DTU Bibliotek
Danmarks Tekniske Universitet
Anker Engelunds Vej 1
2800 Kgs. Lyngby
Tlf. 45 25 72 50
bibliotek@dtu.dk
www.bibliotek.dtu.dk

6—5. F

Mechanisk Physik

til Brug ved Skoleunderviisningen.

Ved

Georg Silfverberg.

Kjobenhavn.

Forlagt af P. G. Philipsen. Trykt hos Kgl. Hofbogtrykker Bianco Luno.

Træsnittene af Aagaard.

1848.

Indhold.

Indledning.

1. Rummet er uendeligt; en begrændset Deel deraf er et geometrisk Legeme.

2. Vi kunne tænke os Rummet som bestaaende i og for sig, uden at dette dog er nogen nødvendig Betingelse for dets Existens; samtidig med Rummet kunne vi nemlig deri iagttage noget Uigjennemtrængeligt, som er Materie. Det af Materie opfyldte Rum er et physisk Legeme.

3. Da ethvert Legeme udfylder en Deel af Rummet, maa det have Udstrækning, og da det er begrændset, maa det have Figur.

Anm. For at kunne sammenligne forskjellige Udstrækninger med hinanden angiver man deres Forhold til en eller anden vilkaarlig valgt Udstrækning, der sættes som Enhed, hvilken Enhed i de forskjellige Lande er forskjellig med Hensyn til Størrelse og Navn. I Frankrig sættes Timilliontedelen af Jordens nordlige Meridianqvadrant som Enhed for den liniære Udstrækning; den kaldes en Meter. Denne deles i 10 Decimeter, 100 Centimeter og 1000 Millimeter; 10, 100, 1000 Meter kaldes Decameter, Hectometer og Kilometer.

En dansk Fod er liig 0,3139 Meter, altsaa 1 Meter = 3 Fod 2 Tom. 2,8126 Linier og 1 Millimeter = 0,4588 Linie.

Som Enhed for Arealer og Volumer tages Qvadrat og Cubus af den liniære Udstræknings Enhed.

4. Alle Legemer kunne deles og skjøndt Erfaringen intet Udeleligt viser os, maae vi dog antage, at denne physiske Deling ei kan fortsættes i det Uendelige, men at vi ved en fortsat Deling tilsidst ville komme til udelelig Materie (Atomer).

Hvor uendelig smaa disse Atomer maae være, kunne vi bedst overtyde os om, ved at lægge Mærke til, hvor smaa de Dele ere, som vi ved en fortsat Deling kunne komme til, og om hvilke vi vide, at de endnu ere sammensatte af andre Dele, som vi dog paa Grund af deres ringe Udstrækning ei kunne sandse.

Saaledes kunne Guldslagerne udhamre 1 Gran Guld saa meget at det kan bedække en Overflade af omtrent 36 Qvadrattommer, og man har beregnet at Guldbladets Tykkelse paa mange Steder ei kan overstige $\frac{1}{30000}$ af en Linie.

Endnu videre drives Guldets Deling ved den galvaniske Forgyldning, ved hvilken Legemer overtrækkes med en Hinde af Guld, hvis Tykkelse ikke engang er $\frac{1}{50000}$ af en Linie.

Platin kan udtrækkes til saa fiin en Traad, at den kun er $\frac{1}{3000}$ af en Linie tyk. Dette gjøres ved i en cylindrisk Form, i hvilken en Platintraad danner Axen, at hælde smeltet Sølv, og dernæst udstrække denne Cylinder saa meget som muligt; ved at koge den frembragte Traad i Salpetersyre opløses Sølvet, medens Platinet bliver tilbage. Endskjøndt Platin er et af de tungeste Legemer, vil en saadan Traad af 3000 Fods Længde dog ikke veie mere end 1 Gran.

Blodet er ikke nogen eensartet Vædske, men bestaaer af en stor Mængde smaa Legemer, Blodkugler, der svømme i en egen Vædske, som kaldes Serum. Disse Blodkorns Størrelse er forskjellig hos de forskjellige Dyrarter; hos Mennesket er deres Gjennemsnit kun $\frac{1}{375}$ af en Linie.

Der gives mange Dyr, som ei ere større end disse Blodkugler, og skjøndt vi her staae ved Grændsen af det som kan iagttages ved Sandserne, kunne vi dog bemærke, at de ere organiske Legemer, som maae være forsynede med Ernæringsorganer og Kanaler til Safternes Bevægelse.

5. Ethvert Legeme maa altsaa tænkes som et Agregat af et uendeligt stort Antal uendelig smaa Dele, som ved en eller anden Kraft holdes sammen; denne Kraft kaldes **Sammenhængskraft**, og den yttrer sig som den Modstand Legemerne gjøre, naar man forsøger at dele dem.

6. Alle Legemer have en Bestræbelse til at falde lodret mod Jordens Overflade; denne Egenskab kaldes **Tyngde** og hidrører fra en gjensidig Tiltrækning mellem alle Materiens enkelte Dele.

7. Det Tryk, som et Legeme ifølge Tyngden maa udøve paa det Underlag, paa hvilket det hviler, kaldes Legemets **Vægt**. Da dette Tryk maa være desto større jo flere trykkende Dele der ere, d. e. jo større Legemets **Masse** er, kan man bestemme Forholdet mellem to Legemers Masse ved at bestemme Forholdet mellem deres Vægt.

Anm. For at kunne sammenligne forskjellige Legemers Masse (Vægt) med hinanden angiver man deres Forhold til en eller anden vilkaarlig valgt Vægteenhed. I Frankrig sættes Vægten af en Cubikcentimeter Vand som Eenhed; det kaldes et **Gramme**. Dette deles i 10 Decigrammer, 100 Centigrammer og 1000 Milligrammer; 10, 100, 1000 Grammer kaldes Decagramme, Hectogramme og Kilogramme.

1 Kilogram = 2 danske Pund, altsaa 1 Gram = 0,256 Qvintin

8. Forholdet mellem et Legemes Vægt (Masse) og Rumfang kaldes dets **Vægtfylde** (**specifiske Vægt**). Ved lige Rumfang har altsaa det Legeme, som veier meest den største Vægtfylde; ved lige Vægt har det Legeme, som har det mindste Rumfang, den største Vægtfylde. Betegner man altsaa ved V Vægtfylden af det Legeme, hvis Masse er M og hvis Rumfang, er R og betegne endvidere v, m og r et andet Legemes Vægtfylde, Masse og Rumfang, og vælger man dernæst et tredie Legeme, hvis Masse er m, og hvis Rumfang er R og betegner dettes Vægtfylde ved $\mathfrak{V}$, da vil man have:

$V : \mathfrak{V} = M : m$ (da de have samme Rumfang)

og $\mathfrak{V} : v = r : R$ (da de have lige store Masser);

$$\text{altsaa } V : v = Mr : mR$$

$$\text{eller } V : v = \frac{M}{R} : \frac{m}{r}$$

Sættes nu v, m og som Eenhed for Vægtfylde, Masse (Vægt) og Rumfang, da haves:

$$V = \frac{M}{R}$$

d. e. et **Legemes Vægtfylde** bestemmes ved **Forholdet mellem dets Masse og Vægt.**

Ved Angivelsen af Legemernes Vægtfylde sættes i Almindelighed Vandets Vægtfylde som Eenhed; naar man saaledes siger at Kobberets Vægtfylde er 9, da er dette saaledes at forstaae, at en vis Mængde Kobber, veier 9 Gange mere end et lige saa stort Rumfang Vand, eller at en vis Mængde Kobber indtager et 9 Gange mindre Rumfang end en lige saa stor Vægt Vand. Kjendes et Legemes Vægt og Vægtfylde kan man let bestemme dets Rumfang, idet nemlig $R = \frac{M}{V}$; saaledes ville 126 Grammer Kobber kun indtage et Rumfang af 14 Cubikcentimeter, thi da 126 Grammer Vand have et Rumfang af 126 Cubikcentimeter, maa Kobberet, hvis Vægtfylde er 9 Gange større, have et 9 Gange mindre Rumfang; altsaa $\frac{126}{9} = 14$ Cubikcentimeter.

9. Et og samme Legeme kan ofte vise sig for os under høist forskjellige Former, saaledes som Vand, der snart er fast som Iis, snart flydende som Vand, snart luftformigt som Vanddamp. Alle Legemer indtage en af de ved Vandet nævnte Former, de ere enten faste, flydende eller luftformige (**Legemernes Aggregationsformer.**)

Fast kaldes et Legeme, naar der udfordres en kjendelig Kraft til at forandre de enkelte Deles gjensidige Stilling.

Draabeflydende Legemer (**Vædsker**) ere de, hvis enkelte Dele med største Lethed lade sig forskyde i alle mulige Retninger, men som kun ved Anvendelsen af en betydelig Kraft lade sig sammentrykke.

Luftformige Legemer ere saadanne, hvis enkelte Dele med største Lethed lade sig forskyde i alle mulige Retninger, og som tillige ved Anvendelsen af en selv meget ringe Kraft kunne sammentrykkes, dog saaledes at Legemet øieblikkelig indtager sit forrige Rumfang, naar de sammentrykkende Kræfter ophøre at virke.

10. Da den forskjellige Aggregationsform ikke kan medføre nogen indre Forskjel hos Legemerne, maa et og samme Legeme kunne vise sig under alle tre Former, uden at derved dets indre Natur forandres, saaledes som vi see det ved Vand, Svovl, Qviksølv og flere Legemer. Denne Forandring af et Legemes Aggregationsform bevirkes ved Varme og et tilstrækkeligt Tryk; ved tilstrækkelig Opvarming blive nemlig faste Legemer flydende og disse atter luftformige, medens tilstrækkelig Afkjøling fremkalde de modsatte Phænomener. Uagtet det hidtil ei er lykkedes ved Opvarming eller Afkjøling at bringe alle Legemer til at antage enhver af de tre Aggregationsformer, saa maa man dog antage, at dette kun er fordi man endnu mangler Midler til at frembringe den fornødne Varme eller Kulde. Ogsaa ved et tilstrækkeligt Tryk lade mange luftformige Legemer sig bringe i draabeflydende Tilstand, saaledes som ved Svovlsyrling, Cyan, Chlor, Svovlbrinte, Kulsyre og flere andre Luftarter.

11 Legemerne kunne være enten elastiske eller uelastiske. Elastiske Legemer ere saadanne, hvis Dele, naar de ved en eller anden Kraft ere bragte ud af deres gjensidige Stilling, øieblikkeligt vende tilbage til denne, naar Kraften ophører at virke, hvorimod de uelastiske Legemer mangle denne Egenskab. Naar altsaa elastiske Legemer sammentrykkes til et mindre Rumfang, ville de, naar Kraften har ophørt at virke, atter indtage deres oprindelige Rumfang. Luftformige Legemer ere altid fuldkommen elastiske, medens intet andet hverken fast eller flydende Legeme er fuldkommen elastisk eller uelastisk.

Vulsformige Legemer ere fandne, hvis enkelte Dele med største Lethed lade sig forskyde i alle mulige Retninger, og som tillige ved Mellemkomsten af en selv meget ringe Kraft kunne sammentrykkes, [illegible] at Legemet [illegible] intager sit forrige Rumfang, naar de sammentrykkende Kræfter ophøre at virke.

10. Da den forskjellige Aggregationsform ikke [illegible] føre nogen indre Forskjel hos Materierne, saa er og samme Legeme kunne vise sig under [illegible] Former, uden at dets indre Natur forandres, saaledes som vi see det ved Vand, Svovl, [illegible] og flere Legemer. Denne Forandring af et Legemes Aggregationsform bevirkes ved Varme og et tilsvarende Tryk; ved tilstrækkelig Opvarmning blive næsten [illegible] Legemer flydende og [illegible] luftformige, medens tilstrækkelig Afkjøling frembringer den modsatte [illegible]. [illegible] et [illegible] ved [illegible] Afkjøling at bringe alle Legemer til at antage enhver af de tre Aggregationsformer, saa man [illegible] antage, at [illegible] vi endnu ikke have været istand til at frembringe den fornødne Varme eller Kulde. Ogsaa ved et tilstrækkeligt Tryk have mange luftformige Legemer [illegible] bringe i draabeflydende Tilstand, saaledes [illegible] Kulsyre, [illegible] Cyan, [illegible] Svovlbrinte, [illegible] og flere af [illegible] arter.

11. Legemerne kunne være enten elastiske eller uelastiske. Elastisk [illegible] Legemerne [illegible], naar de [illegible] ved en Kraft forandrede [illegible] Stilling, [illegible] i deres [illegible] til [illegible], naar Kraften ophører at virke, hvorimod de uelastiske Legemer beholde deres Skikkelse. Naar altsaa elastiske Legemer sammentrykkes til et mindre Rumfang, ville de, naar Kraften har ophørt at virke, atter antage deres oprindelige Rumfang. Luftformige Legemer ere [illegible] fuldkommen elastiske, medens [illegible] andre [illegible] eller faste Legemer [illegible] fuldkommen [illegible] elastiske.

1. Ligevægtslæren.

Første Afsnit.

Faste Legemers Ligevægt.

§ 1. Bevægelse og Hvile.

12. Ethvert Legeme er bevægeligt d. e. man kan forandre dets Sted i Rummet; forbliver et Legeme i nogen Tid paa samme Sted, siges det at hvile. Al Bevægelse saavelsom al Hvile er kun relativ, hvorimod vi intet kjende til Legemernes absolute Bevægelse og Hvile.

Naar et Legeme som et Hele betragtet forbliver paa samme Sted, medens dog de enkelte Dele forandre deres Plads i Rummet, siges det at være i Bevægelse. Et Exempel herpaa er en om en fastbeliggende Axe roterende Kugle.

13. Ved enhver Bevægelse maa man lægge Mærke til Bevægelsens Retning og Hastighed. Bevæger Legemet sig bestandig i samme Retning, siges Bevægelsen at være retlinet; forandrer det derimod under Bevægelsen uafbrudt Retningen, er den gjennemløbne Vei en krum Linie; for her i et givet Øieblik at erfare Bevægelsens Retning trækker man en Tangent til det Punkt af Banen, i hvilket Legemet i det Øieblik befinder sig.

Hastigheden bestemmes ved at angive Længden af den Vei, som gjennemløbes i en vis Tid.

Naar nemlig to Legemer bevæge sig ligelænge, da er det aabenbart, at deres Hastigheder maa forholde sig som de gjennemløbne Rum; ere derimod de af Legemerne gjennemløbne

Rum lige, da maa det Legeme, som har bevæget sig i kortest Tid, have den største Hastighed, eller da maae Hastighederne staae i omvendt Forhold til de anvendte Tider; havde f. E. det ene Legeme kun anvendt halv saa lang Tid som det andet til at gjennemløbe det samme Rum, da er det aabenbart, at det ved at anvende samme Tid vilde kunne gjennemløbe et to Gange større Rum, altsaa og have en to Gange større Hastighed. Betegner man altsaa et Legemes Hastighed ved H, den til Bevægelsen anvendte Tid ved T, og det gjennemløbne Rum ved R; og betegne endvidere h, t og r et andet Legemes Hastighed, den til Bevægelsen anvendte Tid og det af det gjennemløbne Rum; og vælges da et tredie Legeme, som med Hastigheden $\mathfrak{H}$ i Tiden T gjennemløber Rummet r, da vil man have:

$$H : \mathfrak{H} = R : r \text{ (da de anvendte Tider ere lige store)}$$

$$\text{og } \mathfrak{H} : h = t : T \text{ (da de gjennemløbne Rum ere lige store);}$$

$$\text{altsaa } H : h = Rt : rT$$

$$\text{eller } H : h = \frac{R}{T} : \frac{r}{t}.$$

Sættes nu h, r og t som Eenhed for Hastighed, Rum og Tid, da haves:

$$H = \frac{R}{T}$$

d. e. et Legemes Hastighed bestemmes ved Forholdet mellem det af det gjennemløbne Rum og den dertil anvendte Tid.

14. Bevæger et Legeme sig bestandig med samme Hastighed, kaldes Bevægelsen jevn; ujevn kaldes Bevægelsen, naar Legemet forandrer Hastigheden. Den ujevne Bevægelse kan enten være voxende eller aftagende, eftersom Hastigheden voxer eller aftager; er denne Voxen eller Aftagen jevn, siges Legemet at bevæge sig med en jevntvoxende eller jevntaftagende Hastighed.

15. Enhver Bevægelse forudsætter en Aarsag til Bevægelsen, hvilken Aarsag, af hvad Art den end er, kaldes den

bevægende Kraft. Men ikke nok med at intet Legeme af sig selv kan begynde sin Bevægelse: intet Legeme, som engang er kommet i Bevægelse, kan selv forandre Bevægelsens Retning eller Hastighed, altsaa heller ei bestemme dens Ophør. Denne Lov, som viser os Legemernes fuldkomne Ligegyldighed mod Bevægelse og Hvile kaldes Inertiens Lov.

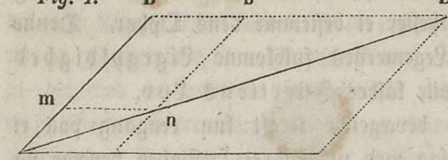
16. Virker een bevægende Kraft kun eengang paa et Legeme, maa dette altsaa med uforandret Hastighed bevæge sig efter en ret Linie, saa at man ved rette Linier kan angive momentant virkende Kræfter, idet nemlig Liniernes Retninger og relative Længder angive de Retninger, i hvilke Kræfterne virke, og disses relative Størrelse. Derimod vil det Legeme, som uafbrudt paavirkes af den samme bevægende Kraft i een og samme Retning, bevæge sig med en jevntvorende Hastighed; her forøges nemlig Hastigheden ligemeget hvert Dieblik, og tænkte man sig den bevægende Kraft pludselig ophøre at virke paa Legemet, maa dette bevæge sig med samme Hastighed, som det havde i det sidste Dieblik, i hvilket Kraften virkede; denne Hastighed kaldes Legemets Fart (Dieblikkets Hastighed).

17. Hvormange bevægende Kræfter der end samtidig virke paa eet Legeme kan dette dog kun have een bestemt Bevægelse i een bestemt Retning. Istedetfor alle de bevægende Kræfter kan man altsaa tænke sig en eneste Kraft, som vilde frembringe den samme Virkning; denne nye Kraft kaldes Resultanten af de virkende Kræfter, medens disse med Hensyn til hiin kaldes Composanterne, Sidekræfterne.

18. Virke to bevægende Kræfter samtidig paa et Legeme, kunne de enten virke i samme eller i forskjellige Retninger. Virke de i samme Retning bliver Resultanten liig med Composanternes Sum. Virke derimod de bevægende Kræfter i forskjellige Retninger, kunne de enten virke lige mod hinanden, eller deres Retninger kunne danne en Vinkel med hinanden; i første Tilfælde blive Resultanten liig Composanternes Differens, virkende i den størstes Retning; danne Kræfternes Retninger en Vinkel med hinanden, bliver

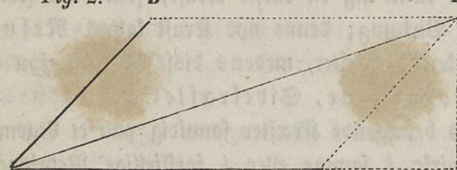
Resultanten liig **Diagonalen i Kræfternes Parallelogram.**

Fig. 1.



Naar f. Ex. en Kraft i et Secund vilde drive et Legeme fra A til B (Fig. 1), medens en anden Kraft i samme Tid vilde føre det fra A til C, vil Legemet i det ene Secund gjennemløbe Veien AD. Man overtyder sig let om Rigtigheden heraf ved at tænke sig AB bestandig parallel med sin oprindelige Stilling bevæge sig med sit ene Endepunkt A langs AC, medens i samme Tid Legemet gjennemløber AB; naar da AB er kommet til Stillingen CD, vil Legemet være i D, altsaa ved Bevægelsens Begyndelse og Ende være i Diagonalens Endepunkter. Men ogsaa i et hvilketsomhelst andet Dieblik af Bevægelsen vil Legemet befinde sig i Diagonalen AD; er f. Ex. AB kommet til ab idet $Aa = \frac{p}{q} AC$, da maa Legemet og have gjennemløbet $Am = \frac{p}{q} AB$; altsaa være i n, som netop ligger i Diagonalen AD.

Fig. 2.



Nedfældes DE lodret paa AC (Fig. 2), haves, efterdi $DEC = R$,

$$\overline{AD}^2 = \overline{DE}^2 + \overline{(AC + CE)}^2 = \overline{DE}^2 + \overline{AC}^2 + 2\overline{AC}.\overline{CE} + \overline{CE}^2$$

$$\text{og} \quad \overline{DE}^2 = \overline{DC}^2 - \overline{CE}^2;$$

$$\text{altsaa} \quad \overline{AD}^2 = \overline{DC}^2 + \overline{AC}^2 + 2\overline{AC}\ .\ \overline{CE}.$$

Sættes nu

$$Ad = d,\ AB = CD = a,\ AC = b,\ \angle BAC = \angle DCE = v,$$

erholdes, idet $CE = DC \cos v = a \cos v$

$$d^2 = a^2 + b^2 + 2ab \cos v;$$

$$\text{altsaa} \quad d = \sqrt{a^2 + b^2 + 2ab \cos v}.$$

Betegner man den Vinkel DAC som Resultanten, danner med en af Composanterne, f. Ex. med AC ved φ, da er $DE = a \sin v = d \sin \varphi$; altsaa

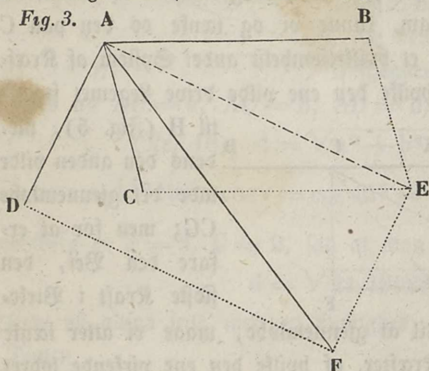
$$\sin \varphi = \frac{a \sin v}{d}.$$

Ved disse Formler kan man saavel bestemme Resultantens Størrelse som dens Retning. For $v = 0^0$ erholdes $\cos v = 1$; altsaa $d = a + b$ d. e. *for to i samme Retning virkende Kræfter er Resultanten liig Composanternes Sum.*

For $0 = 180^0$ erholdes $\cos v = \div 1$; altsaa $d = a - b$, d. e. *for to i modsat Retning virkende Kræfter er Resultanten liig Composanternes Differens.*

19. Ogsaa for 3 eller endnu flere virkende Kræfter bliver det let at finde Resultanten. Naar f. Ex. 3 Kræfter samtidig virkede paa et Legeme, saaledes at den ene Kraft vilde stræbe at bevæge det fra A til B (Fig. 3), den anden i samme Tid fra A til C, og den tredie fra A til D, da vil Legemet komme til at gjennemløbe AF; den forenede Virkning af de Kræfter, som ville føre Legemet fra A til B og fra A til C, vil nemlig faae det til at gaae efter Linien AE, saa at vi kunne tænke os at have med kun to bevægende Kræfter at gjøre, af hvilke den ene vilde lade Legemet gjennemløbe AD, medens den anden vilde drive det fra A til E; Legemet maa altsaa gjennemløbe Linien AF, som er Diagonalen i Parallelogrammet

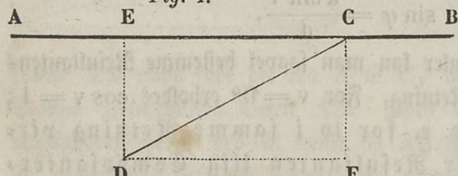
Fig. 3.



AEFD, saa at alle tre Kræfters Resultant er saa stor at den vil drive Legemet fra A til F.

20. Ligesom vi istedetfor flere virkende Kræfter kunne tænke os en eneste frembringende samme Virkning, saaledes kunne vi og tænke os en eneste Kraft som Resultant af flere andre.

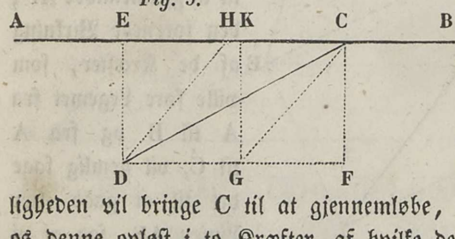
Fig. 4.



Naar saaledes et paa et fast Underlag AB (Fig. 4) hvilende Legeme C havde faaet et Stod saa stærkt at det i et Sekund skulde gaae fra C til D, da kunne vi tænke os CD at være Diagonalen i Parallelogrammet CEDF, idet CF ⊥ AB og DF ≠ AB. Den Kraft, som skulde føre Legemet fra C til F, kan paa Grund af det faste Underlag ei frembringe nogen Bevægelse, men vil kun udøve et Tryk paa AB; den anden Kraft derimod vil virkelig frembringe en Bevægelse og bringe Legemet til at glide et Stykke CE langs AB.

Da Linien DC kan tænkes som Diagonalen i et hvilketsomhelst andet Parallelogram, kunne vi og tænke os den paa C virkende Kraft opløst i et hvilketsomhelst andet System af Kræfter, f. Ex. i to, af hvilke den ene vilde drive Legemet fra C

Fig. 5.

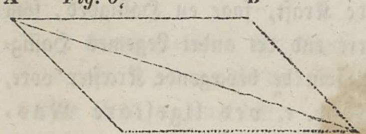


til H (Fig. 5), medens den anden vilde lade det gjennemløbe CG; men for at erfare den Vei, den sidste Kraft i Virkeligheden vil bringe C til at gjennemløbe, maae vi atter tænke os denne opløst i to Kræfter, af hvilke den ene virkende lodret paa AB ei kan frembringe nogen Bevægelse, men kun udøve et Tryk, medens den anden vil lade det glide fra C til K; men i samme Tid virker ogsaa en anden Kraft, som vil lade det gaae fra C til H, og disse to Kræfters Resultant er saa stor, at den vil drive C hen til E idet CE = CH + CK. Vi kunne altsaa lige saa godt strax have tænkt os DC som Diagonal i Parallelogrammet ECFD, idet CF ⊥ AB og DF ≠ AB.

21. Læren om Kræfternes Sammensætning og Opløsning spiller i Naturlæren en vigtig Rolle og vi ville i det Følgende see mange Exempler herpaa. For imidlertid strax at faae et Begreb om denne Sætnings Anvendelse ville vi her anføre nogle Exempler.

Et seilende Skib paavirkes af Vind og Strøm saaledes, at Vinden vilde give det en Hastighed af 1 Miil i Timen, medens det af Strømmen i 3 Timer vilde føres 2 Miil fremad, og tillige virke disse to bevægende Kræfter under en Vinkel af 45°; der spørges da om hvilken Hastighed Skibet vil faae. Da Vinden giver Skibet en Hastighed af 1 Miil i Timen, vilde den i 3 Timer drive det 3 Miil fremad, saa at Skibet formedelst denne virkende Kraft skulde gaae fra A til B (Fig. 6), medens Strømmen i samme Tid vilde føre det fra A til C, idet AB : AC = 3 : 2 og ∠BAC = 45°; AD bliver da den Vei, som Skibet vil gjennemløbe i de 3 Timer.

Fig. 6.



Sættes nu AB = a, AC = b, AD = d, ∠BAC = v, da er

$$(\text{Nr. } 18) \quad d = \sqrt{a^2 + b^2 + 2ab \cos v},$$

men da $v = 45°$ bliver $\cos v = \cos 45° = \frac{\sqrt{2}}{2} = 0{,}7071068$;

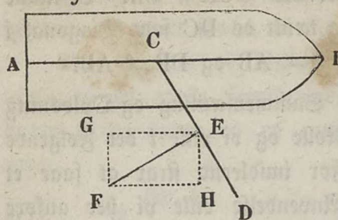
endvidere er $a = 3$, $C = 2$, saa at man erholder

$$d = \sqrt{21{,}485282} = 4{,}635.$$

Skibet vil altsaa seile med en Hastighed af $\frac{4{,}635}{3} = 1{,}545$ Miil i Timen.

Et Exempel paa Kræfternes Opløsning haves i Undersøgelsen af den Vei, som et med Sidevind seilende Skib til-

Fig. 7.



bagelægger. Lad AB (Fig. 7) forestille Gjennemsnittet af en Baad, CD Seilets Gjennemsnit og FE Størrelsen af den Kraft, hvormed Vinden virker lodret paa Seilet; da nu Baaden gjør langt større Modstand i denne Retning FE end i Kjølens Retning AB, vil den glide fremad i denne Retning, saa at det kun bliver den med AB parallele Deel af Kraften, nemlig GE, som vil bevirke en fremadskridende Bevægelse, medens den paa AB lodrette Deel HE kun vil vise sig som Afdrift.

22. Virke to lige store bevægende Kræfter kun eengang paa to Legemer, som have ligestore Masser (samme Vægt), da er det aabenbart, at begge Legemer vilde have samme Hastighed. Er derimod den ene bevægende Kraft 2, 3, 4 ... Gange større end den anden, vil ogsaa det Legeme, som paavirkes af den største bevægende Kraft, faae en Hastighed, som er 2, 3, 4 ... Gange større end det andet Legemes Hastighed. I samme Forhold altsaa som de bevægende Kræfter voxe, maae ogsaa Hastighederne voxe, d. e. ved ligestore Masser forholde Hastighederne sig som de bevægende Kræfter.

Ere derimod de bevægende Kræfter ligestore, medens det ene Legemes Masse er 2, 3, 4 ... Gange større end det andet Legemes Masse, da indsees det let, at hiint Legemes Hastighed kun bliver $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$ ... af dettes; i samme Forhold altsaa som Masserne voxe aftage Hastighederne d. e. ved ligestore bevægende Kræfter forholde Hastighederne sig som de omvendte Masser.

