i et magn. Felt 687, 688. Ingen Polarisation af Røntgenstr. 525, eller Becquerelstr. 528. **Polarisationsplanets**

Drejning i Bjergkrystal, fl. Fraunhof. Lin., Love, fl. Leg., der dreje, højre og venstredr. 649, P. D. ved Magnetis. paav. 649, 650, Love, fl. Stoff. omt. 650. **Polarisationsvinkel,** den sorte Plet 137, P. og Brydn., Lign. 638, 642,, P. benytt. 643, 644, udl. af Fresnels Form. 685, disses Nøjagtigh. 686, den tilsv. Vinkel ved Metall. 651. **Polarisationsapparater** en Stabel Glaspl., Nicols Prisma, Turmalinpl. 643, Nörrembergs App. 643, 644, Descloizeauxs Polarisationsmikroskop 644.

Polarlyset, Spektr., Periode som Solplet. 361, Nordlyssp. 604.

Poler, Kvadrantelektrometrets 301, P. paa en Magn. def. 335, Nord- og Sydp. 335—337, 339, 351, 463, Jordens magn. Syd- og Nordp. def. 351, 352, en Magn. mindst to 356, Enhedsp. def. 353, P. i et galv. Batteri def. 363, paa en Jærnring 419, 479, Bilederens P. 461, 462, 602, Kulp. 463, P. i Centralstationens Dyn. 466, 467, i en Dynamo 468, 471, paa Jærnpl. i Telef. 479, termoel. Støtte 509, Glødel. 510, Lysbue 511, 603, Geiss. Rør 514, P. 532—534, 571, Anode, Katode 540, Lysdele 583.

Polerpulver 686.

Polonium Opdag., Straaler 530.

Polspænding i en Dynamo def. 471, dens Størr., naar Omdrejn. varier. 471, 472, P. ved Akk. def., nær el. Kr. 549.

Porcelæn 208, 225—227, 666, lyser ved Gnidn. 675.

Porøse Legemer 81, 199, 228, 254, 255, 551, 570, 571, 575.

Potential, elektrisk P. def. 285, 307, 310, en Kugles, Enh. def., ækvip. Flader 286, P. i Luften om Kuglen 286, 287, andre Lederes, hvor konst. 287, Best. i Rum. 288, Best. af Kraften ved P. 288, 292 se og 353, P. for Luftkondensat. 294—296, en Kugle 295, 296, Elektroskop 297, Bohnenbergers 300, Maaling af el. P. 300—303, Maal. af abs. Værdi 303, 304, Daniells El., Enheder 304, P. 305, 306, Maaling af P. i Isolat. 307—309, i Luften ved Vanddraaber, Flam. 309, 310, Kvægsølvdr. 312, en Kondensators 313—316, 320, P. i Volt og Gnistlængde, Tab. 323, Anv. 374, Arb. dertil 327, Lanes Maalefl. 328, Gnidepudernes P. 330, Glasskivens Spænd. 331, Konduktorens 332, Induktoren i Elektroform. 333, P. 373, i Geisslers Rør 534, i Luften 535, P.forskel, Akk. 548—550. (se el. Spænd.). **magn. P.** def. 353, P. af en lille Magn., i en Magnets Indre, Jordens 354, P. af en tynd og plan Staalplade 354, 355.

Potentiel Energi def., Eks. 23, optager Luften p. E. 26, 205, en Vædskeoverflades p. E. 129, den største p. E. for et fast Leg., Udvikl. 206, 207, Tab. 199.

Prismer af Asfalt, Brydn. af el. Sv. 495, Fors. med Røntgenstr. 525, Stensaltp. 594, 663, 666, Glasp. 599, P. à vision directe 600, Flintglasp. og Crownglasp. 601, Lysets Brydn., Udvikl., Hovedstil. def. 612, Spektrom. 613, Hulp. 614, anv. 619, gennemsigt. Metalp. 620, Kalkspathp. 640, P. af toaksige Kryst. 648, Fotometer 653, P. 663.

Pronys Bremse, Anv. 20, 21.

Prøveskive beskr. 293, anv. 294.

Psykrometer Augusts 156, 157.

Pyknometer beskr. 97, anv. 216, Landolts beskr. 98.

Pyrheliometer Pouillets 672.

Radioaktive Stoffer, Def., forskell. Stoff. 529, Fremstill., Opdag. af fl. Stoff. 530, Virkn. 531, Vægttab 532, r. S. 536, overalt, Virkn. 537.

Radiokonduktor, Beskr. 495, 496.

Radium, Opdag. 530, Straaler 530, 531, mange Virkn., Saar og Bylder 531, Vægttab ved Udstr. 532, gør neg. Led. radioakt. 537.

Ravsyre 570.

Reducerede Længder, Smaamagn. 341.

Relais ved Telegraf. uden Tr. 497.

Reluktans, magn. def. 420.

Resonans, el. R. 492, 494.

Respirator ved Hirns Fors. 21.

Restladninger 320, 321.

Retortkul 217, el. Ledn. 404.
Reversible og irrev. Legering. 424.
Reversible og irrev. Proces. 40, 41.
Revner 78, 587.
Rheokorder forklar. 394.
Rheostater forkl. 394, bifilar Bevikl. 451, Ostwalds 545.
Rhodium 217, 425, R. og Platin 509.
Rotation, Luftmolekyler 85, 665.
Rotationsmagnetisme Aragos Ant. 439.
Rubidium 217, 605, Opdag. 604.
Ruhmkorffs App. 459, 461, 462, 489, 492, 496, 514, 521, 601—603, 669, se og 460, 497, 552.
Rumfang, Enhed for R. 8, mætt. Dampes R., Form. 37, 44, Anv. 152, Vanddampes R. beregn. 37, et Gram Is 38, Lov for lige R. Luftarter 59, 60, 64, 81, et Gram af en Luftart 67, absorb. Luftarters R. 103—105, Vædskebland. 108, Saltopløsn. 110—112, Lufttermom. 185, R. under Strækn. 198, 199, Formindskelse ved Tryk, Væds. 89—92, faste Leg. 200, 201.
Rumfylde ell. Molekularvolumen 98, def. 99, Topsøes Tab., om addit. 218. Saltes **Rumfylde i vandig Opløsn.** def. 110, 111, Best. af Thomsen, Tab. 110, kan være neg. 110, 111, Grænsev., Salte, Syrer og Baser, R. for et Ækv., Thieles Beregn. 111, en Sum af to Add. 111, 112, Eks. 112, R. 113.
Rummaaling om Nøjagtigh. 2.
Rumvinkel 355.
Ruthenium 217.
Røg 245.
Røntgens Straaler, Øjet uføls., Bariumplat., Røntgenrør, Egensk. 525, bøjes ikke, Svingningsretn., haarde og bløde def. 526, sekundære R. S., Virkn. paa Luft 527, genn. alle Leg. 528, R. S. ved Gnistdann. 532.
Rørsukker, se Sukker.

Salmiak 112. (se Klorammonium).
Salpetersyre 111, 116—120, 141, 236, 238, 404, 540, 546, 553—555, 562, 573, 574. **Salpetersurt Ammoniak** 111, 113, 116, 120, 123, 158, 230, 238, 546, 553. **S. Baryt** 123, 230. **S. Blyilte** 541. **S. Kadmiumilte** 576. **S. Kali** 111, 113, 116, 120, 123, 230, 232, 238, 546, 552, 555. **S. Kalk** 189. **S. Kobberilte** 576. **S. Kvægsølvforilte** 573, 574. **S. Lithiumilte** 230. **S. Natron** 111, 116, 119, 120, 122, 123, 189, 230, 232, 238, 546, 552. **S. Sølvilte** 230, 404, 543, 552, 555. **S. Zinkilte** 189, 576. **Salpeterundersyre** 165, Spektrum 600.
Salte, Rumfylde 218, Molekularvarme 223, Katodestr. 524, Elektrol. 541, Spektre 603, 607, 666. (se de enk. S.). **Saltopløsninger,** addit. Egensk. 111, 114, Ækv. Salt 111—114, 116, 118—120, Aviditet 120, Rumfylde i vandig Opl. 110, 111, Molekularvarme 115, 116, Neutralisationsv. 118, Termoneutralitet 119—121, Diff. 121—123, mætt. Dampes Tryk 188—191, 237, Kogep. 191, 192, Frysep. 235, Unders., Tabell. 236, 237, Kuldebl., Tab. 238, termoel. Forh. 508, Elektrol. 191, 539—543, 546, 550, 551, Ledn. 552—557, Natur, Dissoc. 560—562, 564, el. Forh. 570, 571, Polaris. 573, galv. El. 576, Spekt. 600, 603, 607. (se Vægtf., Udv. o. s. v.):
Saltsyre 112, 118—120, 238, 546, 555, 562, 566, 573, 574, 676. (se Klor).
Sammenhængskraft mell. Vædskedele, Draabef. 124—126, Arb. af S. 129, S. 132, Virkningsafst. 137, Indfl. paa Kogn., Eks. 147, 148, Kohæsion 207.
Sammentrykkelighed for Væds. Cantons Fors. 89, Ørsteds 90, Vand og Kvægs. 89, 90, Tab. for mange Væds. 91, forandr. med Trykk., Eks. Kulsyre 91, 92, S. for Kautschuk, Gele, Kork 199, for faste Leg., Form. udl., Best. 200, Amagats Lov og Tab. 201, S. for Glas udl. 200, anv. 91. Sammentrykn. 206, 207, 209, 211.
Sammentrækning ved Vædskebland. 108, ved Saltopløsn. 110, 111.
Selen, Dampe 58, 59, fast 217, 500, 650, el. Ledn. i Mørke og Lys 407.
Selvinduktion def., beskr. 448, paav. ved Fors., de Forh., der best. S. 449,

