

# NATUURKUNDE

## VOOR H. B. S. EN GYMNASIUM

DOOR

DR. J. SCHÜNGEL

Oud-Directeur der H. B. S. te 's-Hertogenbosch

HERZIEN DOOR

IR. W. JONKERGOUW

---

### TWEEDE DEEL

---

Vloeibaar maken van dampen en gassen. Hygrometrie. Mechanische theorie der  
warmte. Machines. Voortplanting der warmte.  
Leer der trillingen. Geluid.  
Licht.



WAGENINGEN — N. V. ROBIJNS & CIE.

## VOORWOORD.

De verschijning van het omgewerkte eerste deel heeft belangstelling gewekt, waarvan verschillende collega's mij hebben doen blijken. Ik wensch hun daarvoor nogmaals mijn dank te betuigen.

Bij de herziening van dit tweede deel mocht ik opnieuw veel medewerking ondervinden. Belangrijke wenken en bijdragen ontving ik in 't bijzonder van den heer *J. Alders* te *Rotterdam*.

Met erkentelijkheid zij hier verder vermeld de groote bereidwilligheid waarmede *Prof. Dr. W. H. Keesom* te *Leiden*, *Gebrs. Stork en Co* te *Hengelo*, *Werkspoor* te *Amsterdam*, *Conservenfabriek Tieleman en Dros* te *Leiden*, de heer *J. Alders* (als vertegenwoordiger van diverse machine- en motorenfabrieken), *N.V. IJsfabriek voor de Vischhandelvereniging* te *IJmuiden*, *N.V. Verg. Fotobureaux* en *N.V. Electrolux* te '*s-Gravenhage* mij uiterst fraaie foto's ter reproductie hebben willen afstaan.

Ten slotte zij een woord van dank gericht tot de firma *P. M. Tamson*, *Hollandsch fabrikant* van natuurkundige instrumenten te '*s-Gravenhage*, die ook nu weder verschillende cliché's (waaronder dat van totale reflexie volgens opstelling van *Dr. Oosting*) bereidwillig heeft willen afstaan.

Ir. W. JONKERGOUW.

## VII. VLOEIBAAR MAKEN VAN DAMPEN EN GASSEN.

### a. Vloeibaar maken van dampen.

#### 366. Inleiding.

**Verzadigde dampen kunnen tot vloeistoffen verdicht worden door samendrukking of door afkoeling (§ 341 en 342).**

**Toepassingen.** Leidt men den damp eener bij hogere temperatuur kokende vloeistof door een *koelvat*, dan wordt hij voor het grootste gedeelte vloeibaar (*distilleeren*). Door distillatie worden vloeistoffen gezuiverd, daar de opgeloste stoffen bij het koken achterblijven (gedistilleerd water).

Van een mengsel van twee vloeistoffen, die een verschillend kookpunt hebben, verdampt bij verwarming het meest van die vloeistof, die het laagste kookpunt heeft, en waarvan dus de dampspanning bij een bepaalde temperatuur de grootste is. Door deze *gefractioneerde distillatie* kan men het gehalte van verdund alcohol verhoogen.

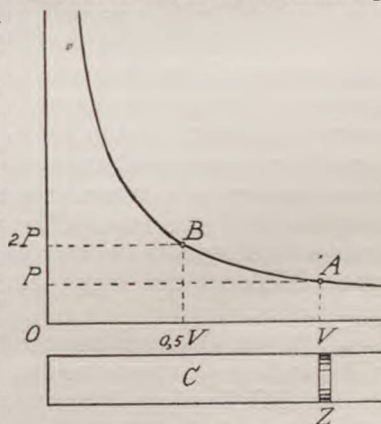
**Onverzadigde dampen** moeten eerst door afkoeling en vermeerdering van den uitwendigen druk (vermindering van volume) tot *verzadigde dampen* gemaakt worden, voordat de condensatie begint (§ 343).

#### 367. Isotherm van een damp.

In § 192 is behandeld de grafische voorstelling van de betrekking tusschen volume en spanning van een ideaal gas (d.i. een gas, dat de wet van Boyle volkomen nauwkeurig volgt). In fig. 201 zien wij deze grafische voorstelling nog eens terug. De verkregen lijn (een gelijkzijdige hyperbool) noemt men **isotherm**, omdat zij geconstrueerd is in de onderstelling, dat de *temperatuur* gedurende de samenpersing of gedurende de uitzetting *constant* blijft.

Een dergelijke grafische voorstelling, aanwijzende de betrekking tusschen volume en drukking, kan men nu ook construeeren voor stoffen, die men onder gewone omstandigheden als dampvormig kent (b.v. water).

Fig. 202 vertoont drie isothermen van waterdamp (resp. water),



Isotherm van een ideaal gas.

Fig. 201.

en wel voor de temperaturen  $100^{\circ}$ ,  $120^{\circ},6$  en  $133^{\circ},9$ . Wij stellen ons hierbij voor dat zich 1 gram onverzadigde waterdamp in een cilinder bevindt, afgesloten door een zuiger. De damp heeft een volume, dat op de volume-as  $OA$  in  $\text{cm}^3$  door het punt  $A$  voorgesteld wordt. Men gaat nu den damp samenpersen door middel van den zuiger  $Z$  (van rechts naar links), totdat de damp geheel tot vloeistof verdicht is. De drukkingen, die hiervoor vereischt worden,

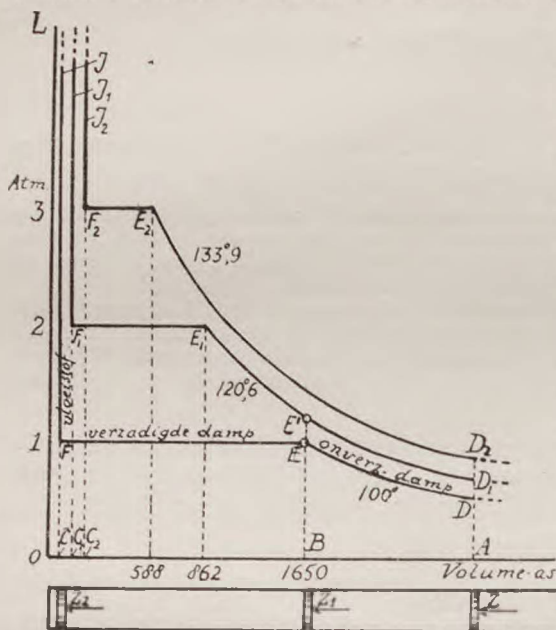


Fig. 202.  
Isothermen van water (damp).

zuigerstand  $Z_1$  tot dien van  $Z_2$ ) kan alleen damp in vloeistof overgebracht, de spanning (druk) echter niet grooter worden. De drukcurve  $EF$  loopt dus nu horizontaal, totdat bij het door  $OC$  voorgestelde volume de damp geheel tot vloeistof verdicht is. Zet men de samenpersing nog verder voort, dan zal wegens de geringe samen-drukbaarheid der vloeistoffen een kleine vermindering van volume met een zeer groote vermeerdering van druk gepaard gaan. De drukcurve  $FJ$  loopt dus bijna vertikaal omhoog: zij helt uiterst weinig naar links.

Damp en vloeistof kunnen (bij  $100^{\circ}$ ) tegelijk alleen voorhanden zijn tusschen de zuigerstanden  $Z_1$  en  $Z_2$ ; zoolang het volume grooter is dan  $OB$ , is alleen damp voorhanden; wordt het kleiner dan  $OC$ , alleen water.

Het verloop der isothermen bij de andere temperaturen wordt uit de figuur duidelijk.

**Opmerkingen.** 1. Het punt  $F_1$  ligt rechts van  $F$ , omdat bij hoogere temperatuur het volume  $OC_1$  van de vloeistof grooter is dan bij lagere ( $OC$ ).

zijn aangeduid door loodlijnen, die men in elk punt der volume-as kan oprichten, en waarvan de grootte op de druk-as  $OL$  kan afgelezen worden. De verbindingslijn van de uiteinden dezer loodlijnen is de drukcurve.

Zoolang de damp nog niet verzadigd is (tot stand  $Z_1$  van den zuiger) komt de drukcurve  $DE$  nagenoeg overeen met de hyperbool van fig. 201. Is bij de isotherm van  $100^{\circ}$  het volume  $1650 \text{ cm}^3$  geworden (vergeleijk de tabel in § 365), dan is de damp verzadigd. Door verdere samenpersing (van den

2. Het punt  $E_1$  ligt links van  $E$  om de volgende reden. Verwarmt men den damp in den toestand  $E$  bij constant volume tot de temperatuur van de isotherm  $D_1E_1$  bereikt wordt, dan wordt dit in de grafiek aangegeven door de lijn  $EE^1$ , die evenwijdig aan de druk-as loopt. In den toestand, door het punt  $E^1$  aangegeven, is de damp echter nog niet verzadigd. Immers, bij een onverzadigden damp neemt de druk toe volgens de wet van Gay-Lussac, terwijl de maximumspanning van een verzadigden damp veel sneller toeneemt. Het punt  $E_1$ , dat den verzadigingstoestand aangeeft, ligt dus hooger en daardoor tevens links van het punt  $E$ .

## b. Vloeibaar maken van gassen.

### 368. Inleiding.

De vraag is gewettigd of gassen, als onverzadigde dampen beschouwd, niet eveneens door samenpersing en afkoeling tot den verzadigingstoestand en vervolgens tot den vloeistoestand te brengen zijn.

Inderdaad schijnt reeds vóór 1780 de Leidsche medicus en hoogleeraar *Herman Boerhaave* zich met dit vraagstuk te hebben beziggehouden en eveneens *Gaspard Monge* te Mézières. In 1787 werd ammonia door samenpersing tot vloeistof verdicht door de Hollandsche natuurkundigen *Van Marum* en *Van Troostwijk*. *Davy* en *Faraday*



Fig. 203. Proeven van Davy en Faraday.

maakten chloor, zwavelwaterstof, ammonia en koolzuur vloeibaar, door een groote hoeveelheid gas in een gesloten ruimte te ontwikkelen (zoodat dus de spanning vele atmosferen bedroeg) en het gas dan door een koudmakend mengsel af te koelen.

Men ziet in fig. 203 links het warmwaterbad, door middel waarvan het gas in de gesloten, omgebogen buis ontwikkeld wordt. Rechts wordt deze buis afgekoeld.

*Thirolier* en *Natterer* bereidden vloeibaar koolzuur door samenpersing.

We leeren hieruit:

**Verdichting van gassen tot vloeistoffen geschiedt eveneens door afkoeling en vermeerdering der uitwendige drukking.**

Vóór 1877 kon men alle bekende gassen vloeibaar en vele zelfs vast maken, behalve zuurstof, waterstof, stikstof, stikstofoxyde, kooloxyde en licht koolwaterstofgas (*moeragas*), die hardnekkig

weerstand boden aan alle pogingen. Men noemde deze gassen daarom **permanente gassen**.

### 369. Afkoeling.

Om een gas, dat daarvoor geschikt is, **alleen door afkoeling** vloeibaar te maken, zonder de drukking te verhoogen (dus b.v. in een open vat), moet men de temperatuur brengen beneden die, waarbij de vloeistof onder den druk van den dampkring kookt. Deze temperatuur blijft constant, terwijl de vloeistof aan de oppervlakte snel verdampt en de hiervoor noodige warmte door de omgeving geleverd wordt.

Sluit men echter het vat, dan kan de temperatuur der vloeistof door toevoer van warmte uit de omgeving stijgen, en tegelijk zal de dampspanning boven de vloeistof sterk toenemen. De vloeistof gedraagt zich als water in een Papiniaanschen pot; met de vermeerdering der temperatuur neemt ook de spanning der (verzadigde) dampen boven de vloeistof sterk toe. Wordt het vat nu weer geopend, dan gebeurt hetzelfde, wat in een Papiniaanschen pot plaats heeft, als de veiligheidsklep geopend wordt; de druk op de vloeistof wordt gelijk aan den luchtdruk en de temperatuur daalt plotseling weer tot de temperatuur, waarbij de vloeistof kookt. De warmte, die de vloeistof hierbij verliest, wordt als (latente) verdampingswarmte voor de vorming van damp gebruikt.

Door den druk boven vloeibaar gemaakte gassen te verminderen tot dien van den dampkring (het vat, waarin zij zich bevinden, te openen) kan men dus wegens de plotselinge verdamping *lage temperaturen* verkrijgen, daar hun kookpunt bij dampkringsdruk laag is. **Men kan de verdamping nog bevorderen en dientengevolge de temperatuur onder het kookpunt doen dalen, door de gevormde dampen met behulp eener luchtpomp voortdurend te verwijderen (§ 351).** Hierop berusten koelmachines.

### 370. Koelmachines (IJs machines).

a. *Ammoniak-koelmachine.* Men laat vloeibare ammoniak in de buizen A

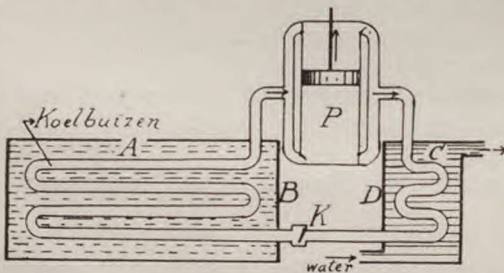


Fig. 204. Ammoniak-koelmachine.

(fig. 204) snel verdampen, doordat een zuigperspomp P de ammoniakdamp wegzuigt. De hiervoor noodige warmte wordt door de omgeving geleverd, waardoor de temperatuur van de koelbuizen A op eenige graden onder nul gehouden kan worden. De koelbuizen bevinden zich in een bak B, die gevuld is met een geconcentreerde pekeloplossing. De ammoniakdamp wordt door de pomp (compressor) in C samengeperst en door stroom-

mend koud water D afgekoeld, waardoor de damp tot vloeibare ammoniak verdicht wordt. Een klep K geeft vervolgens de vloeistof weer toegang tot den verdamper A, waarna de bewerking zich herhaalt. Wij hebben

hier dus te maken met een z.g. „kringproces“. Het afgekoelde pekewater in *B* kan nu op zijn beurt in koelhuisen circuleeren om zodoende bederf der levensmiddelen, die daar bewaard worden, tegen te gaan.