23. Den bevægende Kraft altsaa, som kan give et Legeme, hvis Masse er m en Hastighed af n Fod i Secundet, vil kun give det Legeme, hvis Masse er mp, en Hastighed af $\frac{n}{p}$ Fod

i Secundet, medens det vil kunne give det Legeme, hvis Masse er $\frac{m}{q}$, en Hastighed af nq Fod i Secundet. Da nu

$$mn = mp \cdot \frac{n}{p} = \frac{m}{q} \cdot nq$$

bliver i ethvert af disse Tilfælde Produkterne af Masse og Hastighed de samme; dette Produkt kaldes Bevægelses-Mængden.

Ligestore bevægende Kræfter frembringe altsaa ligestore Bevægelses-Mængder, og omvendt kan man slutte, at ligestore Bevægelses-Mængder ere frembragte ved ligestore bevægende Kræfter.

24. Naar et Legeme, hvis Masse er M, af en bevægende Kraft K erholdt en Hastighed H, og et andet Legeme, hvis Masse er m, af en bevægende Kräft k erholdt Hastigheden h, og man endvidere ved $\mathfrak{H}$ betegnede den Hastighed, hvormed Kraften k vilde sætte Massen M i Bevægelse, da vilde man have:

$H : \mathfrak{H} = K : k$ (da Masserne ere lige store)

og $\mathfrak{H} : h = m : M$ (da de bevægende Kræfter ere lige store);

altsaa $H : h = Km : kM$;

ved altsaa at multiplicere begge Sider af Lighedstegnet med $\frac{M}{m}$, erholdes

$$HM : hm = K : k$$

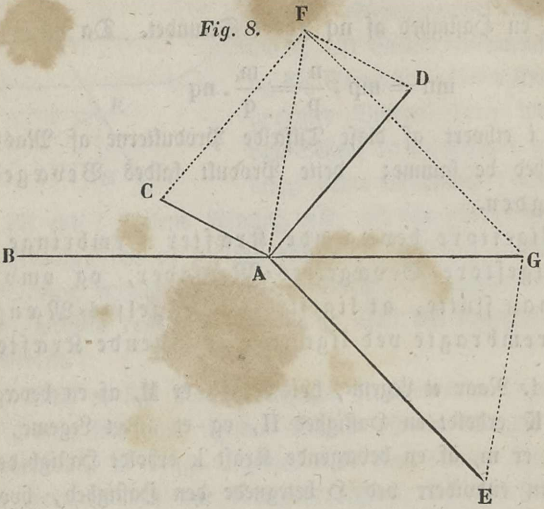
d. e. Bevægelses-Mængderne forholde sig som de bevægende Kræfter.

§ 2. Ligevægt.

25. Ved Ligevægt forstaaer man en Hvile, som opstaaer af ligestore modsatte Bestræbelser til Bevægelse. Et Legeme er saaledes i Ligevægt, naar det paavirkes af to ligestore modsat virkende Kræfter, idet disses Resultant bliver liig Nul.

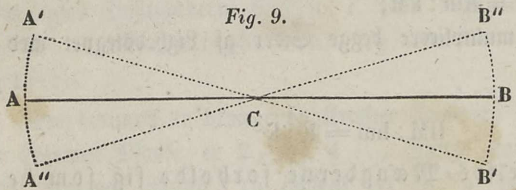
Et Legeme ved A (Fig. 8) er ligeledes i Ligevægt, naar

Fig. 8.



det paavirkes af 4 Kræfter, hvis relative Størrelse og Virkeretninger ere angivne ved Linierne AB, AC, AD og AE, idet den ene af dem, AB, er ligestor med og modsat de tre andre Kræfters Resultant AG.

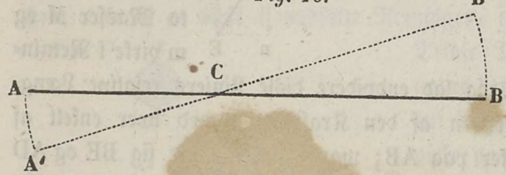
Fig. 9.



26. Naar en ret Linie AB (Fig. 9), som vi her ville tænke os uden Tyngde, dreier sig om sit Midtpunkt C, ville begge Endepunkterne A og B i samme Tid beskrive de lige store Buer AA′ og BB′, altsaa have samme Hastighed. Ophænger man derfor ved A og B to Legemer, som have ligestore Masser (samme Vægt), ville disse ved Liniens Dreining om C fuldbyrde ligestore Bevægelses-Mængder; da nu Legemet ved A vil søge at bringe AB i Stillingen A″B″, medens Legemet ved B vil søge at bringe AB i Stillingen A′B′, vil ethvert af Legemerne have to lige store, men modsatte Bestræbelser til Bevægelse, eller, da

Bevægelses-Mængderne ere proportionale med de Kræfter, som stræbe at frembringe Bevægelsen, vil ethvert af Legemerne paavirkes af to lige store i modsat Retning virkende Kræfter; altsaa maae de forblive i Hvile.

Fig. 10.



Ligger C ei i Midten, men er Afstanden fra C til B (Fig. 10) 2, 3, 4 ... n Gange større end Afstanden fra A til C, da vil og Buen BB′ blive 2, 3, 4 ... n Gange større end Buen AA′, og da endvidere ved Liniens Dreining om C disse Buer beskrives i samme Tid, vil B faae en Hastighed, som er 2, 3, 4 ... n Gange større end A′s Hastighed. Ophænger man derfor ved B et Legeme, hvis Masse (Vægt) kun er $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$ ... $\frac{1}{n}$ af det ved A ophængte Legemes Masse, kan intet af Legemerne bevæge sig, uden at det andet fuldbyrder en lige saa stor Bevægelses-Mængde i modsat Retning, og følgelig maae de forblive i Hvile.

Enhver saadan vægtløs ret Linie, som frit kan bevæge sig om et fastbeliggende Punkt, kaldes en mathematisk Vægtstang; Omdreiningspunktet C kaldes Vægtstangens Hvilepunkt. Ophænger man altsaa i ulige Afstande A og a fra Hvilepunktet forskjellige Masser M og m, ville disse være i Ligevægt, naar AM = am eller naar M : m = a : A, d. e. naar Masserne ere omvendt proportionale med deres Afstande fra Hvilepunktet.

Det Produkt, som fremkommer, naar man multiplicerer Massen med dens Afstand fra Hvilepunktet, kaldes det statiske Moment. For at der skal være Ligevægt paa Vægtstangen, maae altsaa de statiske Momenter være lige store.

27. De paa Vægtstangen ophængte Masser behøve ei at virke lodret paa denne for at Ligevægt skal finde Sted.

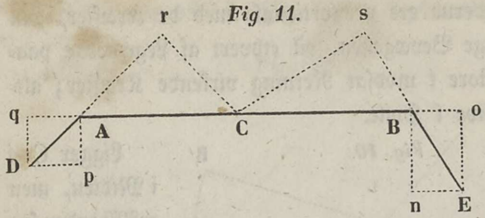


Fig. 11.

Lad f. Ex. C være Hvilepunktet af en Vægtstang AB (Fig. 11), paa hvis Endepunkter to Masser M og m virke i Retningerne BE og AD, og lad endvidere disse Liniers relative Længder angive Størrelsen af den Kraft, hvormed hver enkelt af disse Masser virker paa AB; man kan da tænke sig BE og AD som Diagonaler i Parallelogrammerne BoEn og AqDp, idet $Ap \perp AB$, $Bn \perp AB$, og qA og Bo ligge i AB's Forlængelse. Virkningen af de to Sidekræfter, som falde i Retningen af Linien AB, bliver aabenbart hævet ved den Modstand, som det faste Punkt C gjør, saa at der kun bliver tilbage Virkningen af Kræfterne Bn og Ap, og der vil altsaa være Ligevægt naar $Bn \,.\, BC = Ap \,.\, AC$. Forlænges BE og DA og drages $Cs \perp Bs$ samt $Cr \perp Ar$, da bliver $\triangle BnE \sim \triangle BCs$ og $\triangle ADp \sim \triangle ArC$, altsaa $BE : Bn = CB : Cs$, og ligeledes $AD : Ap = AC : Cr$; altsaa bliver $BE \,.\, Cs = Bn \,.\, CB$, og $AD \,.\, Cr = Ap \,.\, AC$. Da nu Ligevægt fandt Sted, naar $Bn \,.\, BC = Ap \,.\, AC$, maa dette og være Tilfældet, naar $BE \,.\, Cs = AD \,.\, rC$ eller naar $BE : AD = rC : sC$, d. e. naar Kræfterne ere omvendt proportionale med deres lodrette Afstande fra Hvilepunktet.

Denne Regel gjælder, hvilken Form end Vægtstangen har.

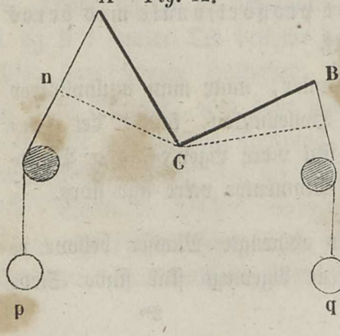
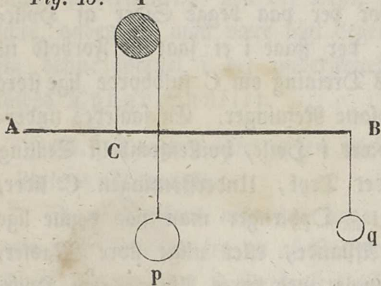


Fig. 12.

Saaledes ville p og q (Fig. 12) holde hinanden Ligevægt paa Vinkelvægtstangen ABC, hvis Omdreiningspunkt er i C, naar $p \,.\, nC = q \,.\, mC$; for her at faae de ophængte Vægte til at virke i Retningerne An og Bm, maa man lade de Snore, i hvilke de ere fastgjorte, gaae over to Tridser.

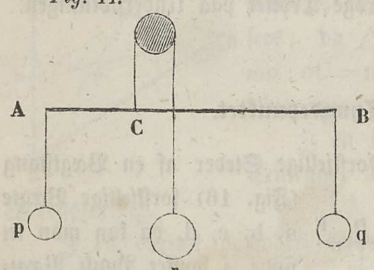
28. Virke begge de bevægende Kræfter paa samme Side af Hvilepunktet, kaldes Vægtstangen eenarmet, medens den forrige, hvor Hvilepunktet er beliggende mellem dem, kaldes toarmet. Ved den eenarmede Vægtstang gjælder samme Regel for Ligevægt som ved den toarmede; men for at faae Kræfterne til at virke i modsatte Retninger, maa man ved en Tridse T (Fig. 13) forandre den Retning, i hvilken Vægten p ellers vilde virke paa AB. Naar A er Hvilepunktet og p og q virke lodret paa AC, vil der være Ligevægt, naar $p : q = AB : AC$.

Fig. 13.



29. Naar ved begge Endepunkterne af Vægtstangen AB (Fig. 14) ophænges Masserne p og q, da er det aabenbart, at Hvilepunktet C maae bære begge Vægtene, altsaa lide et Tryk, som er liigt $p + q$. Istedetfor Understøtningen ved C kan man altsaa tænke sig en Vægt r, der bærer Punktet C, og det er da øiensynligt, at Ligevægt kun kan finde Sted, naar $r = p + q$, altsaa $p = r - q$. Betragter man altsaa AB som en eenarmet Vægtstang, hvis Hvilepunkt er i A, da er det Tryk, som A lider, kun liigt Differensen mellem de Vægte, der holde hinanden i Ligevægt.

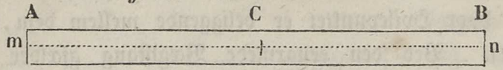
Fig. 14.



30. Naar i ulige Afstande A_1, A_2, A_3 ... og a_1, a_2, a_3 ... fra en Vægtstangs Hvilepunkt ophænges forskjellige Masser M_1, M_2, M_3 ... og m_1, m_2, m_3 ..., da er det aabenbart, at der kun vil være Ligevægt, naar $A_1 M_1 + A_2 M_2 + A_3 M_3 + \ldots = a_1 m_1 + a_2 m_2 +$

$a_3 m_3 + \dots$ Naar derfor en overalt lige tyk prismatisk

Fig. 15.

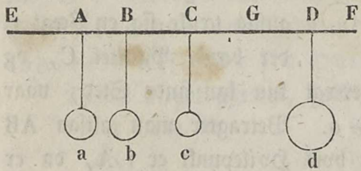


Stang AB (Fig. 15) paa en eller anden Maade understøttes nøiagtig i Midtpunktet C, kan den betragtes som en vægtløs ret Linie mn, hvor der paa begge Sider af Hvilepunktet er ophængt Vægte, der staae i et saadant Forhold til hinanden, at de ved Liniens Dreining om C fuldbyrde lige store Bevægelses Mængder i modsatte Retninger. En saaledes understøttet Stang maa altsaa være i Hvile, hvilkensomhelst Stilling man end giver den, og det Tryk, Understøtningen C lider, bliver liigt Stangens Vægt. Ophænger man paa denne lige store Masser i lige store Afstande, eller ulige store Masser, der ere omvendt proportionale med deres Afstande fra Hvilepunktet, vil dette naturligviis ikke gjøre nogen Forskjel i Ligevægtstilstanden, men kun forøge Trykket paa Understøtningen.

§ 3. Tyngdepunktet.

31. Ophænges paa forskjellige Steder af en Vægtstang (Fig. 16) forskjellige Vægte a, b, c, d, da kan man let finde, i hvilket Punkt Vægtstangen maa understøttes, naar Ligevægt skal finde Sted. Betegner man nemlig ved x Hvilepunktets Afstand fra en af Vægtstangens Endepunkter, f. Ex. fra F, da vil der være Ligevægt, naar

Fig. 16.



$$a\,(AF - x) + b\,(BF - x) + c\,(CF - x) + d\,(DF - x) = 0;$$

altsaa naar

$$x = \frac{a \,.\, AF + b \,.\, BF + c \,.\, CF + d \,.\, DF}{a + b + c + d}.$$

Er t. Ex. AF = 13, BF = 11, CF = 8, DF = 2, a = 3,

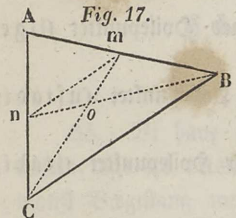
$b = 3$, $c = 2$ og $d = 10$, da er $x = 6$. Afsætter man altsaa $FG = 6$, da er G det Punkt, i hvilket Vægtstangen maa understøttes, naar Ligevægt skal finde Sted.

Da ethvert Legeme kan betragtes som en Samling af et uendeligt stort Antal uendeligt smaa Vægte, vil man altid kunne finde et Punkt, ved hvis Understøtning hele Legemet bliver understøttet. Da det Tryk, som herved Understøtningen lider, aabenbart maa være liigt Legemets Vægt, kan man tænke sig denne forenet i det understøttede Punkt, som derfor og kaldes **Tyngdepunktet**.

32. Tyngdepunktet af en ret Linie maa naturligviis ligge i Liniens Midtpunkt.

I en Trekant maa det ligge i Skjæringspunktet af to rette Linier dragne fra en af Vinkelspidserne til den modstaaende Sides Midtpunkt. I Trekanten ABC (Fig. 17) bliver altsaa O Tyngdepunktet, idet O er beliggende saaledes, at $mo = \frac{1}{3} mC$, hvilket let indsees, da $\triangle$ nom $\sim$ $\triangle$ BoC; altsaa $mo : oC = mn : BC$, og da $mn = \frac{1}{2} BC$, bliver ogsaa $mo = \frac{1}{2} oC$ eller $mo = \frac{1}{3} mC$.

Fig. 17.



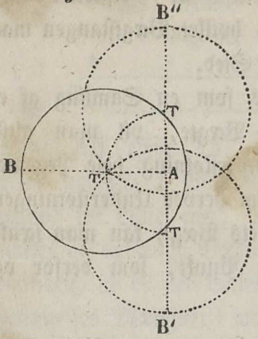
I en Kugle ligger Tyngdepunktet i Centrum, naar Kuglens Masse overalt er eensformig.

I en overalt homogen Cylinder ligger Tyngdepunktet i Axens Midte.

I en Kegle, hvis Masse overalt er eensformig, ligger Tyngdepunktet i Axen, og det saaledes, at dets Afstand fra Grundfladens Midtpunkt er en Fjerdedeel af hele Axen.

33. Er et Legeme understøttet i et fra dets Tyngdepunkt forskjelligt Sted, vil det kun være i Ligevægt, naar Tyngdepunktet falder lodret over eller under Understøtningen, medens det i ethvert andet Tilfælde vil dreie sig saalænge, til Tyngdepunktet falder lodret under Understøtningen, altsaa til det har indtaget det lavest mulige Sted. Er f. Ex. Legemet

Fig. 18.



AB (Fig. 18) understøttet i A, medens dets Tyngdepunkt er i T, vil dette have en Bestræbelse til at falde lodret mod Jordens Overflade, men da det, formedelst Understøtningen, hindres i at fuldføre denne Bevægelse, maa det dreie sig om A, indtil T er kommet til T' beliggende lodret under A.

Havde derimod Legemet havt Stillingen AB'', idet da T'' var beliggende lodret over A, vilde det forblive i denne Stilling; men det mindste T'' bringes ud af Linien AB'', vil hele Legemet dreie sig om A, indtil det er kommet i Stillingen AB'.

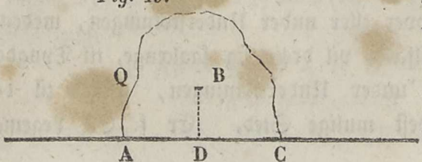
Kan altsaa et Legeme dreie sig om et fast Punkt, Hvilepunktet, vil det være i Hvile, naar

1) Tyngdepunktet falder sammen med Hvilepunktet (ligegyldig Ligevægt),
2) Tyngdepunktet falder lodret over Hvilepunktet (ustadig Ligevægt),
3) Tyngdepunktet falder lodret under Hvilepunktet (stadig Ligevægt),

idet Ligevægten kaldes ligegyldig, naar Legemet er i Hvile, hvilken Stilling, man end giver det, ustadig, naar det, bragt ud af den Stilling, det har, indtager en ny, og stadig, naar Legemet, bragt ud af den Stilling, det har, atter vender tilbage til den.

34. Er Legemets Understøtning en Flade, vil det være i Ligevægt, naar Tyngdepunktets Vertikallinie skjærer Understøtningsfladen, hvorimod det vil falde, naar denne Linie falder udenfor Understøtningsfladen. Er Legemet Q (Fig. 19) understøttet Fladen AC, og er B Tyngdepunktet, da er

Fig. 19.



det aabenbart, at den Kraft P, som udfordres til at dreie Legemet om C, maa forholde sig til Legemets Vægt V som DC : BD, altsaa

$$P = V . \frac{DC}{BD}$$

d. e. Legemet vil staae desto fastere (have en desto større Stabilitet), jo større dets Vægt er, jo dybere Tyngdepunktet ligger, og jo længere det ligger fra den Kant, om hvilket det skal dreies.

Man kan herved let forklare sig, hvorfor høie Gjenstande med en lille Grundflade lettere falde end lave Gjenstande med en bred Grundflade; ligeledes indsees nu let Aarsagen til Kuglens store Bevægelighed, Vanskeligheden ved at faae en Kegle til at staae paa sin Spids o. m. a.

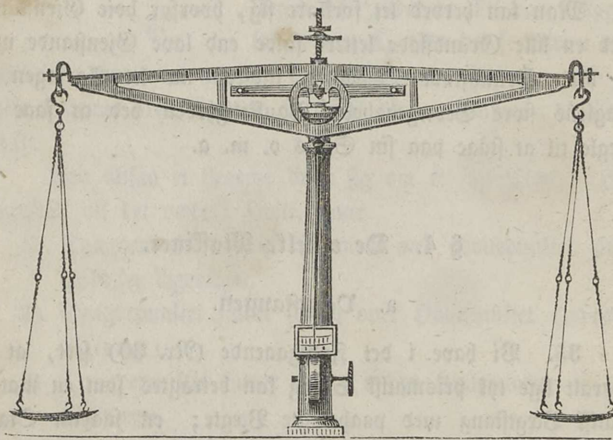
§ 4. De enkelte Maskiner.

a. Vægtstangen.

35. Vi have i det Foregaaende (Nr. 30) seet, at en overalt lige tyk prismatisk Stang kan betragtes som en mathematisk Vægtstang med paahængte Vægte; en saadan Stang kaldes en legemlig Vægtstang. Er denne understøttet nøiagtig i sit Tyngdepunkt, vil den være i Ligevægt, hvilken Stilling man end giver den. Er den derimod understøttet i et andet Punkt, vil Ligevægten kun finde Sted, naar dette Punkt ligger i samme Vertikallinie som Tyngdepunktet, og den vil da være stadig eller ustadig, eftersom Tyngdepunktet ligger over eller under Hvilepunktet.

Ophænger man paa en saadan prismatisk Stang, der er understøttet i et Punkt beliggende lodret over Tyngdepunktet i lige store Afstande fra Understøtningspunktet lige store Vægte, ville disse holde hinanden i Ligevægt, medens Stangen vil dreie sig, naar den ene af de ophængte Vægte er større end den anden. Man kan derfor anvende Vægtstangen til Sammenligningen af forskjellige Legemers Masser, idet man undersøger, hvilken bekjendt Masse (Vægtstørrelse) Legemet kan holde Ligevægt med, naar de begge ophænges i lige Afstande fra Hvilepunktet; men til dette Brug gives Vægtstangen en egen Form, og i lige store Afstande fra Hvilepunktet anbringes Skaale, paa hvilke man kan lægge de Legemer, hvis Masseforhold man vil undersøge. Man faaer herved et eget Instrument, som kaldes en Vægtskaal.

Fig. 20.

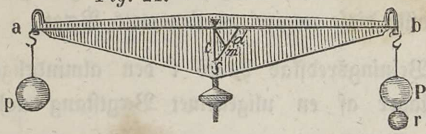


36. Vægtskaalen bestaaer nemlig af en ligearmet toarmet Vægtstang (Fig. 20), som kan dreie sig om en horizontal Axe, der gaaer igjennem dens Midte. Ved begge Ender anbringes Skaalene i bøielige Snore, og tillige er den forsynet med en Tunge, som peger paa en i Grader inddeelt Cirkelbue, og som staaer lodret, naar Vægtstangen staaer horizontal, hvilken Stilling den indtager, saavel naar der ingen Vægtlodder ligge paa Skaalene, som naar der findes lige store Vægte paa begge Skaalene; findes derimod paa en af dem en ringe Overvægt, maa Vægtstangen synke til denne Side.

For at Vægtskaalen skal være brugbar, maa nødvendig Tyngdepunktet ligge under Hvilepunktet, og tillige maa den rette Linie, som kan drages gjennem begge Punkter, halvere Vægtstangens Længdegjennemsnit.

Den rette Linie, som forbinder de to Punkter, ved hvilke Skaalene ere ophængte, kaldes Ophængningslinien, og den lader man gaae igjennem Hvilepunktet. I Fig. 21 er ab

Fig. 21.



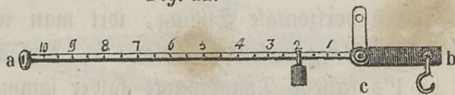
denne Linie, c er Hvilepunktet og s Tyngdepunktet. Ophænges i a og b lige store Vægte p og P, forbliver Vægtstangen dog i den horizontale Stilling, idet man nemlig kan tænke sig den ene Vægt virkende direkte i a, den anden i b, saa at p's og P's fælleds Tyngdepunkt falder sammen med c, altsaa det fælleds Tyngdepunkt af Vægtstangen og p og P falder mellem c og s. Bringer man nu paa den ene Side en Overvægt r, saa falder de ophængte Vægtes Tyngdepunkt ei længer sammen med c, men rykker b nærmere paa Linien ab, f. Ex. i d, og Vægtstangens samt de ophængte Vægtes fælleds Tyngdepunkt falder i et Punkt m i Linien sd, saa at hele Vægtstangen maa dreie sig, indtil m ligger lodret under c. Denne Vinkel som kaldes Udslagsvinklen og er liig den Vinkel, som herved Tungen kommer til at danne med dens oprindelige lodrette Stilling.

For at en Vægtskaal skal være ret fiintmærkende, d. e. for at en ringe Overvægt skal give et stort Udslag, maa Afstanden mellem c og s gjøres meget ringe, thi naar s flyttes høiere op, vil og m flyttes høiere op i den gjennem dette Punkt gaaende Vertikallinie, hvoraf nødvendig følger et større Udslag. Endvidere gjøres Vægtstangens Arme temmelig lange; forlænges nemlig ab uden at noget andet forandres, vil Punktet m i en med ab parallel Retning flyttes b nærmere, hvorved ligeledes Udslagsvinklen forstørres. Endelig maa hele Vægtstangen gjøres saa let som mulig, dog saaledes at den ei boies ved Paalæg af Vægte.

Ere Vægtstangens Arme ei lige lange, maa man anvende en Dobbeltveining, for derpaa at kunne veie rigtigt. Man kan nemlig lægge det Legeme, hvis Vægt man vil prøve, paa en af Skaalene, og derpaa ved smaa lette Legemer, som lægges paa den anden Skaal, tilveiebringe Ligevægt; borttages nu Legemet, og lægges i dets Sted Vægtlodder, til Ligevægten atter er tilveiebragt, ville disse angive os Legemets Vægt.

37. Et andet Veiningsredskab haves i den almindelige Bismer, som bestaaer af en uligearmet Vægtstang acb

Fig. 22.

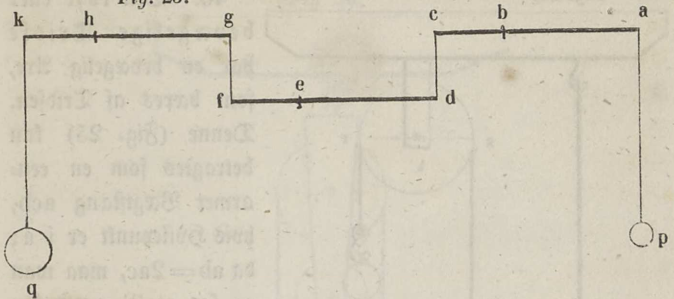


(Fig. 22), hvis Hvilepunkt er i c; ved den ene Ende b er anbragt en Krog d, paa hvilken man ophænger det Legeme, som skal veies; paa den anden Deel ac er et Vægtled f, som kan skydes frem og tilbage, for saaledes at kunne holde Ligevægt med Legemer af forskjellig Vægt. Ved Hvilepunktet c findes anbragt en Hank, ved hvilken Bismeren kan holdes i Haanden eller hænges op; veiede Loddet f 2 Pund, saa vilde det ved 1 kunne holde Ligevægt med et Legeme af 1 Punds Vægt, idet $bc = 2 . c1$; ved 2, 3, 4... vilde det kunne holde Ligevægt med et Legeme, som veiede 2, 3, 4 ... Pd.; naar Afstanden mellem 1 og 2, 2 og 3, 3 og 4 ... hver var liig $\frac{1}{2}$ bc.

38. Vægtstangens Anvendelse i det daglige Liv er meget stor; vi gjenfinde den saaledes i Bærestangen, Løftestangen, Saxen, Hjulbøren og i mange flere Redskaber, som almindelig bruges til at fordele Byrden eller forøge Trykket; ved en Forbindelse af flere Vægtstænger (Fig. 23) kan en lille Vægt p holde Ligevægt med en stor Vægt q; thi man indseer let, at

$$\frac{p}{q} = \frac{bc . ef . hk}{ab . de . gh}.$$

Fig. 23.



b. Tridsen.

39. En Tridse er en cirkelformig i Randen udhulet Skive, som kan dreie sig om en gjennem dens Midte gaaende Axe, som staaer lodret paa Skiven.

Den faste Tridse eller Ledetridsen har en fastbeliggende Axe, om hvilken den kan dreie sig, og bærer en Snor med paahængte Vægte. Denne (Fig. 24) kan betragtes som en ligearmet Vægtstang aob, paa hvis Endepunkter p og q virke; Ligevægt vil altsaa finde Sted naar $p:q = ob:ao$ d. e. naar $p = q$, hvilket og indsees deraf, at naar p synker, saa maa q løftes ligesaameget; for at altsaa begge skulle kunne fuldbyrde lige store Bevægelsesmængder, maae p og q være lige store. Det Tryk, som her Axen maa udholde, er aabenbart liigt Vægten af Tridsen og de ophængte Masser.

Fig. 24.

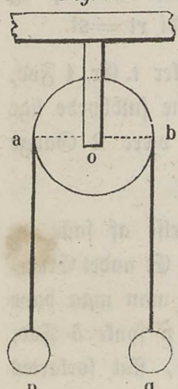
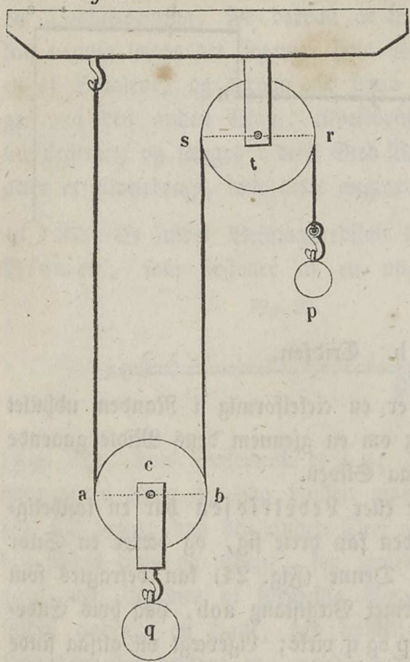


Fig. 25.



40. Den løse eller bevægelige Tridse har en bevægelig Axe, som bæres af Tridsen. Denne (Fig. 25) kan betragtes som en eenarmet Vægtstang acb, hvis Hvilepunkt er i a; da ab = 2ac, maa man og for at Ligevægt kan finde Sted have q : p = ab : ac, altsaa q = 2p; den faste Tridse t er kun for ved den at faae p til at virke i en Retning, modsat den q virker, medens den ei kan bevirke nogen Forandring i Forholdet mellem p og q, efterdi rt = st.