den elektrokin. Energi 450, ekstra Str., Elektricitetsm., Ulæmp. ved S. 451, Indvirkn. paa Str. 450, Tiden den varer, Eks. beregn. 452, Traadrul. uden Jærnk. 452, 491, med Jærnk., Ørsteds Elektrom. 453, 459, Grammes M. 466, S. af Vekselstr. 453—456, S. i enkelt Ledn. 476, gør Led. til Ikkeled. 477, S. svækk. de høje Toner 481, Ledn. med stor S. anv. 457, 485, 497, se og 489, 491.

Selvinduktionskoefficient def. 450, 453, Eks. Traadrul. rektang. Tvers, Form. 451, Eks. beregn. 452, anv. 491, S. i Ørsteds store Elektrom. beregn. 453, 459, en **Henry** def. 454, Tid for el. Sv., Lov 491.

Sfærisk Aberration 632—636.

„Shunte" Strømmen def. 369.

Signet 228.

Silicium 217, 221—223.

Silke 162, 210, 273, 274, 279, 280, 301, 308, 326, Tøj 330, 333, 569, Spind 341, 342, 349, 364, 368, 369, 425, 439.

Sinusboussole beskr., sv. Str. 370.

Sirius, Lyset fra S. 655.

Sirop 88.

Skadelige Rum i Luftterm. 187.

Skellak 198, 229, 273, 276, 293, 319, 657. **Segllak** 229, 276.

Skifer 273.

Skind 537.

„Skjoldet" i Elektrof. 332, 333.

Skygge 525, 526, 588, 589, 672.

Skøre Legemer def., Egensk. 208, Glas 209.

Slutningsgnisten af den induc. Str. ved Ruhmkorffs App. 461, 462.

Smaragd, Fluorescens 517.

Smeltepunkt forandres ved Tryk, Formel udl., Eks. Is 38, 234, Fors. stem. med Teori 234, 235, Paraffin, Tab. 235, Is 240, S. for Kulsyre 159, Def., Grundstoff., Kul, Salte, Tabell. 230, Leg. uden og med virk. S., om S. kan pass. uden Tilstandsforandr. 231, Vandets Forh. 231, 239, S. Tab. 233. (se Frysep.).

Smeltevarme, Isens 38, 220, 232, Def. 231, Best., Form., Tab., Varme til et Grammol. Tab. 232.

Smeltning af Is ved Gnidn. 11, Carnots Teor. anv. paa S. 37, 38, Forskel for amorfe og krystal. Leg. 196, 230, 231, Def. 230, Rumfangsforandr., Eks. Is, Vismut 232, graf. Fremst., Tab. 233, S. og Kogn. 234, Platin 510, 518, Forh. for Kul 510, 511.

Sne 141, 219, 237—240, Dann. 239.

Snoning af et Rør 203, 204, mass. Cyl. 205, elast. Eftervirkn., paafald. Bevæg. af Kautschuk 210.

Snor, vaad 210, 274.

Snovægt 276—278, 294, 310, 344,

Snurre 4.

Solen Kilden til Energi paa Jord. 23, Solplett. og Jordmagn. 359—361, Solfakl. 361, Afst. 578, Omdrejn., Dopplers Pr., Solplett. 596, Atmosf., Kærne, Formørk. 608, Corona 609, Radius, Afst. 674. **Solstraaler** 23, 24, 588, 599, 638, Sollys 606, 613, 674, 676, 677 se og 629, Lysstyrke, Buelys 655, om Udsraal. konst. 671, 672, Solvarmen, Maal. 671—673, Værdi 673, 674, Normalsp. 591—595, Spektr. 599—601, 608, 674, 675, Energi Solen uds. 674.

Solenoide 377.

Solkonstanten, Def. 671, Maal. 672, andre Met., Størr., fl. Værd. 673.

Sorte Plet, paa en Sæbeboble, Tykk. mange Fors. 136, 137, Linse og plant Glas, Newtons Unders. 587, 588.

Spejl, Plans. 580, 585, 586, Plans. og Kugles., Billeder 623, Huls. 580, 624, 634, S. til Polaris. 637, 638, 642, S. 644, Metals. 651. **Spejlende Flade,** Ujævnh. 582, Natur 611 se og 686. **Spejlaflæsning** 213, 349.

Spektralanalyse, Anv. 530, Historie 599, 600.

Spektre af el. Gnist 322, Polarlys, Kvælstofs Katodelys 361, Brintens Spektrallin. af Kat. 524, Analogi med Sols. 520, Gitters., Orden 590, Normals., Solens synlige 591—593, ultraviol. 593, ultrarøde 594, hele Normals. 45 Gange det synlige

595, Dopplers Princ. 595, 596, Linies., Natrium 597, Kadmium, Kvægsølv 598, Sols., Newton, Fraunhofer 599, Brewster, Kirchhoff, Bunsen, Absorptionss. 600, S., Unders. ved Hjælp af Sols. 600, 601, Emissionss. 601—606, kontinuerte 601, Linies. og Baands. eller kannelerede S. 601, 602, Oprind. 606, Kvælstofs., Brints. 602, Metallernes Linies. 603—605, Lynets S., Nordlysets 604, Absorptionss. 606—608, Sols. 608, 609, Gitters. forsvinde 611, Brydningsf. best. 613, 615, Fuchsins S. 619, S. i Spektrofotom. 654, Udstr. 659, S. og Temperaturen 662—665, Linies. fremk. ikke ved Opvarm. 666, Unders. af mange Flammes. ang. Varmens Fordel. 666, 667, Sols., Fluores. 674, 675, magn. Felt 688.

Spektrofotometer, farv. Lys 654.

Spektrometer 592, 596, 600, 664.

Spektroskop 322, 597, Moussons 600, 601, S. 606, 607, 654, 666, 667, 688.

Spermacet 234. **Spermacetlys** Enh. for Lys 511, 654, Forbrændingsv., term. Ækv. 668, Øjets Følsomh. 669.

Spænding 203, 206, spændt Tilst., Glasdraaber, størkn. Lak, hærdet Staal, mek. behandl. Metal 208, S. i Glas 209.

Staal 48, 77, 169, 199, 200, 206, 208, 211, 235, 270, 367, blødt, haardt 220, 417, blank, gult anløb. 229, Magneter 335, 336, 339, 342, 343, 350, 371, magn. Forh. 339, 340, 410, 415, 417, kritisk Temp. 423, 424, el. Ledn. 403, termoel. 502, S.-spejl 651.

Stanniol 279, 282, 301, 305, 307, 326, 371, 459, 492, 536.

Stationær Tilstand 76, 107, 153, ved Strømn. def. 242, 246, Varmetilst. 268, 269.

Stearin 208, 653, Lys 652, 655. **Stearinsyre** 232.

Stefans Udstraalingslov 659, 662, 668.

Sten 4.

Stensalt bøjes 208, Brudstyrke 211, 212, Varmeledn. 273, Dielektric. 320, Skaal 425, Prisma og Linse af S. 594, 663, 666, Brydningsf. 616, S. abs. ingen Str. 670, Tilbagek. 686.

Stigningsforholdet ved termoel. Kraft def. 503, 507, Eks. beregn., kan blive o 503, Tab., Best. af neutral Temp. 505, Teori 507.

Stivelse 122, 571, 614.

Stjerner, Varmevirkn. 509.