Voor het maken van de bekende **ijstaven** worden in de pekeloplossing in bak *B* bussen opgehangen, die met water gevuld zijn. De in het ijs ingevroren

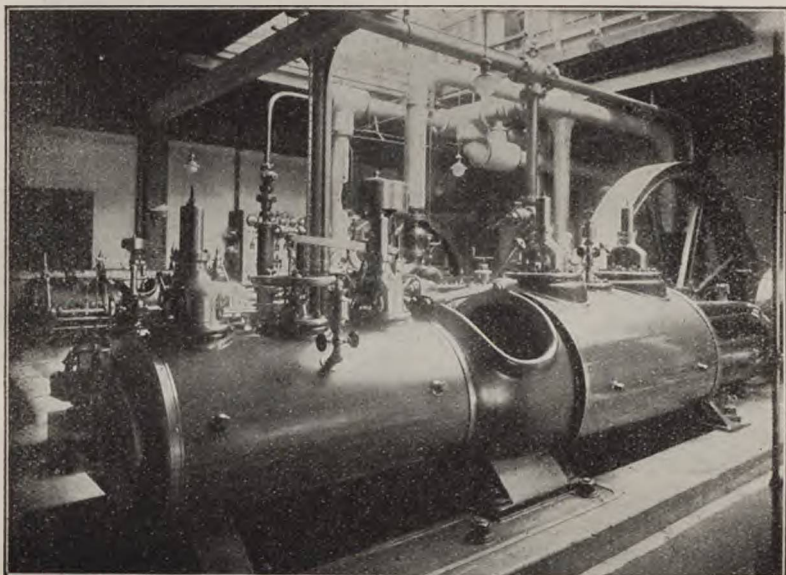


Fig. 205. Machinekamer met compressoren eener ijsfabriek.

luchtbelletjes geven het ijs door hun lichtbreking een troebel aanzien. Het heldere „kernijs“ wordt verkregen door tijdens het bevroren een ijzeren staaf in het water op en neer te bewegen, waardoor de luchtbelletjes er langs kunnen opstijgen. Op 't laatste oogenblik wordt deze staaf uit het water getrokken, zoodat nu alleen de kern troebel wordt (zie fig. 181, deel I).

In fig. 205 ziet men de machinekamer met compressoren van de Ijsfabriek voor de Vischhandelvereeniging te IJmuiden (foto N.V. Verg. Fotobureaux).

In plaats van ammoniak wordt ook wel *zwaveligzuur* of *koolzuur* toegepast, terwijl de duikboot *K XIII* op haar gedenkwaardige, wetenschappelijke, reis naar Indië in 1926 (§ 93), een ijsmachine aan boord had, waarbij de afkoeling verkregen werd door verdamping van chloormethyl.

*b. Absorptie-koelapparaat.* De vroegere machines (*Carré* ontwierp in 1862 de eerste absorptie-koelmachine) eischten bediening en toezicht en een motor om de pomp te drijven. Tegenwoordig heeft men voor koelkasten in kleine bedrijven en in laboratoria apparaten (door de Zweedsche civielingenieurs *Von Platen* en *Munters* geconstrueerd), die zonder motor en zonder toezicht werken. De energie, die nu niet aan een pomp wordt medegedeeld, wordt *geheel als warmte toegevoerd*. Stellig verwacht men niet warmte te moeten toevoeren om afkoeling te verkrijgen! In groote trekken bestaat het toestel uit 3 reservoirs: de *ontwikkelaar* of *generator*, de *verdampner* en de *oplosser*. In den *ontwikkelaar* wordt door een warmtebron (meestal electriciteit; het toestel wordt dan op een stopcontact van de huisleiding aangesloten) het ammoniak uit zijn oplossing gedreven. Op zijn weg naar den verdampner wordt de ammoniakdamp door stroomend koud water gecondenseerd. De *verdampner* bevindt zich in de af te koelen ruimte en biedt aan de vloeibare

ammoniak een groot oppervlak om de verdamping te bevorderen. Hier heeft dus de afkoeling plaats, die tot beneden  $0^{\circ}$  C. kan gaan, zoodat ook ijs gemaakt kan

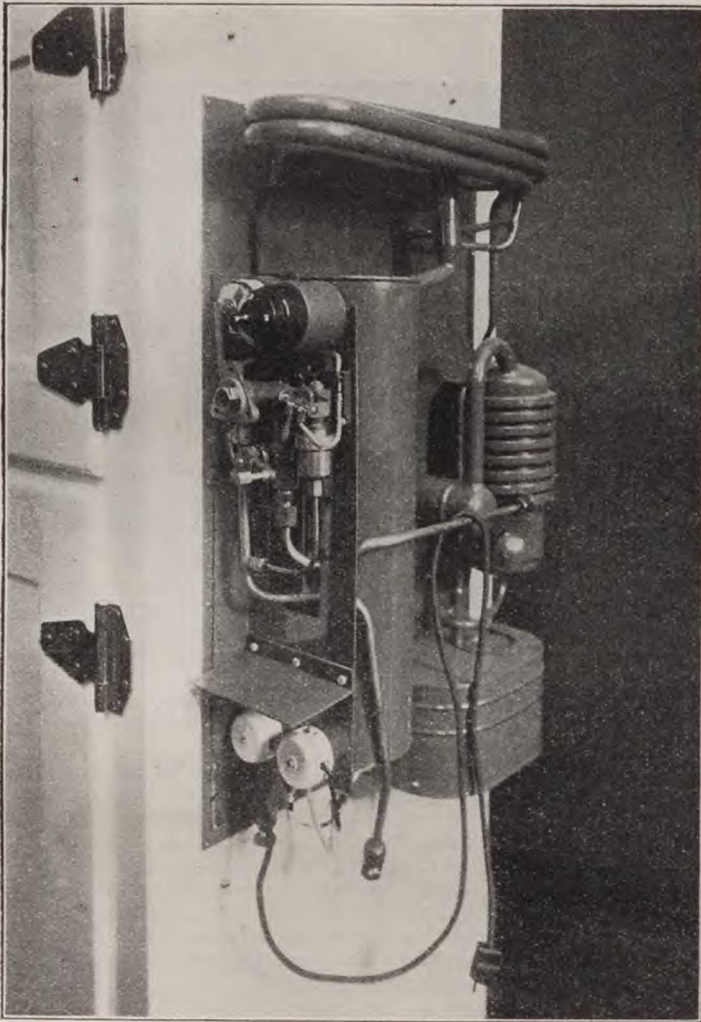


Fig. 206. Electrolux koelapparaat.

worden. De ammoniakdamp wordt vervolgens naar den *oplosser* geleid, waar tevens het water, dat in den ontwikkelaar is achtergebleven, instroomt. Door dit water wordt de ammoniakdamp geabsorbeerd. De oplossing stroomt vervolgens naar den ontwikkelaar, waar het proces zich herhaalt. Voor de interessante details van dit kringproces moet verwezen worden naar een uitvoerige beschrijving in brochure-vorm. „de Electrolux Koelkast” van de N.V. Electrolux. Den Haag, die de apparaten in den handel brengt. In fig. 206 ziet men het toestel, aangebracht aan den zijwand van een groote koelkast. Links: de ontwikkelaar; boven: de



buizen waarin de ammoniakdamp condenseert: rechts: de oplosser, terwijl de verdamer zich natuurlijk aan den binnenwand der koelkast bevindt.

### 371. Samenpersing. Kritische temperatuur.

Toen men beproefde gassen **alleen door vermeerdering van druk** (zonder verlaging van temperatuur) vloeibaar te maken, kwam men tot de ontdekking, dat dit onmogelijk is, zoolang de temperatuur van het gas niet lager is dan een bepaalde, voor de verschillende gassen verschillende temperatuur, die men de **kritische temperatuur** van het gas genoemd heeft.

Dit blijkt uit de volgende proef van *Cagniard de la Tour*. Een stevige glazen buis, die bij zeer lage temperatuur tot meer dan de helft met vloeibaar gemaakt koolzuur gevuld en dichtgesmolten is, wordt verwarmd. De dampspanning in de buis, die bij  $0^{\circ}$  34.4 atm. is, neemt snel toe; bij  $30^{\circ}$  is zij 70.7 atm. Onder deze omstandigheden zet zich de vloeistof zeer sterk uit; haar dichtheid neemt dus sterk af. Daarentegen neemt de dichtheid van het boven de vloeistof in gasvormigen toestand verkeerende koolzuur snel toe. Op het oogenblik, waarop de temperatuur  $31^{\circ}$  wordt, bereiken vloeistof en gas dezelfde dichtheid; de meniscus, de afscheiding tusschen de beide fasen, verdwijnt. De buis vertoont beneden en boven geen verschil in toestand meer. Zij schijnt geheel ledig, bevat dus geen vloeistof meer. Koelt men daarna af, dan vertoont zich, zoodra de temperatuur van  $31^{\circ}$  weer bereikt wordt, in de buis eerst een nevel, daarna neervallende druppeltjes en spoedig een meniscus als grens tusschen het gasvormige en het weer vloeibaar geworden koolzuur.

Hieruit blijkt: 1e dat boven  $31^{\circ}$  vloeibaar koolzuur (ook in gesloten vaten) niet bestaan kan, en 2e dat de *kritische temperatuur* die is, waarbij in vloeibaren en in gasvormigen toestand de dichtheid even groot is.

### 372. Onderzoekingen van Andrews betreffende de kritische temperatuur.

In het bestaan van de kritische temperatuur moet de oorzaak gezocht worden, dat de **permanente gassen** (§ 368) niet vloeibaar gemaakt konden worden. De proeven die *Andrews* in 1869 deed door koolzuur met behulp van een kwikperspomp samen te persen *bij verschillende temperaturen*, gaven hiervan de volledige verklaring. Hij ging de betrekking tusschen *volume* en *drukking* na **beneden, bij en boven** de kritische temperatuur.

Fig. 207 stelt isothermen van koolzuur volgens de proeven van *Andrews* voor. De figuur is, analoog met fig. 202, geteekend in de onderstelling dat 1 gram koolzuur in een cilinder *G* door middel van een zuiger *Z* samengeperst wordt. De volumina zijn in  $\text{cm}^3$  aangegeven op de horizontale lijn *OA* (volume-as); de drukkingen in atmosferen op de verticale lijn *OL* (druk-as). De temperaturen, waarvoor de isothermen gelden, zijn naast deze lijnen aangegeven.

**A.** Bij de temperaturen, die **beneden** de kritische temperatuur ( $31^{\circ}$ ) liggen (b.v.  $13^{\circ}.1$  en  $21^{\circ}.5$ ), bestaat de isotherm, evenals die voor waterdamp resp. water (fig. 202), uit drie deelen:

1. Zoolang nog geen verdichting van het gas tot vloeistof verkregen is, heeft de isotherm den gebogen vorm *DE*, n.l. ongeveer de hyperbool van een ideaal gas (wet van Boyle).

2. Zoodra bij  $13^{\circ},1$  door vermeerdering der drukking tot  $BE$  het volume vermindert is tot  $OB$  (stand van den zuiger bij  $Z_1$ ), begint de verdichting van het gas tot vloeistof.

De isotherm loopt dan horizontaal,  $EF$ , en blijft dit doen, totdat al het gasvormige koolzuur tot vloeistof verdicht is (bij den stand  $Z_2$  van den zuiger). Intusschen is de drukking constant gebleven.  $EF$  is evenals in fig. 202 evenwijdig met  $OA$ . Beide phasen, de gasvormige en de vloeibare, zijn afgescheiden van elkander aanwezig.

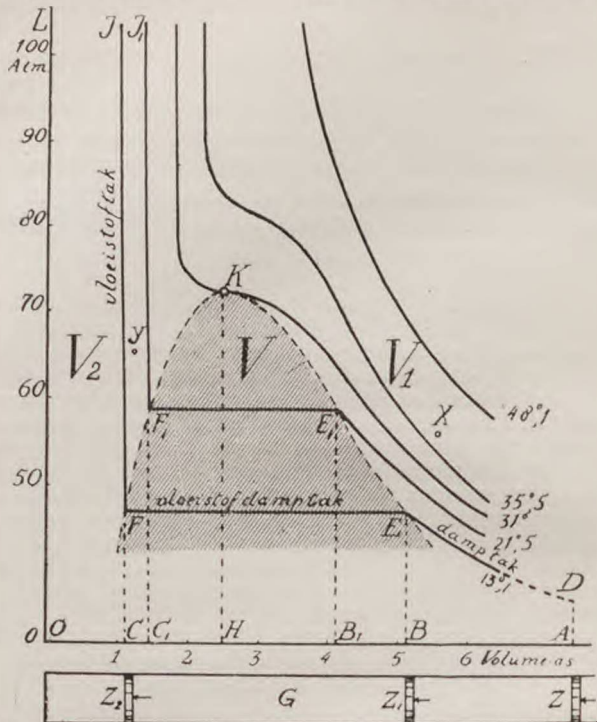


Fig. 207. Isothermen van koolzuur volgens de proeven van Andrews.

De „dampspanning” boven vloeibaar koolzuur in gesloten vaten bedraagt bij  $30^{\circ}$  70.7 atm., bij  $20^{\circ}$  56.3 atm., bij  $10^{\circ}$  44.2 atm., bij  $0^{\circ}$  34.3 atm. Bij  $-56^{\circ},18$  wordt het vloeibaar koolzuur vast; de spanning is dan 5.3 atm. Bij deze temperatuur en onder den genoemden druk kunnen in een gesloten vat tegelijk aanwezig zijn vast, vloeibaar en gasvormig koolzuur (tripelpunt). Koelt men het vaste koolzuur nog verder af, dan bereikt het bij  $-78^{\circ},32$  een dampspanning van 1 atm. In een open vat zou het sublimeren (§ 336).