Man kan ogsaa let indsee, at naar q synker t. Ex. 1 Fod, løftes p 2 Fod; for at altsaa begge skulle kunne fuldbyrde lige store Bevægelses Mængder maa q's Masse være 2 Gange større end p's.

41. Anvender man en saadan Forbindelse af faste og løse Tridser, kaldes det en Tallie eller Gie. Et andet Exempel paa en saadan Tallie sees i Fig. 26, hvor man maa have q = 5p; thi naar q skal løftes 1 Fod, maa p synke 5 Fod, da hver af de 5 Snore, af hvilke q bæres, skal forkortes 1 Fod.

Fig. 26.

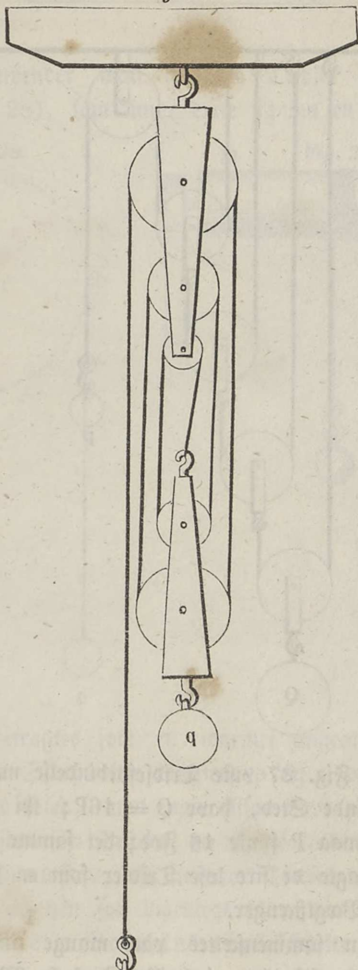
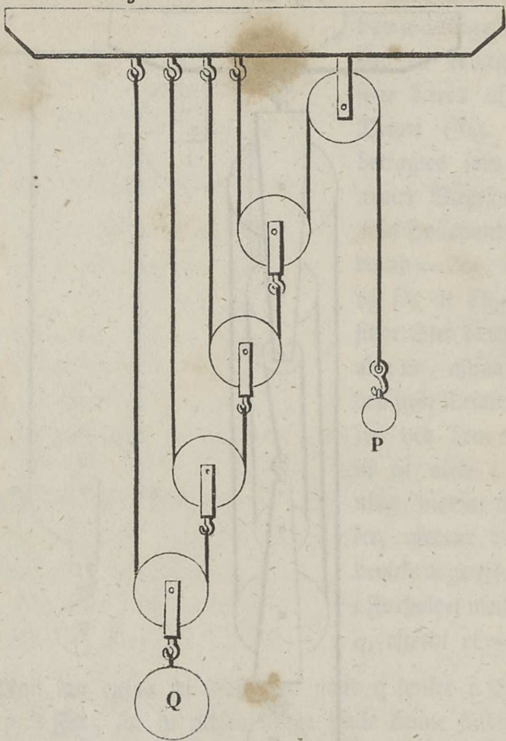


Fig. 27.



Ved den i Fig. 27 viste Tridseforbindelse maa man, hvis Ligevægt skal finde Sted, have $Q = 16P$; thi for at Q kan løftes een Fod maa P synke 16 Fod; det samme indsees ogsaa let ved at betragte de fire løse Tridser som en Forbindelse af fire eenarmede Vægtstænger.

Tallien kan sammensættes paa mange andre Maader, men man finder altid let, i hvilket Forhold Masserne maae staae til hinanden, hvis der skal være Ligevægt, idet man nemlig undersøger Forholdet mellem deres Hastigheder.

Ved de i Fig. 25, 26 og 27 viste Tallier maa p altid gjøres større, end det her er angivet, da den ei alene skal holde Ligevægt med q, men ogsaa med Vægten af de anvendte løse Tridser.

42. Anvender man to faste Tridser med forskjellige Radier (Fig. 28), som kunne dreie sig om en fælleds Axe o,

Fig. 28.

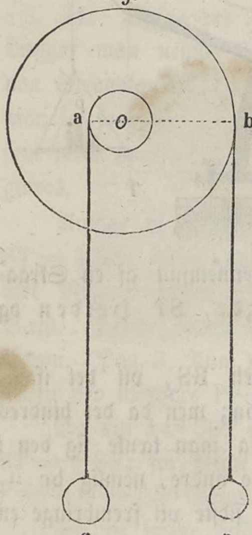
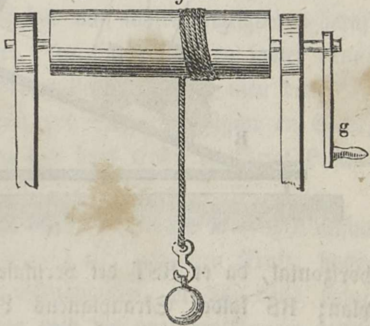


Fig. 29



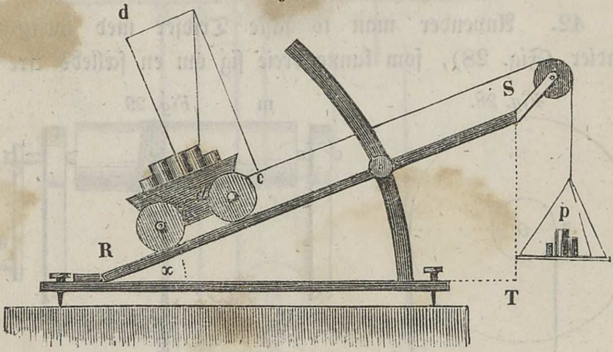
da kan det betragtes som en toarmet uligearmet Vægtstang aob, paa hvis Endepunkter Vægtene p og q virke; naar Ligevægt skal finde Sted, maa man altsaa have p : q = ao : ob; sætter man istedetfor Tridsen ao en Cylinder m (Fig. 29) med samme Grundflade, og istedetfor Tridsen ob et Sving g, maa dog Betingelsen for Ligevægt blive den samme; denne Indretning kaldes et Bomhjul (Spil, Hjulet paa sin Axe).

c. Skraaplanen.

43. Enhver Plan, som danner en spids Vinkel med Hori-

zanten kaldes en Skraaplan. Er ST (Fig. 30) vertikal og RT

Fig. 30.



horizontal, da er RST det vertikale Gjennemsnit af en Skraaplan; RS kaldes Skraaplanens Længde, ST Høiden og RT Grundlinien.

Hviler et Legeme paa Skraaplanen RS, vil det ifølge Tyngden stræbe at falde i Retningen ba; men da det hindres heri af den understøttende Flade, maa man tænke sig den i Retningen ba virkende Kraft opløst i to andre, nemlig bc $\perp$ RS og db $\neq$ RS, af hvilke kun den sidste vil frembringe en Bevægelse, medens den i Retningen bc virkende Kraft kun vil udøve et Tryk paa Skraaplanen. Linierne ba, bd og bc forestille altsaa den relative Størrelse af den Kraft, hvormed Legemet stræber at falde lodret, glide ned ad Skraaplanen, og det Tryk, der udøves paa Skraaplanen, eller med andre Ord: Trykket paa Skraaplanen og den Kraft, hvormed Legemet føres ned ad Skraaplanen, forholde sig til Legemets Vægt som Linierne bc og bd forholde sig til ba.

Da $\angle$ abc $=$ $\angle$ x og $\angle$ acb $=$ RTS ($=$ R), bliver $\triangle$ abc $\sim$ $\triangle$ RST; altsaa, da ac $=$ bd, bliver

$$ab : bd = RS : ST,$$

d. e. den Kraft, som stræber at føre Legemet ned ad Skraaplanen, forholder sig til Legemets Vægt som Skraaplanens Høide forholder sig til Længden.

Betegner man med x Skraaplanens Heldningsvinkel, da er $bd = ab \sin x$ og $bc = ab \cos x$; følgelig bliver, naar man ved Q betegner Legemets Vægt, det Tryk, som Skraaplanen lider, liigt $Q \cos x$, og Legemets Faldebestræbelse paa Skraaplanen liig $Q \sin x$.

44. Ogsaa ved Forsøg kan man indsee Rigtigheden heraf. Lægger man nemlig Legemet i en lille Vogn og sætter denne paa Skraaplanen, da vil den rulle ned deraf; men dette kan man let forhindre, naar man ved Vognen fastgjør en Snor, som føres over en Tridse, og ved hvis Ende en Vægt P fastgjøres.

Antage vi nu $\angle x = 30$, da er $\sin x = \frac{1}{2}$, altsaa $ST = \frac{1}{2} RS$; altsaa ogsaa $bd = \frac{1}{2} ab$, d. e. den Kraft, hvormed Vognen ruller ned ad Skraaplanen, er liig dens halve Vægt. Veiede altsaa Vognen med det paalagte Legeme 1000 Gram. (Pag. 3, Anm.), vilde man kunne forhindre dens Nedrullen ved at gjøre $P = 500$ Gram.

Da $\sin 14^\circ 30'$ omtrent er $\frac{1}{4}$, bliver for $x = 14^\circ 30'$ $ST = \frac{1}{4} RS$; for denne Heldningsvinkel maa man altsaa gjøre $P = \frac{1000}{4} = 250$ Gram.

For at kunne anstille Forsøget for forskjellige Heldningsvinkler, anvender man som Skraaplan et poleret Bræt, som ved en Charnier er fastgjort saaledes paa et horizontaltliggende Bræt, at man kan give det en hvilkensomhelst Heldning.

Istedetfor at ophænge P direkte ved Snoren, kan man ved denne fastgjøre en lille Vægtskaal, hvis Vægt man nøie kjender; paa den lægger man da saamange Vægtlodder, at disse tilligemed Vægtskaalen veie saameget, som man havde beregnet, at P skulde veie.

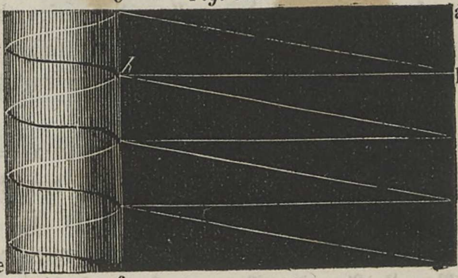
45. Skraaplanens praktiske Anvendelse forekommer meget hyppig; saaledes er Kilen kun en forandret Form af et Skraaplan, og paa denne beroe alle skjærende Instrumenter. Enhver Bakke kan betragtes som en Skraaplan; for at føre en Byrde op af en Bakke, maa man altsaa anvende en større Kraft, end

nødvendig er, naar den skal flyttes ad en horizontal Vei, og denne Kraft bliver desto større, jo steilere Bakken er.

d. Skruen.

46. En **Skrue** er en om en Cylinder viklet Skraaplan.

Fig. 31.



Er i det retvinklede Trekant acb Katheden ac liig Omfanget af Cylinderen cdef, og vikles acb om Cylinderen, saaledes at ac falder sammen med Endefladens Peripherie, da vil Hypothenusen danne den krumme Linie cgh; falder c af Trekanten cab i Punktet c af Cylinderen, vil Punktet b falde i h; Stykket cgh af den krumme Linie, som paa samme Maade fortsættes om hele Cylindren, kaldes en **Skruegang**, ch er Skruegangens **Høide**.

Fig. 32. *Fig. 33.*

Tænke vi os om Skruelinien paa Cylinderen fort en Trekant, hvis Høide er liig Skruegangens Høide, dannes der en **skarp Skruevinding** (Skrue med skarpe Gjænger), saaledes som den sees i Fig. 33; føre vi derimod en Fiirkant, hvis Høide sædvanlig kun er halv saa stor som Skruegangens Høide, paa samme Maade om Cylinderen, saa dannes der en flad Skruegang (en Skrue med flade Gjænger), saaledes som den sees i Fig. 32. Vi kunne ogsaa have Vindinger indskaaren i en huul Cylinders Inder-flade; der vilde da være dannet en **Inderskrue** eller **Skruemøttrik**, medens den i Figur 32 og 33 tegnede Skrue kaldes **Yderskrue** eller **Skruespindel**.

47. En Skruespindel alene er utilstrækkelig til at løfte en Byrde eller udøve et stort Tryk, man maa derimod samtidig anvende en Skruespindel og Skruemøttrik. Naar nemlig Skruegangen paa Yderskruen passer i Inderskruen, saa kunne de bevæge sig sammen, saaledes at en Omdreining af een af dem tillige bevirker en fremadskridende Bevægelse efter dens Axe. Hænger man en Vægt q ved Enden af Skruespindelen (Fig. 34), og anbringer man en Kraft p ved a for at omdreie denne, da vil q, for hver Gang a beskriver en Cirkel, løftes et Stykke liig Skruegangens Høide; altsaa maa p : q som Skruegangens Høide til Længden af den Cirkellinie, som herved a beskriver.

Fig. 34.

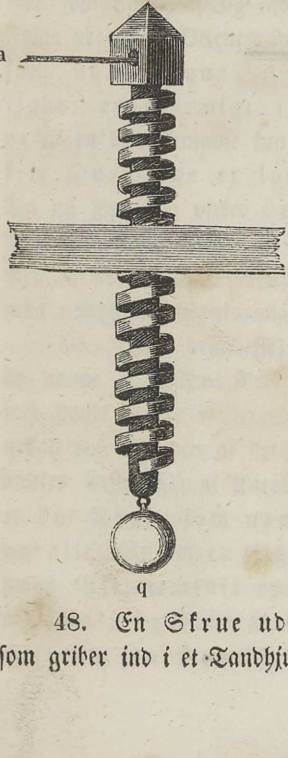
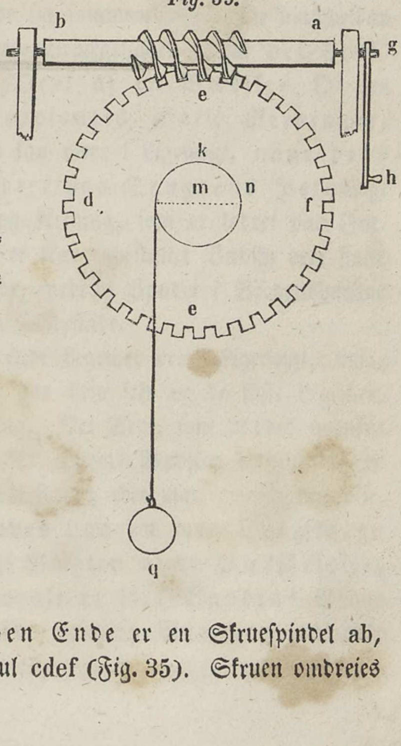


Fig. 35.



48. En **Skrue uden Ende** er en Skruespindel ab, som griber ind i et Tandhjul cdef (Fig. 35). Skruen omdreies

ved et Sving gh, og paa samme Axe som Tandhjulet er befæstet en Cylinder k, omkring hvilken er viklet en Snor, hvorved q ophænges. Har Hjulet t. Ex. 36 Tænder, og man ved en Kraft p omdreier Skruen, maa denne dreies 36 Gange rnndt, før Hjulet gjør een Omdreining. Under denne Bevægelse gjennemløber Kraften p 36 Gange en Cirkel, hvis Radius er gh, medens i samme Tid q kun løftes et Stykke liig Cylinderen k's Omfang. Er nu nm $= \frac{1}{3}$ gh, bliver den Vei, q gjennemløber, kun en Trediedeel af den Vei, som i samme Tid gjennemløbes 36 Gange af p, altsaa maa man have q $=$ 108 p.

Har Hjulet t Tænder og er gh $=$ s . mn, maa man have q $=$ s . t . p.

Andet Afsnit.

Draabeflydende Legemers Ligevægt.

§ 1. Vædskers Tryk.

49. Draabeflydende Legemer ere saadanne, hvis enkelte Dele med Lethed lade sig forskyde i alle mulige Retninger, men som kun vanskelig lade sig sammentrykke. En umiddelbar Følge af denne Delenes store Bevægelighed er, at det Tryk, som udøves paa en Deel af en Vædskes Overflade, eensformigt forplantes i alle Retninger, og at en Vædskemasse kun kan være i Ligevægt, naar dens frie Overflade er lodret paa Tyngdens Retning. Da nu Tyngden virker i en Retning, som er lodret paa Jordens Overflade, maa en i et Kar indesluttet Vædske deri staae med en horizontal Overflade, medens Vandet i Verdenshavene maa antage en kugleformig Overflade.

50. Naar draabeflydende Legemer ere i Ligevægt, maae de udøve et bestemt Tryk paa dem selv og de faste Legemer, med hvilke de ere i Berøring. Det Tryk, som udøves ovenfra nedad paa Bunden af det Kar, hvori Vædsken indesluttes, er aldeles nafhængig af Karrets Form, idet man nemlig kan vise, at det Tryk, som udøves paa en med Overfladen parallel Bund, er liigt Vægten af en Vædskesøile, hvis Gjennemsnit overalt er liig Bundens Gjennemsnit, og hvis Høide er liig Bundens lodrette Afstand fra Overfladen.

Fig. 36.

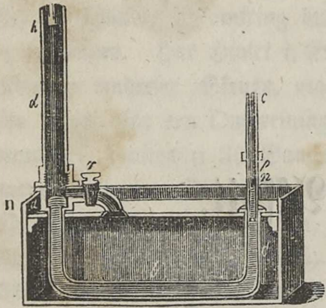


Fig. 37.

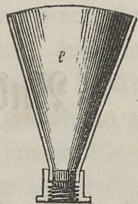


Fig. 38.

Til at vise dette kan man anvende det i Fig. 36 fremstillede Apparat. Et bøiet Rør abc fastgjøres saaledes i en Kasse, at man derpaa kan skrue Kar af forskjellig Form som d, e og f (Fig. 37—38). Dette Rør fyldes med Quiksølv, og ved et bevægeligt Mærke angiver man det Punkt n, hvortil Quiksølvet stiger i c; paaskruer man nu ved a det cylindriske Kar d, og fylder det med Vand til h, vil denne Vandmasse trykke paa Quiksølvets Overflade, som danner den sande Bund i d, saa at i Røret c Quiksølvet stiger til p. Ved Hjælp af Hanen r kan man nu tømme d og paaskrue Karret e eller f; fyldes disse med Vand til den samme Høide h, vil ogsaa Quiksølvet i c stige til den samme Høide p, hvoraf det bliver øiensynligt, at det Tryk, som Bunden i disse tre forskjelligt formede Kar modtager, akkurat er det samme, naar Vandets Høide er den samme. Da nu i det cylindriske Kar d Bunden aabenbart maa bære Vægten af hele den indesluttede Vandmasse, bliver Trykket i ethvert af Karrene liigt Vægten af den Vædskesøile, hvis Gjennemsnit overalt er liig Bundfladen, og hvis Høide er liig Bundens lodrette Afstand fra Overfladen.

Da hver enkelt Deel af Bunden trykkes lige stærkt, maa $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$, ... $\frac{1}{n}$ af hele Bunden kun modtage $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$, ... $\frac{1}{n}$ af det hele Tryk. Naar altsaa en vis Deel m af Bunden har en Afstand h fra Overfladen, bliver Rumfanget af den derpaa staaende Vædskesøile liig $m \times h$; betegner man derfor Vædskers Vægtfylde ved f, bliver det Tryk, som udøves paa m liig m × h × f.

Vægten af een Kubikfod Vand er 62 Pd.; fylder man altsaa et cylindrisk Kar, hvis Grundflade er ½ Quadratfod, og hvis Høide er 2 Fod, med Vand, maa Bunden heraf udholde et Tryk af 62 Pd. Den samme Vandmasse maatte paa en lige saa stor Grundflade kun udøve et Tryk af 31 Pd, naar Karret oventil udvidedes saaledes, at Overfladens Afstand fra Bunden kun blev 1 Fod, medens Trykket vilde blive 124 Pd., naar Karret oventil gjordes saameget snevrere, at Vandmassen deri steg til en Høide af 4 Fod.

Quiksølvets Vægtfylde er 13,6, altsaa vilde hvert af disse 3 Kar, naar man for Vand anvendte Quiksølv, udholde et Bundtryk af respektive 843,2 Pd., 421,6 Pd., 1686,4 Pd.

51. En Vædskes nedadgaaende Tryk udøves ikke alene paa Bunden af det Vædsken indesluttende Kar, men ogsaa paa hvert enkelt Punkt af den flydende Masse. Saaledes vil aabenbart det horizontale Vandlag mp (Fig. 39) trykkes af alle de overliggende Dele, altsaa bære Vægten af nvmp; men for at det kan være i Ligevægt, maa den nedenfra modtage et ligestort opadgaaende Modtryk. Ligeledes vil en Deel af mp f. Ex. ab saavel ovenfra nedad som nedenfra opad modtage et Tryk liigt Vægten af Vædskemassen abcd. Naar derfor en Cylinder af et fast Legeme nedsænkes i en Vædske vil den nedenfra modtage et Tryk, som stræber at løfte den opad. Ved et Forsøg kan man vise dette: v (Fig. 40) er en nedentil glat affleben Cylinder af Glas, som kan lukkes med en Glasplade t, i hvis Midte er fastgjort en Traad. Nedsættes Røret i et Kar med Vand behøver man ei at holde i Traaden for at forhindre dens Nedfalden, idet den nemlig bæres af Vædskens opadgaaende Tryk. Fylder man derimod v med Vand, vil Glas-

Fig. 39.

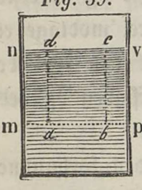
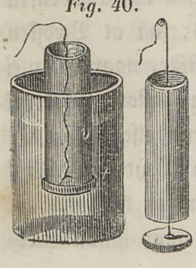


Fig. 40.



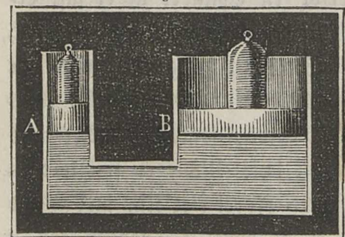
skiven falde formedelst sin egen Vægt, idet den nu trykkes lige stærkt ovenfra og nedenfra.

52. Det Tryk, som udøves paa en Deel af Sidevæggen i et Kar, hvori indesluttes et draabeflydende Legeme, er liigt Vægten af en Vædskesøile, hvis Høide er liig Afstanden mellem den trykkede Flades Tyngdepunkt og Vædskens Overflade, og hvis Grundflade er liig den trykkede Flade.

Sidetrykkets Størrelse lader sig bestemme efter det tilsvarende horizontale Tryk ifølge Princippet af Trykkets eensformige Forplantning i alle Retninger. Punktet m (Fig. 39) er et Punkt i det horizontale Lag mp, følgelig modtager det ovenfra et Tryk, hvis Størrelse afhænger af mn, d. e. af dets Afstand fra Overfladen; dette Tryk forplanter sig nu til alle Sider, altsaa ogsaa lodret mod Væggen. Tage vi istedetfor et Punkt en lille Deel af Sidevæggen, dog ei større end at vi uden mærkelig Feil kunne betragte det Tryk, som dets øverste og nederste Punkt modtage, for lige store, da vil denne Deel modtage et Tryk liig $m \times h \times f$, naar vi ved m betegne den trykkede Deels Størrelse, ved h dens Afstand fra Overfladen og ved f den trykkende Vædskes Vægtfylde.

53. Ere A og B (Fig. 41) to med hinanden forbundne Kar, som ere fyldte med et eller andet draabeflydende Legeme,

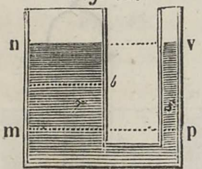
Fig. 41.



da vil det Tryk, som ved A udøves ovenfra nedad forplante sig i alle mulige Retninger, altsaa ogsaa nedenfra opad til B, saa at Vædsken her maa stige, naar man ei ved et ligesaastort Modtryk hindrer Bevægelsen. Er A's Gjennemsnit kun $\frac{1}{10}$ af B's og er det paa A udøvede Tryk liig 12 Pd., da vil enhver Deel af B, som er liig med A, modtage et lige saa stort opadgaaende Tryk; naar altsaa Vædsken ei skal stige i B, maa man her ovenfra nedad udøve et Tryk $10 \times 12 = 120$ Pd.

Tænke vi os nu ved m i det ene af de to med hinanden forbundne Kar r og s (Fig. 42) anbragt en horizontal Skillevæg, da vil denne erholde et opadgaaende Tryk liig B . h . f, naar man ved B betegner Fladens Størrelse, ved h Høiden pv og ved f Vædskens Vægtfylde. Er ab Vædskens Overflade i r, og sættes am = h′, da bliver det Tryk, som Fladen modtager ovenfra liig $B \times h' \times f$. Tænke vi os derpaa istedetfor Skillevæggen et horizontalt Vandlag ved m, vil dette modtage de samme Tryk fra begge Sider, saa at den maa bevæge sig, naar ei $B \times h \times f = B \times h' \times f$ d. e. naar $h = h'$.

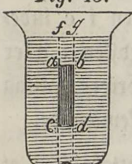
Fig. 42.



Naar altsaa en Vædske paa een Gang befinder sig i flere med hinanden forbundne Kar, kan den kun være i Ligevægt, naar den staaer lige høit i alle Karrene, saa at Overfladerne i disse Kar maae udgjøre Dele af samme horizontale Plan.

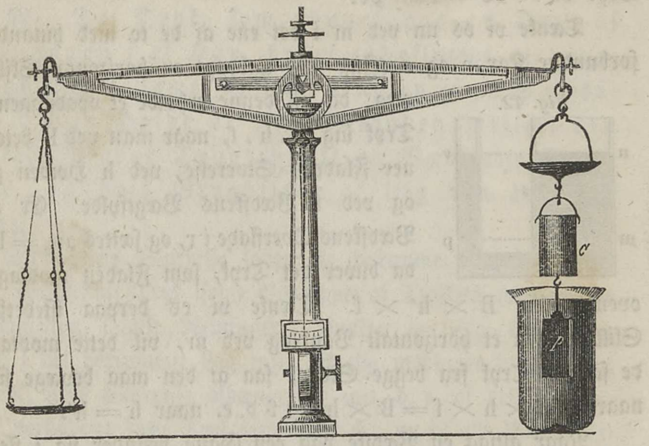
54. Nedsænkes i en Vædske et Legeme abcd, vil dette ovenfra modtage et Tryk liig Vægten af Vædskemassen afgb, medens den nedenfra trykkes opad med en Kraft, der er liig en Vædskemasse fgdc. Betegne vi nu Legemets Vægt ved v, den første Vædskesøile ved f, den sidste ved F, da see vi at den Kraft, som fører Legemet nedad er liig $f + v$ medens det trykkes opad med en Kraft liig F; Legemet vil altsaa stræbe at synke med en Kraft liig $f + v - F = v - (F - f)$. Men $F - f$ er netop liig Vægten af den af Legemet uddrevne Vædskemasse, saa at vi see: n a a r e t L e g e m e n e d s æ n k e s i e n V æ d s k e t a b e r d e t s a a m e g e t i V æ g t, s o m d e n V æ d s k e m a s s e, d e t h a r u d d r e v e t, v e i e r.

Fig. 43.



Om Rigtigheden af denne Lov kan man ogsaa overtyde sig ved et Forsøg. Hænger man nemlig under den ene Skaal

Fig. 44.



af en almindelig Vægtskaal en huul Cylinder c (Fig. 44) og under denne igjen en massiv Cylinder p, som er saa stor at den akkurat kan fylde den øverste Cylinder, og sætter man dernæst Vægtskaalen i Ligevægt ved at lægge Lodder paa den anden Skaal, da vil denne faae Overvægt, naar man sænker Legemet p ned i en Vædske; for paany at tilveiebringe Ligevægt behøver man kun at fylde c med den samme Vædske, hvilket aabenbart viser, at p har tabt saa meget i Vægt, som den i c indeholdte Vædskemasse veier: men Rumfanget af Vædsken i c er netop liigt Rumfanget af den Vædskemængde p uddriver, altsaa er Vægttabet liigt Vægten af den uddrevne Vædskemængde.

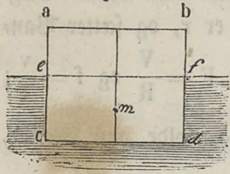
55. Af det i Nr. 54 Fremsatte om det Vægttab, som et Legeme lider, naar det nedsænkes i en Vædske, følger umiddelbart:

1) Et Legeme synker i en Vædske, naar det veier mere end et lige saa stort Rumfang af denne.
2) Et Legeme er i Ligevægt paa et hvilketsomhelst Sted i en Vædske, naar det veier ligesaameget som et lige saa stort Rumfang af denne.

3) Et Legeme flyder paa en Vædske, naar det veier mindre end et lige saa stort Rumfang af denne.

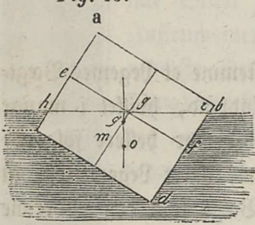
4) Et Legeme som flyder paa en Vædske, synker deri saa længe til den uddrevne Vædskemængde er liig Legemets Vægt.

Fig. 45.



56. Lad abcd (Fig. 45) være Gjennemsnittet af et Legeme, som svømmer paa en eller anden Vædske f. Ex. Vand, da vil det deri synke til ef, idet Legemets Vægt bliver liig Vægten af den uddrevne Vandmasse; er den uddrevne Vandmasses Tyngdepunkt i m, og Legemets Tyngdepunkt i den gjennem m dragne Vertikallinie, da vil Legemet være i Ligevægt. Bringer man nu Legemet ud af Ligevægt f. Ex. i den Stilling, som er viist i Fig. 46, da er egh løftet op af Vandet, og gif sænket ned deri, og tillige er egh = gif, da den uddrevne Vandmasse i ethvert Tilfælde er den samme. Men nu er Formen af den nedsænkede Deel bleven en anden, følgelig kan den uddrevne Vandmasses Tyngdepunkt ei længer være i m, men i et andet Punkt o; trækker man da gjennem o en Vertikallinie, vil denne skjære mg i et Punkt q, som kaldes Metacentrum. Ligger Legemets Tyngdepunkt under Metacentrum, er Ligevægten stadig, ligger det over, er den ustadig.