Stof, er Varmen et S. 9, 10, 25, er Elektricitet et S. 5, 279, Tilstandsformer for S. 50.

Straaler af el. Kraft 495, ultraviolette S. 519, 525, Gnistdann. 532, 533, paa neg. Pol., paa Zink, løsriv. neg. Ioner 533 se og 535, bevirker Katodestr. 534, Lenards Opf. 538. **Straalevarme** se Udstraaling.

Strenge, Svingn. 606.

Strontium 217, 500, Liniesp. 604, 605. **Strontian** 570.

Struktur hos faste Leg. 195, 196.

Strækning, en Metaltraad afkøl. ved S. 22, 48, nogle Metaller, Tab., Kautschuk opvarmes ved S. 48, S., Lov, *k* def. 197, best., Wertheims Maade, Røntgens 198, Rumfangsforøg. 198, 199, *k* for Glas, Kautschuk, Kork, Gele, Tab. for Metaller 199, anv. 200, 204, 207, best. ved Snoning 205, S. 206, Kobbertraad 207, Glas 209, elast. Eftervirkn. 210.

Strømafbrydere, Neefs Hammer, Foucaults Interruptor 461.

Strømning i Luft 9, 23, 71, Væds. genn. et snæv. Rør 17, Torricellis Teorem 241—243, Draabedann. 243, 244, en Væds. genn. et vandret Rør 246, Poiseuilles Lov 247, Afh. af Temp. 248, Luft, Effus. 249, Lov 250, Form., Beregn. 251, Lov, Straalens Form 252, Luft genn. snæv. Rør, Lov, den Meyerske Formel 253, Transspirat. og Diff. 254—256, Kulsyre genn. snæv. Rør 259, 260, S. i flyd. Leg. 262, 264.

Strømningsstrømme 570.

Strømvender 463, 475.

Styremagnet 371.

Stød 4, 5, 7, Luftmol. 82, 86, 87.

Støv i Luft. 171, 293, 311—313, 674.

Sublimation 530, Kul 511.

Sukker, Opløsn. 560, 561, 563, 565, 566, Rørs. 649, Diff. 122, 123, S. lyser ved Rivn. 675.

Sveisning, Jærn, Beg 239, Is 239, 240. **Svingninger** af Væds. 66, 88, i Draab. 244, Snoningss., Form. for Tid. 205, Straal. af el. Kraft 495, Æters. 526, S. 591, 595, 605, Kugler, Klokker, Strenge, el. S. i Atom. og Mol. 606, Lyds., Længdes. 637, 638, Lyss., Tværs. 638, sving. Æterdel 639 se og 680, S. i polaris. Lysstr. 638—646, 651, 661, 688, Atomernes Bevæg. 665, 666, S. 675, Retn. for Æteren lig R. for el. Kraft 685, el. S. i enhver Lyskilde 686, 687.

Svovl 217, 221, 223, 230—233, 273, 275, 540, 650, 676, Dielektr. 313, 314, 319, Gnister fra S. 321, Lys paa S. 533, neg. 570, 571, S.blomster 326, **Dampe** 58, 59, 145. **S.brinte** 64, 67, 102, 105, 106, 145, 158, 165, 178, 228, 236, 671. **S.calcium** 676. **S.kulstof** 91, 108, 109, 134, 138, 150, 152, 165, 169, 190, 193, 236, 241, 248, 267, 319, 581, 584, 614, 616, 619, 647, 649, 650, 670, **Dampe** 66, 144, 145, 318, 619. **S.sølv** 223. **Svovlsyre** 111, 116—120, 122, 157—159, 236—238, 301, 302, Akkumulators. el. Ledn. 403, Vægtf. 550, S. 404, 489, galv. El. 514, Enh. for Modst. 488, S. 540, 542, 546—548, 552—555, 557, 570, 572—575, 577, 616, 676. **Svovlsurt Ammoniak** 111, 113, 116, 123, 230, 546, 553, 573. **S. Blyilte** 548. **S. Jærnforilte** 531, 540. **S. Kadmiumilte** 576. **S. Kali** 111, 113, 116, 120, 238, 546, 573. **S. Kalk** 189. **S. Kinin** 675. **S. Kobberilte** 123, 236, 238, 239, 404, 531, 540, 541, 550—552, 555, 557, 561, 562, 575—577. **S. Lithiumilte** 230, 553. **S.Magnesia** 122, 555. **S. Natron** 111, 116, 119, 120, 123, 189, 230, 238, 540, 546, 553, 573. **S. Nikkelilte** termoel. Forh. 508. **S. Sølvilte** 230. **S. Zinkilte** 123, 189, 236, 237, 265, 404, 541, 546, 553, 555, 562, 576, 577. **Svovlsyrling** 64, 67, 69, 73, 102, 105, 145, 152, 158, 160, 165, 177, 178, 228, 236, 253, 318, 540, 616, 667, 671. **Svovlundersyrligt Natron** til Fiksering 677.

Sylvin abs. ingen Straal. 670.

Syngende Buelampe 484, 485.

Syrer, Rumfylde 111, 112, Molekularvarme 116, Varmeudvikl. ved Fortynd. 117, ved Bl. med en Base 118, S. og Saltopløsn. 119, Aviditet 120, S. 539, 555, 570.

Sæbebobler eller Sæbehinder 105, 106, 126—128, 130, 131, 587, den sorte Plet 136, 137.

Sølv 10, 48, 61, 152, 156, 199, 208, 214, 217, 220, 221, 228, 230, 232, 257, 269, 270, 672, Traad 344, diamagn. 425, Pulv. i Koher. 496, termoel. Forh. 500, 502, 505—508, Elektrode 512, S. og Katodestr. 519, S. en Coulomb udsk. 543, Udstr. 657, 658, sort Pulv. 677, erstat. af Guld 678, Forsølv. 590. **S.ilte** 119. **Sølvsalte,** Lysets Indvirkn., Daguerreotypi 677, Fotografer. 677, 678.

Taage 24, 46, 168, 170, Støv i Luften, T. over London 171, isol. bedre end Luft 535. **Taagemasse** 12.

Tandhjul 578, 579.

Tangensboussole, Pouillets og F. Kohlrausch's 367, Anv. til Maal. af Strømstyrke 368, 369, 371, 374, 375, 389 og Maal. af Elektricitetsmængder 372, 373, se og 543.

Tantal 217.

Tarmstrenge som Hygrom. 158.

Telefonen, Graham Bells 479, 480, nyere App., Siemens Høreapp. hos os 480, Mikrofon., Ericssons hos os 480, 481, om langvejs Telefoner. 481, 482, Anv. ved Telegrafon. 482, 483, og syng. Buel. 484, 485.

Telegrafien 307, 463, Telegrafering uden Traad, Marconis Metode, Afsender- og Modtagerapp., Beskr. 496—498. Nøgle 679.

Telegrafonen, V. Poulsens, Beskr. 482, 483, gengiver Tale og Sang 483, to Taler paa sam. Grund 483, 484.

Teleskoper 630.

Tellur, Luftf. 58, 59, fast 217, 500.

Temperatur udjævnes 24, Luftens T. og Molekylernes Hast. 26, Ang. af højere T. 58, T. for mindst Rumf. for Vand 95,

96, 109, for Kogsaltopl., Havvand 110, om Def. af abs. Nulp. 175, Maalinger 186, 187, Saltopløsningers Dampe 191, 192, Dampe over Vædskebl. højere T. end Væds. 193, lave T. 159—162, 164, 165, 406, Maal. ved Termoel. 47, 265, 269, 271, af høje T. 509, neutrale T. for termoel. Kraft 505, Indflyd. paa el. Ledn. 403—407, Maksim. i Lysbuen 511, 512, en Milliontedel Grad paav. 594, Udstraal. og T. 656—660, Spektre og T. 662—665. (se krit. Data).

Termiske Eftervirkninger, Glas 99.
Termisk Modstandskraft 208, Glas, Unders., Form. 209.

Termoelektricitet, Seebecks Fors. 499, hvorv. termoel. Forskel best. ved Peltiers Varmeton. 505, Lord Kelvins Varmeton. 505, 506, Teori 506, 507, Anv. af T. 509.

Termoel. Kraft, Maal. 499, i Mikrov. for 1°, forsk. Stoff. i Forh. til Sølv, Tab., Kobb. pos. i Forh. til Vismut def. 500, t. K. def., Lov, Eks. beregn. 501, Afh. af Temp., Form., Maal. af Konst., Tab. 502, Stigningsforh. def., Beregn., t. K., Maksim., Nul, neg. 503, Forh. ved Peltiers Varmeton. 504, Best. af den neutrale Temp. 505, Teori, Lov, Lord Kelvins Opd. 507, Vædsker og Metall., Lov, Tab. 508, termoel. Støtt. 509.