Van het „kookpunt” van vloeibaar koolzuur kan men dus zonder meer niet spreken; om een dampspanning van 1 atm. boven vloeibaar koolzuur te verkrijgen, zou dit in den toestand van oversmelting (onderkoeling) moeten gehouden worden. Het kookpunt zou dan lager dan  $-78^{\circ},32$  moeten zijn. Voor koolzuur ligt dus het kookpunt lager dan het punt van stollen (smeltpunt).

In de stalen cilinders, waarin vloeibaar koolzuur verkocht wordt, bevindt zich dit bij gewone temperatuur onder groote spanning. Opent men het vat (verg. § 369), dan vermindert de spanning plotseling tot den dampkringsdruk, en de temperatuur daalt zoo sterk, dat het (in een linnen zakje) uitstroomende koolzuur vast wordt ( $-78^{\circ},32$ ). Het vaste koolzuur heeft het aanzien van losse sneeuw; het geleidt de warmte slecht; om andere lichamen met behulp daarvan af te koelen, vermengt men het daarom met aether.

3. Is het gas geheel tot vloeistof verdicht, dan loopt de isotherm bij verdere vermeerdering van de drukking bijna verticaal omhoog.

*FJ*. Zij heeft een uiterst geringe helling naar links, daar een zeer groote drukvermeerdering vereischt wordt, om het volume ook slechts weinig te verminderen.

De isothermen voor de verschillende temperaturen beneden de kritische stemmen alle in genoemde onderdeelen overeen. Alleen wordt het horizontaal gedeelte kleiner naarmate de temperatuur dichter bij de kritische ligt (vergelijk de isotherm voor  $13^{\circ},1$  met die voor  $21^{\circ},5$ ). Bij hoogere temperatuur begint de verdichting tot vloeistof bij een kleiner en eindigt bij een grooter volume dan bij lagere temperatuur (voor de verklaring: zie beide opmerkingen onder § 367).

**B.** De isotherm bij de kritische temperatuur ( $31^{\circ}$ ) onderscheidt zich van de vorigen daardoor, dat bij haar geen horizontaal gedeelte bestaat. De punten *E* en *F* van de isothermen voor de lagere temperaturen vallen hier in *K* samen. Er bestaat geen van het gasvormig gedeelte der stof afgescheiden vloeibaar gedeelte meer: evenmin een verschil tusschen de dichtheden van het koolzuur in den gasvormingen en in den vloeibaren toestand. De stof gaat onmerkbaar — d.w.z. zonder de verschijnselen van condensatie of verdamping (koken) te vertoonen — van den eenen toestand in den anderen over. Toch is de richting der gebogen lijn op het oogenblik, dat het volume door *OH* en de druk door *HK* voorgesteld wordt, horizontaal, hetgeen er op wijst, dat koolzuur in de nabijheid van *K* door een geringe vermeerdering van kracht sterk samengedrukt kan worden.

Het punt *K* der kritische isotherm, waar de raaklijn horizontaal loopt, heet het **kritische punt**. Daarbij behooren de **kritische druk** *HK* en het **kritische volume** *OH*.

Volgens de nieuwste bepalingen is voor koolzuur de kritische temperatuur =  $30^{\circ},98$ ; kritische druk =  $72,93$  atm.; kritische volume (per gram) =  $2,13$  cm<sup>3</sup>.

**C.** De isothermen voor temperaturen **boven** de kritische hebben, als de temperatuur niet veel van de kritische verschilt, een vorm, die herinnert aan dien van de isotherm voor de kritische temperatuur (zie de isotherm voor  $35^{\circ},5$ ). Is de temperatuur echter hooger, dan nadert de vorm der isotherm in haar geheel verloop tot den vorm eener hyperbool (zie de isotherm voor  $48^{\circ},1$ ). Al perst men dus het koolzuur nog zoo sterk samen, dan treedt toch geen vloeistofvorming meer op. Het blijft gasvormig. Men kan dus ook zeggen:

**De kritische temperatuur van een gas is de laagste temperatuur waarboven het niet mogelijk is door samenpersing het gas tot vloeistof te verdichten.**

Een vergelijking der figuren 202 en 207 toont onmiddellijk aan, dat de isothermen van water en van koolzuur zich alleen onderscheiden door de hoogte der temperaturen en de grootte der drukkingen, waarbij de 3 genoemde gevallen (*A*, *B* en *C*) zich voordoen.

Hetzelfde geldt algemeen voor vloeistoffen en gassen: alleen de ligging van het kritisch punt *K* en de waarden der kritische grootheden verschillen.

### 373. Continuïteit van den vloeibaren en den gasvormigen toestand.

Als men de punten  $E$ ,  $E_1$  enz., het punt  $K$  en de punten  $F_1$ ,  $F$  enz. (fig. 207) door een vloeiende lijn (**grenslijn**) verbindt, dan begrenst deze lijn in de figuur een veld  $V$ , waarvan alle punten omstandigheden van temperatuur, volume en drukking aanwijzen, waarbij de gasvormige en de vloeibare toestand van koolzuur te gelijk, maar afgescheiden van elkander bestaan. De punten van het veld  $V_1$ , rechts van het veld  $V$  en van de isotherm bij de kritische temperatuur boven  $K$ , wijzen de omstandigheden aan, waarbij uitsluitend de gasvormige toestand kan bestaan. Evenzoo wijzen de punten van het veld  $V_2$ , links van het veld  $V$  en van de isotherm bij de kritische temperatuur de omstandigheden aan, waarbij alleen de vloeibare toestand kan bestaan.

De figuur toont aan dat het mogelijk is, gasvormig koolzuur, b.v. van de door het punt  $X$  aangewezen omstandigheden (ong.  $40^\circ$  temperatuur, 55 atm. druk en  $5.6 \text{ cm}^3$  volume per gram) over te brengen in vloeibaren toestand, b.v. van de door het punt  $Y$  aangewezen omstandigheden (ong.  $16^\circ$  temperatuur, 65 atm. druk en  $1\frac{1}{3} \text{ cm}^3$  volume) zonder dat men condensatie waarneemt bij het passeeren der kritische isotherm. Of ook vloeibaar koolzuur ( $Y$ ) over te brengen in gasvormig ( $X$ ), zonder dat men verdamping waarneemt. Men behoeft daartoe de temperaturen en de drukkingen slechts zóó te veranderen, dat deze veranderingen achtereenvolgens aangewezen worden door de punten van gebogen of gebroken lijnen  $X \dots Y$ , resp.  $Y \dots X$ , die geheel buiten het veld  $V$  liggen.

Deze geleidelijke overgang zonder *waarneembare* verandering in de andere phase heet: **de continuïteit van den vloeibaren en den gasvormigen toestand** doen aannemen.

Het verschil tusschen vloeistof en damp moet dus alleen gezocht worden in een verschil in onderlingen afstand der moleculen (verschil in cohaesie, zie deel I. § 237).

### 374. Dampen en gassen.

Overeenkomstige proeven als met koolzuur laten zich ook met andere stoffen uitvoeren. Het blijkt dan dat voor stoffen die bij gewone of iets lagere temperatuur vloeibaar zijn, de kritische temperatuur hoog ligt (water omstreeks  $365^\circ$ , alcohol  $240^\circ$ , aether  $194^\circ$ , zwaveldioxyde  $157^\circ$ , ammoniak  $131^\circ$ , koolzuur  $31^\circ$ ).

In het dagelijksch leven noemt men deze stoffen, die zich gemakkelijk vloeibaar laten maken, **dampen**. Om ze bij de temperaturen tot aan de genoemde vloeibaar te maken, is het voldoende de drukking te vermeerderen.

Voor andere stoffen nu, met name de „*permanente gassen*”, zal de kritische temperatuur aanzienlijk lager moeten liggen (zuurstof —  $118^\circ,8$ , stikstof —  $146^\circ$ , waterstof —  $240^\circ,8$ , helium —  $268^\circ$ ). Bij gewone temperatuur kunnen ze door vermeerdering van den druk niet vloeibaar gemaakt worden. Men noemt deze stoffen in

het dagelijksch leven **gassen**. Slechts door meer of minder sterke afkoeling en drukvermeerdering treedt vloeistofvorming op.

Een *wezenlijk verschil tusschen gassen en dampen bestaat echter niet*. Een gas is te beschouwen als een onverzadigde damp, die door drukverhooging verzadigd en vloeibaar gemaakt kan worden, als men zijn temperatuur beneden de kritische kan laten dalen.

### c. Vloeibaar maken van permanente gassen.

375. Uit de onderzoekingen van Andrews volgt, dat het probleem van het vloeibaar maken van zoogenaamde permanente gassen is geworden: **het probleem om zeer lage temperaturen** (n.l. onder de kritische) **te bereiken**.

Zoo is het vloeibaar maken van zuurstof het eerst gelukt in 1877 aan *Cailletet* te Parijs en aan *Pictet* te Genève.

#### I. Methode Cailletet.

##### 376. Inleiding.

a. Wanneer men een gas samenperst, dus wanneer men op een gas arbeid verricht (§ 95), dan wordt het gas verwarmd (denk aan een perspomp, fietspomp).

b. Omgekeerd: wordt aan een gas (dat zich b.v. in een cilinder onder een zuiger bevindt) warmte toegevoerd, dan kan het gas uitwendigen arbeid verrichten, door met den zuiger den dampkringsdruk te verplaatsen.

c. Voert men echter geen warmte toe, en laat men het gas toch (uitwendigen) arbeid verrichten door expansie, dan onttrekt het de, voor den arbeid benoodigde, warmte aan zich zelf. Het gas koelt dus af.

##### 377. Adiabatische samenpersing en expansie.

Bij een *isothermische* samenpersing neemt men aan dat de vrijgekomen warmte weggevoerd wordt en evenzoo bij een *isothermische uitzetting* dat het warmteverlies door warmtetoevoer van buiten vergoed wordt.

Neemt men echter aan, dat de door het samenpersen ontwikkelde warmte in het gas blijft, dus niet door den wand van het vat naar buiten treedt, en dat de daling der temperatuur (bij uitzetting) niet door toevoer van warmte uit de omgeving vergoed wordt, dan noemt men het vat **adiabatisch** (a-diabatos = ondoordringbaar). De lijn, die grafisch de betrekking tusschen volume en drukking voorstelt, heet een **adiabaat**.

Men heeft aangetoond, dat in zulke gevallen in plaats van de wet van Boyle de betrekking

$$\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^k$$

geldt, waarin  $k = \frac{c_p}{c_v}$  de verhouding der soortelijke warmten bij constante druk-

king en bij constant volume voorstelt. Een adiabatische samenpersing geeft bij gelijke vermindering van volume een grootere spanning dan een isothermische. De adiabaat (fig. 208) loopt van rechts naar links sterker omhoog, dat de isotherm.

**Opm.** Indien de samenpersing of uitzetting zoo snel geschiedt, dat de warmte zich intusschen niet verplaatsen kan, dan heeft men eveneens met *adiabatische veranderingen* te doen.

Indien de samenpersing of uitzetting zoo langzaam geschiedt, dat de door samenpersen ontwikkelde warmte geheel aan de omgeving wordt afgestaan, en de door uitzetting verkregen daling van temperatuur door toevoer van warmte uit de omgeving weer opgeheven wordt, dan heeft men met *isothermische veranderingen* te doen.

### 378. Toestel van Cailletet.

Cailletet maakte gebruik van een glazen vat *T* (fig. 209), waarvan het boveinde uitliep in een omgebogen capillaire buis *O*. Dit vat werd met het te onderzoeken gas (zuurstof, kooloxyde, stikstof) gevuld en geplaatst in een sterken stalen cilinder *B*, die gedeeltemet kwik was gevuld. Met behulp van een hydraulische pers werd door de buis *TU* water in den cilinder geperst, waardoor het kwik in 't vat *T* werd gedreven en het gas in de capillaire buis samengedrukt tot eenige honderden atmosferen. De buis *O* was in een koudmakend mengsel geplaatst. Dan liet Cailletet het gas zich plotseling ontspannen, en bij deze adiabatische expansie (waarbij veel uitwendige arbeid wordt verricht, zonder dat er warmte van buiten wordt toegevoerd) daalde de temperatuur zoo sterk, dat zich in de capillaire buis een nevel vormde. Daaruit besloot Cailletet, dat het gas voorbijgaand vloeibaar was geworden.

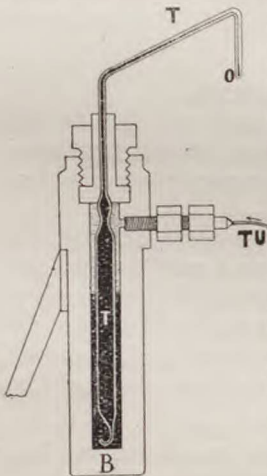
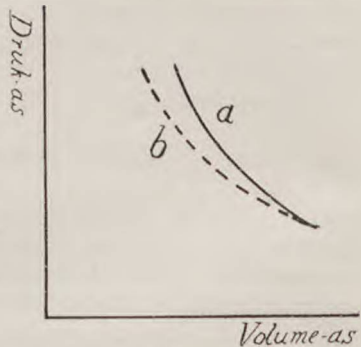


Fig. 209.  
Methode Cailletet.

### II. Cascade-methode van Pictet.

379. Pictet bediende zich voor het vloeibaar maken van zuurstof van de zoogenaamde **cascade-methode** waarbij hij trapsgewijze een lagere temperatuur verkreeg. Het beginsel waarop het verkrijgen van de lagere temperatuur in elke trap berust, is de afkoeling die ontstaat, wanneer een vloeistof in een vat stroomt, waarin ze onder de werking eener zuigpomp snel verdampt.

Vooreerst maakte hij chloormethyl (kritische temp.  $+ 143^{\circ}$ ) in een vat *A* (fig. 210) met behulp eener zuigperspomp  $K_1$  vloeibaar en liet de vloeistof door *a* naar een vat *C* stroomen, waarin ze door de werking der zuigperspomp  $K_1$  snel verdampte. Het door de zuigperspomp verwijderde gas werd naar *A* geperst en



hier door afkoeling met water in *B* opnieuw vloeibaar gemaakt (eerste kringloop).