Fig. 46.



Naturligviis maa Beliggenheden af Metacentrum specielt bestemmes for hver enkelt Stilling man giver det svømmende Legeme.

§ 2. Vægtfylde.

57. Vi have i det Foregaaende (Indl. N. 8) seet, at et Legemes Vægtfylde er Forholdet mellem dets Vægt og Rum-

fang. Sædvanlig sætter man Vandets Vægtfylde som Eenhed, og angiver de andre Legemers Vægtfylde ved rene Tal, som viser os hvormeget et vist Rumfang deraf veier mere eller mindre end et lige saa stort Rumfang Vand.

Betegner man ved V Vægten af et Rumfang R af et Legeme, hvis Vægtfylde er F, og betegner man ved v Vægten af den Vandmængde, hvis Rumfang er r, og sætter Vandets Vægtfylde liig f, da vil man have $F = \frac{V}{R}$ og $f = \frac{v}{r}$; altsaa $\frac{F}{f} = \frac{Vr}{vR}$; sættes nu Vandets Vægtfylde som Eenhed, altsaa $f = 1$, da faaes $F = \frac{Vr}{vR}$. Saaledes er t. Ex. Vægten af 3 Cubiktommer Jern liig 0,83 Pd, og Vægten af 12 Cubiktommer Vand liig 0,43 Pd., altsaa bliver Jernets Vægtfylde $F = \frac{0{,}83 \times 12}{0{,}43 \times 3} = 7{,}8$.

58. For paa denne Maade at bestemme et Legemes Vægtfylde maa man nøie kjende dets Cubikindhold, hvilket i mange Tilfælde er vanskeligt. Man anvender derfor hellere følgende Fremgangsmaade, som støtter sig derpaa, at et Legeme ved at nedsænkes i Vand taber saa meget i Vægt som den uddrevne Vandmasse veier.

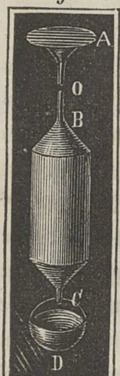
Man veier det Legeme, hvis Vægtfylde man vil undersøge, paa en almindelig Vægt, og veier det dernæst i Vand, derved at man ved en fiin Traad ophænger det under en af Skaalene paa en Vægtskaal og under denne anbringer et Kar med Vand (Fig. 44). Dividerer man da Legemets Vægt med Vægttabet, er Quotienten dets Vægtfylde. Veiede Legemet i Luften p og i Vandet q, da var Vægttabet liig $p - q$; men Vægttabet er netop liigt Vægten af den uddrevne Vandmasse. Legemets Vægtfylde bliver altsaa $\frac{p}{p - q}$.

59. Til at bestemme Vægtfylden af et draabeflydende Legeme, kan man anvende en Glasflaske med tilsleben Prop.

Først veies Flasken tom, vi ville kalde dens Vægt m; dernæst veies den fyldt med Vand, og endelig veies Flasken fyldt med den Vædske, hvis Vægtfylde man vil bestemme; sættes den første Vægt liig p, den sidste liig q, da vil den Vandmasse, som kan fylde Flasken, veie m — p, den Vædskemasse, som kan fylde Flasken m — q, altsaa bliver Vædskens Vægtfylde liig $\frac{m - q}{m - p}$.

60. Til Bestemmelsen af faste og draabeflydende Legemers Vægtfylde, saavelsom af faste Legemers Vægt, kan man anvende Flydevægten eller Aræometret. Dette Instrument bestaaer af et huult Legeme BC (Fig. 47) af Glas eller Kobber, som foroven bærer en kort Stilk med en Skaal A og forneden en lille Skaal D. Nedsænket i Vand svømmer hele Instrumentet opreist, efterdi man har fyldt den nederste Deel af BC med Bly, og derved bragt Tyngdepunktet meget dybt ned. Paa Stilken findes der et lille Mærke O, og vil man bringe Flydevægten til at synke til dette Punkt, maa man paa A lægge en lille Vægt.

Fig. 47.



Vil man ved Hjælp af en Flydevægt bestemme et Legemes absolute Vægt, sætter man det ned i Vand og lægger Legemet paa A; ved Paalæg af Vægt bringer man nu let Instrumentet til at synke til O. Ere disse tillagte Vægte liig q, medens den Vægt, som alene bringer Instrumentet at synke til O, er liig p, da er Legemets Vægt $v = p - q$.

Vil man bestemme dette faste Legemes Vægtfylde, da finder man først paa den angivne Maade dets Vægt $v = p - q$; man lægger dernæst Legemet ned i Skaalen D, og nu vilde Instrumentet atter synke til O, naar Legemet ei havde tabt noget af sin Vægt ved at nedsænkes i Vandet; man maa derfor paa A endnu lægge en Vægt r, for at Instrumentet kan synke til O. Disse r Vægtdele angive os altsaa netop Vægten af en Vandmasse, hvis Rumfang er liig Legemets, altsaa bliver dettes Vægtfylde $f = \frac{p - q}{r}$.

Vi ville t. Ex. antage at vi skulle bestemme Vægtfylden af et Stykke Marmor. Vi finde da at man paa A maa lægge 12 Vægtdele for at bringe Instrumentet til at synke til O; borttages disse Vægte og lægges Marmoret paa A, maa man endnu lægge 4 Vægtdele til for at Flydevægten skal synke til O, Legemets Vægt er altsaa liig $12 - 4 = 8$. Lægge vi det nu fra A ned paa D, maa man paa A endnu lægge 2,9 Vægtdele for at Instrumentet kan synke til O, altsaa bliver Vægtfylden af Marmor liig $\frac{8}{2,9} = 2,8$.

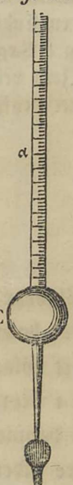
Ogsaa flydende Legemers Vægtfylde kan man bestemme ved Hjælp af Flydevægten; da Instrumentet nemlig stedse synker saalænge til den uddrevne Vædskemængde er liig den forenede Vægt af Flydevægten og de paa A lagte Vægtdele, kan man med Lethed bestemme Vægten af et bestemt Rumfang af Vædsken, naar man kun kjender Instrumentets Vægt; er denne liig s, og maa man paa A endnu lægge en Vægt p for at faae det til at synke til O i Vand, da veier den uddrevne Vandmasse $s + p$. Nedsænkes nu Instrumentet i en anden Vædske, og er den Tillægsvægt, som nu er nødvendig for at bringe det ned til O, liig q, da er den uddrevne Vædskemængdes Vægt $s + q$; men dennes Rumfang er netop liig Rumfanget af den Vandmasse, hvis Vægt er $s + p$, altsaa er Vædskens Vægtfylde $f = \frac{s + q}{s + p}$.

Veier t. Ex. Instrumentet 70 Vægtdele, og maa man paa A lægge 20 Vægtdele naar det skal synke til O i Vand men kun 1,37 Vægtdele, for at det i Viinaand skal synke lige saa meget, da er Viinaandens Vægtfylde $\frac{70 + 1,37}{70 + 20} = 0,79$.

61. Betegner man ved F, V, og R et Legemes Vægtfylde, Vægt og Rumfang, og ved f, v, og r et andet Legemes

Vægtfylde, Vægt og Rumfang, da er $\frac{F}{f} = \frac{Vr}{vR}$ (Nr. 57); naar altsaa $V = v$ bliver $\frac{F}{f} = \frac{r}{R}$, d. e. naar to Legemers absolute Vægt er den samme, ere deres Vægtfylder omvendt proportionale med deres Rumfang. Dette anvendes til Bestemmelsen af flydende Legemers Vægtfylde, idet man nemlig bestemmer, hvormeget et vist Rumfang deraf veier, hvilket gjøres ved Hjælp af det i Fig. 48 viste Aræometer. En huul Glaskugle C er forsynet for oven med et cylindrisk Glasrør og forneden med en lille huul Kugle, som fyldes med Quiksølv, hvorved bevirkes, at det svømmer opreist. Nedsænkes det i Vand, da vil det deri synke til den uddrevne Vandmasse er liig Instrumentets Vægt; paa Røret betegner man nu dette Punkt a, og inddeler det hele Rør saaledes, at Rumfanget af en saa stor Deel af Røret, som er indbefattet mellem to Delingsstreger, er $\frac{1}{100}$ af den i Vandet nedsænkede Deels Rumfang. Det Punkt a, hvortil Instrumentet synker i Vand, betegnes med Tallet 100 og Delingen tælles ovenfra nedad. Nedsættes det nu i en anden Vædske og synker det deri kun til den 80de Delingsstreg, da ville 80 Rumdele af denne Vædske veie lige saa meget som 100 Rumdele Vand, altsaa er Vædskens Vægtfylde $\frac{100}{80} = 1{,}25$; nedsættes det derimod i en Vædske, hvis Vægtfylde er mindre end Vandets, vil det deri synke dybere f. Ex. til den 116de Delingsstreg; denne Vædskes Vægtfylde er altsaa $\frac{100}{116} = 0{,}862$.

Fig. 48.



Et saadant Instruments Nøiagtighed er desto større jo større de enkelte Delingsstregers Afstand er, jo tyndere altsaa Røret er i Sammenligning med hele Instrumentets Rumfang. Men for at nu Røret ei skal blive altfor uforholdsmæssig langt, gjør man ingen saadan Flydevægt, som skal være anvendelig til alle Vædsker; men man gjør dem saaledes, at de enten alene ere brugbare for Vædsker, som have en større Vægtfylde end

Vand, eller kun for Vædsker, hvis Vægtfylde er mindre end Vandets, idet ved den første Slags Punktet a befinder sig nærved den øverste Ende; ved den sidste Slags nærved den nederste Ende af det cylindriske Glasrør.

Anm. Paa Grund af Varmens udvidende Virkning paa alle Legemer er det nødvendigt at foretage Bestemmelsen af Legemernes Vægtfylde ved en bestemt Varmegrad. Saaledes vil den Vandmasse, som ved 4° C indtager et Rumfang af 1 Cubikcentimeter, ved 66° C have et Rumfang liig 1,02025 Cubikcentimeter; altsaa vil ved 66° 1 Cubikcentim. Vand kun veie 0,98015 Gramme, medens det ved 4° veier 1 Gramme. Veier man altsaa ved 66° en Cubikcentimeter Jern i Vand, vil det kun tabe 0,98015 Gram i Vægt, altsaa veie 6,91985 Gram, medens en Cubikcentimer Jern veiet i Vand til 4° kun vilde veie 6,8 Gramme (idet her intet Hensyn er taget til Jernets Udvidelse).

§ 3. Capillaritet.

62. Neddyppes den ene Ende af et snævert Glasrør i en Vædske, vil man altid finde, at Vædsken staaer høiere eller lavere i Røret, end udenfor. Neddyppes f. Ex. et Glasrør i Vand, vil Vandet staae høiere i Røret end udenfor (Fig. 49, 1); sættes det derimod ned i Quiksølv, vil dette staae lavere indeni Røret (Fig. 49, 2). Tillige vil man bemærke, at Vædsken i det snevrere Rør aldrig staaer med en plan, men stedse med en concav eller convex Overflade, det første (Fig. 50, 1), naar Vædsken staaer høiere indeni Røret end udenfor; det sidste (Fig. 50, 2), naar den i Røret staaer lavere. Den Kraft, som bevirker denne Hævning og Sænkning, kaldes Haarrørsvirksomheden, Capillaritet, og dens Virksomhed viser sig overalt, hvor et flydende Legeme kommer i Berøring med et fast.

Fig. 49.

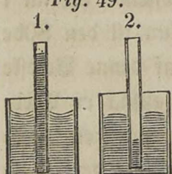
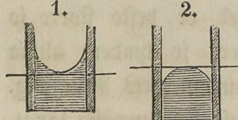


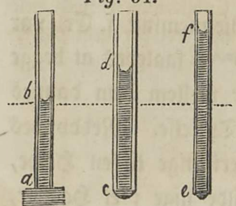
Fig. 50.



63. Maaler man Afstanden mellem en Vædskes Høide i og udenfor et deri neddyppet Haarrør (et snævert Rør), vil man see, at Høiderne af de hævede eller nedtrykkede Vædskesøiler staae i omvendt Forhold til Rørenes Gjennemsnit, saa at f. Ex. Vand vil hæves til den dobbelte Høide i et Rør, hvis Gjennemsnit kun er halvt saa stor.

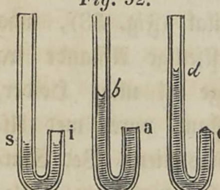
64. Optages et Haarrør af en Vædske, som i Røret havde staaet over Overfladen, vil man see, at nogen Vædske bliver deri, og tillige vil man see, at den Vædskesøile, som Røret nu kan bære, er større end den, der blev hævet, da Røret stod i Vædsken. Er f. Ex. ab (Fig. 51) den Søile, som stiger op i et Glasrør, hvis ene Ende staaer i Vand, da kan den Søile, som bliver hængende i Røret, naar det optages af Vandet, naae Høiden cd eller endog ef. Denne Forskjel afhænger af den Draabe, som danner sig ved Rørets nederste Ende; ere nemlig Rørets Vægge nogenlunde tykke, udbreder Draaben sig forneden, og i saa Fald er Vandsøilens Høide ringere; ere derimod Rørets Vægge meget tynde, bliver den convexe Draabe forneden næsten liig den concave Fordybning foroven, og i saa Fald er Vandsøilens Høide ef meget nær dobbelt saa stor som den Høide ab, til hvilken Vandet hævedes, da Røret endnu var neddyppet i Vandet.

Fig. 51.



65. Bøies et Haarrør saaledes som det sees i Fig. 52 og kommer man Vand deri, da vil det staae lige høit i begge Rør, saa længe det endnu ei har naaet det kortere Rørs øverste Ende Kommer man nu efterhaanden Vand i det længere Rør, vil det snart i den kortere Deel stige til den øverste Rand; fra dette Øieblik af vil det ved Tilkomst af mere Vand stige i det længere Rør, medens den concave Overflade ved a efterhaanden fyldes, indtil det her staaer med en fuldkommen plan Overflade, og maa-

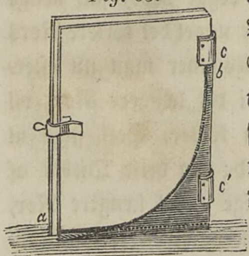
Fig. 52.



ler man nu b's Afstand fra a, vil man see, at denne netop er liig den Høide, hvortil Vand vilde stige i det samme Rør, naar man nedsatte det i denne Vædske. Ved Tilkomst af endnu mere Vand i Rørets længere Deel, bliver den heri værende Vandsøile endnu større, og tillige vil Vandet i den kortere Deel af Røret komme til at staae med en convex Overflade; denne Stigen i det længere Rør vedbliver indtil cd er 2 Gange større end ab, og i dette Øieblik vil Vandet ved c have Form af en Halvkugle. Kommer man endnu mere Vand til, vil det løbe ud af det korte Rør ved c.

66. Tænke vi os i et Rør, hvis Gjennemsnit f. Ex. var 10^{mm}, sat et Rør, hvis Gjennemsnit var 9^{mm}, saaledes at begge Rørs Længdeaxe faldt sammen, vilde der mellem dem dannes et ringformigt Rum af $\frac{1}{2}$ Millimeters Tykkelse. Neddyppes nu disse Rør i en Vædske, vil denne deri stige til en Høide, som er liig den Høide, hvortil Vædsken vilde stige i et Haarør, hvis Gjennemsnit er 1^{mm}. Havde det ringformige Rums Tykkelse været en anden, f. Ex. n Millimeter, vilde Vædsken deri være steget til den Høide, som den havde havt i et Haarrør, hvis Gjennemsnit var 2n Millimeter. Da det Rum, som findes mellem to parallele Plader kan betragtes som en Deel af et ringformigt Rør med uendelig stor Radius, maa herved frembringes den samme Virkning som af et Haarrør, hvis Gjennemsnit er dobbelt saa stor som Pladernes Afstand. Ere Pladerne ei parallele, men skjære de hinanden, saaledes at Skjæringslinien er vertikal (Fig. 53), maa Vædsken i de forskjellige Afstande fra Skjæringslinien stige til ulige Høider, idet Pladernes Afstand voxer med Afstanden fra Skjæringslinien. Ved Charniererne c og c' kan man bringe Pladerne til at danne hvilkensomhelst Vinkel med hinanden.

Fig. 53.



Er begge Paders Skjæringslinie horizontal, og er dette og Tilfældet med det Plan, som halverer Vinklen, vil man see, at en mellem Pladerne indbragt Vanddraabe øieblikkelig afrundes cirkelformig og bevæger sig hen mod Skjæringslinien med en Hastighed, der afhænger af Vinklens Størrelse. Dette vil man ogsaa iagttage naar man i et conisk Haarrør af Glas (Fig 55) indbringer en Vanddraabe, idet denne bevæger sig hen mod Keglens Toppunkt, medens en Quiksølvdraabe (Fig. 56) vil bevæge sig bort fra Toppunktet hen mod Grundfladen.

Fig. 54.

Fig. 55.

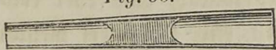


Fig. 56.

67. Nedsættes i en Vædske f. Ex. Vand to Glasplader, som fuldkommen befugtes af dette, ville disse (Fig. 57) nærme

Fig. 57.

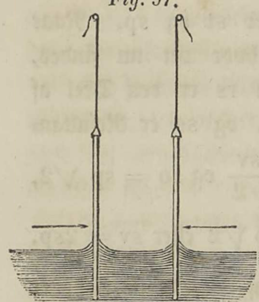


Fig. 58.

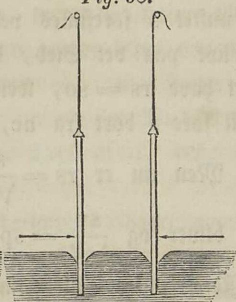
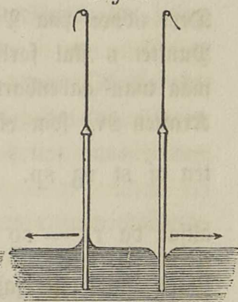


Fig. 59.

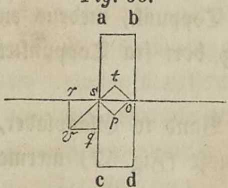


sig til hinanden. Det samme er Tilfældet, naar de nedsættes i Quiksølv eller et andet flydende Legeme, af hvilket de ikke befugtiges (Fig. 58). Nedsætter man derimod ved Siden af hinanden i en Vædske to Plader, af hvilken den ene fuldstændig befugtiges, den anden derimod ei, da ville de fjerne sig fra hinanden (Fig. 59). De samme Bevægelsesphænomener iagttager man, naar man paa en Vædske lægger smaa Kugler af Glas eller Vox.

68. For at forklare sig de i Nr. 66—68 omtalte Phænomener maa man antage, 1) at et flydende Legemes mindste

Dele udøve paa hinanden en gjensidig Tiltrækning og 2) at en Tiltrækning ogsaa finder Sted mellem et fast og flydende Legemes Dele, men at begge disse Tiltrækninger kun yttre sig i umærkelige Afstande d. e. naar Delene ere i umiddelbar Berøring med hinanden. Naar man derfor i en Vædske nedsætter et fast Legeme, vil Vædsken staae med concav, plan eller convex Overflade ved Berøringsstedet, alt efter Forholdet mellem Vædskedelenes indbyrdes Tiltrækning og Vædskens Tiltrækning til det faste Legeme.

Fig. 60.

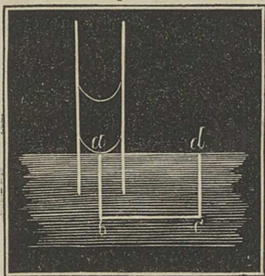


Nedsættes nemlig et fast Legeme abcd (Fig. 60) i en Vædske, vil en lille Deel s af denne tiltrækkes af alle de omkringliggende Vædskedele; Resultanten af alle disse Tiltrækninger forestilles ved sv. Resultanten af den Tiltrækning, som Pladens øverste og nederste Deel udøve paa Punktet s forestilles ved st og sp. Naar Punktet s skal forblive paa det Sted, hvor det nu findes, maa man aabenbart have rs = so, idet rs er den Deel af Kraften sv, som vil føre s bort fra ac, og so er Resultanten af st og sp. Men nu er $rs = \frac{sv}{\sqrt{2}}$ og $so = sp\sqrt{2}$, altsaa da rs = so bliver og $\frac{sv}{\sqrt{2}} = sp\sqrt{2}$ eller $sv = 2sp$. Naar altsaa det faste Legemes Tiltrækning til Vædskedelene er halv saa stor som disses indbyrdes Tiltrækning, vil Vædsken i Nærheden af Berøringsstedet staae med en plan Overflade; er den mere end halv saa stor (naar $sv < 2sp$), bliver Overfladen concav; er den mindre (naar $sv > 2sp$), bliver Overfladen convex, idet man nemlig i første Tilfælde da tillige faaer $rs < so$, i det andet Tilfælde $rs > so$.

69. Vi kunne nu tillige indsee, hvorfor en Vædske staaer høiere eller lavere i et Haarrør end udenfor, eftersom Vædskens Overflade ved Berøringsstedet er concav eller convex. Ned-

sænkes nemlig t. Ex. et Glasrør i Vand, vil Vandet i Nærheden af Rørets Vægge staae med en concav Overflade. Saalænge Punktet a (Fig. 61) ligger i den horizontale Overflade vil det kun trækkes nedad og derved forøge Tyngdens Virkning paa de underliggende Dele, men i det Øieblik man i Vædsken nedsætter et Haarrør, ville Delene stige ved Rørets Vægge, saa at Punktet a, da det overalt er omgivet af høiere liggende Dele, trækkes opad, hvorved den Kraft, hvormed de dybere liggende Dele trække det nedad, formindskes. Tænke vi os nu i Vædsken afgrændset en fiin Kanal abcd vil Vægten af Vædskesøilen ab holde Ligevægt med cd; men da d kun trækkes nedad, vil Tyngdens Virkning paa cd forøges, saa at Ligevægt ei kan opnaaes, uden Vædsken stiger i Haarrøret, indtil den høiere Vædskesøile kan holde Ligevægt med det nedadgaaende Tryk ved d.

Fig. 61.

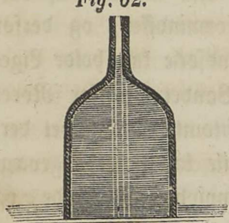


Jo snævrere Røret er, desto større bliver Overfladens Concavitet, saa at der nu ere flere Vædskedele, som kunne modvirke det nedadgaaende Tryk af a, desto høiere maa altsaa Vædsken stige.

Staaer Vædsken derimod i Haarrøret med en convex Overflade, vil det øverste Punkt trækkes endnu stærkere nedad, og følgelig maa Vædsken komme til at staae dybere indeni end udenfor Haarrøret.

70. Da Vædskens Høide i Haarrøret ene afhænger af dettes Gjennemsnit ved det øverste Berøringssted, vil en Vædske i en Klokke, som ender i et fiint Haarrør, have samme Høide, som om Glasklokken overalt havde samme Gjennemsnit som ved det øverste Berøringssted.

Fig. 62.



Tredie Afsnit.

Luftformige Legemers Ligevægt.

§ 1. Atmosphærens Tryk.

71. Luftformige Legemer ere saadanne, hvis enkelte Dele ere meget let bevægelige, og som tillige let kunne sammentrykkes, dog saaledes at det luftformige Legeme øieblikkelig indtager sit forrige Rumfang, naar de trykkende Kræfter ophøre at virke.

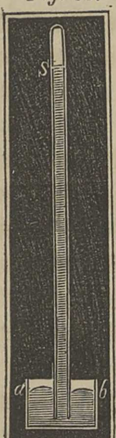
Hele vor Jord er omgiven af en mechanisk Blanding af flere luftformige Legemer, som kaldes Atmosphæren, og som har en Høide af omtrent 6—7 Mile; denne Atmosphære trykker paa alle de Legemer, hvormed den er i Berøring, og vi skulle nu vise, hvorledes man kan bestemme Størrelsen af dette Tryk.

72 Nedsættes et tilstrækkelig vidt Rør i et Kar med Vand vil denne Vædske indeni Røret have samme Høide som udenfor, efterdi det Tryk, som Luften udøver paa Vandets Overflade i Røret er lige stort med det Tryk, som Vandet modtager udenfor Røret; suger man derimod en Deel af Luften udaf Røret, vil i dette Lufttrykket formindskes, og derfor maa Vandet stige, indtil den hævede Vandsøile kan holde Ligevægt med det Overskud af Tryk, som Vandet udenfor Røret modtager. Gjøres Røret fuldkommen lufttomt, vil Vandet deri stige saa længe, til den hævede Vædskesøile kan holde Ligevægt med en Luftsøile, hvis Høide er liig Atmosphærens Høide, og hvis Grundflade er liig Vandsøilens Grundflade. Høiden af denne Vandsøile er omtrent 32 Fod, altsaa vil Atmosphæren

paa 1 Quadratfod udøve et Tryk liigt Vægten af en Vandsøile, hvis Gjennemsnit er 1 Quadratfod, og hvis Høide er 32 Fod, altsaa liigt Vægten af 32 Cubikfod Vand, hvilket er omtrent 2000 Pund.

73. Naar to forskjellige Vædskesøiler skulle holde hinanden Ligevægt, maae deres Høider staae i omvendt Forhold til deres Vægtfylder. Naar nu altsaa Luftens Tryk kan bære en Vandsøile af 32 Fod vil den kun kunne bære en Quiksølvsøile af en Høide liig $\frac{32}{13,6}$ Fod eller 29 Tommer, idet Quiksølvets Vægtfylde er liig 13,6. Fylder man et 3 Fod langt Glasrør, som er lukket i den ene Ende, med Quiksølv, og saaledes fyldt stiller det i et Kar med Quiksølv med den aabne Ende nedad (Fig. 63), da vil Quiksølvet i Røret kun synke saa længe til s er beliggende omtrent 29 Tommer over Quiksølvets Overflade i det videre Kar. Den i Røret værende Quiksølvsøile er at betragte som en Modvægt mod Luftens Tryk; selve Apparatet kaldes derfor en Lufttrykmaaler, et Barometer. Quiksølvsøilens vertikale Høide i Røret kaldes Barometerhøiden; den er forskjellig paa forskjellige Steder og til forskjellige Tider, men Middelhøiden er 760^{mm} eller 29 Tom. 0,69 Linie. En saadan Quiksølvsøile med en Grundflade af 1 Quadratcentimeter har altsaa et Rumfang af 76 Cubikcentimeter, og veier 1,033 Kilogram; paa hver Quadratcentimeter er altsaa Luftens Tryk liig 1,033 Kilogram. Paa 1 Quadrattomme er det 14,13 Pd.

Fig. 63.



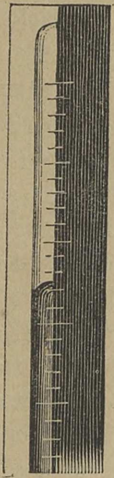
74. Det er af største Vigtighed med stor Nøiagtighed at kunne bestemme Størrelsen af Luftens Tryk, hvorfor man maa anvende den størst mulige Omhu ved Constructionen af et Barometer, og navnlig ere der 3 Omstændigheder, som man maa lægge Mærke til.

1) Det anvendte Quiksølv maa være fuldkommen reent, da dets Tæthed (Vægtfylde) forandrer sig med Reenheden, og

da det ellers hæfter fast ved Glasset. Man kan rense det urene Quiksølv ved i længere Tid at lade det være i Berøring med fortyndet Salpetersyre, og senere bortskaffe al Syre ved Udvaskning med destilleret Vand.

2) Man maa med Nøiagtighed kunne maale Quiksølvsøilens Høide i Røret. Dette er kun muligt, naar Barometerrøret staaer vertikalt, og da aflæses Høiden sædvanlig paa en ved Rørets Side anbragt Maalestok; medens man aflæser Høiden maa Øiet have samme Høide som Quiksølvets øverste Ende, og for at være fuldkommen sikker paa, at dette virkelig er Tilfældet, kan man anbringe Maalestokkens Inddeling paa den forreste Side af en Stribe tyk Speilglas, af hvis ene Halvdeel Speilbelægningen er afskrabet. Barometerrøret er anbragt bagved denne Glasstribe, saa at dets Midtlinie falder lige bag ved Glassets Midtlinie, saa at man kun kan see Halvdelen af Quiksølvsøilen. Naar nu denne Maalestok staaer vertikalt, vil Speilbilledet af Jagttagerens Øie have samme Høide som selve Øiet; naar man altsaa seer Quiksølvets øverste Punkt ved Siden af Øiets Speilbillede, saa har Øiet den rigtige Stilling. — Hyppig anvender man ogsaa et Mikroskop til derigjennem at aflæse Barometerhøiden.

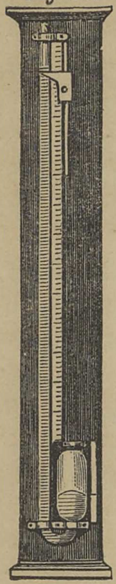
Fig. 64.



3) Rummet over Quiksølvsøilen maa være fuldkommen lufttomt, thi naar nogen Luft blev tilbage i dette Rum, vilde det udøve et Tryk paa Quiksølvet, som da vilde komme til at staae for lavt. For at opnaae dette Øiemed maa man udkoge Quiksølvet i selve Røret, hvorved tillige den Fugtighed, som hæfter ved Rørets Vægge bortfjernes.

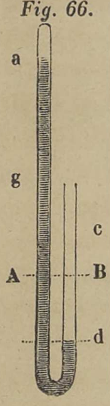
Endelig maa Røret ei være for snævert for at Haarrørsvirkningen ei skal faae nogen Indflydelse paa Barometerhøiden, og for at ei Quiksølvets Bevægelse skal hindres ved Gnidning mod Glasset.

Fig. 65.