Termoelementer anv. til Maal. af Temp. 47, 265, 269, 271, 509, termoel. Støtter, deres Anv., store Følsomh., Noës og Rebizeks beskr. 509, Unders. af Spekt. 594, af Udstraal. 657, 658, 661, 668, 670.

Termometre se Messingskinner 13, Luftt. anv. 93, 406, 509, 658, 671, kan ikke benytt. 406, term. Eftervirkn. 99, Vinaandst. anv. 159, Regnaults Luftt. 184, 185, Fors. med fl. Luftart. 186, Chappuis's Luftt., Fors. med fl. Luftart., disse og Kvægsølvst. sammenlign., graf. Fremst. 187, Brintt. lagt til Grund 188, Luftt. af Stefan 263, Luftt. ved Riess's Fors. 328, 329, Luftt. ved Peltiers Varmet. 503, en Platintraads el. Modst. best. Temp. 406, Best. af Temp. ved termoel. Kraft 509, forkobrede T. 508, Unders. af Spekt. 594, af Udstr. 657, 661, af Solkonst. 672, 673, Anv. af Termoelem., se disse.

Termoneutralitet 119, 120.

Terpentin 319. **T.olie** 134—136, 248, 321, 325, 571, 649, Dampe 144, 145, 649.

Teslas Forsøg 462.

Thallium 217, 403, Opdag. 604.

Thorium 217.

Tidsmaaling 2, princ. Vanskeligh. 3, Enh. 8.

Tilbagekastning af Lys 136, 137, af el. Svingn., Hulspejle, som Lys 494, 495, ingen T. af Røntgenstr. 525 eller Becquerelstr. 528, Lyset 578, 580, elas. Kugle 582, Lys 585, 590, 606, 610, Hindr. for Bølgeteor. 587, 588, fuldst. T. 611—614, 619, Billed. i Plansp. og Kuglesp. 623, Malus's Opdag., Polaris. 637, Fresnels Opfatt. 637, 638, Brewsters Unders., plansat Straale 638, polaris. Lys 640, 642, 643, T. fra et gennemsigt. Leg., Lysteori 650, fra farvede Væds. hvidt Lys 651, særegne Forh. for Metaller 651, 652, Tab. 651, Fotometri 653, 654, T. 668, 669, 674, kan beregn. 670, Fresnels Form. 683, 684, Lysets Intens. best. 684, Tab. for Glas 685, Intens. af det polaris. Lys 686.

Tilbagekastningsloven 583, 610, 611.

Tilstandsformer, tre 50, Særkende 88, 89, Kontin. mellem luftform. og draabefl. T. 167, T. se og 168, 169.

Tilstandsligning, Luftarters T. anv. 27—30, 65, 173, 251, udl. 67, v. d. Waals's for flyd. Leg. udl. 172, 173, med de krit. Data som Enh. 174, om overensstem. Tilstande, Kirstine Meyers Unders. 175, 176, Clausius's T. 175, om Gyldighed af T. 176, af v. d. Waals's T. udl. paaviste Afvig. fra Mariottes Lov 181—183.

Tiltrækkende Kræfter, 124, 132, 172.

Tin 209, 211, 214, 217, 221, 230, 232, 233, 272, 305, 425, 570, 657, el. Ledn. 403, 405, 406, Termoel. 500, 502, 506.

Tinklorid 236.

Titan magn. 425, paa Sol. 608.

Tjære 88.

Tobaksrøg 312, 313.

Toluol 150, 319.

Tomme Rum, Magn. 426, Lys 581, 584, 593, 598, 620, se og 656, el. Bølg. 682. (se lufttomt R.)

Toner ved el. Udladn. 326, høje Toner svækkes ved Telefoner. 481, Tale og Sang gengiv. ved Telegrafonen 483, ved Buelyset 485, Dopplers Princ. 595, Strenge 606.

Torricellis Teorem 241—243.

Totalrefraktometre 614.

Tran, Varmeton. ved Tryk, Fors. 47.

Transformatorer, Teori 440, 441, Indretn. og Anv. 442, 443, Forøg. af Spænding 460, Anv. ved Telefon. 480, 481, 485, ved Telegraf. uden Traad 497, 498.

Transspiration def., Grahams Fors., Lov 253, T. og Diff. Ekspl., Grahams Forklar. 254, Omdann. af T. til Diff. 255, 256, Tab. 256.

Transspirationskoefficient def., mange Luftart., Tab., Afh. af Temp., den Meyerske Formel 253, Gnidningskoeff. for Ilt i abs. Maal 254, Afh. af Tryk. 257, lave Trvk, Tab. 259, høje Tryk, Tab. 260, Støvets Fald i Luftart. 311.

Triboluminescens, Def., Eks. 675.

Tripel 228.

Tryk, et legemes T. paa sit Underl. 2, 3, T. og Modt. 5, Maal. af T. i abs. Maal, normal Lufttt. 8, Luftarters T., Forkl. 82, 83, 86, store T. 25, 26, 61, 91, 92, 158—165, 169, 177, 179—181, 183, 201, 235, 260, lave T. 259, 264, 265, 514, se og lufttomt 164, 510, fortyndet Luft 514—517, 525—527, Maal. af Lufts T. 177, 179, om Maal. af lave T. 183.

Trykmaalere 60, 61, 65, 69, 169, et Haarrør 158, **Manometer** anv. 61, 177, 259, 561, Ørsteds M. 90, 234, Regnaults M. 20 Meter 143, Metalm. 161, om Nøjagtigh. ved Maal. 183, Vandm. 676.

Træ 14, 21, 196, 225, 240, 273—275, 279, 367, 394, 495, 497, 525.

Trædemølle 21.

Trækpapir 243.

Trækul 217, 221, 228.

Træthed 21.

Turmalinplader, abs. ord. Str. 643.

Tyngdeloven 5, Grundsætn. 7.

Tyngden, Naturkraft 1, Grundvolden for Læren om T. 2, Tyngdekraftens Virkn. 2, 3, ingen Rolle ved Diff. 121 se og 74, Indvirkn. paa Draabeform 124, 127, 136, Kuglef. 126, Arb. af T. 242, Analogi 519.

Tyngdepunkt, Molekylernes T. 85, 665, en Magnets 349, 350, T. for Kat. og Anion 686.

Tæthed 106, Kraftlinernes T. 356, 416. (se el. T., Vægtf.)

Udstraaling af Lys ved 500° 510, Vægttab ved U. af Radiumstr. 532, U. fra glød. Metalpl. 652, Solen og pos. Pol af Buel. 655, Cosinusloven 661, de laveste Temp. for U. af L. fra opvar. faste Leg. og hvilke Str. 662—664, Væds. 664, Luftarter udstr. ikke L. ved Opvarm. 664, 665, men Varme 665, L. ved kem. Proces., Forkl. 665, 666, Flammer luminescere 666, Tab. 667, U. fra Enh. af Lys, term. og mek. Ækv. findes 668, Øjets Følsomh. 664, 669, Luft kan ad el. Vej lyse ved 70° 669, U. 670. **Udstraaling af Varme,** Straalev., termoel. Støtt. 509, U. fra en Leder 510, Afh. af Temp., Newtons Lov, Prevosts Antag. 656, Overfladens Betydn., U. fra det indre, Lagets Tykk. for Fernis 657, U. fra Metall., U. fra et abs. sort Leg. 658, Tab. over Result., Stefans Formel stem. m. Fors. 659, Cosinusloven 660, 661, den hele U. beregn., Eks. ang. 662, Spektret og Temp. 663—665, U. under kem. Proces. 665—667, Maksima for fl. Forbrændingsprodukters Spektre, Tab., U. ved fl. Stoffers Forbr., Tab. 667, U. fra en Kugle, fra fl. Flam. 668, U. 670, 671, Solens U., Maal. 671—673, Størr. 673, 674, U. fra Jorden 674. **Udstraalingsevne** i Forh. til Kønrøg for mange Stoff. 657, valset Sølv, Forh. mell. to Legemers U. varier. med Temp. 658, det abs. sorte Legemes U. ang. 659, U.'s Afh. af Temp. og Bølgebr. unders., Love ang. 660 se og 663—665, U. 662, for. Kvægsølvd.

665, Indsugningsevne forh. sig som U. 671.