De lage temperatuur, die het verdampende chloormethyl verkreeg ( $-90^{\circ}$ ), diende om een daarin geplaatst vat *D* met vloeibare

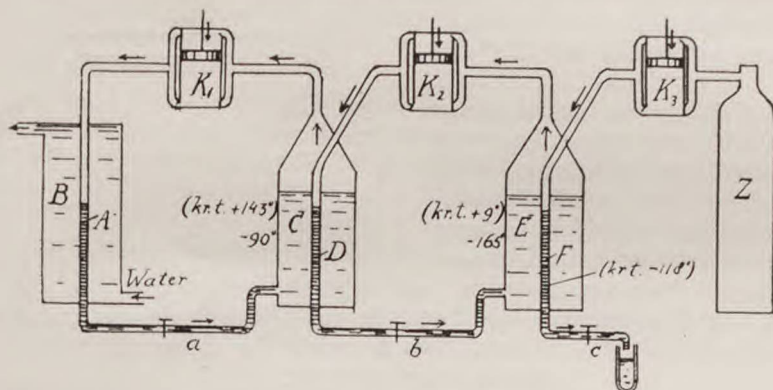


Fig. 210. Cascade-methode van Pictet.

aethyleen (kritische temp.  $+9^{\circ}$ ) af te koelen. Van hier stroomde dit door de buis *b* naar de ruimte *E*. Door de dampspanning met behulp eener tweede zuigperspomp  $K_2$  zooveel mogelijk te verminderen kon Pictet het aethyleen in *E* sterk laten verdampen en zijn temperatuur doen dalen tot ongeveer  $-165^{\circ}$ . Het verdampte aethyleen werd door de tweede zuigperspomp  $K_2$  weer naar *D* gevoerd en daar opnieuw gecondenseerd (tweede kringloop).

Eindelijk diende de lage temperatuur van het verdampende aethyleen, om een met zuurstof (kritische temp.  $-118^{\circ}$ ) onder hoogen druk gevuld vat *F* af te koelen. De pomp  $K_3$  perste hierin de zuurstof uit den cilinder *Z*. Bij opening van de kraan *c* stroomde vloeibare zuurstof in een straal uit.

Op deze wijze kon Pictet de in § 368 genoemde permanente gassen vloeibaar maken behalve waterstof (kritische temp.  $-242^{\circ}$ ).

Om **vloeibare lucht** te verkrijgen, heeft *Prof. Dr. H. Kamerlingh Onnes* ( $\dagger$  1926) in het laboratorium te Leiden (tegenwoordige directeur: *Prof. Dr. W. H. Keesom*), ook de zuurstof in een kringloop gebracht. De in verdampende aethyleen afgekoelde zuurstof wordt dan door middel van de derde zuigperspomp  $K_3$  tot sterke verdamping gebracht, waardoor de temperatuur daalt tot  $-183^{\circ}$ . De verdampende zuurstof wordt door deze derde zuigperspomp weer naar *F* teruggevoerd en daar opnieuw gecondenseerd (derde kringloop).

De lage temperatuur van de verdampende zuurstof gebruikt men dan om lucht (van 15 atm.) af te koelen tot onder de kritische temperatuur ( $-140^{\circ}$ ), waardoor de lucht vloeibaar wordt en, onder den druk van 1 atm. verdampende, een temperatuur van  $-190^{\circ}$  aanneemt.

### III. Methode van Linde.

#### 380. Het Joule-Thomson, of Joule-Kelvin effect.

Als men een gas, door expansie, uitwendigen arbeid laat verrichten, koelt het af (§ 376—c). Men kan een gas nu ook laten uitzetten, zonder dat het uitwendigen arbeid verricht, door het n.l. van een vat *A* te laten stroomen in een luchtledig vat *B*. (fig. 211). Er zal dan echter toch een daling der temperatuur plaats hebben **wegens het overwinnen der onderlinge aantrekking der gasmoleculen. (inwendige arbeid.)** Immers, deze inwendige arbeid wordt verkregen door vermindering van het arbeidsvermogen van beweging van de gasmoleculen, d.w.z. de snelheid van de moleculen in de geheele ruimte der vaten *A* en *B* wordt nu kleiner: de temperatuur van het gas daalt.

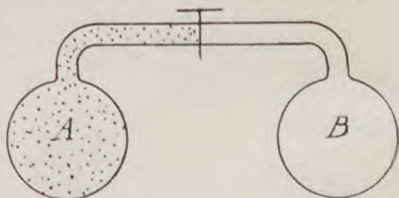


Fig. 211. Joule-Thomson effect.

*Joule* en *Sir William Thomson* (*Lord Kelvin*) plaatsten de vaten *A* en *B* in denzelfden calorimeter en namen temperatuursdaling waar bij het met elkander in verbinding stellen der beide ruimten. *als het gas in A oorspronkelijk sterk samengeperst was* (waarom treedt de temperatuursdaling niet op als het gas niet sterk is samengeperst?).

De afkoeling van gas door inwendigen arbeid heet dan ook het Joule-Thomson (of Joule-Kelvin) effect.

#### 381. Toestel van Linde.

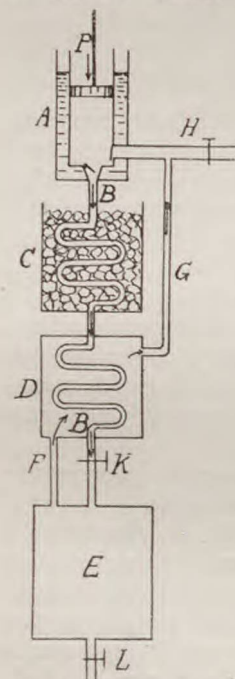


Fig. 212. Methode van Linde.

In 1895 heeft *Linde* de door ontspanning voortgebrachte verlaging der temperatuur op eigenaardige wijze gebruikt om grootere hoeveelheden vloeibare lucht te verkrijgen. De schematische figuur 212 geeft een voorstelling van de bewerking. Door een in een bak *A* met koud water geplaatste perspomp *P* wordt lucht in een buis *B* tot ongeveer 200 atmosferen samengeperst. Het eene gedeelte der buis is geplaatst in een vat *C*, waarin het door koud water of door een koudmakend mengsel omgeven is. Het andere gedeelte is omsloten door een vat *D*. Uit de buis kan de lucht door een kraan *K* ontsnappen in een ruim vat *E*, waarbij haar spanning tot 20 atm. afneemt en haar temperatuur daalt. Deze daling van temperatuur wordt verkregen, omdat bij de ontspanning der lucht een geringe hoeveelheid inwendige arbeid verricht wordt (**Joule-Thomson effect**). De afgekoelde lucht wordt dan door een buisje *F* in



het vat *D* geleid, waar zij de, door de voortdurende werking der pomp in de buis *B* samengeperste lucht afkoelt. Zij komt eindelijk door een kanaal *G* weer in de perspomp terug. Hier wordt zij vermengd met versche lucht, die bij *H* door een kleine perspomp naar binnen gedreven wordt (hetgeen noodig is, als de lucht in het toestel ten deele vloeibaar wordt en dus aangevuld moet worden) en opnieuw samengeperst.

De door ontspanning afgekoelde lucht dient dus, om andere lucht, die zich nog ontspannen moet, af te koelen, zoodat bij de opvolgende ontspanningen de temperatuur hoe langer hoe meer daalt. Het deel der buis *B* in vat *D* heet daarom regeneratorspiraal. Na vrij langen tijd is de temperatuur der lucht in de buis *B* zoo ver gedaald, dat zij stroomende in vat *E*, vloeibaar wordt en door de kraan *L* afgetapt kan worden.

De vloeibare lucht komt daarmee onder een druk van 1 atmosfeer, waarbij haar temperatuur — 190° is.

Door het temperatuurverschil van ongeveer 200° met de omgeving, kan men de vloeibare lucht niet opvangen in een gewoon vat. Er zou daarin de sferoïdaal-toestand (§ 353) ontstaan, totdat het vat belangrijk is afgekoeld, waarna de vloeibare lucht, met den (in vergelijking tot haar temperatuur) nog heeten bodem van het vat in aanraking komende, snel zou verkoken.

De vloeibare lucht wordt daarom opgevangen in **vaten van Dewar**, dat zijn open glazen vaten met dubbele wanden (fig. 213). De ruimte tusschen de wanden is luchtledig. Hierdoor wordt warmte-toevoer van buiten (door geleiding) belet. De binnenwand is van een spiegelende zilverlaag voorzien, waardoor de van buiten komende warmtestralen teruggekaatst worden.



Fig. 213.  
Vaten van Dewar.

Het koolzuur, dat zich in de lucht bevindt, wordt in de buis *B* (fig. 212) vloeibaar. Bij het intreden in het vat *E* wordt het vast in den vorm van sneeuwvlokjes. De vloeibare lucht, die zich na geruimen tijd in *E* vertoont, heeft door het opgenomen vaste koolzuur een melkachtig voorkomen. Door filtreeren houdt men dit terug en verkrijgt men de vloeibare lucht als een heldere blauwachtige vloeistof. Laat men deze in een vat van Dewar eenigen tijd staan, dan wordt de blauwe kleur iets donkerder: de

stikstof (kookpunt —195°.7) verdampt namelijk bij een bepaalden druk sterker dan de zuurstof (kookpunt —182°.8), zoodat de overblijvende vloeistof grotendeels (95 %) uit vloeibare zuurstof bestaat.

Er bestaan fabrieken, die op deze wijze zuivere zuurstof bereiden door gefractioneerde distillatie van lucht.

### 382. Beteekenis van vloeibare lucht.

De belangrijkste toepassing van vloeibare lucht is wel de bovengenoemde bereiding van vloeibare zuurstof en vloeibare stikstof. Deze beide stoffen zijn, evenals vloeibaar koolzuur (§ 372), in stalen cilinders geperst, in den handel verkrijgbaar.

*Zuurstof* vindt toepassing in de waterstof-zuurstof- en acetyleen-zuurstofvlam voor het aan elkaar lasschen en het doorbranden van ijzeren platen (autogeen lasschen en -snijden). Verder in zuurstof-apparaten voor kunstmatige ademhaling.

*Stikstof* dient voor de bereiding van stikstofverbindingen (kunstmest).

Vloeibare lucht wordt voorts wel vermengd met salpeter en katoen en vormt dan een springstof, die bij het maken van tunnels toegepast wordt.

Overigens dient vloeibare lucht voor het onderzoek naar de eigenschappen van verschillende stoffen bij de lage temperatuur der lucht. De veerkracht van vaste lichamen verandert sterk. Zij worden in het algemeen stijver en harder, doch ook broozer, zoodat men een stuk ijzer, of een stuk vleesch, dat in vloeibare lucht gedompeld is geweest, gemakkelijk met een hamer kan stuk slaan. Een caoutchouc slang wordt zoo hard en zoo breekbaar als glas. Lood wordt veerkrachtig als staal: een looden bel, die anders slechts een dofven klank geeft, klinkt helder, na in vloeibare lucht gehouden te zijn. Vloeistoffen worden in vloeibare lucht bijna alle vast. Gassen worden verdicht tot vloeistoffen of tot vaste lichamen. De weerstand, dien een elektrische stroom ondervindt, vermindert bij de temperatuur van vloeibare lucht sterk en daarmee neemt het vermogen om de electriciteit te geleiden sterk toe. Men spreekt dan ook van „supra-geleidenden toestand” en men noemt de stroomgeleiders in dezen toestand „supra-geleiders” (zie deel III).

Door vloeibare lucht met een luchtpomp snel te laten verdampen gaat ze over in **vasten toestand**.

Snel verdampende vloeibare lucht vindt toepassing om nog lagere temperaturen te doen ontstaan voor het verkrijgen van vloeibare waterstof en vloeibaar helium.

### 383. Vloeibaar maken van waterstof en helium.

De overige permanente gassen (§ 368) konden bij de temperatuur van vloeibare lucht tot vloeistof verdicht worden, **behalve waterstof**. En ook de later ontdekte (omstreeks 1900) edelgassen, zooals *argon*, *neon* en *krypton* konden bij de bedoelde lage temperatuur vloeibaar gemaakt worden, **behalve helium**.

Om waterstof en helium vloeibaar te maken moest een nog lagere temperatuur bereikt kunnen worden.

#### A. Waterstof.

*Dewar* verkreeg in 1898 te Londen vloeibare waterstof in groote hoeveelheid. Hij liet vloeibare lucht snel verdampen, waardoor deze afkoelde tot  $-217^{\circ}$ . Hierin bracht hij waterstofgas dat tot 180 atm. was samengeperst. Dit nu sterk afgekoelde en sterk samengeperste waterstofgas liet hij uitstroomen door de regeneratorspiraal van het toestel van Linde, zoodat bij de ontspanning (Joule-Thomson effect) verdere afkoeling plaats had tot beneden de kritische temperatuur van waterstof ( $-240^{\circ}.8$ ), waardoor ze vloeibaar werd. De temperatuur van vloeibaar waterstof (met den helium-thermometer te bepalen) onder den druk van 1 atm. gebracht, bedraagt  $-253^{\circ}$ .

Door nu vloeibare waterstof snel te laten verdampen, daalt de temperatuur tot  $-259^{\circ}$  en wordt de waterstof vast.

#### B. Helium.

Het is ten slotte (10 Juli 1908) aan **Kamerlingh Onnes** gelukt, in het natuurkundig laboratorium te *Leiden* (kryogeen laboratorium) op overeenkomstige wijze het helium (kritische temperatuur  $-268^{\circ}$ ), dat in snel verdampend waterstof tot  $-258^{\circ}$  afgekoeld was, door ontspanning tot op de normale kooktemperatuur  $-268^{\circ}.6$  (dus ongeveer  $4^{\circ}.5$  boven het absolute nulpunt) te brengen, waardoor het **vloeibaar** werd. Vanaf dat oogenblik werd ook gepoogd het helium in vasten toestand te verkrijgen, waartoe gestreefd werd naar steeds lagere temperaturen.