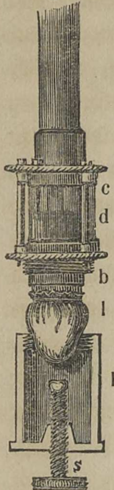
75. Det almindelige Barometer (Fig. 65) bestaaer af et nedentil bøiet Rør, hvis kortere Deel er gjort videre end den længere Deel; Røret fastsættes paa et Bræt af Træ og ved Siden af det er en Maalestok af Metal. Naar Karret er nogenlunde vidt i Forhold til Rørets Vidde, ville Forandringerne i Quiksølvsøilens Høide kun have en ringe Indflydelse paa Quiksølvets Niveau i den kortere Deel, saa at man, naar ingen stor Nøiagtighed findes, kan betragte Udgangspunktet for Maalestokken som fast; til nøiagtige Undersøgelser er dette Instrument ubrugeligt, i saa Fald anvender man hellere et Hævertbarometer (Fig. 66). Dette bestaaer af et overalt lige vidt Rør, som nedentil er bøiet om, og naar man da maaler Quiksølvtoppene a og d's Afstand fra en vilkaarlig valgt Horizontallinie AB, vil Summen eller Differensen af disse Afstande angive os Barometerhøiden, eftersom nemlig Quiksølvet i Rørets korteste Deel staaer under eller over AB. Naar saaledes Quiksølvet i det lange Rør staaer til a, i det korte til d, vil Barometerhøiden være liig $aA + Bd$; synker nu Quiksølvet i det lange Rør til g vil det i det korte Rør stige til c, idet $ag = dc$, og da er Barometerhøiden liig $gA - Bc$.

Fig. 66.



Ogsaa Kapselbarometeret (Fig. 67 paa den følgende Side) er anvendeligt til nøiagtige Maalinger. Her staaer nemlig det lige ubøiede Rør ned i et Kar cd med Quiksølv, som er dækket med et Laag, i hvilket er anbragt en fiin Spids, ved hvis nederste Endepunkt Maalestokkens Begyndelse

Fig. 67.



er. Bunden i Karret cdb er dannet af en Læderpung l, mod hvilken Skruen s trykker. Ved Dreining paa Skruen kan man altid bringe Quiksølvets Overflade i Kapselen cdb til at være i Berøring med Maalestokkens Begyndelsespunkt; for at see, naar dette er Tilfældet, kan man iagttage det Dieblik, naar Spidsen af Naalen falder sammen med Spidsen af dens Speilbillede.

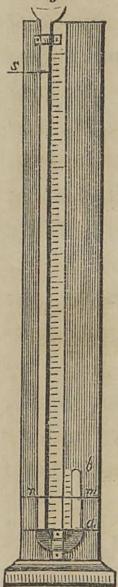
I Figuren sees kun Barometerrørets nederste Deel, og tillige er dette omgiven med et Metalrør.

76. Vægten af den over os værende Luftsøile afhænger af mangfoldige Omstændigheder; de hyppige Forandringer i Luftens Temperatur, Vindene, Atmosphærens stedse varierende Vandmængde medføre alle Forandringer i Lufttrykket, hvilke altsaa maae vise sig som Forandringer ved Barometerhøiden, som paa samme Sted ei kan blive stationær, men er underkastet saavel periodiske som tilfældige Variationer. Tager man Middeltallet af en stor Mængde Observationer af Barometerhøiden, finder man denne at være $760^{mm} = 29$ Tom. 0,69 Lin., hvilket svarer til et Tryk af 14,13 Pd. paa hver Quadrattomme, saa at det menneskelige Legeme, hvis Overflade omtrent er 15 Quadratfod, bærer et Tryk af over 30000 Pd.

§ 2. Den mariottiske Lov.

77. Udsættes en vis Mængde Luft for forskjellige Tryk, vil man finde, at dens Rumfang formindskes eller foroges i samme Forhold som det paa den udøvede Tryk forøges eller formindskes. Man kan bequemt vise dette ved at tage et bøiet cylindrisk Rør (Fig. 68), hvis kortere Deel oventil er tilsmeltet, medens det længere Rør er aabent, og heri komme nogle Draaber Quiksølv, saaledes at den i ab afspærrede Luft akkurat udsættes for den atmosphæriske Lufts Tryk. Hælder man

Fig. 68.



nu efterhaanden Quiksølv i det længere Rør, forøges Trykket paa den afspærrede Luftmasse, som derved sammenpresses til et mindre Rum. Naar Quiksølvet i det korte Rør er steget til m vil Luften i ab være sammentrykket til det Halve af det forrige Rumfang, idet am = bm, og maaler man nu i det lange Rør Quiksølvets Høide over n, som er beliggende i samme Horizontalplan som m, da vil man finde, at Quiksølvsøilen ns akkurat har samme Høide, som Barometerhøiden; den i bm indesluttede Luftmasse er altsaa udsat for to Atmosphærers Tryk. Naar det aabne Rør er tilstrækkeligt langt, kan man paa denne Maade vise, at et Tryk af 3, 4, ... Atmosphærer sammenpresser Luften til $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$, ... af dens oprindelige Rumfang.

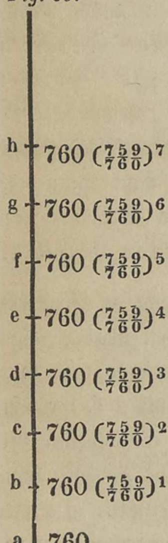
78. Denne Maade til at vise Loven for Luftens Sammentrykning bør dog ei anvendes uden ved svage Sammentrykninger, da det ellers ikke giver nøiagtige Resultater; men paa andre Maader har man beviist at **Luftens Rumfang staaer i omvendt Forhold til det Tryk, for hvilket den udsættes,** hvilken Lov kaldes **den mariottiske Lov.** Da ved samme Vægt Luftens Tæthed (Vægtfylde) staaer i omvendt Forhold til Rumfanget (Nr. 8) kan man ogsaa udtrykke den mariottiske Lov saaledes: **Luftens Tæthed er proportional med det Tryk, som den maa udholde.**

79. Hvorstort et Tryk man end udøver paa et afspærret Rumfang af den atmosphæriske Luft, vedbliver den dog at følge den mariottiske Lov. Anderledes gaaer det derimod med forskjellige andre luftformige Legemer. Sammentrykkes f. Ex. en vis Mængde Svovlsyrling, Cyan, Chlor eller Svovlbrinte vil vel i nogen Tid Rumfanget formindskes i samme Forhold som Trykket forøges, men man vil snart naae et Punkt, at disse Luftarters Tæthed ei kan forøges mere, og sammentrykker man

dem da mere, ville de begynde at gaae over til den draabeflydende Tilstand. Størrelsen af dette Tryk er ikke alene forskjellig for de forskjellige Luftarter, men den samme Luftart udfordrer snart et større, snart et mindre Tryk for at gaae over til Draabeform, eftersom nemlig Temperaturen er høi eller lav. Vel er det ei hidtil lykkedes os at fortætte alle luftformige Legemer til Draaber, men dette hidrører rimiligviis kun derfra, at vi ei ere istand til samtidig at anvende tilstrækkeligt Tryk og tilstrækkelig Afkjøling.

80. Da Luftens Tæthed er proportional med det paa den udøvede Tryk, er det en Selvfølge, at høiere liggende Luftlag maae have en mindre Tæthed, end de Luftlag, som ere Jordens Overflade nærmere, efterdi den over hine værende Luftsøile er mindre, saa at de ogsaa sammentrykkes med en ringere Kraft; naar man derfor bringer et Barometer høiere op i Luften, maa Quiksølvet deri synke, og man er istand til nøie at eftervise, hvormeget det maa synke, naar det bringes i en bestemt Høide over Jordens Overflade.

Fig. 69.



Naar Barometerhøiden paa et Sted ved Jordens Overflade er 760^{mm}, vil en umiddelbar Iagttagelse sige os, at vi maae gaae til en Høide af 11,5 Meter for at Quiksølvet i Barometret kan synke 1^{mm}. Naar altsaa a er et Sted ved Jordens Overflade og b er beliggende 11,5 Meter lodret over a vil Barometerhøiden i a være 760^{mm}, i b 759^{mm} eller $760\,\frac{759}{760}$^{mm}. Da nu Luftens Tæthed er proportional med Trykket, vil Luftens Tæthed i bc være mindre end i ab, idet bc = 11,5 Meter (= cd = de = ef = fg = gh), og da vi tillige kunne antage at Tætheden af Luften er eensformig i hvert af disse ligestore Luftlag, maa Luftens Tæthed i bc forholde sig til Luftens Tæthed i ab som Barometerhøiden i b forholder sig til Barometerhøiden i a, altsaa som 759 : 760; da nu Luftlaget ab kunde holde Ligevægt med en Quiksølvsøile af 1 Millimeters Høide, vil Luftlaget bc kun kunne holde Ligevægt med en Quiksølvsøile af $\frac{759}{760}$ Millimeters Høide. Idet vi altsaa stige fra b til c vil Barometerhøiden synke $\frac{759}{760}^{mm}$; altsaa i a være

$$759 - \frac{759}{760} = \frac{759^2}{760} = 760\left(\frac{759}{760}\right)^2.$$

Paa samme Maade indsees at Luftens Tæthed i cd vil forholde sig til Luftens Tæthed i bc som Barometerhøiden i c forholder sig til Barometerhøiden i b; altsaa som $\frac{759^2}{760} : 759$ eller som 759 : 760. Da nu Luftlaget bc kunde holde Ligevægt med en Quiksølvsøile af $\frac{759}{760}$ Millimeters Høide, vil Luftlaget cd kun kunne holde Ligevægt med en Quiksølvsøile af en Høide lig $\left(\frac{759}{760}\right)^2$ Millimeter. Idet vi altsaa stige fra c til d vil Barometerhøiden synke $\left(\frac{759}{760}\right)^2$ Millimeter; altsaa i d være $\frac{759^2}{760} - \left(\frac{759}{760}\right)^2 = \frac{759^3}{760^2} = 760\left(\frac{759}{760}\right)^3$. Saaledes finde vi videre at Barometerhøiden i e, f, g...; altsaa i en Høide af $4 \times 11{,}5$ Meter, $5 \times 11{,}5$ Meter, $6 \times 11{,}5$ Meter ... er lig $760\left(\frac{759}{760}\right)^4$, $760\left(\frac{759}{760}\right)^5$, $760\left(\frac{759}{760}\right)^6$ ..., og i en Høide af $n \times 11{,}5$ Meter, vil Barometerhøiden være $760\left(\frac{759}{760}\right)^n$ Millimeter.

Kjendes altsaa Barometerhøiden B paa et eller andet Sted, da vil man have $B = 760\left(\frac{759}{760}\right)^n$, idet n udtrykker det Antal Gange 11,5 Meter Stedet er beliggende over Havets Overflade; observerer man nu tillige Barometerhøiden b paa et Sted beliggende m × 11,5 Meter over Jordens Overflade, da kan man bestemme Høidedifferensen m — n for begge Steder.

Af Ligningerne $$B = 760\left(\frac{759}{760}\right)^n$$

og $$b = 760\left(\frac{759}{760}\right)^m$$

erholdes $$\log B = \log 760 + n \log\left(\frac{759}{760}\right)$$

og $$\log b = \log 760 + m \log\left(\frac{759}{760}\right)$$

altsaa $$\log B - \log b = (n - m) \log\left(\frac{759}{760}\right)$$

eller $$\log B - \log b = -(n - m) . 0,0005718$$

følgelig $$m - n = \frac{\log B - \log b}{0,0005718}.$$

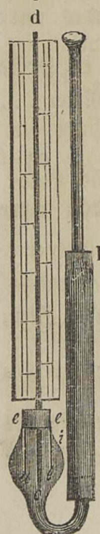
Sættes nu Høidedifferensen mellem begge Steder lig H,

da er $$H = (m - n) \times 11,5$$

altsaa $$H = 11,5 \times \frac{\log B - \log b}{0,0005718}$$

eller $$H = 20112 \times (\log B - \log b).$$

Fig. 70.



81. Til saadanne Høidemaalinger, hvor der ei udfordres den største Grad af Nøiagtighed kan man anvende det i Fig. 70 fremstillede Differentialbarometer. Dette bestaaer af et lige cylindrisk Glasrør k, som ved et snævrere Rør er sat i Forbindelse med Glaskarret c, gjennem hvis øverste Deel Røret cd passer lufttæt; i k kan Kolben f bevæge sig lufttæt op og ned. Hele Instrumentet er fyldt med saameget Quiksølv, at dette næsten ganske fra c træder over i k, naar Kolben f trækkes opad; den i c værende Luftmasse kan da gjennem det i begge Ender aabne Rør cd communicere med den ydre Luft. Støder man Kolben f ned, vil Quiksølvet atter gaae over i c og deri snart stige saa høit, at den nederste Aabning af

Røret cd tillukkes, hvorved der i c afspærres et Luftquantum der har samme Tæthed som den ydre Luft. Stødes Kolben f endnu længere ned, indtil Overfladen af Quiksølvet i c netop berører Spidsen a af den gjennem ee gaaende Naal, da vil den afspærrede Luft være sammentrykket i et Forhold, som afhænger af Instrumentets Dimensioner og Spidsens Stilling.

Antage vi, at Spidsen a staaer saaledes, at den afspærrede Luftmasse er sammentrykket til $\frac{p}{q}$ af dens oprindelige Rumfang, da maa ifølge den mariottiske Lov den Kraft, hvormed Luften er sammentrykket være $\frac{q}{p} \times b$, idet b er Barometerhøiden, og følgelig maa Quiksølvet i Røret cd stige til en Høide liig $\frac{q}{p} . b - b = \left(\frac{q-p}{p}\right) b$. Er altsaa h Quiksølvets Høide i Røret cd, da er $h = \left(\frac{q-p}{p}\right) b$, altsaa

$$b = \frac{hp}{q-p}.$$

Lad f. Ex. $\frac{p}{q} = \frac{3}{4}$, eller med andre Ord, lad den i c afspærrede Luftmasse være sammentrykket til $\frac{3}{4}$ af dens oprindelige Rumfang, naar Quiksølvets Overflade er ved a, da er $\frac{p}{q-p} = 3$; altsaa $b = 3h$, saa at man, for at finde den sande Barometerhøide, maa multiplicere Quiksølvsøilens Høide i cd med 3.

Støder man Kolben f endnu længere ned, til Quiksølvet i c er steget til b, da vil den afspærrede Luftmasse være endnu stærkere sammentrykket f. Ex. til $\frac{r}{s}$ af dens oprindelige Rumfang, og følgelig maa ogsaa Quiksølvet i cd stige høiere f. Ex. til en Høide H, og man har da

$$b = \frac{H . r}{s - r}.$$

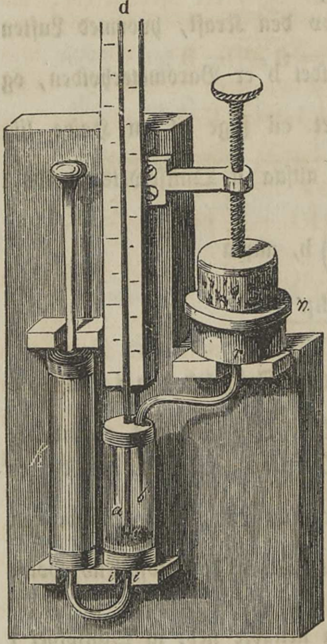
Er f. Ex. $\frac{r}{s} = \frac{2}{3}$, da bliver $\frac{r}{s-r} = 2$, altsaa $b = 2H$.

Ere de anstillede Observationer rigtige, maa man have

$$b = \frac{hp}{q-r} = \frac{Hr}{s-r}.$$

82. Paa samme Princip som Differentialbarometret støtter sig ogsaa det i Fig. 71 viste Volumenometer, ved hvilket man kan bestemme smaa Legemers Rumfang. Ligesom Differentialbarometret, bestaaer det ligeledes af to med hinanden forbundne Glasrør c og k; i k bevæger sig lufttæt en Løderkolbe, gjennem c gaaer lufttæt det i begge Ender aabne Glasrør cd. Men gjennem Laaget paa c gaaer desuden et Rør, som sætter Glaskarret r i Forbindelse med c; den øverste Rand af r er plan afsleben, saa at den lufttæt kan lukkes med Glaspladen n, som presses fast ved Hjelp af en Skrue.

Fig. 71.



Trykker man Kolben f ned i Røret k, indtil Quiksølvets Overflade staaer ved den nederste Aabning af Røret cd, da er der i c og r afspærret et vist Luftquantum, som har samme Tæthed, som den ydre Luft, men som sammentrykkes, naar man trykker Quiksølvet op til a, og da vil der i cd hæves en Quiksølvsøile, hvis Høide afhænger af Barometerhøiden og Instrumentets Dimensioner samt af Stillingen af a. Er Barometerhøiden B, Quiksøvets Høide i cd liig h, Rumfanget af den Deel af c, som er mellem a og c liig v, og sætter man endvidere Rumfanget af den i c og r værende Luftmasse liig

V, da vil den sammentrykkede Luftmasse kun indtage et Rum liigt V — v, og da Rumfangene ere omvendt proportionale med de sammentrykkende Kræfter, vil man have

$$V : V - v = B + h : B$$

altsaa
$$V = v\left(1 + \frac{B}{h}\right)$$

Kommer man nu i r det Legeme, hvis Rumfang man vil finde, bliver den i c og r afspærrede Luftmasse mindre f. Ex. liig V′, og følgelig vil den i cd hævede Quiksølvsøile blive større f. Ex. liig H, medens B og v ere uforandrede; man faaer altsaa

$$V' : V' - v = B + H : B$$

altsaa
$$V' = v\left(1 + \frac{B}{H}\right)$$

altsaa bliver Rumfanget R af det i r nedlagte Legeme liigt

$$V - V' = v\left(1 + \frac{B}{h}\right) - v\left(1 + \frac{B}{H}\right) = v\left(\frac{B}{h} - \frac{B}{H}\right).$$

Spidsen b tjener til Controlforsøg ligesom ved Differentialbarometeret.

Da man ved Hjælp af dette Instrument er istand til at bestemme pulverformige Legemers Rumfang, faaer man med det samme et Middel til at finde deres Vægtfylde, idet man nemlig ved en almindelig Vægtskaal finder deres absolute Vægt, og dernæst dividerer denne med Rumfanget.

Anm. Ofte kan det være af stor Vigtighed at bestemme et vist Luftquantums Normalvolumen d. e. dets Rumfang ved 0° og 760mm's Barometerhøide. Er α Luftens Udvidelsescoefficient, t dens Temperatur og V dens Rumfang ved t°, da er Rumfanget ved 0° og samme Barometerhøide B

$$V' = \frac{V}{1 + \alpha t}.$$

Men ifølge den mariottiske Lov er $V' v : = 760 : B$, idet v er Rumfanget ved 0° og Normaltrykket, altsaa $v = V' \frac{B}{760}$ eller

$$v = \frac{V}{1 + \alpha t} \cdot \frac{B}{760},$$

i hvilken Formel Luftens Udvidelsescoefficient $\alpha = 0{,}003667$.

Exempel. At finde Normalvolumet af det Luftquantum, som ved 10° C og en Barometerhøide af 757^{mm} indtager et Rum af 39^{cbcm}. Her har man V = 39, t = 10, B = 757, følgelig bliver

$$v = \frac{39}{1 + 0{,}003667.10} \cdot \frac{757}{760} = 37{,}472.$$

§ 3.

a. Luftpompen.

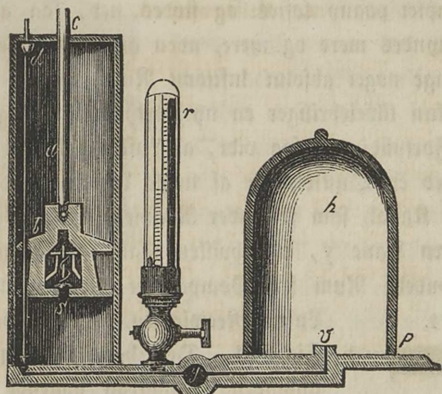
Fig. 72.

83. Ved mange physiske Arbeider behøver man et Instrument, hvormed man kan fortynde eller fortætte Luften i et givet Rum. Et saadant Instrument er den saakaldte Luftpompe, hvis væsentligste Dele ere følgende. I en huul, indvendig glat Cylinder af Glas eller Metal, hvilken kaldes Pomperøret (Støvlen), kan Kolben eller Stemplet c lufttæt bevæges og ned; fra Pomperørets Bund fører en fiin Kanal hen til det Kar, i hvilket Luften skal fortyndes; dette Kar kaldes ofte Recipienten. Ved en Hane s er man istand til at afbryde Forbindelsen mellem Pomperøret og Recipienten, og ved en anden Hane t kan man sætte den ydre Luft i Forbindelse med den Deel af Pomperøret, som er under Stemplet. Vi ville nu antage at Stemplet var heelt nede ved Bunden af Pomperøret, og at Hanen t var lukket, s aaben; trækker man da c i Veiret, vil den i e værende Luftmasse paa Grund af dens Elasticitet eensformigt udbrede sig i den nederste Deel af Pomperøret, saa at der i e tilbagebliver et mindre Luftquantum. Derpaa lukkes Hanen s, t aabnes, og Stemplet stødes atter ned til Bunden af Pomperøret, da vil al den heri værende Luft udjages, uden at den dog er istand til at kunne træde tilbage i e; naar Stemplet er kommet heelt ned lukkes atter Hanen t, og s aabnes og Stemplet trækkes paany op, hvorved den i e værende Luft atter fortyndes; ved en oftere gjentagen

af disse Operationer kan man frembringe en betydelig Luftfortynding i e.

84. Den i Fig. 72 viste Luftpompe er i mange Henseender ubequem til Brug, og navnlig er det meget besværligt afvexlende at aabne og lukke de to Haner; man har derfor givet den andre Former, af hvilke een sees i Fig. 73.

Fig. 73.



I det glat udborede Pomperør a kan Stemplet b lufttæt føres op og ned; i Stemplet er anbragt en Ventil eller Spærklap, som kan aabnes nedenfra opad, naar den under Stemplet værende Luft har en større Tæthed end Luften over Stemplet. Fra Pomperørets Bund fører en fiin Kanal hen til **Tallerkenen**, som er en plan afsleben Glas- eller Metalplade, hvorpaa **Recipienten** sættes. Til at afbryde eller tilveiebringe Forbindelsen mellem Recipienten og Pomperøret er Stangen de, som passer lufttæt i Stemplet, saaledes at den, naar hiint føres opad, ogsaa løftes, indtil den med d støder an mod Pomperørets øverste Plade, og da vil Stemplet ved nogen Gnidning bevæge sig langs Stangen de. Bevæges Stemplet atter nedad føres de med, og den kegledannede Prop trykkes ned i den Aabning, som findes i Pomperørets Bund, saaledes at den øverste Flade af e kommer til at ligge i samme Plan som Cylinderens Bund, til hvilken da Stemplet kan komme heelt ned.

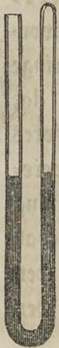
Naar man nu hæver Stemplet, vil tillige de hæves, hvorved Aabningen ved e bliver fri, og Luften fra h udbreder sig ogsaa i hele Rummet under Stemplet; stødes Stemplet atter ned, vil de føres med, til Aabningen ved e er lukket, hvorved Luften under b hindres i at gaae tilbage til h, men maa gaae bort gjennem Ventilen s. Disse Virkninger gjentages hver Gang Stemplet paany løftes og stødes ned, saa at Luften i h stedse fortyndes mere og mere, uden at det dog bliver muligt at tilveiebringe noget absolut lufttomt Rum, efterdi hvert nyt Kolbeslag ikkun tilveiebringer en ny Fortynding. Dog kan man let bringe Fortyndingen saa vidt, at Luften i h kun kan holde Ligevægt med en Quiksølvsøile af nogle Liniers Høide.

I den Kanal, som forbinder Recipienten med Pomperøret, er anbragt en Hane y, ved hvilken man enten kan afspærre det luftfortyndede Rum fra Pomperøret eller paany indlade Luft i Recipienten. Denne Hane sees i Fig. 74. Den har to Aabninger: en almindelig diamitralt gaaende Aabning, som under Udpompningen forbinder Pomperøret med Recipienten, og en Sideaabning, der kan lukkes med en Metalprop b, og som vender mod Pomperøret, naar Recipienten skal forblive afspærret; vil man atter lade Luft komme ind i denne, dreies Hanen saaledes, at Sideaabningen kommer mod Recipienten, og trækker Metalproppen ud.

Fig. 74.

For at kunne bestemme den Grad til hvilken Luftfortyndingen er bragt, anvender man et afkortet Barometer, som er indesluttet i en snever Glasklokke r (Fig. 73), som ved en fiin Kanal staaer i Forbindelse med Maskinen. Quiksølvet fylder hele den oven tillukkede Deel, og begynder først at synke, naar det paa den aabne Green virkende Lufttryk er betydeligt formindsket; naar Quiksølvet først er begyndt at synke, angiver Differensen mellem

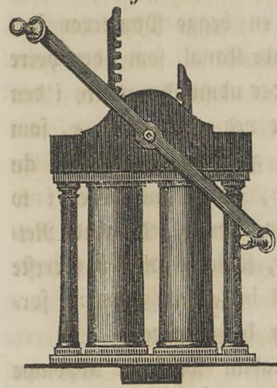
Fig. 75.



Høiderne af Quiksølvet i begge Rørets Grene Luftfortyndingens Grad.

Naar Luftfortyndingen er drevet nogenlunde vidt, vil der paa Grund af den ydre Lufts Tryk paa Stemplets øverste Flade udfordres en betydelig Kraft til at trække dette i Veiret; man anvender derfor som oftest to Pompererør, i hvilke Stemplerne bevæge sig i modsatte Retninger, saaledes at det ene føres opad, naar det andet gaaer gaaer nedad. Bevægelsen tilveiebringes ved et Tandhjul, som griber ind i Tænderne paa Stempelstængerne; hiints alternerende Bevægelse, som tilveiebringes ved et Sving, forplanter sig da til Stempelstængerne.

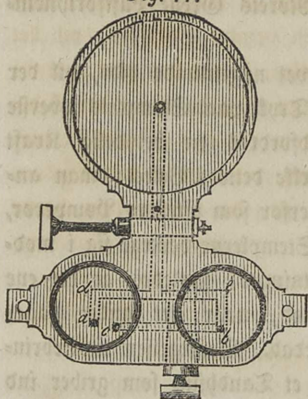
Fig. 76.



85. Hvor omhyggelig endog alle de enkelte Dele af en Luftpompe ere udarbeidede, findes der dog stedse under Stemplet et lille Rum, i hvilket der ved Stemplets Nedgang tilbageblivet Luft med samme Tæthed, som den atmosphæriske Luft; trækkes Stemplet opad vil dette Luftquantum udbrede sig i hele den nederste Deel af Pompererøret, og dens Tæthed vil være $\frac{p}{q}$ af den atmosphæriske Lufts Tæthed, naar dette skadelige Rum er $\frac{p}{q}$ af Pompererørets Rumfang. Naar nu den i Recipienten værende Luft er fortyndet til denne Grad, vil der ei længere, naar Stemplet føres opad, kunne gaae Luft fra Recipienten til Pompererøret, og man har da naaet den Grændse, til hvilken Luftfortyndingen kan drives.

86. Sætter man begge en Luftpompes Rør i Forbindelse med hinanden, vil man være istand til at drive Luftfortyndingen langt over den her angivne Grændse. I omstaaende Figur sees Grundridset af en saadan Luftpompe; fra Tallerkenen kommer en Kanal, som deler sig i to Grene, af hvilke den ene

Fig. 77.



r

ved a aabner sig i det venstre Pomperør, det andet ved b i det høire; disse Kanaler findes ved enhver dobbeltvirkende Luftpompe, men her findes der desuden en begge Pomperør forbindende Kanal, som i den høire Cylinder udmunder ved b, i den venstre ved c. Hanen r, som gaaer gjennem Kanalerne de og bc, er gjennemboret i to paa hinanden lodretstaaende Retninger, saaledes at den forreste Aabning passer til de, den bageste til bc; efter Hanens forskjellige Stillinger vil Kanalen de eller bc afbrydes.

Vil man ved Hjælp af en saadan Maskine udpompe Luften af et Rum, stiller man Hanen saaledes, at de er

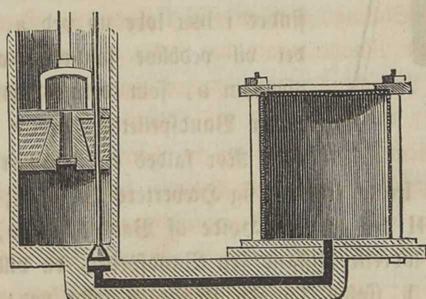
Fig. 78.

aaben, men bc afbrudt, saa at Hanen altsaa faaer den Stilling, som er viist i Fig. 78. Har man paa denne Maade naaet den i Nr. 85 angivne Grændse for Luftfortyndingen, dreies Hanen saaledes, at den faaer den i Fig. 77 viste Stilling, saa at Communicationen mellem Recipienten og det høire Pomperør afbrydes, medens begge Cylinderne ved Kanalen bc sættes i Forbindelse med hinanden. Naar nu Stemplet føres opad i det venstre Pomperør, vil den i Recipienten værende Luft udbrede sig i denne Cylinder; naar da Stemplet atter trykkes ned, vil a lukkes, og Luften under Stemplet vil da fortættes og en Deel af den gaae bort gjennem Ventilen, medens der i det skadelige Rum vilde tilbageblive Luft, hvis Tæthed var liig Atmosphærens, hvis der ei var nogen Forbindelse mellem begge Pomperør. Men samtidig med Stemplets Nedgang i den venstre Cylinder løftes Stemplet i den høire, og følgelig vil Luften træde over i denne fra hiin, saa at Stemplet kan komme heelt ned til det venstre Pomperørs Bund, uden at Ventilen aabnes, og der vil derfor i det skadelige Rum kun blive en meget fortyndet Luft tilbage. Løftes Stemplet atter i den venstre Cylinder, vil det gaae ned i den høire, hvorved b lukkes, saa at den heri værende Luft maa gaae bort gjennem Ventilen; men da der i det skadelige Rum af den anden Cylinder, som ene er i Forbindelse med Recipienten, kun findes fortyndet Luft, vil dette ei kunne udøve den samme skadelige Virkning som før, da Luften deri havde Atmosphærens Tæthed.

b. Compressionspompen.