Udvidelse ved Opvarmning 13, 14, Best. af Kvægsølvets U. 92, 93, af Vædskers U. 92, ved Dilatom. 93, 94, tilsynelad. U. 92, 94, Best. ved Vejn. 94, Vandets Forh., mange Fors., Form. 95, 96, Tab. for Vand 96, Vinaand 97, Vand, Saltopløsn., Kogsaltopl., Tab. 109, Temp. for størst Vægtf., Havvand 110, Luftarters U. Regnaults Unders. 184—186, se og Unders. i internat. Bureau 187, 188, faste Legemers liniære U. Pfaffs App. 212, 213, Fizeaus App. 213, 214, Form., Kalkspaths og Jodsølvs Forh. 214, rumlige U. for faste Leg., Form., Dilatometermetod. 215, Luftudv. ved Gnister 322. **Udvidelseskoefficient,** Anv. 13, U. for Kautschuk neg. 48, om Luftarters 68, U. def. 92, Best. af Kvægsølvets U. 93, 94, Anv. 94, 95, af Vædskers, Form., tilsynelad. U def. 94, Afh. af Temp., Form., Form. for Kvægsølvets U., andre Vædskers, en Glaskugle 95, Vand 95, 96, Luftarters U., Unders. 184, 185, Form., α_v og α_p def, Tab. 186, Meterens omt. 212, liniære U. def., Tab. for Metaller, Diamant og Glas, Kalkspath for to Retn. 214, rumlige U. Form. 215, U. lige før og efter Smeltn. 233, 234, Tab. 233, Nikkelstaals særegne Forh. 424.

Uhre Anv. 3, 206.

Uld 274, 275, 283, 481, 570, 614.

Unipolaritet 325, 326, 538.

Uran 217, 425, giver Becquerelstr. 528, 529. **U. ilter** 529. **U. salte** 528.

Valens 543, mono- og divalente Ioner 556, Metallers Gyldigh. og Liniesp. 606, V. 607.

Vanadium 217.

Vand ved 4°C def. 8, V. og Is samme Vægt 10, V. under 4° afkøles ved Tryk, Fors. 46, 47, Form., Beregn. 47, Varmef. 11, 15, afh. af Temp. 19, Regnaults Form. for Varmef. 99, mange Best. 99, 100, Tab. 100, Oldtidens Betegn. 50, Sammentrykkeligh. ang. 89—91, Forh. ved Udvid., mange Fors., Form. for Rumf. 95, 96, Tab., Form. for Vægtf. 96, om luftfrit ved Vægtfylde best., Varmeudvikl. ved Abs. af Luft, Tab. 105, Temp. for størst Vægtf. for Havv. 110, V. trækker sig samm. 110, 111, Luftarters Diff. i V. 106, 107, Vædskers Diff. i V. 121—123, Bland. med andre Væds. 108, 109, 193, 194, 236, Abs. af Luftart. 102—104, 225, Overfladetryk 125, Vedhængn. 131, Anlægsv. med Glas 132, 133, Højde i Haarr. 133, Overfladesp. 134—136, breder sig paa Kvægs. 135, flygtig 138, Kogn. af luftfrit V. 148, Fordampningsv. Form. 150, Leidenfrosts Fors. 152, krit. Data 165, angriber Glas 168, krit. Temp. 169, Vægtf. 219, 220, adsorb. Vandlags Tykk. 229, Forh. ved Frysn. 231, 232, 239, under store Tryk 234, 235, indre Gnidn. 247, 248, Ledn. af Varme 265, 267, af Elektric. 276, Kapacitet 305, Dielektric. 319, Brydn. el. Sv. 320, destil. V's. el. Ledn. 403, 552, 563, diamagn. 426, Ledn. 487, Elektrolyse 512, Lys paa V. 533, Elektrol. 539—546, Diss. 563, el. Dobbeltlag 570—572, Lysets H. 581, 584, Vandlag, hvidt 606, Brydn. 616, 618, 619, Abs. af Str. 670. **Vanddamp,** Omdann. af Vand til mættet V. Regnaults Form. 19, V. fortætt. ved Udstraal. 23, ved Luftens Udvid. 24, mættede V.'s Rumf. beregn. 37, 44, deres Varmef. neg., Beregn. af Form., Form. for den bundne Varme, en Del fortættes ved Ekspan., Overhedn. ved Sammentrykn. 45, Fors. af Hirn 46, om Anv. af Mariottes og Gay-Lussacs Love paa umætt. V. 51, Bestandd. af Atm. 51, 54, Vægtf. best. ved Beregn. 59, 60, ved Fors., varier. med Temp. 60, Molekularvægt 60, 64, Varmef., Molekularvarme 64, k 67, Abs. i Vand 105, Tryk over en Bl. af Vand og Vinaand 194, mættede V.'s Tryk, Tabell. 144, graf. Fremst., Form. gyldig til 230°, Tryk ved højere Temp. Tab. 145, Vægtfyldeform. for mætt. V., Gyldigh 151, V. i Luften, Maal. 154—157, Indsugn. af V. 157, delvis Fortætn. ved Udv., overmætt. V. 171, Fjernelse af vedh. V. 184, 185, Varmef. 220, Adsorpt. 227, 228, Tiden, Tab. 229, Frysn. 239, Transspirat. 253, V.

570, Abs. af Solstr. 608, Brydn. 618, 619, Vægtf. 618, Udstraal. af Varme 665, 667, en Indvirkn. 677. **Vandlag og Luftlag** paa Leg. 228 har Indflyd. paa el. Kraft 323, Unipolaritet 325, Tilbagek. af Lys 686. (se Adsorpt.). **Vandløb** 245. **Grundvand** 285. **Vandledninger** 282.

Vandadskillelsesapparat 489, 542, Voltameter 543, Polaris. 544, 546.

Vandfaldselektricitet 571.

Vandhammer, Kogn. 146, 148.

Vandsugende Stof 51, 155. 249.

Vandtrykpresse anv. 161.

Vandværdi 17, 62, 114, 667, 673.

Varmefylde, om Gnidn. formindsk. V. 11, Vandets V. afh. af Temp. 19, Vanddamps V. 20, Luftarters V. ved konst. Rumf. c_v anv. 27—30, deres V. ved konst. Tryk c_p anv. 28, 29, c_p sammenlignes med c_v 28, 66, deres Forh. k anv. 29, mættede Dampes V. beregn. ved Entropisætn., Eks. Vandd. 45, Hirns Fors. 46, Maal. af Luftarters V. Regnaults Fremg. 60—62, c_p. def. 62, om afh. af Tryk 63, af Temp., Betydn. af $\varphi.c_p$., hvorvidt konst., Tabell. 63, 64, Molekularvarme, Tabell. 64, 100, c_v ikke direkte funden 65, Maal. af k mange Metod. 65, 66, Værdier for k 66, k best. ved $\varphi.c_p$, iagttagne og beregn. Værdier ang. Tab. 67, c_v og c_p, Beregn. ved kin. Teori 84, 85, k for Kvægsølvd. ang. 66, 86, k for toatom. Luftart. 86, Best. af Vædskers V, af Vandets V., Regnaults Form., Afh. af Temp. mange Best. 99, Tab., Kvægsølvets V. best., Afh. af Temp., Tab., andre Vædskers V., Tab. for Alkohol. 100, om Vædskeblandingers V. 108, J. Thomsens Best. af V. for Saltopl. 114—116, Tabell. 115, 116, V. for faste Leg. best. 218—220, udgl. og hamr. Kobb., blødt og haardt Staal, Afh. af Temp., Tab., V. under de tre Tilstandsf., Tab. 220, V. omv. Atomvægt. 221, 222, faste Grundstoffers V. og Atomvarme Tab. 221, Best. af V. for Grafit og Diamant, V. stiger med høje Temp., ogsaa for Bor og Silicium, Afh. mellem V. for faste kem. Forb. og V. for Bestandd. 222, Molekularvarme, fl. Salte, Tab., Atomvarme i Forb. 223, Best. af Smeltev. og V. 232, V. for nogle Saltopl. 265, for Jærn 422, magn. Metallers V. forandr. ved krit. Temp. 423.