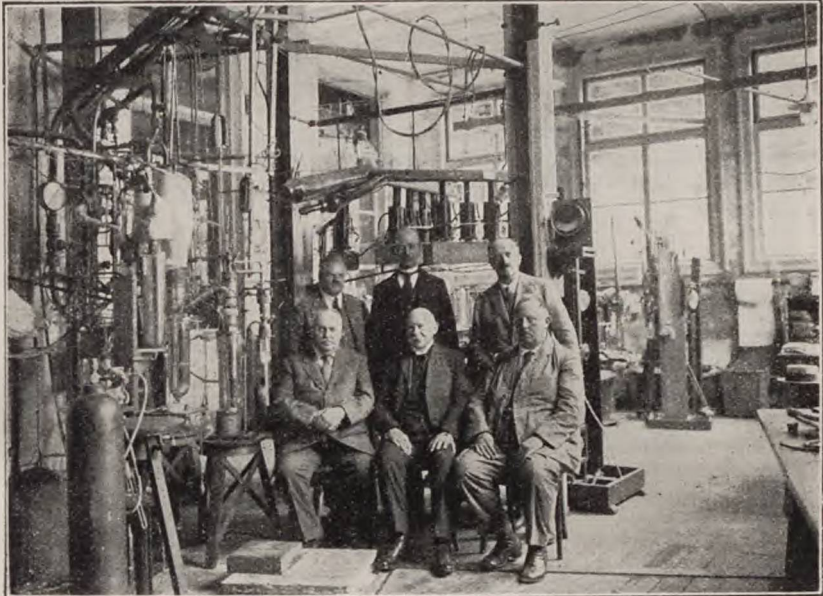
Door snelle verdamping van vloeibaar helium heeft **Kamerlingh Onnes** in 1922 de temperatuur zelfs doen dalen tot slechts ongeveer  $0^{\circ}.9$  boven het absolute nulpunt. Nog werd het helium niet vast.

Nu begon **Kamerlingh Onnes** er aan te twijfelen of helium wel ooit vast zou worden door uitsluitend sterke afkoeling. Zijn opvolger **Prof. Keesom**, veranderde dan ook van methode. In plaats van vloeibare helium bij zoo laag mogelijke temperatuur snel te doen verdampen, bracht hij de vloeistof bij verschillende lage temperaturen onder telkens toenemenden druk. In 1926 gelukte het

hem bij ruim  $1^{\circ}$  K het helium in vasten toestand te verkrijgen toen de druk tot ruim 26 atm. was opgelopen.

Het helium bevond zich in een glazen reservoir met sterke wanden. Het is doorzichtig en kleurloos. Daar dientengevolge de overgang van den vloeibaren in den vasten vorm niet aan het uiterlijk te bespeuren valt, werd het vast worden o.a. als volgt geconstateerd. In het reservoir bevond zich een ijzeren staafje, dat, door een magneet, in de vloeistof bewogen kon worden. Op een gegeven oogenblik bleek het staafje zich niet meer te kunnen bewegen. Het zat „vastgevroren“.

**Opmerking.** De lage temperaturen worden gemeten met den gasthermometer, (waarin meestal helium gebezigd wordt) door extrapolatie, een werkwijze waarop we hier niet nader kunnen ingaan.



Zittend van l. naar r.: prof. Kowalski (vroeger gezant van Polen te 's-Gravenhage); prof. Kamerlingh Onnes; prof. Keesom. Staande van l. naar r.: prof. Wolfke (Warschau); meester Flim (bedrijfschef van het kryogeen laboratorium); prof. Vegard (Oslo).

HEIKE KAMERLINGH ONNES (1853—1926)  
en het Kryogeen Laboratorium.

Prof. Dr. Kamerlingh Onnes was een experimentator van internationale vermaardheid. In 1853 te Groningen geboren werd hij reeds op 28-jarigen leeftijd tot hoogleraar te Leiden benoemd. Hij begon zijn laboratorium (met één amanuensis en één draaibank!) in te richten voor het onderzoek van de aggregatietoestanden in verband met de toestandsvergelijking van Van der Waals §(403), waarbij het meer en meer gespecialiseerd werd op het bereiken van lage temperaturen, noodig voor de condensatie der nog niet verdichte gassen. Zoo sloten de proefnemingen van den Leidschen experimentator aan aan de onderzoekingen van den Amsterdamschen theoreticus Van der Waals, terwijl we later zullen zien dat de theorieën van den Leidschen theoreticus Lorentz bevestigd werden in het Amsterdamsche laboratorium van prof. Zeeman!

Kamerlingh Onnes kwam in een gunstig tijdperk te Leiden. De physica in Neder-

land moest zich nog geheel ontwikkelen. Met groot organisatorisch talent wist Onnes een eigen staf van laboratorium-personeel te vormen en onder zijn bezielende leiding werden laboratorium en proefnemingen steeds uitgebreid om het doel, de condensatie der gassen, steeds nader te treden. Zijn onderzoekingen gingen voortdurend in stijgende lijn; nimmer kwam er een inzinking. Ondanks zijn zwakke gezondheid kan men dan ook gerust zeggen dat Kamerlingh Onnes een Zondagkind geweest is. Gestadig voortarbeidende onder zijn bekend devies „door meten tot weten” was hij de 50 al gepasseerd toen hij in 1908 het helium, dat het langst weerstand bood, wist vloeibaar te maken (§ 383). Toch waren de proefnemingen hiermede niet teneinde, integendeel, want de hierbij verkregen lage temperaturen ontsloten een geheel nieuw terrein van onderzoekingen: n.l. het gedrag van tal van verschijnselen (bij normale temperaturen bekend) bij deze lage temperaturen. Geen wonder dat geleerden van alle oorden der wereld naar Leiden kwamen (en nog steeds komen), om daar de verschijnselen, die zij onderzochten nu ook eens in het uiterst lage temperatuurgebied te bestudeeren. Eerst in 1923 is in Toronto in Canada een dergelijk laboratorium ingericht als het kryogeen te Leiden.

In 1924 moest Onnes als hoogleraar aftreden, wegens het bereiken van den 70-jarigen leeftijd. Hij overleed na een korte ongesteldheid in 1926 te Leiden. Aan zijn oud-leerling, langjarigen medewerker en opvolger prof. Dr. W. H. Keesom gelukte het nog in datzelfde jaar het helium in vasten toestand te verkrijgen.

## VIII. WATERDAMP IN DEN DAMPKRING. HYGROMETRIE.

384. *De verhouding van de gewichtshoeveelheid waterdamp ( $m$ ), die zich in een bepaald volume lucht bevindt, tot de gewichtshoeveelheid ( $M$ ), die deze lucht zou bevatten, als zij (bij dezelfde temperatuur) verzadigd was, noemt men den (relatieven) vochtigheidstoestand of hygrometrischen toestand der lucht (hygros = vochtig). Om den vochtigheidstoestand*

$$e = \frac{m}{M}$$

te vinden, leidt men een bekend groot volume lucht langzaam over stoffen, die den waterdamp nagenoeg geheel opnemen (chloorcalcium, geconcentreerd zwavelzuur) en bepaalt  $m$  door de gewichtsvermeerdering, die deze stoffen dientengevolge ondergaan.  $M$  ontleent men voor elke temperatuur aan tabellen (vergel. § 365).

385. Berekent men met behulp der gewichtsformule (80) het gewicht van 1 cm<sup>3</sup> onverzadigden waterdamp bij een temperatuur van  $t^\circ$  en  $f$ -cm spanning, en vergelijkt men de uitkomst met het gewicht van 1 cm<sup>3</sup> verzadigden waterdamp bij dezelfde temperatuur (§ 365), dan vindt men, dat de verhouding der beide gewichten  $\frac{m}{M}$  ten naaste bij gelijk is aan die der spanningen van den onverzadigden

en den verzadigden waterdamp  $\frac{f}{F}$ .

Men kan den vochtigheidstoestand dus ook als volgt definiëren:

386. **Onder den (relatieven of betrekkelijken) vochtigheidstoestand der lucht verstaat men de verhouding der spanningen van den onverzadigden waterdamp in de lucht ( $f$ ) en van den verzadigden waterdamp bij dezelfde temperatuur ( $F$ ):**

$$e = \frac{f}{F} \dots \dots \dots (96)$$

### 387. Bepaling van den vochtigheidstoestand.

Men zou den vochtigheidstoestand  $e$  kunnen bepalen door weging volgens § 384, maar dit vereischt veel tijd en men leert slechts den gemiddelden vochtigheidstoestand gedurende dezen tijd kennen.

Daarom bepaalt men liever de waarde van  $e$  door middel van formule 96, of men leidt  $e$  af uit verschijnselen, die rechtstreeks met den vochtigheidstoestand der lucht in verband staan. Toestellen, die hiertoe dienen, heeten **hygrometers**.

### 388. Condensatie-hygrometer van Regnault.

Met dezen hygrometer kan men den vochtigheidstoestand der lucht bepalen door middel van formule 96. Een glazen cilinder  $C$  (fig. 214) is beneden gesloten door een gepolijst zilveren dopje  $D$  en gedeeltelijk met aether gevuld. In de stop  $S$ , die den cilinder boven afsluit, zijn drie openingen gemaakt. Door de eerste opening is een gevoelige thermometer  $T$  gestoken, zóó dat het reservoir in den aether gedompeld is. Door de tweede is een glazen buisje  $B$  gebracht, dat slechts tot den onderkant der stop reikt, en door de derde een buisje  $B_1$ , dat tot onder in den aether reikt. Door het buisje  $B$  wordt de lucht boven den aether weggezogen. De dampkringslucht stroomt door het buisje  $B_1$  toe, stijgt in den aether omhoog (zie de luchtballen  $O$ ) en doet dezen verdampen. Daardoor worden de overblijvende aether, het zilveren dopje en de omgevende lucht afgekoeld. De laatste wordt bij het bereiken eener bepaalde temperatuur  $t_1^\circ$ , die lager is dan de temperatuur  $t^\circ$  der overige lucht, door den waterdamp, dien zij bevat, verzadigd. Bij de geringste daling, die de temperatuur nu nog ondergaat, vertoont zich een **neerslag van water** op het zilveren dopje, zoodat het oppervlak dof wordt. Men laat nu de temperatuur van den aether weer langzaam rijzen en teekent de temperatuur  $t_2^\circ$  aan, waarbij de neerslag weer verdwijnt. Het gemiddelde van de afgelezen temperaturen,  $\frac{t_1 + t_2}{2} = D^\circ$ , neemt men aan als de temperatuur, waarbij de lucht juist verzadigd zou zijn door den waterdamp, dien zij bevat. Men noemt die temperatuur  $D$  het **dauwpunt** (§ 343).

Nu behoeft men slechts de spanningen  $f$  en  $F$  van verzadigden waterdamp bij de temperaturen  $D^\circ$  en  $t^\circ$  in een tabel op te zoeken. Het quotiënt van beide is de vochtigheidstoestand  $e$ .

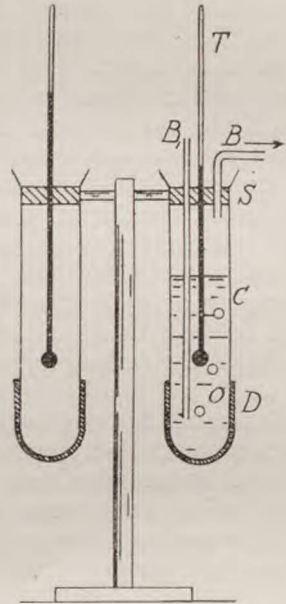


Fig. 214.  
Condensatie-hygrometer  
van Regnault.

Een tweede glazen cilinder met zilveren dopje, die (zonder aether) naast den eersten geplaatst wordt, dient om (door vergelijking) de oogenblikken, waarop de neerslag ontstaat en verdwijnt, juist te kunnen bepalen.

### 389. Haarhygrometer van Saussure.

Bij dezen hygrometer leidt men den vochtigheidstoestand af uit verschijnselen, die daarmede in verband staan. *De haarhygrometer berust n.l. op het langer en korter worden van haren (en andere organische stoffen, b.v. een reep papier) door opname of verlies van water.* Een haar, dat men door middel van aether ontvet heeft (fig. 215), wordt met één uiteinde vastgeklemd en door een klein gewicht of met behulp eener zwakke veer in verticalen stand gespannen. Nabij het ondereinde is het haar om een katrolletje geslagen, waaraan een wijzer bevestigd is. Bij vermeerdering of vermindering van den vochtigheidstoestand der lucht verkrijgt de wijzer door verlenging of verkorting van het haar een linksdraaiende of een rechtsdraaiende beweging over een verdeelde schaal. De verlenging van het haar is niet evenredig met de vermeerdering van den vochtigheidstoestand. Men moet dus nog nagaan b.v. door vergelijking met een condensatie-hygrometer van Regnault, welke vochtigheidstoestanden door de verschillende standen van den wijzer aangewezen worden.

De invloed der temperatuur op de lengte van het haar kan verwaarloosd worden.



Fig. 215.  
Haarhygrometer  
van Saussure.

390. Onder den absoluten of volstrekten vochtigheidstoestand der lucht verstaat men de spanning  $f$  van den waterdamp, die in de lucht aanwezig is. Dus volgens formule 96

$$f = e \times F$$

### 391. Gewicht van vochtige lucht.

Een gewichtsformule voor vochtige lucht hebben we reeds in § 364 opgesteld (formule 95). Door invoering van den vochtigheidstoestand  $e$  ondergaat de formule de geringe wijziging, dat de dampspanning vervangen kan worden door  $eF$ . We laten nu de opstelling nogmaals volgen.

Gegevens: volume der vochtige lucht =  $V$  cm<sup>3</sup>.

totaalspanning „ „ „ =  $H$  cm.

temperatuur „ „ „ =  $t^{\circ}$  C., dus  $T = 273 + t$

vochtigheidstoestand =  $e$

maximumspanning van waterdamp bij  $t^{\circ} = F$ , dus de dampspanning =  $eF$ .