87. Compressionspompen anvendes, naar man i et givet Rum vil fortætte Luften. Den adskiller sig fra Luftpompen derved, at dens Ventiler aabne sig i den modsatte Retning, saaledes som man seer det i Fig. 79. Naar Stemplet gaaer nedad,

Fig. 79.



sammentrykkes Luften under det og drives over i Recipienten; føres Stemplet opad, vil den ydre Luft aabne dettes Ventil og trænge ind i Pomperøret, medens Recipientens sammentrykkede Luft holder Bundventilen lukket. Stødes Stemplet atter ned, vil Bundventilen aabnes, Stempelventilen lukkes, og et nyt Quantum Luft presses ind i Recipienten.

For at kunne bestemme, til hvilken Grad Luften er bleven fortættet, nedsætter man i Recipienten et oventil lukket med

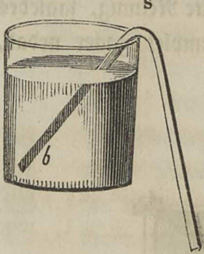
Luft fyldt Rør, hvis nederste aabne Ende staaer i et Kar med Quiksølv. Efterhaanden som Luften i Recipienten sammentrykkes, stiger Quiksølvet op i Røret, og af denne Quiksølvsøiles Høide i Forhold til Rørets Længde kan man slutte sig til Fortætningens Størrelse.

Ved Compressionspompen maa naturligviis Recipienten fastskrues paa Tallerkenen, da den ellers vilde løftes af den sammentrykkede Luft.

c. Hæverten.

Fyldes et i begge Ender aabent Glasrør bsa (Fig. 80) med Vand og nedsætter det med den ene Green i et Kar Vand medens den anden Green sa er udenfor Karret saaledes, at a ligger under Vandets Overflade, da vil ikke alene den Vandmasse, som findes i bsa løbe ud ved a, men Vandet vil vedblive saalænge at løbe ud gjennem a, som denne Aabning ligger under Vandspeilet i Karet. Et saadant bøiet Rør kaldes en Hævert.

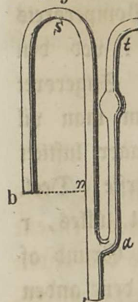
Fig. 80.



Det er let at forklare sig Hæverters Virkning; betegne vi nemlig ved H den lodrette Høide af Vandsøilen sa, og ved h Punktet s's lodrette Afstand fra Vandspeilet, da ville Vandsøilerne H og h ifølge Tyngde stræbe at falde ned; men disse Vandmassers Tyngde modvirkes af Lufttrykket, som paa den ene Side virker ved a, paa den anden ved Vandets Overflade i Karret, saa at herved Dannelsen af et lufttomt Rum i Røret forhindres, hvilket nødvendigviis vilde være Tilfældet, naar Vandmasserne løbe hver til sin Side. Da Lufttrykket virker lige stærkt paa begge Sider, vilde Ligevægt finde Sted, naar Aabningen ved a befandt sig i samme horizontale Plan som Vandfladen i Karret; ligger derimod a dybere nede, vil Vandsøilen i Grenen sa faae Overvægt, og i samme Forhold som Vandet her løber ud, vil det ved Lufttrykket paany drives op i Røret, hvilket vedbliver saalænge til a kommer i samme Høide som Vandfladen i Karret.

Naturligviis kan s's Afstand fra Vandfladen ei være mere end 32 Fod.

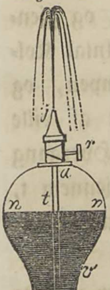
Fig. 81.



For bequemt at kunne fylde Hæverten, forsyner man ofte den længere Green sm (Fig. 81) med et Sugerør ta; nedsætter man b i en Vædske og tillukker m med en Finger, vil man ved at suge ved t fortynde Luften i Hæverten, som da vil fyldes med Vædsken; man undgaaer herved at faae Vædske i Munden, hvad der ofte kan være meget skadeligt, naar man t. Ex. vil bortskaffe en stærk Syre af et Kar.

d. Heronskuglen.

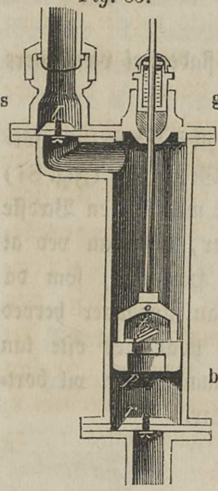
Fig. 82.



89. Gjennem Aabningen af et tildeels med Vand fyldt Kar v gaaer lufttæt et snævert Rør t, som foroven ender i en fiin Spids; Røret gaaer næsten heelt ned til Flaskens Bund. Naar man nu gjennem Røret indpuster Luft i Flasken, vil Vandet ved nn modtage et Tryk større end Atmosphærens, og der vil derfor gjennem Rørets Aabning udspringe en fiin Vandstraale; dette vil ogsaa finde Sted, naar Luften i Flasken har samme Tæthed, som den atmosphæriske Luft, medens man ved at sætte Apparatet ind under Recipienten paa en Luftpompe fortynder den omgivende Luft.

e. Vandpompen.

Fig. 83.

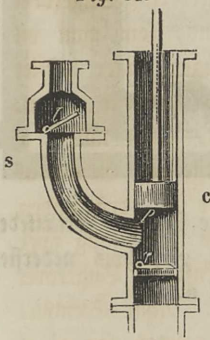


90. Suge- og Løftepompen bestaaer af et Sugerør a, Pomperøret b, Stemplet p, Stigrøret s og tre Ventiler r, t og l, som alle kunne aabne sig nedenfra opad, og som befinde sig r ved Pomperørets Bund, t i Stemplet og l ved den nederste Ende af Stigrøret. Sugerøret staaer ned i det Vand, som man vil løfte, og Stempelstangen gaaer lufttæt gjennem Pomperørets øverste Deel. Naar Stemplet løftes, vil t lukkes, r og l aabnes, den første paa Grund af Luftfortyndingen under p, den anden paa Grund af Luftens Fortætning over p; da herved tillige Luften i Sugerøret fortyndes, maa Vandet stige noget i dette. Naar Stemplet atter stødes ned, ville r og l lukkes, men t aabnes, saa at al Luften i Pomperøret kommer over Stemplet. Løftes Stemplet nu paany, stiger Vandet atter et Stykke i Sugerøret, og gjennem Ventilen t bortskaffes mere Luft; efter et vist Antal Kolbeslag vil næsten al Luften være bortskaffet af Pompen, og Vandet vil stige op gjennem Ventilen r, og fra nu af ville Ventilerne kun aabnes af det indtrængende Vand. Hvergang Stemplet stødes ned, gaaer et vist Quantum Vand gjennem t, og hvergang det hæves, hæves et nyt Quantum Vand i Sugerøret og Stigerøret.

Den Kraftanstrengelse, som man maa anvende for at løfte Ventilen, maa ikke alene overvinde Gnidningen, men ogsaa bære en Vandsøile, hvis Grundflade er liig Pomperørets Gjennemsnit, og hvis Høide er liig den lodrette Afstand mellem Stigrørets Udløbsaabning og Vandets Overflade i det Reservoir, i hvilket Sugerøret er nedsat.

Naar en saadan Pompe skal være brugbar, maa Vandet kunne naae den nederste Ventil r, hvis Stilling altsaa maa afhænge af den Grad, til hvilken man kan drive Luftfortyndingen mellem r og t. Naar der ved Stemplets dybeste Stilling ei fandtes noget Rum mellem t og r, kunde man mellem disse Ventiler tilveiebringe et fuldkommen lufttomt Rum, og da kunde man anbringe r 32 Fod over Vandets Overflade; men da det er en Umulighed ganske at undgaae et skadeligt Rum under Stemplet, kan man aldrig lade Afstanden være fuldt 32 Fod.

Fig. 84.



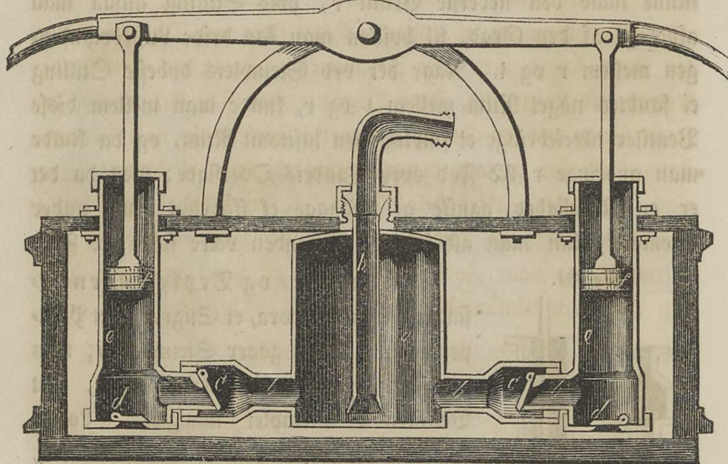
91. Suge- og Trykpompen bestaaer af et Sugerør a, et Stigrør s, et Pomperør c, i hvilket gaaer Stemplet p; men den har kun to Ventiler l og r, idet Ventilen i Stemplet mangler. Løftes Stemplet trænger Vandet op gjennem r, og ved Stemplets Nedgang lukkes r, og Vandet presses i Veiret gjennem l.

Stillingen af Ventilen r afhænger ogsaa her af den Grad, til hvilken man kan bringe Luftfortyndingen mellem p og r.

f. Vindkjedelen.

92. Naar man vil frembringe en continueerlig Vandstrøm (f. Ex. ved en Brandsprøite), anvender man den saakaldte Vindkjedel. Ved to Trykpomper presser man Vand ned i et stort Reservoir, hvorved den heri værende Luft fortættes, og derved trykkes Vandet ud gjennem et Rør, saaledes som ved Heronskuglen. Pomperne staae nemlig ned i et Kar med Vand; naar nu Stemplet løftes, trænger Vandet gjennem Bundventilen d ind i Pomperøret; trykkes Stemplet atter ned, presses Vandet gjennem Ventilen c ud i den egenlige Vindkjedel a, hvorved

Fig. 85.

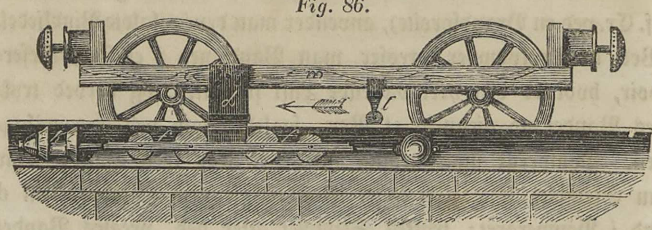


den heri værende Luft sammentrykkes; denne saaledes fortættede Luft presser da Vandet ud gjennem Røret gh, hvis nederste Aabning staaer under Vandets Overflade i a.

g. Den atmosphæriske Jernbane.

69. En høist sindrig Anvendelse af den atmosphæriske Lufts Tryk er den saakaldte atmosphæriske Jernbane.

Fig. 86.



Midt imellem begge Skinnerne ligger et glat udboret Jernrør, i hvilket Kolben k passer fuldkommen lufttæt. Udpomper man Luften af Røret paa den ene Side af Stemplet, vil dette af Lufttrykket drives fremad til denne Side.

Udpompningen af Luften i Røret skeer ved Dampmaskiner, der staae langs med hele Jernbanen. Stemplet, som drives fremad ved Lufttrykket, fører Vognene med sig, idet nemlig den første Vogn ved en Stang d staaer i Forbindelse med Stempelstangen ff; for at lade denne Forbindelsesarm d komme igjennem, har Røret efter hele sin Længde en Rende, som lufttæt kan lukkes ved en Læderklap. Denne Klap aabnes bagved Stemplet, og naar Forbindelsesarmen er gaaet igjennem lukkes den atter ved Rullen b.

Fjerde Afsnit.

Legemernes Elasticitet.

§ 1. Faste Legemers Elasticitet.

94. Naar et fast Legemes enkelte Dele ved en eller anden Kraft bringes ud af deres gjensidige Stilling, er derfor den forrige Ligevægtstilstand ikke fuldkommen ophævet, thi Delene kunne atter vende tilbage til deres forrige Stilling, naar Kraften har ophørt at virke. Denne Egenskab ved Legemerne, ifølge hvilken dets Dele vende tilbage til den forrige Ligevægtstilstand, naar den ved en ydre Kraft frembragte Forskydning ei har oversteget visse Grændser, kaldes Elasticitet.

95. Ikke alle Legemer ere lige elastiske; der gives Legemer, hvis Dele selv efter en betydelig Forskydning vende tilbage til den tidligere Stilling, saasom Gummielasticum, Staal, Elfenbeen o. s. v.; saadanne Legemer kaldes fortrinsviis elastiske; andre Legemer derimod, saasom Bly, Glas, o. s. v. ere kun i en meget ringe Grad elastiske, de kunne ikke taale nogen stor Forskydning af de enkelte Dele, uden at den tidligere Ligevægtstilstand ophæves.

96. Traade af Metal og andre Legemer, som ved en eller anden Kraft spændes og ved denne Spænding forlænges, ere indenfor visse Grændser fuldkommen elastiske. Man overtyder sig let herom ved horizontalt at udspænde en Traad eller Snor, og da ved dens Midte ophænge en lille Skaal, paa hvilken man kan lægge Vægtlodder. Herved spændes Snoren nedad,

men vender atter tilbage til den oprindelige Stilling, naar Skaalen med Lodderne borttages; ved at undersøge, med hvor stor en Vægt man kan betynge Snoren, førend den ei mere indtager den oprindelige Stilling, naar Vægten borttages, erfarer man Grændsen for Elasticiteten.

Man kan ogsaa ophænge Traaden vertikalt, og da ved den ene Ende hænge Vægtlodder, hvorved den forlænges, men trækker sig atter sammen til den oprindelige Længde, naar Lodderne borttages. Ved at undersøge, med hvor stor en Vægt man kan spænde Traaden, førend den blivende forlænges, erfarer man Grændsen for Elasticiteten.

97. Ophænges en Traad vertikalt og strammes, idet man ved den nederste Ende fastgjør en Vægt, da kan man let snoe den ved at dreie Vægten om dens vertikale Axe, som ligger i Traadens Forlængelse; giver man atter slip paa Vægten og overlader denne til sig selv, da ville Delene paa Grund af deres Bestræbelse efter atter at indtage deres oprindelige Stilling føre Vægten tilbage til den oprindelige Stilling, uden at denne dog nu strax forbliver i Hvile; formedelst den engang erholdte Fart vil den nemlig fortsætte sin Gang til den anden Side, og saaledes opstaaer der en Række af Svingninger, som bestandig blive mindre og mindre, indtil Vægten endelig kommer til Hvile i den oprindelige Stilling. Ved at iagttage disse Svingninger kan man slutte sig til den Kraft, som stræber at føre den snoete Traad tilbage til dens oprindelige Stilling, og naar Snoeningen ei har oversteget visse Grændser, vil denne Kraft være proportional med Snoeningen.

98. Naar den Kraft, hvorved et fast Legemes Dele bringes ud af deres Ligevægtstilstand, overstiger Elasticitetens Grændser, ville deres gjensidige Stilling vedvarende forandres, og naar den anvendte Kraft er tilstrækkelig stor, ville de skilles fra hinanden. Den Kraft, hvormed et Legeme modsætter sig Delenes Adskillelse, kaldes dets Fasthed, og denne lader sig overvinde ved Sønderrivning, Sønderbrydning, Afdreining eller ved Tryk. Den Kraft, hvormed et Legeme, som er ud-

spændt efter Længden, modsætter sig Sønderrivning kaldes den absolute Fasthed. Denne Modstand maa aabenbart afhænge af Legemets Gjennemsnit, hvormed den er proportional, idet man maa overvinde Sammenhængen mellem 2, 2, 4... Gange saa mange Dele, naar Legemets Gjennemsnit gjøres 2, 3, 4... Gange saa stort. For med Lethed at kunne sammenligne forskjellige Materialers absolute Fasthed med hinanden, maa man antage et eller andet vilkaarlig valgt Gjennemsnit som Eenhed, og da undersøge hvorstor en Kraft der udfordres til at sønderrive et Legeme, som har dette Gjennemsnit. Om end Gjennemsnittet af det Legeme, hvormed Forsøget anstilles, er større eller mindre end den valgte Eenhed, lader Fastheden sig dog let reducere hertil. Naar man saaledes siger, at den absolute Fasthed af en Traad af Bly eller Jern er respective 26 og 398, da menes herved, at en Traad af de nævnte Metaller, som har et Gjennemsnit af een Quadratlinie, kan taale et Træk af respective 26 og 398 Pund, før den sønderrives.

Den Kraft, hvormed et Legeme modstaaer Sønderbrydning og Søndertrykning kaldes den relative og den tilbagevirkende Fasthed; disse staae altid i et bestemt Forhold til den absolute Fasthed.

§ 2. Draabeflydende Legemers Elasticitet.

99. Ligesom faste Legemer ere ogsaa draabeflydende Legemer indenfor visse Grændser elastiske, d. e. de kunne ved et stærkt Tryk sammenpresses til et mindre Rum, men udvide dem atter, naar Trykket ophører.

Til at vise Vædskers Sammentrykkelighed kan man benytte det i Fig. 87 viste Apparat, som i det Væsenlige bestaaer af et Compressionskar a af tykt Glas, og af et Glaskar b, som ender i et fiint Haarrør; dette sidste Kar kalder man et Piezometer, og det er i forstørret Maalestok viist i Fig. 88; Haarrøret ender i en lille Tragt. For at gjøre Instrumentet

Fig. 87.

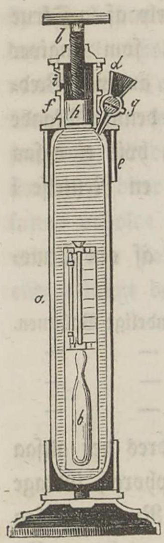
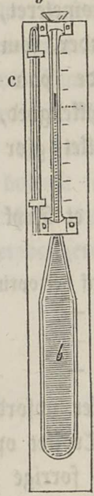


Fig. 88.



ret nøiagtigt er det af stor Vigtighed at inddele Røret saaledes, at den Deel, som ligger mellem to paa hinanden følgende Delingsstreger, udgjør en bekjendt Brøkdeel af Karrets Indhold. Til dette Øiemeds Opnaaelse bestemmer man Vægten af den Mængde Quiksølv, som kan fylde hele Piezometret, hvilken Vægt vi ville antage at være 1000 Gramme; man bestemmer dernæst Vægten af den Mængde Quiksølv som kan fylde en vis Deel af Røret; lad t. Ex. en Deel af Røret, hvis Længde er 100^{mm}, kunne udfyldes af 0,2 Gramme Quiksølv, da er det for dette Tilfælde aabenbart, at Rumindholdet af den Deel af Røret, hvis Længde er 1^{mm}, er 0,000002 af hele Karrets Capacitet.

Antage vi nu, at man ved Hjælp af dette Instrument vilde bestemme Vandets Sammentrykkelighed, da fylder man først Piezometret med Vand, som ved Kogning fuldkommen er befriet for al Luft, og indbringer i det snævre Rør en lille Søile af Quiksølv, hvorved Vandet i b begrændses. Man fastgjør dernæst paa den Plade, paa hvilken Delingen er afsat, et lille L u f t m a n o m e t e r, som bestaaer af et lille ei altfor snævert Glasrør, som foroven er tilsmeltet, forneden aabent, og som er fyldt med Luft; man sætter derpaa dette Apparat ned i Compressionskarret a, som ganske er fyldt med Vand. Naar man nu sammentrykker Vandet i det store Kar, vil dette Tryk forplante sig til Vædsken i Piezometret. Ved den øverste Ende af Glaskarret er fastgjort et Metalrør f, i hvilket Stemplet h kan bevæge sig; medens a fyldes med Vand er dette Stempel over Sideaabningen i paa Røret f, saa at man kan hælde Vand ind gjennem d og lade Luften gaae bort gjennem i.

Naar Karret a er blevet fyldt med Vand, lukker man Røret ved en Hane g, og trykker Stemplet ned ved Hjælp af en Skrue l. Man iagttager nu samtidig Manometeret, som angiver Trykkets Størrelse og Piezometerets Inder, som angiver Vædskens Volumformindskelse. Man vilde paa denne Maade umiddelbart erfare Vædskens Sammentrykkelighed, hvis ei ogsaa Glasset blev noget sammentrykket, hvilket gjør en Rettelse i det erholdte Resultat nødvendig.

Man har saaledes fundet, at ved et Tryk af een Atmosphære vil

Vand kunne sammentrykkes	47	Milliontedele	af det	oprindelige	Volumen.
Quiksølv	—	3	—	—	—	—
Svovlsyre	—	30	—	—	—	—
Terpentinolie	—	71	—	—	—	—

100. Til at sammentrykke Vædsker udfordres der altsaa en overordenlig stor Kraft, men naar Trykket ophører, indtage de atter med en meget stor Kraft deres forrige Rumfang, saa at man vel kan sige om draabeflydende Legemer, at de ere lidt sammentrykkelige, men ikke at de ere lidt elastiske.

§ 3. Luftformige Legemers Elasticitet.

101. Alle luftformige Legemer ere fuldkommen elastiske, saa at selv det mindste Tryk kan formindske deres Rumfang. Man skulde derfor troe, at den atmosphæriske Luft vilde udbrede sig i det Uendelige i Universet, men heri hindres den ved sin Tyngde, saa at der altsaa maa være en Grændse for Atmosphæren, hvilken findes i en Afstand af 6 à 7 Mile fra Jordens Overflade.

102. Ved Sammentrykning af flere luftformige Legemer f. Ex. Vanddamp vil man finde, at de snart naae et Punkt, ved hvilket de ei kunne taale et stærkere Tryk, uden at en Deel deraf gaaer over til den draabeflydende Tilstand (Nr. 79); det Tryk som saaledes et luftformigt Legeme kan udholde, før det

gaaer over til Draabeform, er ikke alene forskjellig efter de forskjellige Luftarters Natur, men et og samme luftformige Legeme kan snart udholde et stærkt, snart kun et svagere Tryk, eftersom nemlig dets Temperatur er høi eller lav. Saaledes ville f. Ex. Vanddampe, hvis Temperatur er 100° C, kunne sammentrykkes saalænge, til de have Atmosphærens Tæthed; sammentrykkes de stærkere, blive de draabeflydende. Ved 121, 4° C ville de kunne udholde dobbelt saa stærkt et Tryk, før de blive flydende; ved endnu stærkere Opvarming blive de istand til at udholde endnu langt betydeligere Tryk.

2. Bevægelseslæren.

Første Afsnit.

Forskjellige Arter af Bevægelse.

§ 1. Jevn Bevægelse.

103. Ethvert Legeme er bevægeligt d. e. man kan forandre dets Sted i Rummet; forbliver et Legeme i nogen Tid paa samme Sted, siges det at hvile. Bevæger et Legeme sig bestandig med samme Hastighed, kaldes Bevægelsen jevn.

104. Enhver momentant virkende Kraft frembringer altid en retlinet og jevn Bevægelse, efterdi det bevægede Legeme ifølge Inertien hverken kan forandre Retning eller Hastighed. Udtrykker man ved denne Bevægelse efter en bestemt valgt Eenhed det gjennemløbne Rum ved et abstrakt Tal, og angiver man ligeledes den til Bevægelsen anvendte Tid ved et abstrakt Tal efter en bestemt Eenhed, da kunne disse to Størrelser sammenlignes med hinanden. Forholdet mellem Rummet og Tiden kaldes Hastigheden (Nr. 13). Eenheden for Hastigheden er den, ved hvilken et Legeme i Tiden 1 gjennemløber Rummet 1. Er altsaa det af et Legeme gjennemløbne Rum $= R$, den anvendte Tid $= T$, Hastigheden $= H$, da er:

$$H = \frac{R}{T}, \quad R = HT, \quad T = \frac{R}{H}.$$

Sættes i $H = \frac{R}{T}$ Størrelsen $T = 1$, da bliver $H = R$, d. e. da er Hastigheden liig det i een Tidseenhed gjennemløbne Rum.

Naar man derfor vil angive et Legemes Hastighed, angiver man det i en vis Tidseenhed gjennemløbne Rum; saaledes gaaer t. Ex. et voxent Menneske i Reglen 2,5 Fod i Sec., en Kanonkugle gaaer 1600 Fod i Sec.

105. Paa Grund af Legemernes Inerti maa ethvert Legeme, som eengang har erholdt en jevn Bevægelse, vedblive med uforandret Hastighed at bevæge sig i den samme Retning. See vi, at Bevægelsens Retning eller Hastighed forandres, maa der altid være en ydre Aarsag, hvorved dette bevirkes. Kaster man en Steen op mod Solen, maatte Stenen bevæge sig, indtil den var kommet derhen, naar den ei hindredes af Luftens Modstand og af Tyngden, som trækker den tilbage til Jorden.

§ 2. Jevnt voxende og jevnt aftagende Bevægelse.

106. Naar et Legeme uafbrudt paavirkes af den samme bevægende Kraft i een og samme Retning, vil Hastigheden hvert Dieblik forøges lige meget, saa at Legemets Bevægelse maa blive en jevnt voxende. Tænkte man sig den bevægende Kraft pludselig ophøre at virke paa Legemet, maatte dette bevæge sig med samme Hastighed som det havde det sidste Dieblik i hvilket Kraften virkede; denne Hastighed kaldes Legemets Fart.

107. Naar et Legeme bevæger sig med en jevnt voxende Hastighed, maa formedelst den uafbrudt virkende Kraft, de opnaaede Farter være proportionale med de til Bevægelsen anvendte Tider, saa at det Legeme, der ved Enden af det første Secund havde opnaaet en Hastighed s, ved Enden af det 2det, 3die, 4de ... Secund vilde have opnaaet en Hastighed liig 2s, 3s, 4s ... Betegner man altsaa den ved Enden af det tende Secund opnaaede Fart ved h, vil man have

$$h = s \,.\, t.$$

108. Vi skulle nu finde Størrelsen af det Rum, som ved den jevnt voxende Hastighed i hvert enkelt Secund gjennemløbes af et Legeme. Ved Begyndelsen af det første Secund er Hastigheden $= 0$, ved dets Slutning liig s; men da Hastighedens Tilvæxt er eensformig, maa det gjennemløbne Rum være liigt den Vei, som af Legemet i eet Secund vilde gjennemløbes med en jevn Hastighed, som laae mellem Begyndelses- og Slutningshastigheden, altsaa mellem 0 og s. Denne Middelhastighed er liig $\frac{s}{2}$, og et Legeme, som i en vis Tidseenhed bevæger sig jevnt med en Hastighed $\frac{s}{2}$, maa i dennne Tid gjennemløbe Rummet $\frac{s}{2}$ (Nr. 104).

Ligesaa kunne vi finde det i det 2det Sec. gjennemløbne Rum. Ved Begyndelsen og Enden af denne Tid er Farten liig s og 2s, altsaa er Middelhastigheden liig $\frac{3s}{2}$, og et Legeme, som i eet Secund bevæger sig med denne Hastighed, gjennemløber Rummet $3 \cdot \frac{s}{2}$.

I det 3die Secund gjennemløbes Rummet $5 \cdot \frac{s}{2}$, thi Farten ved Begyndelsen og Enden af denne Tid er 2s og 3s, altsaa Middelhastigheden liig $\frac{5s}{2}$.

Ved Begyndelsen af det tende Secund er Legemets Fart liig $(t - 1)s$, ved Enden af dette Secund ts, altsaa er Middelhastigheden liig $\frac{(t - 1)s + ts}{2} = (2t - 1)\frac{s}{2}$, og et Legeme, som i eet Secund bevæger sig med denne Hastighed, maa gjennemløbe Rummet $(2t - 1)\frac{s}{2}$.

Sætter man altsaa det i det første Secund gjennemløbne Rum $\frac{s}{2} = r$, da blive de i det 1ste, 2det, 3die, 4de ... tende

Secund gjennemløbne Rum

$$r,\ 3r,\ 5r,\ 7r\ \ldots\ (2t-1)\,r,$$

eller de i en Række af ligestore Tidsdele ved en jevnt voxende Hastighed gjennemløbne Rum vore som en fremskridende Række af de ulige Tal.

109. For at finde hele den i en vis Tid gjennemløbne Vei, behøver man kun at sammenlægge de i de enkelte Tidsdele tilbagelagte Rum. Naar altsaa et Legeme i det første Secund med en jevnt voxende Hastighed har gjennemløbet Rummet r, ville de gjennemløbne Rum være ved Enden af

det 1ste	Sec.	$= r$	$= 1^2.r.$
— 2det	—	$= r + 3r$	$= 2^2.r.$
— 3die	—	$= r + 3r + 5r$	$= 3^2.r.$
— 4de	—	$= r + 3r + 5r + 7r$	$= 4^2.r.$
— 5te	—	$= r + 3r + 5r + 7r + 9r$	$= 5^2.r.$
⋮			
det tende	Sec.	$= r + 3r + 5r + 7r + 9r + 11r + \ldots (2t-1)\,r$	$= t^2.r.$

De med en jevnt voxende Hastighed gjennemløbne Rum ere altsaa proportionale med Qvadratet af de anvendte Tider.