Varmeledning, Hindr. for revers. Proces. 40, 41, V. 62, Sammenlign. med Diff. i Vædsker 121, Lov 261, Luftarters V. 262—265, Rumfords Antag. 265, Vædskers 265—267, faste Legemers 267—273, el. Ledn. analog V. 389, en el. Leders V. til Luften 510. **Varmeledningsevne,** Dampes 152, Glas, Harpiks 208, V. def., Afh. af Temp. 261, Vanskeligh. ved Maal., Luftarternes V., kin. Teori, Lov 262, Fors., Tab. 263, V. for Luftarter vokser med Temp., Form., aftager ved lave Tryk, Fors., Tab. 264, meget lave Tryk, Vædskers V., Vand og nogle Saltopl. i abs. Maal, Fors. 265, Sammenlign. mell. forsk. Vædskers V., App. beskr. 266, Form., Tab., Vandets og flere Vædskers V. vokser med Temp. 267, faste Legemers V., Sammenlign., Prytz's App. 267, 268, reletiv Best. 268, 269, for Sølv, Kobber, Staal, abs. V. for Jærn og Kobb. 270, abs. Best. af Lorenz 271, 272, Tab. for Metallerne, Def. 272, Halls og Ayres's Metode, V. i abs. Maal for slette Led., Tab. 273, Forh. mell. V. og el. Ledn., Tab., Formel af Lorenz 405.

Varmen, Naturkraft. 1, V. »synker« 6, Natur 9—11, 25, 35, Form af Energi 12, 22, 32, Carnots Antag. 34, 35, modt. V. større end afg. i Dampm. 20, Beting. for at Arb. og V. ere ækvival. 22, 48, første Hovedsætn. 22, Energiens Tendens til at blive til V. 23, 24, V.'s Mængde 32, Carnot, Varmens bevæg. Kraft 33, Frembr. af V. ved fys. og kem. Proc., Eks. 6, ved Stød 7, ved Gnidn. ell. Stød 9, Rumfords Fors. 10, 11, Humphry Davys 11, Coldings 13, uafh. af de gnid. Legemers Natur 14, Mayers Betragtn. Eks. 15, Joules Fors. 16—18, Fors. med Luft 25, 26, Omdann. til andre Former 6, til Arb. 32, Mayers Fremst. 15, 20, Hirns Fors. 19—21, V. ved el. Str. i et El. 39, 40, V. en Coulomb udvikl. i et El. 39, 49, Frembr. af V. ved Luftarters Abs. i Vand, Tab. 105,

Syrer og Vand, Baser og Vand, Tab., Form. 117, V. ved Neutralisation 118, 119, ved Syrer og Saltopl. 119, to Saltopl. 120, Ligevægt 261, V. og lev. Kraft 262, V. og Arb., Anv. 27—31, 35—38, 84, 85, V. ved el. Str., Joules Lov 407—409, 431, 510, 544, 576, i Ledn., i galv. El. 409, Akk. 550, V. ved Hysterese 422, 475 se og 477, V. ved Foucaults Str. 439, 440, V. i Biled. tages fra Hovedl. 448, V. ved Vekselstr. og Selvindukt. 456, ved Teslas Vekselstr. 462, V. et galv. El. afgiv. til Str. 409, 506, V. ved Katodestr. 518, 520, V. dekomp. i Ioner 537, efter J. Thomsen Brints Forbr. 544, Dannelse af svovls. Zink og Kobb. 577, Fordel. i Normalsp. 595, i mange Sp. 666, 667, V. ved Forbrænd. 665—667, Forbrændingsv. for fl. Luftart. 667, Kul 673, V. i Geissl. Rør 669, V. ved Abs. af Straal. 671, V. fra Solen, Is den kunde smelte 673, Kul den kunde udskil. 674.

Varmeteorien, Første Hovedsætn. 21 udl. 22, 32, anden Hovedsætn. 32, udl. 36, Anv. paa Kogn. og Smeltn. 37, paa et galv. El. 40, Gyldigh. 41, anv. af Maxwell paa J. Thomsons hyp. Kurve 171, 172, Anv. paa Termoel. 507.

Varmetoning ved Sammentrykn., Formel udl. 46, Eks. Tran, Beregn. for Vand 47, V. ved Strækn., Lord Kelvins Form. udl. 47, 48, Fors., Tab., særeg. Forh. for Kautschuk 48, V. ved Vædskers Bland. 108, ved Fortynd. af Opløsn. af Syrer og Baser, Unders. af J. Thomsen, Form., Tab. 117, ved Fortynd. af Saltopl., pos. og neg. 118, Neutralisationsvarme 118, Basers Deling mell. to Syrer 119, 120, to Saltopl., pos. ell. neg. 120, 121, V. ved Lufts Udvid. uden Arbejdsyd. 162—164, V. ved Form- og Rumfangsforandr., Luftart. 205, faste Leg. 205, 206, V. ved Opløsn. af Salte 237, 238, Peltiers V. 503—509, 577, Lord Kelvins V. 505—507, Vand og Syr. 544.

Varmeækvivalentet def. 16, Best. af Colding 15, af Mayer 15, 67, Best. af Joule ved el. Str. 16, 17, ved Gnidn. i Væds. 17, 18, mell. faste Leg. 18, ved Sammentr. af Luft 25, 26, Best. af Rowland 18, 19, i abs. Maal efter Grätz 19, af Hirn ved Dampm. 20, Hirns Fors. med Organismens Varmeudvikl. og Tab til Omgiv. 21, Clausius's Bemærkn. til Hirns Betragtn. 20, 21, Anv. 27—31, 36—41, 43, 44, 46—49, 66, 67, 84, 85, 408, 409, 431, 668, 674.

Vedhængning, tiltræk. Kræfter mell. faste Leg. og Væds. 124, 132, mange Eks., Luftlag gør V. mindre 131, om Best. af V. ved Anlægsv. 132, Virkningsafst. 137, Adsorpt. af Luftart. 227, 228, af Dampe 229, Sveisn. 239

Vejforskellen en halv Bølgebr. ved Tilbagek. i Glas og Luft 588, V. $(n_e - n_o)d$ 645—647, V. ved Tilbagek. fra Metalsp. 652.

Vejning, om V. 8, 52, 54, 55, 61, 155, 215, 216, 228, 229, Forandr. i Vægt under V. 9, 55, V. anv. 93, 303, 304, 549, ved Best. af el. Str. 388 se og 543, af Ledningsmodst. 402, om Fejl 532.

Vekselstrømme def. 443, V. i en bevæg. Traadrulle ved Jordmagn., **Strømstyrke,** Lign., Faseforandr. ved Selvindukt., S. formindskes og forsinkes 454, graf. Fremst. af S. efter Ohms Lov og S. under Selvindukt. 455, S. best. ogsaa af Modst. fra Selvindukt., Ohms Lov ugyld. 456, 476, V. ved en ladet Kondensator 456, Lign. for S., V. skilles fra konst. Str., Indukt. ved V., to Traadrull., Lign. for S. 457, for den induc., Beregn., Led. frastøde hin., V. genn. Elektromagn. frastøde en Metalpl. 458, V. gaa genn. en Kondensator 457, 485. Indukt. ved V. 460, ved Teslas V. 462, V. af Maskin. 463, farlige 474, Teslas, gaa ved Overfl. 476, maa isol. omhyg., V. til Motorbrug 477, flerfasige Str., Drejestr. 477—479, V. i Telefonen 479, 480, V. og Ladningsfænom. 482, Lign. for S., svag. for høje Toner 481, stor Selvindukt. indskudt for at møde og Kondensator for at lede V. 457, 485, 497, Maal. af Svingningstid og S., Brauns Rør 521, Elektrolyt. 552.

Vekselstrømsmaskiner 454, bill. end Dyn., ingen Gnist, Ledn. farl., Feltmagn.

474, to Klass. beskr. 475, Teslas, Ledn. ufarl. 476, V. til flerfasige Str. 478, 479, Brauns Rør, Maal. 521.

Vekselstrømsmotorer, Anv. af Vekselstrømsmask., Grammes M. 477, V. ved Benytt. af flerfas. Str. 477—479.

Viden, fys. V. 1. **Videnskab** 1, V.'s Mark 11.

Vinaand 10, 91, 96, 97, 104, 107—109, 121, 126, 134, 138, 139, 150, 152, 159, 165, 168, 190, 194, 198, 219, 236, 248, 267, Interrupt. 461, V. 562, 607, 619, 674. **V.dampe** 144, 145, 194. Flamme 600.

Vindbøsse opvarm. ved at lades, pneumatisk Fyrtøj 24, **V.kolbe,** Anv. 177, 179.

Vinsyre 649.

Vismut 217, 221, 230, 232, 233, 272, el. Ledn. 403, 405, 407, magn. Forh. 424, 425 og Ledningsev. 426, termoel. Forh. 499—501, 503, 506, V. 530, 676.

Voks 11, 239, 267, 275, 570.