Men heeft het gewicht  $G_1$  der lucht en het gewicht  $G_2$  van den waterdamp op te tellen:

$$G_1 = V \times 0,001293 \times \frac{273}{T} \times \frac{H - eF}{76} \text{ gram}$$

$$G_2 = V \times 0,623 \times 0,001293 \times \frac{273}{T} \times \frac{eF}{76} \text{ gram.}$$

$$G_1 + G_2 = V \times 0,001293 \times \frac{273}{T} \times \frac{H - 0,377 eF}{76} \text{ gram} \quad (97)$$

*Vraag.* Welke wijziging zou bovenstaande opstelling ondergaan, indien in plaats van  $e$  en  $F$  gegeven was het dauwpunt  $D^\circ$ ?

### 392. Neerslag in den dampkring.

De lucht bevat **steeds** waterdamp. Wordt door een of andere oorzaak (opstijgen der lucht, uitstraling, koude winden) de lucht beneden het dauwpunt (§§ 343, 388) afgekoeld, dan heeft de verdichting van waterdamp plaats. De verschillende vormen, die de verdichte waterdamp kan aannemen, zijn de volgende:

**Nevel** ontstaat, als de wind warme en vochtige lucht in aanraking met een kouden bodem brengt; of als de tengevolge van de uitstraling der aarde afgekoelde lucht den waterdamp verdicht, die uit de warmere rivieren, grachten, polders enz. opstijgt. Evenals de wasem boven kokend water bestaat de nevel uit uiterst kleine waterbolletjes, die tengevolge van den weerstand der lucht slechts zeer langzaam dalen.

**Mist** is een nevel, die zich over een grootere uitgestrektheid en tot een grootere hoogte in vochtige lucht vormt, als haar temperatuur belangrijk daalt. De vorming van mist wordt bevorderd door de aanwezigheid in de lucht van stofdeeltjes, waarop de waterdamp kan neerslaan.

**Dauw** ontstaat tengevolge van uitstraling op lichamen, die een groot uitstralingsvermogen bezitten, als het dauwpunt hooger dan  $0^\circ$  is. Wordt de uitstraling belet (bedekken der lichamen, rook, wolken), dan heeft geen dauwvorming plaats. De warmte, die door condensatie van den waterdamp vrij wordt, belet een snelle daling der temperatuur en verlaging van het dauwpunt.

Vindt men 's avonds door middel van een hygrometer, dat het dauwpunt eenige graden boven  $0^\circ$  ligt, dan zal zeer waarschijnlijk geen nachtvorst volgen.

**Rijp** wordt onder dezelfde omstandigheden gevormd als dauw, met dit verschil echter, dat het dauwpunt beneden  $0^\circ$  ligt.

**Wolken** kan men beschouwen als mist, die zich vormt bij het opstijgen van (vochtige) lucht tot op eenige hoogte boven het oppervlak der aarde of bij het indringen van koude luchtlagen in warme en vochtige. De lagere wolken bestaan uit waterbolletjes; de hoogste (vederwolken, schaapjes) uit ijsnaalden (hoogte ongeveer 10000 meter). Naarmate deze kleine lichaampjes langzaam dalende in warmere luchtlagen komen, verdampen zij weer (zweven der wolken).

**Regen** ontstaat, als de waterbolletjes eener wolk door onvoldoende condensatie grooter worden, zoodat de weerstand der lucht het vallen niet meer kan beletten. Zijn de onderste luchtlagen warm en vochtig, dan wordt de massa der (koude) regendruppels gedurende het vallen grooter.

**IJzel** wordt gevormd of door regen, die op een onder  $0^\circ$  afgekoelden bodem valt en dientengevolge bevriest, of door regen, die in den toestand van over-smelting (§ 322) verkeert en bevriest op het oogenblik, dat hij met een vast lichaam in aanraking komt.

**Sneeuw** noemt men kristalletjes van ijs, die zich vormen, als de temperatuur, waarbij de verdichting van waterdamp in een wolk plaats heeft, lager dan  $0^\circ$  is; door langzaam aanvriezen van andere verdichte deeltjes ontstaan de losse sneeuwvlokken.

**Hagel** is ijs, dat zich (meestal) bij onweer in de wolken vormt. De buitengewone grootte, die de hagelkorrels somtijds vertoonen, is niet gemakkelijk te verklaren. Sommigen nemen aan, dat de ijskristallen door wolken vallen, waarvan

de waterbolletjes in den toestand van oversmelting verkeeren, zoodat deze snel als ijs daarop neerslaan. Volgens anderen zou het aangroeien der hagelkorrels plaats hebben, terwijl zij zich tusschen twee (met ongelijknamige hoeveelheden electriciteit geladen) wolken of deelen eener wolk herhaaldelijk op en neer bewegen.

## IX. MECHANISCHE THEORIE DER WARMTE.

### 393. Wezen der warmte.

Vroeger meende men, dat de warmte een uiterst ijle stof was, die men in een lichaam moest brengen om het te „verwarmen”. De warmte zou daartoe dan aan de omgeving of aan andere lichamen moeten zijn onttrokken. *Rumford* († 1814) bestreed in 1798 de stoffelijke natuur der warmte, omdat men het ontstaan van warmte ten gevolge van mechanische bewerking op deze wijze niet kon verklaren.

Eerst nadat *Davy* († 1829) aangetoond had, dat men ijs kan doen smelten, als men twee stukken dier stof over elkaar wrijft in een ruimte, waarvan de temperatuur lager dan  $0^{\circ}$  is, was bewezen, dat men in een lichaam warmte kon voortbrengen, zonder aan de omgeving warmte te onttrekken. Daaruit volgde tevens de onjuistheid van de theorie, waarbij warmte als een stof werd beschouwd.

Tegenwoordig beschouwt men de warmte als een **vorm van energie**, welke de lichamen bezitten tengevolge van beweging hunner moleculen of atomen. Volgens deze hypothese is de warmte, die wij bij een lichaam waarnemen, **de kinetische energie zijner kleinste deeltjes** (§ 244).

De eerste die aannam, dat warmte een vorm van energie is, was *Robert Mayer* (1842).

Als arbeid verricht wordt of arbeidsvermogen verdwijnt, zonder dat arbeidsvermogen in een anderen vorm daarvoor in de plaats treedt, *ontstaat steeds warmte*.

*Voorbeelden.* Ontwikkeling van warmte door remmen, vijlen, bewerken van metalen op de draaibank enz. Koud ijzer kan men door hameren gloeiend maken.

### 394. Eerste Hoofdwet.

Is warmte arbeidsvermogen, dan moet zij de wet van behoud van arbeidsvermogen volgen, dus:

**Als arbeidsvermogen verdwijnt en warmte daarvoor in de plaats treedt, moet steeds een bepaalde hoeveelheid energie ook een bepaalde, daarmede aequivalente hoeveelheid warmte doen ontstaan en omgekeerd.**

Nauwkeurige proeven hebben aangetoond dat dit werkelijk het geval is. Men kwam zodoende tot het opstellen eener *mechanische theorie der warmte*, waarvan de genoemde betrekking de *eerste hoofdwet* vormt.

Men verstaat nu onder het **mechanisch aequivalent der warmte**



het aantal arbeidseenheden, die aequivalent zijn met de eenheid van hoeveelheid warmte.

Mayer gaf aan (1842), hoe het mechanisch aequivalent der warmte berekend kan worden, terwijl Joule de eerste was, die (1843) het mechanisch aequivalent der warmte proefondervindelijk bepaalde.

### 395. Berekening van het mechanisch aequivalent der warmte door Robert Mayer.

Men denke zich  $V$  cm<sup>3</sup> normale lucht in een vat van  $O$  cm<sup>3</sup> doorsnede door een vrij beweeglijken zuiger zonder gewicht afgesloten (fig. 216).

Verwarmt men de lucht, zóó dat zij zich vrij kan uitzetten (bij constante drukking)

tot  $t^\circ$ , dan wordt haar volume  $V \left(1 + \frac{t}{273}\right)$  cm<sup>3</sup>.

De volume-vergrooting is dus  $V \times \frac{1}{273} t$  cm<sup>3</sup>, waaruit volgt dat de zuiger over een weg

$s = V \frac{\frac{1}{273} t}{O}$  cm wordt opgelicht (wij ver-

waarloozen de uitzetting van het vat). De hiervoor vereischte warmte bedraagt:

$$W_p = G \times c_p \times t = V \times 0,001293 \times c_p \times t \text{ cal.}$$

Verwarmt men echter de lucht, nadat de zuiger vastgezet is (bij constant volume), dan is daarvoor noodig:

$$W_v = G \times c_v \times t = V \times 0,001293 \times c_v \times t \text{ cal.}$$

In beide gevallen is de vermeerdering van de kinetische energie der moleculen dezelfde (verwarming tot dezelfde temperatuur), terwijl geen inwendige arbeid wordt verricht, daar de geringe cohesie bij gassen kan verwaarloosd worden. In het eerste geval wordt echter uitwendige arbeid verricht (de druk van den dampkring wordt overwonnen), in het tweede geval niet. Het verschil der beide hoeveelheden warmte,  $V \times 0,001293 (c_p - c_v) \times t$  cal., heeft nu gediend, om den uitwendigen arbeid te verrichten. Deze warmte is omgezet in potentieele energie der omgeving.

We moeten dus nu nog den zooeven bedoelden uitwendigen arbeid berekenen. Deze is  $A_u = k \times s$ . Nu is de kracht  $76 \times 13,596 \times 981,2 \times O$  dynes en de verplaatsing:

$$\frac{V \times \frac{1}{273} t}{O} \text{ cm. dus}$$

$$\begin{aligned} A_u &= (76 \times 13,596 \times 981,2 \times O) \times \frac{V \times \frac{1}{273} t}{O} \text{ ergen} \\ &= (76 \times 13,596 \times 981,2) \times V \times \frac{1}{273} t \text{ ergen} \end{aligned}$$

In plaats van kracht  $\times$  verplaatsing staat hier te lezen dat de uitwendige arbeid door het gas verricht = druk  $\times$  volume-vergrooting.

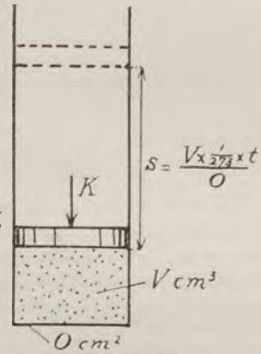


Fig. 216.  
Berekening mechanisch



JULIUS ROBERT MAYER (1814—1878).

*Mayer* werd in 1814 te *Heilbronn* geboren en studeerde voor arts. Om meer praktische ervaring op te doen begaf hij zich naar Parijs en kwam vandaar te Rotterdam. Van hieruit ondernam hij in 1841 een reis naar Indië als scheepsdokter op het Nederlandsche zeilschip „Java”. Zijn bedoeling was zich voor een paar jaren in Indië te vestigen. Maar bij een aderlating in de tropen bemerkte hij, dat het aderlijk bloed niet donker gekleurd is zooals op onze breedte, maar hel rood, zoodat het bijna niet van slagaderlijk bloed te onderscheiden viel. Het bloed verandert van kleur in de mate als het zich in de longen met zuurstof uit de lucht verbindt. Deze verbinding is een soort verbranding, waarvan de natuurlijke lichaamswarmte het gevolg is. Hij herinnerde zich, dat een zijner studieboeken vermeldde, dat ditzelfde verschijnsel ook plaats heeft op onze breedte in den zomer, dus eveneens bij hoogere temperatuur. Zoo ging hij nadenken over het aequivalent, dat er bestaan moet tusschen de stofwisseling en de voortgebrachte warmte in het menschelijk lichaam. De denkbeelden stonden hem echter slechts vaag voor den geest. In hetzelfde jaar keerde hij naar zijn geboorteplaats terug om door rustige studie de nog verwarde draden tot ontkenning te brengen. Tijdens de reis vertelde een matroos hem, dat het onstuimig water bij storm altijd opvallend „warm” is. *Mayer* vestigde zich nu te *Heilbronn* als arts en bood in hetzelfde jaar 1841 aan een wetenschappelijk tijdschrift een verhandeling aan, die nimmer opgenomen en pas 36 jaren later teruggevonden werd! In 1842 nam een ander tijdschrift een verhandeling van hem op, waarin hij het mechanisch aequivalent der warmte berekende. Doch in wetenschappelijke kringen schonk men er totaal geen aandacht aan. In 1843 verscheen een verhandeling van *Joule* en in 1847 een van *Helmholtz*, die onafhankelijk van *Mayer* en ook van elkaar zich met hetzelfde probleem bezighielden. Op verschillende grondslag kwamen zij tot eenzelfde resultaat als *Mayer*. Nu ontbrandde een heftige strijd om de prioriteit van het beginsel, waardoor *Mayer* zoodanig verbitterd werd, dat hij zelfs geruimen tijd in een gesticht moest doorbrengen. Slechts zeer langzaam begon het beginsel baan te breken. In 1867 deed *Mayer* zijn verzamelde verhandelingen voor eigen rekening verschijnen, doch ten slotte heeft hij de erkenning door de wetenschappelijke wereld van de beteekenis van zijn arbeid toch nog mogen beleven. In 1869 werd hij door een vereeniging voor geneeskundige en natuurkundige wetenschappen uitgenoodigd een voordracht te *Innsbrück* te houden. Hij ontving een medaille van de *Royal Society* en den *Ponceletprijs* der *Fransche Academie* en nog tal van eerbewijzen. In 1878 stierf hij te *Heilbronn*.

De  $V \times 0,001293 (c_p - c_v) \times t$  cal. hebben dus voortgebracht  $76 \times 13,596 \times 981,2 \times V \times \frac{1}{273} t$  ergen. Bijgevolg is het *mechanisch aequivalent der warmte A* te berekenen uit de volgende vergelijking:

$$V \times 0,001293 (c_p - c_v) t \times A = 76 \times 13,596 \times 981,2 \times V \times \frac{1}{273} t \quad (98)$$

$$\text{of } 0,001293 (0,2375 - 0,1684) \times A = 76 \times 13,596 \times 981,2 \times \frac{1}{273} \quad 1)$$

Men vindt  $A = \frac{41550000}{981,2}$  ergen, d.w.z. 1 cal. aequivalent met 41550000 ergen, of met  $\frac{41550000}{981,2}$  gcm (voor Nederland) = 42350 gcm (voor Nederland).