110. Da Tyngden uafbrudt virker paa et faldende Legeme, og vi i de Høider, i hvilke vi kunne anstille Forsøg over Legemernes frie Fald, kunne ansee dens Intensitet for uforanderlig, maa et frit faldende Legeme bevæge sig med en jevnt voxende Hastighed. Betegner man et Legemes Faldrum ved R, den til Bevægelsen anvendte Tid ved t, den opnaaede Fart ved h, og Faldrummet i det første Secund ved r, da haves ifølge Lovene for den jevnt voxende Bevægelse:

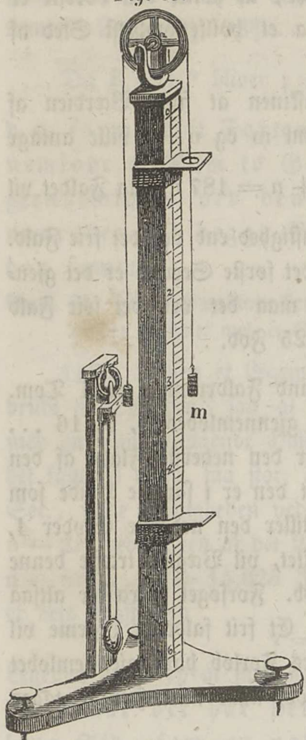
$$R = r\,.\,t^2 = \frac{h^2}{4r}$$

$$t = \sqrt{\frac{R}{r}} = \frac{h}{2r}$$

$$h = 2rt = 2\sqrt{Rr}.$$

For altsaa at kunne bestemme en af Størrelserne R, t og h, maa man kjende r, som kun kan findes ved Forsøg. Men da dette kun meget vanskelig vilde kunne skee ved umiddelbar

Fig. 89.



Jagttagelse, anvender man dertil den saakaldte Faldmaskine, som er fremstillet i Fig. 89, og som i det Væsenlige bestaaer af en om en horizontal Axe letbevægelig Tridse, som hviler paa en lodretstaaende Søile af Træ. Over denne Tridse gaaer en Snor, som bærer to ligestore Vægte m og m. Naar man nu til den ene føier en lille Tillægsvægt n, da ophører den stedfindende Ligevægt, paa den ene Side vil m + n falde, medens paa den anden Side m hæves; Faldet maa altsaa skee langsommmere end ved det frie Fald, fordi den bevægende Kraft, nemlig Tyngden af Overvægten n, ikke alene skal sætte Massen n i Bevægelse, men fordeles paa Massen 2m + n.

Var t. Ex. hver af de ligestore Vægte m liig 7 Lod og n = 1 Lod, da skulde dette ene Lod sætte en Masse af 15 Lod i Bevægelse; Bevægelsen vilde derfor foregaae efter de samme Love som ved det frie Fald, kun med den Forskjel, at Intensiteten af den bevægende Kraft er 15 Gange mindre. Naar altsaa et frit faldende Legeme en vis Tid falder 15 Fod, vil her Falderummet i samme Tid kun være 1 Fod. Jo mindre overhovedet Overvægten n er i Forhotd til m, desto langsommere vil Bevægelsen foregaae, saa at man ved at forandre Størrelsen af n kan gjøre Bevægelsen saa langsom man vil.

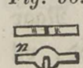
For bequemt at kunne maale Faldrummene er den vertikale Søile inddeelt i Tommer, saaledes at Delingens øverste Punkt er Skalaens Nulpunkt. To Skydere, af hvilke den øverste er gjennembrudt, kunne fastſtilles paa et hvilketsomhelst Sted af Skalaen.

For nu ved Hjelp af Faldmaskinen at finde Værdien af r, maa man kjende Forholdet mellem m og n; vi ville antage at $n = \frac{m}{93}$, da vil man faae $2m + n = 187\,n$, saa Faldet vil skee med en 187 Gange mindre Hastighed end ved det frie Fald. Ved Forsøget vil man finde, at i det første Secund er det gjennemløbne Rum 1 Tomme, altsaa maa det ved det frie Fald være 187 Tommer eller $r = 15,625$ Fod.

111. Naar i det første Secund Faldrummet er 1 Tom. maa der i 2, 3, 4 ... Secunder gjennemløbes 4, 9, 16 ... Tommer. Naar man derfor stiller den nederste Flade af den Vægt m, som bærer n, saaledes at den er i samme Høide som Skalaens Nulpunkt, og endvidere stiller den nederste Skyder 4, 9, 16 ... Tommer under Nulpunktet, vil Vægten træffe denne efter 2, 3, 4 ... Secunders Forløb. Forsøget bekræfter altsaa Rigtigheden af Formlen $R = rt^2$. Et frit faldende Legeme vil altsaa efter 2, 3, 4 ... Secunders Forløb have gjennemløbet Rummene $62\frac{1}{2}$, $140\frac{5}{8}$, 250 ... Fod, naar intet Hensyn tages til Luftens Modstand.

112. Ved Hjælp af Faldmaskinen kan man ogsaa godtgjøre Rigtigheden af den Formel $h = 2rt$, eller at de opnaaede Farter ere proportionale med de anvendte Tider, idet man i et givet Øieblik bortskaffer Overvægten n, som til den Hensigt gives den i Fig 90 viste Form, saa at man kan opfange n paa den gjennembrudte Skyder.

Fig. 90.



Borttages Overvægten efter 1, 2, 3 ... t Secunders Forløb, vil man finde at m med en jevn Hastighed i det næste Secund vil gjennemløbe 2, 4, 6 ... 2t Tommer, idet Forholdet mellem n og m er det samme som før. Ved det frie Fald vil altsaa efter 1, 2, 3, ... t Secunders Forløb den opnaaede

Fart være saa stor, at Legemet i 1 Secund vilde kunne gjennemløbe $31\frac{1}{4}$, $62\frac{1}{2}$, $93\frac{3}{4}$ ... $2t \times 15\frac{5}{8}$ Fod.

Da $R = rt^2$ bliver $r = \frac{R}{t^2}$, altsaa $h = \frac{2R}{t}$ og $ht = 2R$ d. e. formedelst Farten vil et Legeme kunne gjennemløbe et Rum to Gange større end det som er gjennemløbet ved den jevnt voxende Bevægelse, naar den til begge Bevægelser anvendte Tid er den samme.

Anm. For ved Faldmaskinen bequemt at kunne tælle den anvendte Tid, er den forsynet med et Secund-Pendul.

113. Kastes et Legeme lodret opad, modvirkes det uafbrudt af Tyngden, saa at det maa komme til at bevæge sig med en jevnt aftagende Hastighed. Var den Kraft, hvormed det kastedes opad, saa stor, at det fik en Hastighed af n Fod i Sec., vilde Hastigheden ved Enden af det 1ste Sec. kun være $n - 2r$, ved Enden af det 2, 3, 4 ... Sec. $n - 4r$, $n - 6r$, $n - 8r$ ... ($r = 15{,}625$ Fod); ved Enden af det tende Sec. er dets Hastighed

$$v = n - 2tr.$$

Legemet hører op at stige naar $v = 0$; altsaa naar $n = 2tr$ d. e. naar det har bevæget sig lodret opad i saa lang Tid, som er nødvendig, for at et frit faldende Legeme kan opnaae en Fart liig den Legemet fra Begyndelsen af meddeelte Hastighed.

Naar $n = 2rt$, bliver

$$t = \frac{n}{2r},$$

som er den Tid, Legemet bruger til at naae det øverste Punkt.

114. Vi skulle nu finde den Høide, til hvilken Legemet i den angivne Tid vil stige.

Er den Legemet meddeelte Hastighed liig n, vilde det, hvis Tyngden ei virkede, efter 1, 2, 3 ... t Secunders Forløb være steget til Høiderne n, 2n, 3n ... tn; men det af et frit faldende Legeme i denne Tid gjennemløbne Rum er r, 4r, 9r,

... t^2r, saa at Legemet kun vil naae Høiderne $n - r$, $2n - 4r$, $3n - 9r$ ... $tn - t^2r$. Betegner man altsaa den Høide, til hvilken Legemet stiger i t Secunder, ved L, vil man have

$$L = tn - t^2r.$$

Men Banens øverste Punkt naaes, naar $t = \frac{n}{2r}$, saa at altsaa Legemets Høide i dette Øieblik maa være

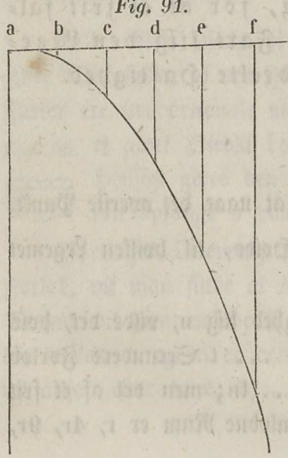
$$L = \frac{n^2}{4r}.$$

Et Legeme, som falder i $\frac{n}{2r}$ Sec., gjennemløber et Rum ligt $\frac{n^2}{4r}$, saa at Legemet maa bruge lige saa lang Tid til atter at falde ned, som det brugte til at stige opad, og tillige vil det naae Jorden med samme Hastighed, med hvilken det begyndte at stige, thi $2r \cdot \frac{n}{2r} = n$.

Er t. Ex. $n = 281{,}25$ Fod vil Legemet stige i 9 Secunder og i den Tid naae en Høide af 1265,63 Fod, naar intet Hensyn tages til Luftens Modstand.

§ 3. Kastebevægelse.

Fig. 91.

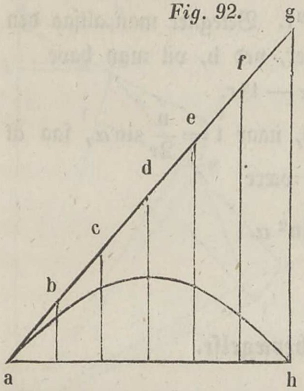


115. Udkastes et Legeme i horizontal Retning, vil det paa Grund af Tyngdens Virkning komme til at gjennemløbe en krum Linie, hvis Form let lader sig udfinde af Lovene for Faldet.

Naar Tyngden ei virkede, vilde Legemet vedblive at bevæge sig i horizontal Retning med en jevn Hastighed, saa at det i det 1ste, 2det, 3die ... Secund vil gjennemløbe de ligestore Rum ab, bc, cd osv. Men af Tyngden trækkes

Legemet uafladelig nedad, saa at det ved Enden af det første Secund ei vil være i b, men $15\frac{5}{8}$ Fod under b; ved Enden af det andet Secund vil det være $4 \times 15\frac{5}{8}$ under c, ved Enden af det tredie Secund $9 \times 15\frac{5}{8}$ Fod under d osv. Den krumme Linie, som herved beskrives, er en Parabel.

Fig. 92.



116. Kastes et Legeme skraat opad, vil det ligeledes beskrive en krum Bane, hvis Form let findes ved Construction. Naar Legemet udkastes i Retningen ag, saaledes at det i 1, 2, 3 ... Secunder skulde tilbagelægge Veiene ab, ac = 2ab, ad = 3ab ..., vil det af Tyngden trækkes nedad, saaledes at det ved Enden af det første Secund er $15\frac{5}{8}$ Fod under b, ved Enden af det andet Secund $4 \times 15\frac{5}{8}$ Fod under c, ved Enden af det tredie Secund $9 \times 15\frac{5}{8}$ Fod under d osv.

Havde det udkastede Legeme erholdt en Hastighed af n Fod i Secundet, og var $\angle \text{gah} = \alpha$, vilde det stræbe at bevæge sig lodret opad med en Hastighed liig $n \sin \alpha$; men da Tyngden i 1, 2, 3 ... Secunder meddeler et frit faldende Legeme en Hastighed liig 2r, 4r, 6r ..., vil det udkastede Legeme ved Enden af hver af disse Tidsdele i Virkeligheden kun have naaet Hastighederne $n \sin \alpha - 2r$, $n \sin \alpha - 4r$, $n \sin \alpha - 6r$ ...; ved Enden af det t^ende^ Secund er Legemets lodrette Hastighed

$$v = n \cdot \sin \alpha - 2tr.$$

Banens øverste Punkt er naaet, naar $v = o$, altsaa naar $n \cdot \sin \alpha = 2tr$. Den Tid, som Legemet bruger til at naae det øverste Punkt er altsaa

$$t = \frac{n}{2r} \sin \alpha.$$

Vi skulle nu finde den Høide, til hvilken Legemet vil stige i en given Tid.

Er den Legemet i Retningen ag meddeelte Hastighed liig n, vilde det, hvis Tyngden ei virkede, efter 1, 2, 3 ... t Secunders Forløb have naaet Høiderne $n \, . \sin \alpha$, $2n \, . \sin \alpha$, $3n \, . \sin \alpha$ ... $tn \, . \sin \alpha$; men det af et frit faldende Legeme i denne Tid gjennemløbne Rum er r, 4r, 9r ... $t^2 r$, saa at det udkastede Legeme kun vil naae Høiderne $n \, . \sin \alpha - r$, $2n \, . \sin \alpha - 4r$, $3n \, . \sin \alpha - 9r$ ... $tn \, . \sin \alpha - t^2 r$. Betegner man altsaa den Høide, Legemet naaer i t Secunder, ved h, vil man have

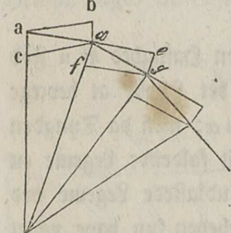
$$h = tn \, . \sin \alpha - t^2 r.$$

Men Banens øverste Punkt naaes, naar $t = \frac{n}{2r} \sin \alpha$, saa at altsaa Høiden i dette Dieblik maa være

$$h = \frac{n^2}{4r} \sin^2 \alpha.$$

§ 4. Centralbevægelse.

Fig. 93.

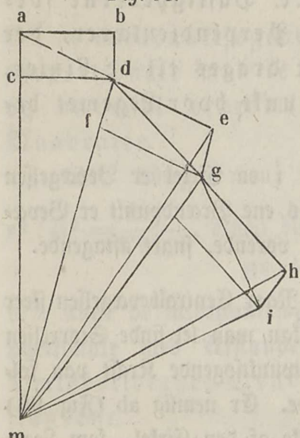


117. Naar et Legeme ved a havde faaet et Stød, formedelst hvilket det i een Tidsdeel skulde gaae fra a til b, medens det i samme Tid drages mod m, saaledes at det skulde gaae fra a til c, vil Legemet gjennemløbe ad. Paa Grund af dets Inerti vilde nu Legemet i den næste lige saa store Tidsdeel gjennemløbe de = ad, men af m drages det i samme Tid til f, saa at det maa gaae fra d til f; i den tredie Tidsdeel vilde gh gjennemløbes osv. Men da Legemet uafbrudt drages mod det faste Punkt m, maa Linierne ad, dg osv., som forestille de i de enkelte Tidsdele gjennemløbne Rum, blive uendelig smaae, eller hele den tilbagelagte Vei er en krum Linie.

Den Kraft, som trækker Legemet ned mod m kaldes, den midtpunktsøgende eller Centripetalkraften; den derpaa lodretstaaende Kraft, som stræber at føre Legemet bort efter den krumme Banes Tangent, kaldes Tangentialkraften; med et fælleds Navn kaldes de begge **Centralkræfter**; den fremkomne Bevægelse er en **Centralbevægelse**.

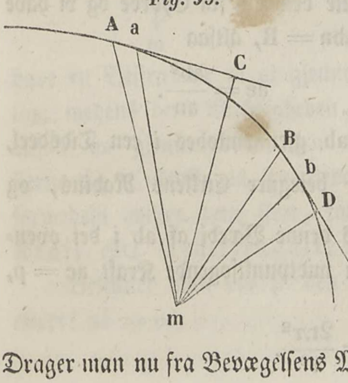
Efter Forholdet mellem Tangentialkraften og Centripetalkraften er den krumme Bane en Cirkel, Ellipse osv.

Fig. 94.



118. De rette Linier ma, md, mg, mi, som drages fra Bevægelsens Midtpunkt m til forskjellige Punkter af den beskrevne Bane, kaldes **Radii Vectores**. Ved en Centralbevægelse ere de af Radius vector beskrevne Flader proportionale med den anvendte Tid. Drages nemlig rette Linier fra m til e og fra m til h, da er, efterdi ad = de og dg = gh, △ amd = △ mde og △ mdg = △ mgh; men da eg ≠ fd og hi ≠ gk, bliver △ mde = △ mdg og △ mgh = △ mgi, altsaa og △ mad = △ mdg = △ mgi; men disse Trekanter beskrives af Radius vector i lige store Tider, altsaa maae ogsaa de i ulige store Tider beskrevne Flader være proportionale med Tiderne.

Fig. 95.

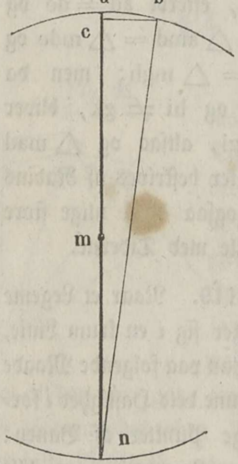


119. Naar et Legeme bevæger sig i en krum Linie, kan man paa følgende Maade bestemme dets Hastighed i forskjellige Punkter af Banen: Gaaer Legemet i en lille Tidsdeel fra A til a, og i en lige saa stor Tid fra B til b, ville Linierne Aa og Bb udtrykke Legemets Hastighed i Punkterne A og B. Drager man nu fra Bevægelsens Midtpunkt m de rette Linier Am,

am, Bm og bm, da vil man have $\triangle$ Ama $= \triangle$ Bmb (Nr. 118); tangere Linierne AC og BD den krumme Linie i Punkterne A og B, og er endvidere mC $\perp$ AC og mD $\perp$ BD, da er $\triangle$ Ama $=$ Aa $. \frac{Cm}{2}$ og $\triangle$ Bmb $=$ Bb $. \frac{Dm}{2}$, følgelig vil man have Aa : Bb $=$ Dm : Cm d. e. Hastighederne forholde sig omvendt som de Perpendiculærer, der fra Bevægelsens Midtpunkt drages til de Linier, der tangere Banen i det Punkt hvor Legemet befinder sig.

Heraf indsees det da let, at i en Cirkel er Bevægelsen jevn, medens den i en Ellipse, hvis ene Brændpunkt er Bevægelsens Midtpunkt, er ujevn, snart voxende, snart aftagende.

Fig. 96.



120. Naar Centralbevægelsen skeer i en Cirkel, kan man let finde Størrelsen af den midtpunktsøgende Kraft paa følgende Maade. Er nemlig ab (Fig. 96) et lille Stykke af den Cirkel, som Legemet beskriver, da er ac den Vei, som Legemet formedelst den midtpunktsøgende Kraft vilde nærme sig til m, hvis Tangentialkraften ei virkede. Naar ab er tilstrækkelig lille, kunne vi uden mærkelig Feil sætte den liig sin Chorde og vi have da $\angle$ abn $=$ R, altsaa

$$ac = \frac{ab^2}{an}.$$

Buen ab gjennemløbes i een Tidsdeel, altsaa er ab $= \frac{2r\pi}{t}$, naar r betegner Cirklens Radius, og t hele Omløbstiden. Indsættes denne Værdi af ab i det ovenstaaende Formel, og sættes den midtpunktsøgende Kraft ac $=$ p, da er

$$p = \frac{2r\pi^2}{t^2}.$$

Betegne P, R og T de samme Størrelser ved en anden Cirkel, haves

$$P = \frac{2R\pi^2}{T^2}$$

altsaa er

$$P : p = \frac{R}{T^2} : \frac{r}{t^2}$$

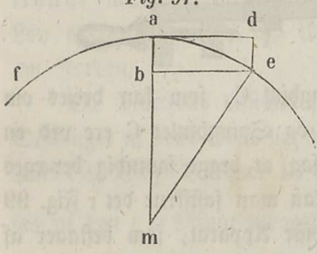
d. e. de midtpunktsøgende Kræfter ere ligefrem pro-proportionale med de beskrevne Cirklers Radius, og omvendt proportionale med Omløbstidernes Quadrater.

121. Antager man, at $P : p = r^2 : R^2$ vil man have $r^2 : R^2 = \frac{R}{T^2} : \frac{r}{t^2}$, altsaa bliver

$$R^3 : r^3 = T^2 : t^2$$

d. e. naar de midtpunktsøgende Kræfter ere omvendt proportionale med Afstandenes Quadrater, da forholde Omløbstidernes Qvadrater sig som Cubus af Afstandene.

Fig. 97.



122. Naar et Legeme bevæger sig i en krum Linie, vil det paa Grund af Inertien have en Bestræbelse til at fjerne sig fra denne Bane. Naar fae er en Deel af denne Bane, som vi ville antage at være cirkelformig, da vil Legemet ankommet til a have en Bestræbelse til at gjennemløbe ad, som tangerer Cirklen i a, medens det i Virkeligheden gjennemløber ⌒ ad. Medens altsaa ae gjennemløbes, har Legemet en Bestræbelse til at fjerne sig et Stykke ed fra Bevægelsens Midtpunkt; den Kraft, formedelst hvilken dette skeer, kaldes den midtpunktflyende Kraft eller Centrifugalkraften.

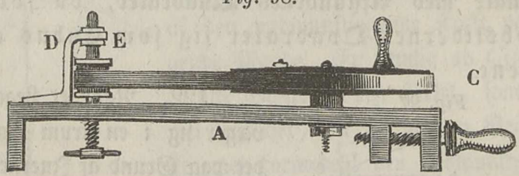
Betegner man ved p′ den midtpunktflyende Kraft, da er, efterdi ab = ed,

$$p' = \frac{2r\pi^2}{t^2}$$

$$\text{og } P' : p' = \frac{R}{T^2} : \frac{r}{t^2}.$$

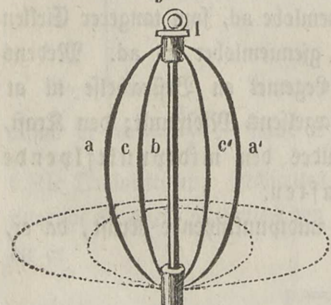
123. Naar et Legeme dreies om en Axe, ville formedelst den midtpunktflyende Kraft alle uden for Axen liggende Dele have en Bestræbelse til at fjerne sig fra denne i en paa Omdreiningsaxen lodret Retning. Ere et saadant Legemes Dele letbevægelige, vil deres gjensidige Stilling forandres, idet t. Ex. en blød Kugle, som dreies rundt om en Diameter faaer en ved begge Axens Endepunkter fladere Form, efterdi Delene, som ligge i den paa Axen lodrette Storcirkel, have en større Bestræbelse til at fjerne sig fra Axen, end alle de øvrige Dele. Ved et Forsøg kan man let vise dette; man anvender dertil den saakaldte Centrifugalmaskine (Fig. 98), som bestaaer

Fig. 98.



af en vertikal Axe E og et Svinghjul C, som kan dreies om den lodretstaaende Axe; Axen E og Svinghjulet C ere ved en Rem forbundne med hinanden, saa at begge samtidig bevæges i samme Retning. Paa Axen E kan man fastskrue det i Fig. 99 viste Apparat, som bestaaer af en lodret Axe b, ved hvis nederste Deel flere elastiske Messingbøiler a, c, a′, c′ ere fastgjorte, disse ere for oven fastgjorte ved Hylsteret l, som let kan glide frem og tilbage langs b. Naar nu Svinghjulet C omdreies, vil b med Messingbøilerne ogsaa omdreies, saa at

Fig. 99.



disse antage den ved de punkterede Linier viste Form; jo hurtigere Omdreining skeer, desto mere nærmer l sig mod b's nederste Punkt (ifølge Nr. 122).

Dette Forsøg kan tillige tjene til at vise os Aarsagen til Jordens ellipsoidiske Form.

124. Et Exempel paa Centralbevægelsen have vi i Planeternes Gang omkring Solen, hvor den midtpunktsøgende Kraft er Tyngden d. e. den mellem alle materielle Dele gjensidige Tiltrækning. Ved umiddelbare Jagttagelser har man fundet at

1) Alle Planeternes Baner ere elliptiske,
2) De af Radius vector beskrevne Flader ere proportionale med de anvendte Tider,
3) Quadraterne af Planeternes Omløbstider forholde sig som Cubus af Afstandene fra Solen (Bevægelsens Midtpunkt),

af hvilken sidste Jagttagelse man atter kan slutte, at i ulige Afstande er Tyngdens Virkning omvendt proportional med Afstandens Quadrat (Nr. 121), hvilken Lov ogsaa bekræftes, ved Undersøgelser over Maanens Gang om Jorden.

Da Maanens Afstand fra Jorden er 51800 Mile, bliver Omfanget af dens Bane liig 325469 Mile, hvilken Vei gjennemløbes i 27 Dage 7 Timer 43 Minutter eller i 39343 Minutter, saa at den i et Minut tilbagelagte Vei er liig $\frac{325469}{39343} = 8{,}273$ Mile. Er ac Fig. 96 denne i 1 Min. beskrevne Bue, da er ab det Stykke Vei, som Maanen formedelst Tyngden i denne Tid vilde nærme sig til Jorden; men $ac = \frac{ab^2}{an}$ eller da $ab = 8{,}273$ Mile og $an = 103600$ Mile bliver

$$ac = \frac{8{,}273^2}{103600} = 16 \text{ Fod}.$$

Her ved Jorden falder et Legeme i 1 Minut omtrent 16×60^2 Fod; i en Afstand af 60 Jordradier falder det

$\frac{16}{60^2} \times 60^2$ Fod altsaa 3600 Gange langsommere, saa at vi altsaa see, at Tyngdens Virkning aftager i samme Forhold som Afstandenes Quadrater voxe.

§ 5. Fald paa Skraaplanen.

125. Et Legeme, som falder ned ad et Skraaplan, paavirkes ligesom et frit faldende Legeme af en uafbrudt virkende Kraft, saa at det maa bevæge sig med en jevnt voxende Hastighed. Men da den Kraft, som stræber at føre Legemet ned ad Skraaplanen, forholder sig til Legemets lodrette Faldebestræbelse som Skraaplanens Høide forholder sig til Længden, vil det i det første Secund gjennemløbne Rum r′ være lige saa mange Gange mindre end det Rum r, som et frit faldende Legeme i denne Tid tilbagelægger, som Skraaplanens Høide m er mindre end dets Længde l, saa at man vil have

$$r' : r = m : l$$

altsaa $$r' = r \cdot \frac{m}{l}.$$

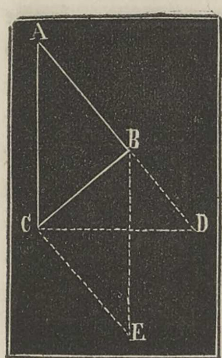
Men betegner man ved x Skraaplanens Heldningsvinkel, bliver $m = l \sin x$ (Fig. 30) altsaa

$$r' = r \sin x.$$

Ifølge Lovene for den jevnt voxende Bevægelse bliver da endvidere det i det t^{tende} Sec. gjennemløbne Rum liig $(2t - 1) r \sin x$, hele den i t Secunder tilbagelagte Vei liig $t^2 r \sin x$, og den ved Enden af det t^{tende} Sec. opnaaede Fart liig $2 rt \sin x$.

126. I et retvinklet Triangel, hvis Hypothenuse er lodret paa Jordens Overflade, ville alle tre Sider gjennemløbes i lige Tid. Tænker man sig nemlig AB som en Deel af en Skraaplan AD (Fig. 100), hvis Heldningsvinkel $ADC = x$, da vil man have $AB = t^2 r \sin x$ (Nr. 125); men i samme Tid

Fig. 100.

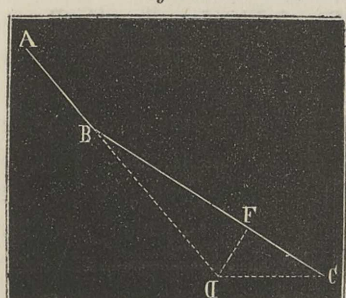


vil et frit faldende Legeme have tilbagelagt et Rum $y = t^2 r$ (Nr. 110) saa at man har $y = \frac{AB}{\sin x}$. Da nu $\angle ACB = x$, bliver og $AB = AC \sin x$, altsaa $y = AC$. Paa samme Maade indsees, at BC og $BE \neq AC$, altsaa alle tre Sider i samme Tid gjennemløbes.

Da alle Chorder, som støde sammen med et af Endepunkterne af en Diameter, ere Catheder i retvinklede Triangler, hvis Hypothenuse er Diameteren, ville alle de Chorder, som støde sammen i en Kugles øverste eller nederste Punkt, gjennemløbes i samme Tid.

127. Den Fart h', som et Legeme vil have opnaaet, naar det har gjennemløbet et Skraaplans Længde AD (Fig. 100), bliver $h' = 2\sqrt{r \,.\, AD \sin x}$, og den Fart h, som et Legeme opnaaer ved at falde gjennem Høiden AC bliver $h = 2\sqrt{r\,AC}$; men da $AC = AD \sin x$ bliver og $h = h'$ d. e. et Legeme opnaaer samme Fart ved at gjennemløbe Længden af en Skraaplan, som det vilde have opnaaet ved at falde gjennem dets Høide. En nødvendig Følge heraf er at et Legeme opnaaer samme Fart naar det falder gjennem forskjellige Skraaplaner med ulige Længder, men samme Høider.

Fig. 101.



128. Ere AB og BC (Fig. 101) to Skraaplaner, som støde sammen under en Vinkel ABC, vilde et Legeme, som derpaa gik fra A til C, opnaae den samme Fart, som vilde være opnaaet ved at gjennemløbe ABD, naar det ved at gaae over fra det ene Skraaplan til det andet ei

leed en Modstand, som formindskede den Hastighed, hvormed Faldet paa BC skulde paabegyndes. Thi da det opnaaer samme Fart ved fra B at gjennemløbe BC som ved at gjennemløbe BD (ifølge Nr. 127), vilde Hastigheden forøges ligemeget, hvad enten Legemet, efter at have gjennemløbet AB, gik fra B til C eller fra B til D. Men ankommen til B søger Legemet med den her erholdte Hastighed at gjennemløbe $BD = a$, som vi kunne tænke os opløst i BF og $DF \perp BC$, af hvilke kun den første virker ved Legemets Fald gjennem BC. Det Tab i Hastighed som Legemet lider bliver altsaa $p = BD - BF$, eller, da $BF = BD \cos DBF = a \cos x$, bliver

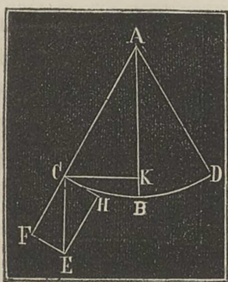
$$p = a - a \cos x = a\,(1 - \cos x).$$

Var ABC en continueerlig krum Linie, vilde man have $\angle x$ uendelig lille, altsaa $\cos x = 1$ og følgelig $p = o$.