Volt, Anv. 38 se og 39, 40, Joules Lov 407—409, oscil. Udladn. 490, Termoel. 499, Forh. til elektrost. Enh. 304, 332, 374, 395, 408, 558, 682, Gnist. 322—325, 374, Skiven paa Elektris. 331, Kondukt. 332, 374, Def. 394, om stor Sp. 460 se og 462, neg. 537, Central. Dynam. 466, 467, term. Støtte 509, Glødel. 510, 511, Buelys 512, 513, Geissl. Rør 534, Polaris. 544, 546, 548, Akk. 548, 549, galv. El. 577. **Mikrovolt** def. 500, termoel. Forh. 500—505, 507—509.

Voltametre, Vandadskill., Sølvv. 543, V. 544, 546, Virkn. som galv. El. 544, 547.

Volt-Ampère eller Watt Dyn. paa Centralst. giver 466, Glødelamp. forbrug. 510, Buelys forbr. 513.

Voltas Bægerapparat, Anv. 300, Støtte 539. Kondensatorelektroskop 298.

Vædskeblandinger, Rumf., Varmeton., Varmef. 108, Blandingsforh. 108, 109, Damptryk 192—194.

Vædskehinder, Diff. genn. V. 105—107, 224, Sæbebob., Overfladetr. 127, Sæbeh., Spænd. 128, Polyedre af V. 130, 131, V. ved en Vædskes Udbr. paa en and., Tykk. Eks. 136, sorte Plet paa Sæbebob., Tykk. 136, 137, Farver 587.

Vædsker, Varmeton. ved Tryk, hvoraf afh. 46, Form. beregn. Eks. Vand 46, 47, Oldtidens Betegn., om Unders. 50, Forandr. af Tilstandsf.. Særkende, indre Gnidn., Lov, om Svingn. 88, 89, Natur 89, 173, Sammentrykkeligh., Cantons Fors. 89, Ørsteds 90, 91, ang. for Vand og Kvægsølv 89, 90, for mange V. 91, forandr. med Trykk., Eks. flyd. Kulsyre 91, 92, Rumfangsforøg. ved Abs. af Luftart. 103, 104, indre Bevæg. 121, tiltrækk. Kræfter 124, 125, Udbred. over hverandre, Begrund. 135, 136, flygtige V. 138, 148, ikke flygt. 138, fortætt. Luftart. 158—165, kritiske Tilstand 168, 169, v. d. Waals's Tilstandslign. 172—176, overensstemm. Tilstande 174, 175, K. Meyers Unders. 175, 176, Forsk. mell. V. og faste Leg. 89, 195, Grupp. af Molek., amorfe Leg. staa V. nærmest 196, Kohæsion 207, V. med ringe Gnidn. 241, ideal V. def. 241, 244, Hvirvler 245, magn. Forh. 425, 426, glød., Spektre 601, Virkn. paa Lys 610, Brydn. 614, 616—618, gøres dobbeltbryd. 647, fl. V. dreje Polaris. 649, farvede V. 651, Opvarmning 664 (se Strømn., Gnidn. osv.)

Vægt def., den samme overalt 3, under alle fys. og kem. Virkn. 5, nyere Unders., synes foranderl. 531, 532, Enhed for V. i abs. Maal 8, har Varmen V. 9, 10, har et hvert Leg. V. 10.

Vægtfylde for **Vand** 8. Kvægsølv 8, 53, 70, Kautsc. 48, **atmosf. Luft** 51, Def. 52, om konst. 52, 54, Regnaults Best. 52, Res. 52, 53, Formel for atm. Lufts V. 53 anv. 54—56, 61, 67, 69, 70, 76, 83, 115, 154, 564, V. for Kvælstof forskell. efter Kilden, V. for Argon 53, om Maal. af Luftarters og Dampes V. 53, 54, deres **V. i Forhold til atmosf. Luft def. og kaldes** φ, om konst., φ for Luftart. best. eft. Regnaults Met. 54, φ for umætt. Dampe best. eft. Dumas's Met. 54, 55, dens Fortrin 55, eft. Gay-Lussacs og Hofmanns Met. 55, 56, Anv. 60, eft. V. Meyers Met. 56, dens Fortrin 57, φ for Ilt, Brint og Kvælstof, φ ang. for forsk. Temp. for Klor, Bromd. og Jodd., φ for

Kvægsølvd. konst. 57, φ ang. for Grundstoff. i Luftf. 58, Forh. mell. φ og Atomtal 58, 59, φ for luftf. Forb. best., Lov af Gay-Lussac anv. 59, φ for Vandd. eft. Beregn., og eft. Best. ved forsk. Temp., Avogadros Lov anv., φ lig Forh. mell. Molekultal og 28,94, Aars. til Afvig. 60, φ ang. for Luftart. 64, 106, Betydn. af $\varphi.c_p$ 63, 64, Tab. 64, φ for Luftbl., Formel 70, φ for Kvælstof og Ilt 71, Afh. mell. φ og Diff. 73, 79, 80, 106, 254, mell. φ og Mol.s Hast. 81—83, mell. φ og c_v 84, 85, Eks. Kvægsølvd. 85, φ for mætt. Dampe, Best. af Fairbain og Tate, Herwigs Form., om gyldig for Vandd. 151, Best. ved Beregn. af Rumf. 152, φ for Vandd. 154, Afh. mell. φ og Effus. 250, 252, Anv. af V. ved Udvid., Form. 93, Temp. for Vandets største V. 95, 109, Form. for Vandets V., Vinaands V. 96, Vædskers V. def., Best. 97, 98, for Alkohol. Tab. 98, Kogep. og Molekularvol. 99, en Vædskes V. efter Abs. af Luftart., Formel 104, Eks. Vand, om luftfrit Vand ved Best. af V. 105, Afh. mell. V. og Diff., Luftart. 74—76, genn. Væds. 107, mell. V. og Middelvejl. for Mol. 87, størst V. og tilsv. Temp., Kogsaltopl., V. for Opl. 110, V. for Saltopl. beregn. ved Rumfylde 112, Result. fundne ved Fors. ang. 113, Lovmæssigh. 113, 114, V. for fl. Salte, Rørsukk., Æggehv. 122, en Vædskes V. ved Overfl. 125, samme V. for to Væds. 126, den sorte Plets 137, V. for fast Kulsyre 159, flyd. Ilt 161, fast og flyd. Brint 164, V. for mætt. Dampe 166, 168, Luftarters V. og Tryk 177, Best. af faste Legemers V., forsk. Met. 215, 216, Afh. af Temp. og Tryk, Form. 216, Afh. af Behandl., Metall., Tab., forsk. Modifik. af Kulstof, faste Grundstoffers V., Atomvol., Tab. 217, kem. Forb. og Bestandd., nogle Saltes V., Forh. mell. Molekularvægt og V. ang. 218, Vandets V. ved c^0 219, 220, Bunsens Best. af Isens V. ved 0^0 ang., Afh. mell. V. og Varmef. 220, V. lige før og efter Smeltn. 233, hvorvidt der er Afh. mellem Luftarters Tæth. ell. V. og indre Gnidn. 257, deres Tæth. og Varmeledn. 262, 263, se og 264, V. for en Kogsaltopl. og Zinkvitr. 265, Alumin. 298, V. og Gnistl. i Luft 324, Jærn 422, V. og Svækk. af Katodestr. 519, Akk.svovlsyre 550, V. og Brydn. 617, Formler, Vandd. 618, Is, fl. Væds., Tab. 619. (se krit. V.).

Vægtskaal 3, en Sammenlign. 371.

v. d. Waals's Tilstandsligning for flyd. Leg. udl. 172, 173, med de krit. Data som Enh. 174, K. Meyers Unders. 175, 176, Afvig. fra Mariottes Lov kunne udl., Beregn., Tabell., Ekspl. 181, 183.

Watt def., W. og Hestekraft 409, Eks. 422, Volt-Ampère ell. W. Dynam. paa Centralst. giver 466, 467, Forbrug af Lamp. 468, 510, til Enh. af Lys, Tab. 511, 513, af Buelys 513, i Geisslers Rør 516.

Wheatstones Bro, Forkl. 401, Bolometret 594.

Wolfram 217.

Xylol 321.

Zambonis Støtte 299, 300.

Zeemans Opdagelse 686—688.

Zink 14, 39, 168, 214, 217, 221, 230, galv. El. 392, 395, 514, 575—577, el. Ledn. 403, 406, diamagn. 425, Hulspejl 494, termoel. Forh. 500, 502, 504—509, Z. og Antimon 509, ultrav. Lys 533, Z.-poler 534, Elektrol. 543, el. Dobbeltlag 568, 570, Liniesp. 605, Dampe 57—59. **Hydrat** 119. **Z.blende** 616.

Zinnober 649.

Zirkonium 217.

Ædelstene, Fluorescens 517.

Æggehvide 122, 123.