*Opmerking.* Het mechanisch aequivalent der warmte is later door tal van proefnemingen bepaald geworden. Neemt men nu  $A$  als bekend aan, dan kan zoodoende uit vergelijking 98  $c_v$  bepaald worden (§ 313).

### 396. Proeven van Joule ter bepaling van het mechanisch aequivalent der warmte.

Voor de bepaling van het mechanisch aequivalent der warmte

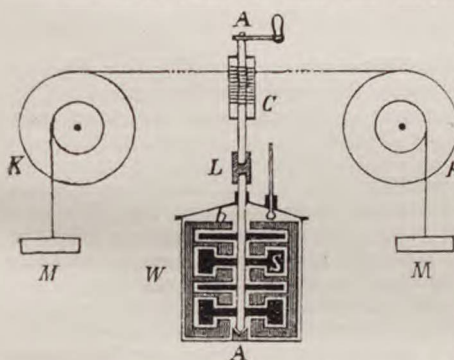


Fig. 217. Proef van Joule.

kan elke proef dienen, waarbij arbeid in warmte overgaat, mits men het aantal arbeidseenheden, die in warmte omgezet worden, en het aantal daardoor verkregen calorieën nauwkeurig kan bepalen. Wij beschrijven hier een der proeven van Joule.

Twee massa's  $M$  (fig. 217), welke samen een gewicht  $P$  gram bezitten, kunnen over een hoogte  $H$  cm dalen. De massa's zijn bevestigd aan koorden, die over katrollen  $K$  zijn geslagen. Door andere koorden wordt bij de daling der massa's de draaiing der katrollen overgebracht op een houten cilinder  $C$  en een koperen as  $A$ , waarop de cilinder bevestigd is. Het onderste deel der as is van het bovenste gescheiden door een lichaam  $L$  (hout), dat de warmte slecht geleidt. Bovendien is dat onderste deel der as van dwarsstaven en van schoepen  $S$  voorzien en in een watercalorimeter  $W$  geplaatst. Bij de draaiing der as wordt door de wrijving van het water tegen de schoepen, de wanden en de vaste tusschenschotten  $b$ , die den calorimeter verdeelen, warmte voortgebracht, die haar ontstaan te danken heeft aan het arbeidsvermogen, dat de dalende massa's verliezen.

1)  $c_p$  kan direct langs calorimetrischen weg bepaald worden (§ 312);  $c_v$  echter (§ 313) wordt berekend uit de constante van Laplace  $\left(\frac{c_p}{c_v}\right)$  die in de geluidsleer bepaald wordt (§ 456).



JAMES PRESCOTT JOULE (1818—1889).

Joule werd in 1818 te *Salford bij Manchester* geboren, waar hij later eigenaar zou worden van de bierbrouwerij zijns vaders. Zijn vader liet hem geheel vrij in zijn neiging tot natuurwetenschappelijk onderzoek. Gedurende een paar jaren kreeg de jonge Joule zelfs les in scheikunde van Dalton. Op 19-jarigen leeftijd begon Joule zijn proefnemingen met de bedoeling om een electromagnetischen motor van Sturgeon te verbeteren. Zodoende kwam hij in 1840 tot een betrekking tusschen de in een stroomgeleider ontwikkelde warmte en de stroomsterkte. Met de erkenning van zijn wetenschappelijken arbeid verging het onzen bierbrouwer echter al even slecht als Robert Mayer. In 1843 werd zijn mededeeling „over de temperatuursveranderingen tengevolge van verdunningen en verdichtingen van lucht” door de Royal Society geweigerd. Twee volgende mededeelingen ondergingen een nageoeg gelijk lot. Om zijn beweringen met deugdelijke proefondervindelijke bewijzen te kunnen staven, zette Joule zijn proefnemingen nog 10 jaar lang voort en varieerde ze herhaaldelijk. Als resultaat van al zijn proeven vond hij 425 kgm als gemiddelde waarde van het mechanisch warmte equivalent. Door zijn eerste proeven reeds, was de aandacht van Joule, geheel onafhankelijk van Robert Mayer, gevallen op het probleem der mechanische warmtetheorie. De wegen, die de beide onderzoekers, in den beginne niets van elkaar wetende, bewandelden, waren dan ook geheel verschillend. Mayer toch stelde onmiddellijk een algemeene wet op en haalde een bijzonder geval slechts als voorbeeld aan. Joule ging daarentegen van een enkel bijzonder geval uit en bouwde op tot een algemeene theorie.

In 1850 worden ook de verdiensten van Joule erkend door zijn opname als lid der Royal Society, die indertijd zoo wantrouwend tegenover hem had gestaan. In 1872 werden zijn verzamelde verhandelingen over het mechanisch warmte equivalent uitgegeven.

In 1854 bestudeerde hij de cohaesie der gassen in samenwerking met Sir William Thomson (Lord Kelvin). De ontdekking van het Joule-Thomson of Joule-Kelvin effect (§ 380), dat toepassing vond in het toestel van Linde (§ 381), was hiervan het resultaat.

Joule stierf in 1889 in zijn geboorteplaats. In de Townhall te Manchester heeft men twee groote standbeelden opgericht, één van Dalton, het ander van Joule.

Is de waterwaarde van den calorimeter (bak, water, thermometer, as en schoepen)  $w$ , en vond Joule bij de proef (na correctie wegens straling) een temperatuursverhooging van  $t^\circ$  tot  $t_0^\circ$  dan heeft de calorimeter opgenomen

$$W = w (t_0 - t) \text{ cal.}$$

Het arbeidsvermogen van plaats, dat de massa's aanvankelijk hadden is  $PH$  gcm. Dit gaat echter niet geheel in warmte op den calorimeter over:  $a$  een gedeelte verandert in arbeidsvermogen van beweging, dat de massa's bezitten als zij met zekere snelheid op den grond komen;  $b$  een ander gedeelte dient om de wrijving der katrollen en de stramheid der koorden te overwinnen.

**Ad a.** Om het arbeidsvermogen van beweging te vinden, dat de massa's verkrijgen als zij op den grond komen, bepaalde Joule de snelheid ( $v$  cm per sec.), waarmede de massa's daalden<sup>1)</sup>. Op het oogenblik, waarop zij den grond bereikten, hadden zij dus een arbeidsvermogen van beweging  $= \frac{1}{2} \frac{P}{981,2} v^2$  gcm, zoodat nog beschikbaar bleef  $PH \approx \frac{1}{2} \frac{P}{981,2} v^2$  gcm.

**Ad b.** Hiervan moest nu nog worden afgetrokken het arbeidsvermogen, dat gediend had, om de wrijving en de stramheid der koorden te overwinnen. Joule bepaalde dit op de volgende wijze. Hij verwijderde den calorimeter met de as  $A$  en wond de koorden om een anderen cilinder, die dezelfde doorsnede had als de eerste, en die zonder merkbare wrijving om een verticale spil kon draaien. De koorden werden nu echter zóó om den cilinder gewonden: dat de eene massa omhoog ging als de andere daalde. Hij ging nu na, *welk gewichtstuk hij aan de hooger geplaatste massa ( $M$ ) moest toevoegen, om het stelsel, dat hij door een duw naar beneden op deze massa in beweging gebracht had, een eenparige beweging te doen behouden*. Het gewicht der bijgevoegde massa ( $p$  gram) was dus even groot als de wrijving bij de eigenlijke proef. Daar deze over een weg  $H$  cm overwonnen moest worden, was daarvoor een arbeidsvermogen van  $pH$  gcm noodig.

<sup>1)</sup> De beweging der massa's wordt spoedig **eenparig** en wel om de volgende reden:

De beweging veroorzaakt door een standvastige kracht, werkende in de richting der beweging, is eenparig versneld (§ 28). Bij de proef van Joule is de standvastige kracht de *zwaartekracht verminderd met de wrijving* (de werktuigkunde leert dat de wrijving onafhankelijk is van de snelheid der beweging en beschouwd moet worden als een kracht, die op het lichaam werkt in een richting, tegengesteld met die beweging).

De beweging heeft echter plaats in een *weerstandbiedende* stof (de lucht) en dan kan men aannemen, dat de weerstand aangroeit met het vierkant van de snelheid. Een beweging onder de werking eener standvastige kracht moet dus in een weerstandbiedende stof ten slotte **eenparig** worden, als namelijk de weerstand even groot geworden is als de bewegende kracht (hier: zwaartekracht verminderd met de wrijving).

Van het aanvankelijk voorhanden arbeidsvermogen  $PH$  konden dus slechts  $PH - \frac{1}{2} \frac{P}{981,2} v^2 - pH$  gcm in den calorimeter in warmte overgaan.

Als het mechanisch aequivalent der warmte door  $A$  wordt voorgesteld, kan dit dus bepaald worden uit de volgende vergelijking

$$PH - \frac{1}{2} \frac{P}{981,2} v^2 - pH = w(t_e - t). \quad A \dots \dots (99)$$

Uit een reeks van proeven <sup>1)</sup> vond Joule als gemiddelde waarde voor het mechanisch aequivalent der warmte ongeveer 42500 gcm, een getal dat vrij wel overeenkomt met de uitkomst door Robert Mayer verkregen.

397. Na Joule hebben vele natuurkundigen volgens verschillende methoden resultaten verkregen, welke van die van Joule slechts weinig afwijken. Volgens nieuwere onderzoekingen (Rowland e.a.) nadert de waarde van het mechanisch aequivalent der warmte tot 41 890 000 ergen.

In het vervolg zullen wij de volgende benaderde waarden gebruiken:

1 gram-cal. is aequivalent met 42 000 000 ergen of met  $\frac{42 \times 10^6}{981,2}$   
= 42 700 gcm (voor Nederland).

Voor kilogram-calorieën (= 1000 gramcal.) en kilogrammeters (= 100 000 gcm) vindt men:

1 kg.cal. is aequivalent met  $\frac{1000 \times 42700}{100000} = 427$  kgm (voor Nederland).

Wij kunnen de *c-g-s- eenheid van warmte* bepalen (§ 304): het is de hoeveelheid warmte, die aequivalent is met 1 erg. Men noemt haar *absolute calorie*. Dus:  
1 absolute calorie is aequivalent met 1 erg, waaruit volgt  
1 gram-calorie = 42000000 absolute calorieën.

### 398. Gevolg van de Eerste Hoofdwet.

Ingevolge de Eerste Hoofdwet der mechanische warmtetheorie dient de warmte  $W$ , die een lichaam opneemt, tot drie doeleinden.

Het eerst deel,  $w$ , dient om de **temperatuur van het lichaam te verhoogen** of de **kinetische energie zijner moleculen (atomen) te vermeerderen**. Dit gedeelte kan men met behulp van den thermometer meten.

De beide andere deelen worden niet meer als warmte waargenomen. Het ééne,  $i$ , verricht **inwendigen arbeid** (overwinning der cohesie), het geeft **potentiële energie aan de moleculen (atomen)**. Het andere deel,  $u$ , verricht **uitwendigen arbeid** (over-

<sup>1)</sup> Door den cilinder van de as van het vleugelrad los te maken, kon Joule door middel der kruk (bij  $A$ ) de massa's  $M$  weer omhoog brengen, zonder het vleugelrad te bewegen. Hij liet bij elke proef de massa's 20 maal dalen, daar de temperatuursverhooging bij een enkele daling te gering was, om nauwkeurig waargenomen te worden.

winnen van den uitwendigen druk), het geeft **potentiëele energie aan de omgeving.**

We kunnen dus schrijven:

$$W = w + i + u \dots \dots \dots (100)$$

Is bij verwarming van een lichaam de inwendige arbeid  $A_i$  en de uitwendige  $A_u$  arbeidseenheden, en wordt het mechanisch aequivalent der warmte-eenheid voorgesteld door  $A$ , dan is dus ook

$$W = w + \frac{A_i}{A} + \frac{A_u}{A} \dots \dots \dots (101)$$

### Bijzondere gevallen.

Niet bij elke verwarming van lichamen hebben al deze werkingen plaats.

a. Bij de verwarming van *vaste en vloeibare stoffen* verwaarloost men vaak de uitzetting, dus  $u = 0$  of  $W = w + i$ .

b. Bij de verwarming van *gassen* kan men den inwendigen arbeid meestal verwaarloozen (wanneer niet?), dus bij verwarming onder constante drukking:  $W = w + u = w + \frac{A_u}{A}$  en bij verwarming

onder constant volume (dan is bovendien  $u = 0$ ):  $W = w$ .

(Zie berekening van Robert Mayer § 395).

c. Bij *isothermische processen* (dat zijn verschijnselen, waarbij het lichaam warmte opneemt, doch de temperatuur constant blijft), *smelten en koken*, is  $w = 0$ , d.w.z. de kinetische energie der moleculen blijft onveranderd. Bij het smelten van ijs heeft men bovendien het bijzondere geval, dat het lichaam uitwendigen arbeid ondergaat (3e smeltwet § 310).

### 399. Berekening van $u$ en $i$ in sommige gevallen.

In sommige gevallen kan men gemakkelijk nagaan, hoeveel van het aantal calorieën  $W$ , die men aan een lichaam mededeelt, voor temperatuursverhooging ( $w$ ), voor inwendigen ( $i$ ) en voor uitwendigen arbeid ( $u$ ) dienen.

Een voorbeeld hebben wij reeds behandeld, n.l. de berekening van het mechanisch aequivalent der warmte door Robert Mayer (§ 395).