§ 6. Pendulet.

129. Ethvert Legeme, som er ophængt i et fra dets Tyngdepunkt forskjelligt Punkt, vil kun være i Ligevægt, naar Tyngdepunktet ligger i samme Vertikallinie som Ophængningspunktet, medens det i ethvert andet Tilfælde vil dreie sig saa længe om dette, til Tyngdepunktet er kommet lodret derunder (Nr. 33); men naar Legemet har faaet denne Stilling vil det have opnaaet en vis Fart, formedelst hvilken det bevæger sig et Stykke videre, og herved kommer det til at fuldbyrde en Række af Svingninger, indtil det standses af Hindringerne mod Bevægelsen. Ethvert saadant Legeme, som kan dreie sig om et fra Tyngdepunktet forskjelligt Punkt kaldes et physisk Pendul. Tænker man sig en ret Linie uden Tyngde, som ved den ene Ende bærer et tungt Punkt, medens den kan dreie sig om sit andet Endepunkt, har man et enkelt Pendul; da ethvert physisk Pendul kan betragtes som sammensat af utallige enkelte, kaldes det og det sammensatte Pendul.

Fig. 102.



130. Naar et enkelt Pendul AB (Fig. 102) bringes ud af den vertikale Stilling f. Ex. til AC, vil det af Tyngden drives mod B. For at finde den Kraft, hvormed dette skeer, ville vi tænke os den lodrette Faldebestræbelse CE som Diagonalen i Parallelogrammet CHEF, idet CH $\perp$ FC og FC $\neq$ AC; den sidste Deel af Kraften bliver ophævet ved Linien AC's Modstand, og til Pendulets Bevægelse tilbageblivеr kun CH = CE . sin CEH. Men nu er CEH = CAB = a, altsaa CH = CE sin a. Denne Vinkel a kaldes *Fjerningsvinklen* (Elangationsvinklen); da CH eller den Kraft som fører Pendulet mod B for samme Værdie af CE, afhænger af sin a, og denne bliver desto mindre jo mere Pendulet nærmer sig til den lodrette Stilling, maa Bevægelsen fra C til B være *ujevnt voxende*, d. e. den opnaaede Fart kan ikke være proportional med den anvendte Tid.

I B har Pendulet den største Hastighed, nemlig saa stor som om det var faldet gjennem den lodrette Høide KB, og det maa derfor ifølge Inertien med *ujevnt aftagende* Hastighed gjennemløbe BD = BC. I D indtræder det samme Tilfælde som i C, og Pendulet maa derfor falde fra D til B og derpaa stige fra B til C, og paa denne Maade vil det vedblive at svinge frem og tilbage, til det standses af Hindringerne mod Bevægelsen.

131. Pendulets Bevægelse fra C til D kaldes en *Svingning* og den dertil anvendte Tid *Svingningstiden*; uligestore Svingninger som fuldbyrdes i samme Tid ere *isochrone*.

Naar et Penduls Svingninger ere meget smaae d. e. naar $\angle$ CAD er meget lille, ere de isochrone. Naar nemlig Buerne ere overordenlig smaa, kan man for dem sætte deres Chorder, som gjennemløbes i samme Tid (ifølge Nr. 126).

132. Det vigtigste ved et Pendul er den Tid i hvilken en Svingning fuldbyrdes; kalder man denne Tid t, Pendulets

Længde l, da kan man bevise, at for en uendelig lille Fjerningsvinkel bliver

$$t = \pi \sqrt{\frac{l}{2r}}$$

idet $\pi = 3,14159265\ldots$ og r den Vei et frit faldende Legeme gjennemløber i det første Secund.

Betegner L et andet Penduls Længde, T dets Svingningstid for en uendelig lille Fjerningsvinkel, da er

$$T = \pi \sqrt{\frac{L}{2r}};$$

$$\text{altsaa}\quad T : t = \sqrt{L} : \sqrt{l}$$

d. e. for uendelig smaa Fjerningsvinkler og samme Tyngdekraft forholde Svingningstiderne sig som Quadratrødderne af Pendullængderne.

133. Naar et Pendul, hvis Længde er l i Tiden T′ gjør n Svingninger, medens det Pendul hvis Længde er L i samme Tid gjør N Svingninger, og er Svingningstiden for det første Pendul t, for det sidste T, da er $T' = nt$ og $T' = NT$ altsaa $nt = NT$ eller $n : N = T : t$

$$\text{altsaa}\quad n : N = \sqrt{L} : \sqrt{l}$$

d. e. for smaa Fjerningsvinkler og samme Tyngdekraft forholde Svingningernes Antal sig omvendt som Quadratrødderne af Pendullængderne.

Et Pendul som i 1 Sec. gjør een Svingning kaldes et Secundpendul. Har man et Pendul, hvis Længde er L og som i eet Secund gjør N Svingninger finder man Secundpendulets Længde l ifølge Proportionen $N : 1 = \sqrt{l} : \sqrt{L}$ at være

$$l = N^2 . L.$$

134. Endskjøndt disse Love kun gjelde for det enkelte Pendul, kunne de dog ogsaa anvendes paa det sammensatte, idet nemlig dette kan betragtes som en Samling af ulige lange enkelte Penduler, af hvilke de korteres Svingninger formindskes ved de længeres, medens disses forøges af hines, og de Punkter, som ligge i en vis Afstand fra Omdreiningspunktet, svinge

som om de aldeles ikke stode i nogen uforanderlig Forbindelse med de øvrige Punkter. Disse Punkter kaldes Svingningspunkterne, og deres Afstand fra Omdreiningsaxen giver det sammensatte Penduls Længde, som maa indføres i Regningen naar ovenstaaende Formler skulle anvendes paa andre end enkelte Penduler.

135. Den Omstændighed, at et Penduls Svingninger ere isochrone anbefaler det som en bequem og rigtig Tidsmaaler, idet man kun behøver at forbinde det med et Hjulværk, som ved hver Pendulsvingning rykkes een eller flere Tænder videre, og som bærer en Viser, der angiver Svingningernes Antal.

Naar et Penduls Svingninger skulle være isochrone maa dets Længde forblive uforandret og det maa derfor være saaledes indrettet, at Varmens udvidende Virkning ikke faaer nogen Indflydelse paa det. Et af de simpleste Compensationspenduler bestaaer af en lige Pendulstang, som forneden bærer et Kar med Quiksølv; ved Varmens Forøgelse forlænges Pendulstangen og derved bringes Svingningspunktet nedad, medens det ved Quiksølvets Udvidelse bringes lige saa meget opad.

136. Særdeles vigtigt bliver Pendulet derved at det giver os en rigtig Indsigt i Tyngdens Natur.

1) Et Pendul, som er i Hvile, angiver os Tyngdens Retning.

2) Da smaa Svingninger af lige lange Penduler paa samme Sted af Jorden ere isochrone, maa Tyngdens Virkning paa et og samme Sted være uforanderlig.

3) Da lige lange Penduler paa samme Sted svinge lige hurtigt, af hvad Materiale de end ere, maa alle Legemers Tyngde være den samme.

4) Da et og samme Pendul svinger med ulige Hastighed paa forskjellige Steder af Jorden, kan Tyngdens Virkning overalt ei være den samme, hvad der og bekræftes ved den Erfaring, at det Rum, som i det første Secund gjennemløbes af

et frit faldende Legeme er forskjellig paa de forskjellige Steder af Jorden. Naar man i $t=\pi\sqrt{\frac{l}{2r}}$ sætter $t=1$, da haves $r=\frac{1}{2}l\pi^2$, som viser os at Tyngdekraften paa forskjellige Steder af Jorden maa forholde sig som Længderne af Secundpendulerne. Hos os er (under 45° N. B. og under Skagens Meridian) $l=38$ Tommer, altsaa faaes Faldrummet $r=15{,}63$ Fod.

5) Ved at undersøge Secundpendulets Længde paa forskjellige Steder af Jorden finder man at Tyngdens Virkning aftager fra Polerne til Æquator, idet nemlig Penduler, som under høiere Bredegrader fuldbyrde een Svingning i eet Secund, bragte nærmere mod Æquator, begynde at svinge langsommere, saa at de maae gjøres kortere, for ogsaa der at kunne gjøre en Svingning i Secundet.

6) Endelig tjener Pendulet til at vise, at Tyngden kun er en gjensidig Tiltrækning mellem alle materielle Dele, idet nemlig i Nærheden af høie Bjerge et hvilende Pendul ei indtager den lodrette Stilling, men drages noget hen mod hine.

§ 7. Stødet.

137. Naar et Legeme støder mod en bevægelig Masse, ville begge lide en Forandring, hvis Størrelse og Beskaffenhed afhænger saavel af Bevægelsens Retning og Hastighed som af Legemernes Masse og Form, samt af deres Elasticitet. *Lige* kaldes Stødet, naar den Retning, i hvilken Legemerne bevæge sig mod hinanden staaer lodret paa det Plan, i hvilket de berøre hinanden ved Sammenstødet, ellers er det *skjævt*; naar de Retninger, i hvilke Legemernes Tyngdepunkter bevæge sig, ligge i samme rette Linie, er Stødet *centralt*, ellers *excentrisk*.

138. Vi ville betragte Legemerne som aldeles uelastiske. Naar to saadanne Legemer bevæges i samme Retning og støde sammen, saa maa det Legeme, som har den største Hastighed,

afgive saa meget af denne til det andet Legeme, til begge bevæge sig med samme Hastighed.

Ere begge Legemers Masser M og m, Hastighederne H og h, og de Kræfter som have frembragt Bevægelserne K og k, da vil man have $K = MH$ og $k = mh$ (Nr. 24). Da vi have antaget, at begge Legemer bevæges i samme Retning, saa er disse Kræfters Resultant liig deres Sum $K + k = MH + mh$. Naar nu den fælleds Hastighed er C, saa kan $M + m$ betragtes som en Masse, der er paavirket af Kraften $K + k$, saa at man har $K + k = C(M + m) = MH + mh$, altsaa faaes

$$C = \frac{MH + mh}{M + m}.$$

Heraf udledes da følgende

1) Naar m er ubevægeligt, d. e. naar dets Masse er uendelig stor i Forhold til h, bliver $C = 0$ d. e. naar et bevæget Legeme møder et ubevægeligt, vil det stødende Legeme miste al sin Bevægelse og hvile efter Sammenstødet.

2) Naar m er hvilende, men bevægeligt, bliver $h = 0$, altsaa $C = \frac{MH}{M + m}$; naar t. Ex. et Legeme, hvis Masse var 6 Pd. med en Hastighed af 4 Fod i Sec. stødte paa et hvilende Legeme hvis Masse var 2 Pd., ville begge bevæge sig frem med en Hastighed af 3 Fod i Sec.

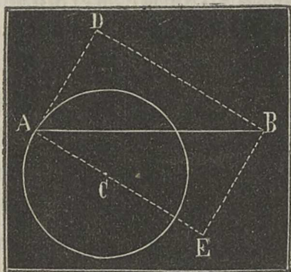
3) Naar M og m begge bevæge sig i samme Retning vil det ene miste saa meget af sin Bevægelse som det andet modtager; naar t. Ex. et Legeme hvis Masse er 2 Pd. og hvis Hastighed er 8 Fod i Sec., indhenter et andet hvis Masse er 6 Pd. og som bevæger sig med en Hastighed af 4 Fod i Sec., ville efter Sammenstødet begge Legemer bevæge sig med en Hastighed af 5 Fod i Sec.

4) Bevæge begge Legemer sig i modsatte Retninger bliver h negativ, altsaa $C = \frac{MH - mh}{M + m}$; naar t. Ex., et Legeme, hvis Masse er 8 Pd. og hvis Hastighed er 4 Fod i Sec., møder et andet Legeme, hvis Masse er 2 Pd. og hvis Hastig-

hed er 6 Fod i Sec. ville begge bevæge sig i det første Legemes Retning med en Hastighed af 2 Fod i Sec.

Naar MH = mh, bliver C = 0 d. e. begge Legemer forblive efter Sammenstødet i Hvile.

Fig. 103.



139. Faaer en uelastisk Kugle et exentrisk Stød, hvis Retning ligger i samme horizontale Plan som Kuglens Centrum, kan man tænke sig dette AB opløst i to andre, nemlig et centralt AE og et tangentialt AD, af hvilke det første frembringer en fremadskridende Bevægelse i Retningen AE, medens det andet vil bevirke en omdreiende Bevægelse.

140. Faaer en uelastisk Kugle et excentrisk Stød, hvis Retning ligger i samme vertikale Plan som Kuglens Centrum og tillige over dette kan man tænke sig dette AB opløst i to andre, nemlig et centralt AE og et tangentialt AD. Det centrale Stød kan man tænke sig som virkende i Centrum, saa at CF = AE forestiller denne Deel af det oprindelige Stød. Man maa da atter tænke sig CF som Diagonalen i Parallelogrammet CGFH idet CG $\neq$ MN og CH $\perp$ MN, naar MN er den horizontale Flade paa hvilken Kuglen hviler; det vil da kun være CG som frembringer en fremadskridende Bevægelse, medens CH virker som et Tryk paa MN, og AD frembringer en omdreiende Bevægelse.

Fig. 104.

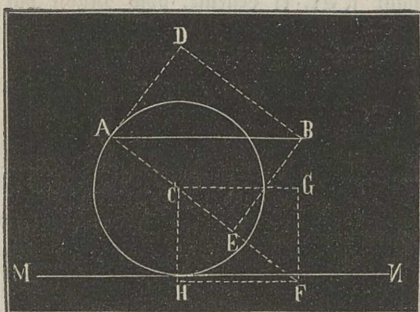
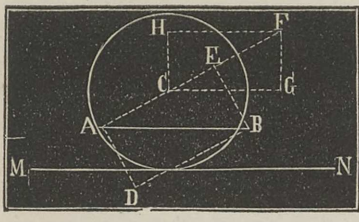


Fig. 105.



Gaaer Stødets Retning under Centrum, men dog i samme vertikale Plan som dette, tænker man sig ligeledes AB opløst i AE og AD, af hvilke den sidste frembringer en omdreiende Bevægelse, den første derimod atter opløses i CH ⊥ MN, som virker mod Tyngdens Retning, og CG $\neq$ MN, som frembringer en fremadskridende Bevægelse; men da denne skeer i en Retning modsat den, hvori den omdreiende Bevægelse skeer, vil man, da den fremadskridende Bevægelse først standser, see Kuglen vende tilbage efter at have bevæget sig et Stykke fremad.

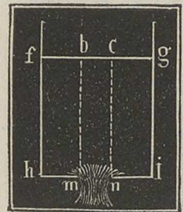
Andet Afsnit.

Flydende Legemers Bevægelse.

§ 1. Draabeflydende Legemers Bevægelse.

141. Den Hastighed, hvormed en Vædske udstrømmer af en Aabning i Bunden af det Kar, i hvilket den befinder sig, afhænger af Aabningens Afstand fra Overfladen. Naar Karret fghi (Fig. 106) bestandig holdes fyldt til fg med en Vædske, hvis Dele hverken har nogen Tiltrækning til Karrets Vægge eller til hinanden indbyrdes, saa vilde Delen bc, som befinder sig lodret over Aabningen mn, uhindret falde til mn, hvor den da vilde have opnaaet en Hastighed saa stor som den et Legeme vilde faae ved at falde gjennem mb, altsaa liig $2\sqrt{r \, . \, mb}$. Naar man altsaa har to Kar, som holdes fyldte med en Vædske til Høiderne L og l, ville Delene, som strømme ud af en i Bunden anbragt Aabning, her have opnaaet Hastighederne $H = 2\sqrt{rL}$ og $h = 2\sqrt{rl}$, saa at man faaer $H : h = \sqrt{L} : 2\sqrt{l}$ d. e. Hastighederne proportionale med Quadratrødderne af Overfladens Afstand fra Bunden.

Fig. 106.



142. Naar en Vædske strømmer ud gjennem en Aabning i Bunden af et Kar, som bestandig holdes fyldt med Vædsken til en Høide L, vil den have en Hastighed $H = 2\sqrt{rL}$; naar altsaa Aabningens Gjennemsnitsflade er liig F, vilde der i hver Tidsdeel udstrømme en Vædskemængde liig $HF = 2F\sqrt{rL}$, saa at den Mængde Q af Vædsken, som udstrømmer i Tiden T vilde være $Q = 2FT\sqrt{rL}$.

Men dette Resultat stemmer ei overeens med Erfaringen, idet den udstrømmende Vædskemængde altid er mindre end den beregnede. Den umiddelbare Aarsag hertil ligger deri, at alle de udstrømmende Vædskedele ei have den i Nr. 141 angivne Hastighed, hvilket hidrører derfra, at de Dele, som ere nærmest ved Aabningens Vægge, maae løsrive sig herfra, ligesom ogsaa Vædskedelene fra alle Sider strømme hen mod Aabningen og derved bevirker en Sammentrækning af Straalen. Herom overtyder man sig lettest, naar Bunden i hvilken Aabningen gjøres, er temmelig tynd; thi da vil Straalen meget tydelig vise sig at have Form af en afstumpet Kegle, hvis Sider ere krummede indad; directe Maalinger vise at den sammentrukne Straales Gjennemsnit er 0,64 af Aabningens Gjennemsnit. Er Karrets Bund meget tyk, eller anbringer man i Aabningen et kort cylindrisk eller conisk Udløbsrør, bliver Forholdet mellem Aabningens og Straalens Gjennemsnit mindre; giver man Udløbsrøret samme Form som Straalen, forsvinder Sammentrækningen ganske, og den udstrømmende Vædskemængdes Hastighed kan da kun formindskes ved Vædskedelenes Vedhængning til Karret.

143. Anbringes Udløbsaabningen i Sidevæggen af et Kar, saa ville de Vædskedele, som befinde sig i forskjellige horizontale Lag, paa Grund af deres ulige Afstande fra Overfladen have forskjellige Hastigheder; men gjøres Aabningen meget lille i Forhold til dens Afstand fra Overfladen, da vil man kunne ansee Afstanden mellem Vædskens Overflade og Aabningens Tyngdepunkt for Middelafstanden og deraf beregne den udstrømmende Vædskes Hastighed.

Man kan sammenligne en af en Sideaabning udstrømmende Vandstraales Bevægelse, med et i horizontal Retning udkastet Legeme, thi Sidetrykket driver Vædsken ud i en horizontal Retning, medens Tyngden trækker den lodret nedad. En saadan Straales Bane maa derfor være en Parabel.

144. Naar en Vædske f. Ex. Vand fra en Beholder ledes bort gjennem Rør, skulde det flyde ud af disse med en Hastighed, som afhænger af Høidedifferensen mellem Vandspeilet i Beholderen og Udløbsaabningen. Men foruden den Modstand, det lider ved Udtrædelsen af Beholderen, formindskes Hastigheden ogsaa ved Gnidning mod Rørets Vægge, og det saaledes at Hastighedens Formindskelse staaer i omvendt Forhold til Rørets Gjennemsnit, i ligefremt Forhold til dets Længde; desaarsag bliver Hastigheden betydelig mindre, især naar Røret ei er ganske lige, men har een eller flere Krumninger. Er Rørets Gjennemsnit meget ringe, bliver Hastigheden meget forskjellig eftersom Vædsken fuldkommen befugtiger Rørets Vægge eller ei; i sidste Tilfælde vil Vædsken endog ganske kunne ophøre at flyde, naar Trykket er formindsket til en vis Grad, som afhænger af Rørets Længde og Vidde.

145. Er Udstrømnings-Aabningen anbragt i et opadbøiet Rør, skulde Vædsken springe frem med en Hastighed, som afhænger af den trykkende Vædskesøiles Høide, og naae en Høide liig Vædskens Overflade i Karret. Men foruden af Tyngden formindskes Hastigheden ogsaa deels ved Vædskedelenes Vedhængning til Aabningens Rand, deels ved Delenes Sidebevægelse ved Aabningen, deels ved de tilbagefaldende Draabers Tryk, hvorfor den fremspringende Straale aldrig naaer den angivne Høide. Jo mere man formindsker de nævnte Hindringer, desto større vil og den Høide være, hvilken Straalen naaer; derfor er og Springhøiden ringere, naar Udløbsaabningen anbringes i et cylindrisk Rør, end naar den er i en tynd Plade, medens den er større, naar Straalens Retning afviger noget fra den vertikale Retning, end naar den springer lodret opad.

146. Det Stød, som en Vædske udøver paa et hvilende Legeme, vil, naar Stødets Retning er lodret paa den største Flade, være liigt Trykket af en Vædskesøile, hvis Grundflade er liig den stødte Flade, og hvis Høide er saa stor som den Vædskesøile, ved hvis Tryk der vilde frembringes en Hastighed

liig den stødende Vædskes, altsaa liig $L = \frac{H^2}{4r}$ (ifølge Nr. 141). Naar altsaa den stødte Flade er liig A, vil man kunne udtrykke Stødets Størrelse ved $\frac{AH^2}{4r}$. Virkningen af Stødet vil betydelig formeres, naar den stødte Flades Gjennemsnit er betydelig større end Vandstraalens Gjennemsnit; det kan da endog stige til det Dobbelte.

§ 2. Luftformige Legemers Bevægelse.

147. Den Hastighed, med hvilken et luftformigt Legeme fra en Beholder strømmer ud i et lufttomt Rum, bestemmes paa samme Maade som ved de draabeflydende Legemer (Nr. 141), kun at man ei sætter Trykhøiden liig Luftsøilens sande Høide, da dens Tæthed aftager nedenfra opad; men man bringer den Høide i Regningen, som Luften vilde have naar den overalt havde samme Tæthed som ved Udløbsaabningen, men som dog udøvede det samme Tryk.

148. Naar to luftformige Legemer strømmede ud i det lufttomme Rum, og begge udøvede det samme Tryk, saa maatte man ved den Aabning, gjennem hvilken den Luft strømmede, hvis Tæthed var mindst, ansee Trykket som hidrørende fra en Luftsøile, som var lige saa mange Gange større end den anden, som den første Lufts Tæthed er mindre end den sidstes. Da nu Udstrømnings-Hastighederne ere proportionale med Quadratrødderne af Trykhøiderne, og her Trykhøiderne ere omvendt proportionale med Tæthederne, maae for forskjellige Luftarter Udstrømnings-Hastighederne forholde sig omvendt som Quadratrødderne af Tæthederne.

149. Ogsaa ved Luftarters Udstrømning finder en Sammentrækning af Straalen Sted, hvorfor ogsaa den udstrømmede Luftmængde er langt mindre end den beregnede; er Aabningen anbragt i en tynd Væg, er den udstrømmende Lufts Hastighed

kun 0,52 af den beregnede, men stiger til 0,6, naar man ombytter den tynde Plade med et meget kort cylindrisk Rør; endnu større bliver Hastigheden ved Anvendelsen af coniske Rør, hvis ydre Gjennemsnit er større end det indre. Størst er den udstrømmende Lufts Hastighed, naar det coniske Rørs ydre Gjennemsnit er dobbelt saa stor som det indre, og Rørets Længde er 5 til 10 Gange større end dette sidste.

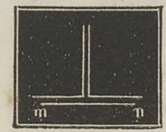
150. Bevæger et luftformigt Legeme sig gjennem lange Rør, maa en Deel af Luftens Spændkraft anvendes til at overvinde Gnidningen mod Rørets Vægge, saa at den gjennemstrømmende Luftmængde derved maa formindskes. Man har fundet, at den Luftmængde, som saadanne Ledningsrør levere, ere ligefremt proportionale med det Tryk, som Luften modtager i Beholderen, og omvendt proportional med Quadratroden af Ledningsrørenes Længde.

151. Naar Luften strømmer ud af et Kar, vil Trykket paa den Udløbsaabningen modsatte Væg stræbe at sætte det i Bevægelse. Er Karret meget letbevægeligt i dette Tryks Retning, vil man let ved den da virkelig indtrædende Bevægelse kunne overtyde sig om dette Tryks Tilstedeværelse. Geværers og Kanoners Tilbagestød (Recule), Opstigning af Raketter o. m. a. er en umiddelbar Følge af dette Tryk.

152. Den Aarsag, som frembringer en Bevægelse i en Luftmasse, er en Forandring i dens Spændkraft, som atter bevirkes ved en Forandring i dens Tæthed eller Temperatur. Dette er ogsaa Aarsagen til Luftens Bevægelse ved Blæsebælge, Lufttrækket i Ovne, den vedvarende Luftforandring i varme Værelser ved Vintertid o. s. v.

153. Naar fortættet Luft strømmer ud af en Aabning, og træffer et ligeoverfor staaende Legeme, vil dette stødes bort af Luftstrømmen, naar Udstrømningen skeer gjennem et frit staaende Rør. Men naar Aabningen anbringes i en bred

Fig. 107.



Væg, som i Fig. 107, under hvilken der er en Plade mn af en meget let Materie, som er langt større end Aabningen, vil denne Plade vel i Begyndelsen stødes bort, men i en vis Afstand vil den blive svævende, og trækkes den længere bort vil den endog kunne tiltrækkes. Aarsagen hertil er at der gjennem den ringformige Aabning bortgaaer mere Luft, end der kan strømme til gjennem den snevre Aabning i Væggen, og der vilde opstaae et lufttomt Rum mellem Aabningen i Væggen og Pladen, naar den ydre Luft ei trykkede den sidste nærmere mod Aabningen og derved formindskede det ringformige Rum.

Tredie Afsnit.

Hindringer mod Bevægelse.

154. Erfaringen viser os, at bevægende Kræfter ofte ved en eller anden Modstand hindres i at frembringe en Bevægelse, eller at den frembragte Bevægelse meer eller mindre svækkes. Saadanne Hindringer mod Bevægelser kunne være 1) Gnidningsmodstanden, 2) den Materies Modstand, i hvilken Legemet bevæger sig, eller 3) Tougstivheden.

155. Ethvert Legeme har stedse paa Overfladen Ujevnheder, om det endog er nok saa glat og poleert. Ligge nu to saadanne Legemer oven paa hinanden, vil det øverstes Vægt presse det ene Legemes Ophøininger ned i det andets Fordybninger, saa at intet af dem kan bevæges, uden at disse fremragende Dele løsrives, eller det ene Legeme løftes op over Ujevnhederne. For at overvinde Gnidningsmodstanden maa man anvende en Kraft, som er en aliquot Deel af Byrden, og det Tal, som angiver Forholdet mellem denne Kraft og Byrden kaldes Gnidningscoefficienten. Denne afhænger naturligviis af Overfladernes Beskaffenhed, og lader sig kun bestemme ved direkte Forsøg.

156. Til at anstille Forsøg over Gnidningsmodstanden kan man anvende det i Fig. 30 viste Apparat, naar man lægger RS horizontalt. Antog man at RS var en poleret Jernflade, paa hvilken lagdes en Jernklods af 100 Lods Vægt, maatte man for at frembringe en Bevægelse i horizontal Ret-

ning anvende en Vægt af 27,7 Lod, saa at man altsaa seer, at for Jern, som glider paa Jern, er Gnidningscoefficienten 0,277. Ved en stor Mængde paa denne Maade anstillede Forsøg, er man kommet til følgende Resultater.

1) Gnidningen er under ellers lige Omstændigheder proportional med Trykket.

2) Den forøges, naar Legemerne i nogen Tid ere i Berøring med hinanden, dog saaledes at den efter en vis Tids Forløb naaer sit Maximum; dette skeer næsten øieblikkelig for Metal paa Metal, ved Træ, som hviler paa Træ, efter nogle Minuters Forløb, men ved Træ paa Metal først i Løbet af flere Dage.

3) Størrelsen af de mod hinanden gnidende Flader er næsten uden Indflydelse.

4) Ved Overgangen fra Hvile til Bevægelse er Gnidningen større end under Bevægelsen.

5) Naar Hastigheden ikke er altfor stor, er den næsten uden al Indflydelse, naar Træ glider paa Træ, eller Metal paa Metal; naar forskjelligartede Legemer gnides mod hinanden f. Ex. Træ mod Metal forøges Gnidningen i et langt stærkere Forhold end Hastigheden.

6) Ved cylindriske og runde Legemer er Gnidningsmodstanden langt mindre end ved Legemer med en plan Overflade.

7) Naar Træ gnides mod Træ er Modstanden langt større, naar Fibrene ere parallele end naar de krydse hinanden.

157. Næsten enhver Bevægelse skeer i Luften eller i Vandet, hvilke Legemer gjøre en vis Modstand, som hidrører derfra, at det bevægede Legeme maa fortrænge en Deel af det flydende Legeme for selv at komme frem. Ved Undersøgelser over denne Modstand har man fundet at den afhænger af 1) det flydende Legemes Tæthed 2) af det bevægede Legemes Overflades Størrelse og Form 3) af Quadratet af dets Hastighed. For Legemer, som bevæge sig med en meget stor eller meget ringe Hastighed, gjælde dog disse Love ikke, og det i første Tilfælde især paa Grund af, at det fortrængte flydende Legeme

kun med en vis Hastighed paany kan udfylde det af det bevægede Legeme forladte Rum, saa at der bagved en med en vis Hastighed bevæget Masse ligesom opstaaer et lufttomt Rum. Ved Bevægelse som skeer i Luften er dette allerede Tilfældet, naar Legemets Hastighed er omtrent 900 Fod i Secundet.

158. Endelig maa endnu omtales Tougstivheden, det er den Modstand, som Touge og Snore gjøre, naar de skulle bøies om en Valse eller Tridse. Denne Modstand er under ellers lige Omstændigheder desto større, jo tykkere Touget er, jo mindre Tridsens eller Valsens Diameter er, og jo større den Kraft er, hvormed Touget udspændes.