Ækvator, Jordens magn. Æ. def. 351, som Æ. om en Magn. 382, Solens Æ. 596. **Ækvatorial** Stilling 425, Plan 465.

Ækvipotentiale Flader 286—288, 290, 307, 353, Niveauf. 308. **Kurver** 378.

Ækvivalente Mængder udskill. ved Elektrol. 542. **Gramækvivalent** 111—114, 116, 118—120, 552, 554, 555, 559, 567, 568, 577.

Ækvivalentvarme i vandig Opløsn. Beregn. af Thiele paa Grundl. af J. Thomsens Fors. 116, ofte neg. 115, 116.

Æter 91, 104, 108, 109, 138, 148, 150, 152, 154, 156, 159, 164, 165, 168, 169, 190, 192, 194, 236, 241, 248, 267, 319, 616, **Damp** 46, 144, 145, 148, 154, 156, 190, 192, 318.

Æteren 638. **Ætersvingninger** 526, sving. Æterdel 639, 680, 685.

Æthylen 64, 67, 73, 102, 318, 426, 619, 667, 671, flyd. 161, 162, 619.

Æthylæter 66, 619.

Øjet 654, 663, Radiumstr. 531, Lys 587, 593, farvefri 630, Følsomh. for Lys 664, 669.

Øret 595, svage Lydsvingn. 480.

Ørsteds Forsøg 7, 362.

RETTELSER.

Side	Lin.			
19,	34:	605.5	læs:	606.5.
30,	9:	$\mathcal{F}\frac{pdv}{\vartheta}$	-	$\frac{pdv}{\mathcal{F}\vartheta}$.
42,	21:	$\int\frac{dQ'}{\vartheta}$	-	$\int\frac{dQ'}{\vartheta'}$.
43,	12:	$\frac{df}{v}dv$	-	$\frac{df}{dv}dv$.
43,	27:	p	-	v.
46,	13:	p udgaar.		
54,	29:	$\frac{B-b}{760}$	-	$\frac{B-b}{760}$. V.
59.	37:	2 — Ilt	-	1 — Ilt.
71,	4:	$e^{-\varepsilon(\varphi_2-\varphi_1)}$	-	$e^{-\varepsilon(\varphi_2-\varphi_1)x}$.
75,	28:	CD	-	DC.
77,	16:	Ilt	-	Brint.
77,	17:	Brint	-	Ilt.
83,	2:	BA	-	BE.
91,	4:	ϑ'	-	v'.
93,	33:	T	-	t.
120,	25:	NO_3 Na	-	NO_3 K.
143,	21:	Barometret	-	Termometret.
146,	28:	Tryk	-	Temperaturer.
149,	27:	mct	-	ct.
151,	1:	proportional	-	omvendt prop.
157,	36:	50	-	0,50.
183,	16:	Fig. 63	-	Fig. 68.

Side	Lin.			
213,	5:	E	-	B.
220,	2:	9,917	-	0,917.
223,	35:	$2 \cdot 6{,}4 +$		$2 \cdot 6{,}4 + 1{,}8$
		$3 \cdot 4{,}0$	-	$+ 3 \cdot 4{,}0$.
228,	13:	Chappius	-	Chappuis.
234,	1:	Opvarmning	-	Smeltning.
234,	25:	Thomson	-	Lord Kelvin.
246,	6:	William Thomson	-	Lord Kelvin.
251,	31:	S. 000	-	S. 67.
255,	34:	Docent	-	Professor.
292,	34:	W.M.Thomson	-	Lord Kelvin.
322,	30:	elektrisk Maal	-	elektrostatisk Maal.
478,	1:	$\frac{2\pi i_1}{R}, \frac{2\pi i_2}{R}$	-	$\frac{1}{10}\cdot\frac{2\pi i_1}{R}, \frac{1}{10}\cdot\frac{2\pi i_2}{R}$.
522,	15:	Kationer udgaar.		
525,	32 og 36:	B	læs:	K.
566,	23:	Nerust	-	Nernst.
574,	22:	Nerust	-	Nernst.
598,	25:	Summer	-	Lummer.
663,	3:	mindre	-	større.

TABELLER.

	Side
Grundstoffernes Vægtfylde i Luftform	58
Luftarters Varmefylde efter Regnault	64
Luftarters Varmefylde efter E. Wiedemann	64
Forholdet $k = c_p/c_v$	67
Luftarters Diffusion	73, 74
Diffusionskoefficienter for Luftarter	78
Luftmolekylers Hastighed	84
Vædskers Sammentrykkelighed	91, 92
Vandets Udvidelse ved Opvarmning	96
Vinaands Udvidelse ved Opvarmning	97
Alkoholers Vægtfylde	98
Vandets Varmefylde	100
Kvægsølvets Varmefylde	100
Alkoholers Varmefylde	100
Luftarters Absorption i Vand og Vinaand	102
Absorptionskoefficienter for Vand	102
Kulsyrens Absorptionskoefficient	103
Rumfangsforøgelse ved Luftabsorption	104
Varmeudvikling ved Luftarters Absorption i Vand	105
Luftarters Diffusion i Sæbevand	106
Varmetoning ved Blanding af Vædsker	108
Kogsaltopløsningers Varmeudvidelse	109
Temperaturer for størst Vægtfylde	110
Rumfylde i vandig Opløsning for Klornatrium	110
Rumfylden for et Ækvivalent i vandig Opløsning	111
Normalopløsningers Vægtfylde	113
Kogsaltopløsningers Varmefylde	115
Ækvivalentvarme i vandig Opløsning	116
Varmetoning ved Fortynding af Svovlsyre	117
Varmetoning ved Fortynding af Opløsninger	117
Neutralisationsvarme	118
Varmetoning ved Blanding af Syrer og Saltopløsninger	119
Varmetoning ved Blanding af Saltopløsninger	120
Opløste Stoffers Diffusion i Vand	122
Normalopløsningers Diffusion i Vand	123
Haarrørskonstanter	134
Mættede Dampes Tryk	144, 145
Fordampningsvarme	150
Kulsyredampes Maksimumsspænding	159
Kritiske Data	165
Afvigelser fra Mariottes Lov	178—180, 183
Luftarters Udvidelse ved Opvarmning	186, 187
Damptrykformindskelse	189
Elasticitetskoefficienter	199
Udvidelseskoefficienter	214
Faste Grundstoffers Vægtfylde	217
Rumfylde for nogle Salte	218
Varmefylde ved forskellige Tilstandsformer	220
Faste Grundstoffers Varmefylde	221
Nogle Saltes Varmefylde	223
Grundstoffernes Atomvarme i Forbindelser	223
Luftarters Diffusion gennem Kautschuk	224
Trækullets og Glassets Adsorption for forskellige Luftarter	228
Adsorption af Vanddamp	229
Nogle Grundstoffers Smeltepunkter	230
Nogle Saltes Smeltepunkter	230

	Side
Smeltevarme	232
Vægtfylde og Udvidelseskoefficient ved Smeltepunktet	233
Opløsningers Frysepunkt	236
Kuldeblandinger	238
Indre Gnidning i Vædsker	248
Effusion	250, 251
Transspirationskoefficienter	253
Transspiration og Diffusion	254, 256
Luftarters Varmeledningsevne	263, 264
Vædskers Varmeledningsevne	265, 267
Faste Legemers Varmeledningsevne	272, 273
Dielektricitetskonstanter	318—320
Spændingsforskel og Gnistlængde	322—325
Jordmagnetismens Variationer i København	357, 358
Elektrisk Ledningsevne	403, 404
Ledningsevne for Varme og Elektricitet	405
Magnetiseringskonstanter for Jærn	416, 417
Luftarters Magnetisme	426
Termoelektrisk Kraft	500—508

	Side
Peltiers Varmetoning	504, 505
Lord Kelvins Varmetoning	506
Buelampers Lysstyrke	513
Den elektriske Strøms kemiske Virkninger	543
Polarisation i normale Opløsninger	546
Polarisation ved forskellige Luftarter	548
Overføringstal for Anionen	552
Elektrolyters Ækvivalentledningsevne	554, 555
Ionernes Ækvivalentledningsevne	556, 557
Konstante galvaniske Elementer	576
Lysets Hastighed i det tomme Rum	581
Bølgebredder for Spektrallinier	592, 593
Bølgebredder for Brintlinier	603
Legemernes Brydningsforhold	616
Brydningsforhold og Vægtfylde	619
Metallernes Brydningsforhold	620
Straaling ved kemiske Processer	667
Udstraaling for Enhed af Lysstyrke	668
Luftarters Indsugning af Straaler	671