Een ander voorbeeld heeft betrekking op de berekening van den uitwendigen en van den inwendigen arbeid bij een **isothermisch proces, n.l. bij verdamping.** Onderstel dat 1

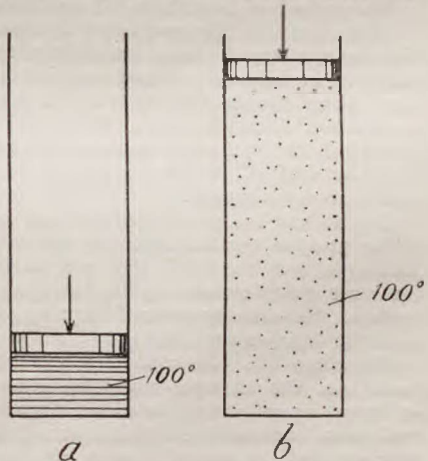


Fig. 218. Berekening van  $i$  en  $u$  bij verdamping.

gram water van  $100^\circ$  zich bevindt in een cilinder, afgesloten door een gewichtloozen, vrij beweeglijken zuiger (fig. 218a). Om dit water van  $100^\circ$  (waarvan we het volume =  $1 \text{ cm}^3$  stellen) te doen overgaan in stoom van  $100^\circ$ , zijn volgens § 358 noodig 537 cal. Nu is in de formule  $W = \omega + i + u$ ,  $\omega = 0$ , dus

$$537 = i + u$$

Het volume van 1 gram stoom van  $100^\circ$  is  $1650 \text{ cm}^3$  (tabel § 365). De zuiger is dus omhoog gegaan en het volume met  $1649 \text{ cm}^3$  vermeerderd geworden (fig. 218b). De uitwendige arbeid hiervoor verricht is dan

$A_u = K \times s = \text{druk} \times \text{volume-vergrooting}$  (§ 395) =  $76 \times 13,596 \times 981,2 \times 1649$  ergen, en deze is aequivalent met

$$u = \frac{76 \times 13,596 \times 981,2 \times 1649}{42000000} = 39,8 \text{ cal.}$$

zoodat voor den inwendigen arbeid  $i$  overblijft:

$$i = 537 - 39,8 = \text{ongeveer } 500 \text{ cal.}$$

Verreweg het grootste gedeelte der toegevoerde 537 cal. heeft dus gediend voor inwendigen arbeid.

**400. Kinetische gastheorie.** De toepassing der mechanische warmtetheorie op gassen is verder gevorderd dan die op vaste lichamen en vloeistoffen. Vooreerst, omdat men daarbij wegens de geringe cohaesie den inwendigen arbeid kan verwaarloozen, en ten tweede, omdat men zich van de beweging der gasmoleculen een nauwkeurige voorstelling kan maken. Het onderzoek van verschillende natuurkundigen (Krönig, Clausius, Maxwell e.a.) heeft geleid tot het opstellen eener *kinetische gastheorie*. De grondslagen hiervan hebben wij reeds behandeld in hoofdstuk IV: de molecuulairtheorie (§ 235).

We zullen nu hypothesen II en III wat uitvoeriger beschouwen.

*Hypothese II. De moleculen bewegen zich met groote snelheid.* Men denkt zich het gas opgesloten in een kubusvormig vat. De snelheid  $v$  van elke molecule kan men in drie componenten ontbinden, die loodrecht staan op elke twee tegenover elkaar staande wanden van den kubus. De som van alle componenten, die in dezelfde richting loopen, moet voor elke richting even groot zijn. (Van de gemiddelde snelheid toch, waarmede de moleculen loodrecht tegen een wand botsen, hangt de druk af, dien het gas tegen den wand uitoefent, en deze druk is in alle richtingen even groot).

Dit nu zal het geval zijn, als men onderstelt, dat de ( $N$ ) moleculen in drie gelijke groepen verdeeld zijn, zóó dat in elke der drie loodrecht op elkaar staande richtingen  $\frac{1}{3} N$  moleculen zich met de snelheid  $v$  bewegen, zonder dat de moleculen eener groep storend op de bewegingen van de moleculen der andere groepen werken. (In deze voorwaarde ligt opgesloten, dat de afmetingen der moleculen oneindig klein moeten zijn).

*Hypothese III. De moleculen zijn volkomen veerkrachtig.* Men neemt daarmede aan, dat als twee moleculen eener groep zich langs dezelfde lijn bewegen en tegen elkaar botsen, de uitwerking dezelfde is als bij de centrale botsing van volkomen veerkrachtige lichamen van gelijke massa. D.w.z. dat na de botsing de ene molecule de snelheid en de richting van de andere (gelijke) molecule verkrijgt. Het aantal botsingen tegen een wand is dan even groot, alsof elke molecule den afstand  $s$  cm tusschen twee tegenover elkaar gelegen wanden doorliep zonder tegen andere moleculen te botsen. Ook bij de botsing eener molecule tegen den wand worden de wetten toegepast, die in de Mechanica voor de botsing van volkomen veerkrachtige lichamen afgeleid worden.

**401.** Als een gas zich bevindt in een kubusvormige ruimte met een ribbe van  $l$  cm, zal een molecule tusschen twee botsingen tegen eenzelfde wand een



weg  $2l$  cm afleggen. De tijd, die tusschen twee botsingen verloopt bedraagt dan  $\frac{2l}{v}$  sec. Het aantal botsingen van één molecule per secunde is dus  $\frac{v}{2l}$ . Zij 't aantal moleculen gelijk  $N$ , dan zullen  $\frac{1}{2} N$  moleculen zich in dezelfde richting bewegen, dus het geheele aantal botsingen tegen één wand bedraagt

$$\frac{1}{2} N \frac{v}{2l}$$

Bij elke botsing van een molecule met massa  $m$  deelt de wand daaraan een stoot mee, die gelijk is aan  $2mv$ . De som der stooten tegen één wand per sec is dan

$$\frac{1}{2} N \frac{v}{2l} \times 2mv = \frac{1}{4} \frac{Nmv^2}{l}$$

De druk, d.i. de som der stooten per  $\text{cm}^2$  per sec, is dus  $P = \frac{1}{3} \frac{Nmv^2}{V}$ .

of,  $l^3$  door het volume  $V$  vervangend:  $P = \frac{1}{3} \frac{Nmv^2}{V}$ , dus

$$PV = \frac{1}{3} Nm v^2 \dots \dots \dots (102)$$

**402. Gevolgen.** Uit formule 102 zijn o.a. de wetten van Boyle-Gay Lussac en van Avogadro af te leiden:

a. Laat men een gas een ander volume  $V^1$  innemen, dan is het aantal moleculen  $N$  hetzelfde gebleven. Geschiedt deze volume-verandering bij dezelfde temperatuur, dan is ook  $mv^2$  constant gebleven. Men mag dus volgens 102 voor 't gas in den nieuwen toestand schrijven  $P^1V^1 = \frac{1}{3} Nmv^2$ , waaruit volgt  $PV = P^1V^1$ , d.i. de wet van Boyle.

b. De kinetische energie der moleculen is evenredig met de absolute temperatuur (§ 244, hypothese V), omdat bij temperatuursverhooging de hoeveelheid toegevoerde warmte evenredig is met de absolute temperatuur dus

$N \times \frac{1}{2}mv^2 = f.T$ , waardoor formule 102 overgaat in  $PV = \frac{2}{3} fT$ , of,  $\frac{2}{3} f = R$  (de gasconstante) noemende:  $PV = RT$ , d.i. de wet van Boyle-Gay Lussac (§ 297).

c. Voor 2 gassen geldt volgens formule 102

$$P_1 V_1 : P_2 V_2 = \frac{1}{3} N_1 m_1 v_1^2 : \frac{1}{3} N_2 m_2 v_2^2.$$

Wanneer nu druk, volume en temperatuur gelijk zijn, dan is hierin  $P_1 = P_2$ ,  $V_1 = V_2$  en  $m_1 v_1^2 = m_2 v_2^2$ , waaruit volgt  $N_1 = N_2$ , d.i. de wet van Avogadro (§ 194), n.l. in  $1 \text{ cm}^3$  bevinden zich voor alle gassen onder dezelfde omstandigheden evenveel moleculen.

Met behulp van formule 102 kan dit aantal b.v. bij  $0^\circ$  en 1 atm. berekend worden. Men vindt:  $27 \times 10^{18}$  (getal van Loschmidt geheeten: zie tabel § 242).

Met behulp hiervan kan men berekenen hoeveel moleculen een grammolecule <sup>1)</sup> van een stof, b.v. waterstof, bevat. Immers, het gewicht van  $1 \text{ cm}^3$  waterstof, waarin zich dus  $27 \times 10^{18}$  moleculen bevinden, bedraagt 0.00009 gram. Dan

bevat 1 grammolecule waterstof (= 2 gram)  $\frac{2}{0.00009} \times 27 \times 10^{18} =$

$60 \times 10^{22}$  moleculen. Dit getal heet het getal van Avogadro en is eveneens voor alle stoffen even groot. Tal van onderzoekingen (b.v. van Van der Waals, zie opmerking § 403), waarvan sommige op geheel ander gebied (betreffende de eigenschappen van radium, de elektrische lading der kleinste gasdeeltjes, de zoo-genaamde zwarte straling), hebben tot nagenoeg dezelfde uitkomst geleid en geven zoodoende een fraaie controle.

Uit bovenstaande volgt nog gemakkelijk het gewicht van een molecule water-

<sup>1)</sup> Onder een grammolecule van een stof verstaat men zóóveel maal een gram van de stof als het gewicht van een atoom waterstof begrepen is op dat van een molecule der stof (uit de scheikunde bekend). Een grammolecule waterstof is dus 2 gram.

stof, want 2 gram waterstof bevat  $60 \times 10^{22}$  moleculen, dus 1 molecule weegt  $\frac{2}{60 \times 10^{22}} = 33 \times 10^{-25}$  gram (zie tabel § 242 en bepaling van Perrin § 241).

d. Met behulp van formule 102 is nu ook gemakkelijk de gemiddelde snelheid der moleculen te berekenen, b.v. van lucht bij  $0^\circ$  en 76 cm.  $Nm$  stelt de totale massa  $M$  van het gas voor, dus  $PV = \frac{1}{3} Mv^2$ . Beschouwen we nu  $1 \text{ cm}^3$  van het gas, dan is  $V = 1$ , dus

$$v = \sqrt{\frac{3P}{M}} \dots \dots \dots (103)$$

Voor lucht is  $M = 0.001293$  gram, dus

$$v = \sqrt{\frac{3 \times 76 \times 13,59 \times 981,2}{0,001293}} = 48500 \text{ cm per sec} = 485 \text{ m per sec.}$$

Zoo is de gemiddelde snelheid der zuurstofmoleculen 460 m per sec, voor stikstof 500 m per sec, en voor waterstof 1844 m per sec. (§ 242).

e. Vergelijkt men twee gassen bij dezelfde temperatuur, en noemt men  $d$  de dichtheid van het gas ten opzichte van lucht, dan volgt uit 103:

$$v_1 : v_2 = \sqrt{M_2} : \sqrt{M_1} = \sqrt{d_2} : \sqrt{d_1} \dots \dots \dots (104)$$

Immers, daar we hier steeds  $1 \text{ cm}^3$  der gassen beschouwen, stellen  $M_1$  en  $M_2$  tevens de soortelijke gewichten dier gassen voor en volgens § 301 zijn de soortelijke gewichten evenredig met de dichtheden.

Formule 104 speelt een rol bij de diffusie van gassen: door een poreuzen wand diffunderen lichtere gassen sneller dan zwaardere (§ 232).

**403. Toestandsvergelijking van Van der Waals.**

Daar de gassen de wetten van Boyle en Gay Lussac niet volkomen volgen, is de formule voor de wet van Boyle—Gay Lussac

$$PV = RT$$

niet geheel juist. Voor deze afwijking bestaan twee redenen (zie § 193):

- 1e. De cohaesie der gasmoleculen is niet nul.
- 2e. De moleculen zijn niet oneindig klein.

Prof. Van der Waals heeft nu bovenstaande formule op de volgende wijze verbeterd.

Ad 1. Is de cohaesie der gasmoleculen niet nul, dan zullen daardoor in het oppervlak van een gas, evenals vroeger bij vloeistoffen werd gevonden (§ 160), krachten opgewekt worden, die van buiten naar binnen werken. Deze krachten zijn evenredig met het vierkant der dichtheid van het gas. Immers, bij  $n$  maal zoo groote dichtheid wordt niet slechts het aantal moleculen der grenslaag, behoorende bij een oppervlak van  $1 \text{ cm}^2$   $n$  maal zoo groot, maar ook het aantal moleculen (in de aantrekkingsfeer), waarvan de op een molecule in de grenslaag werkende krachten uitgaan. Daar de dichtheid omgekeerd evenredig is met het volume, kan men de grootte dezer krachten omgekeerd evenredig stellen met het volume, dat het gas inneemt. Zij deze kracht (per  $\text{cm}^2$  van het oppervlak) =  $a$  dynes, als het volume eener hoeveelheid gas  $1 \text{ cm}^3$  is, dan is zij, als het volume  $V \text{ cm}^3$  wordt, =  $\frac{a}{V^2}$  dynes. Met dit bedrag moet de uitwendige druk,  $P$  dynes (per  $\text{cm}^2$ ), vermeerderd worden. Het gas verkeert dus onder een drukking van  $(P + \frac{a}{V^2})$  dynes.

Ad 2. Daar de moleculen niet oneindig klein zijn, is niet het geheele volume, dat het gas inneemt, voor de beweging der moleculen beschikbaar. Van der Waals verminderde daarom in de bovenstaande formule het volume  $V$  met een volume  $b$  dat evenredig is met het totaal volume der gasmoleculen.

De formule voor de wet van Boyle—Gay Lussac wordt aldus

$$(P + \frac{a}{V^2})(V-b) = RT \dots \dots \dots (105)$$

Deze vergelijking heet de **toestandsvergelijking van Van der Waals**:

*De som van den uitwendigen druk en den druk door de onderlinge aantrekking der moleculen in de oppervlaks laag teweeg gebracht, vermenigvuldigd met het volume, dat voor de beweging der moleculen beschikbaar blijft, is evenredig met de absolute temperatuur van het gas. (Wet van Van der Waals).*

De grootheden  $a$  en  $b$  kunnen voor elk gas proefondervindelijk bepaald worden uit zijn afwijking van de wet van Boyle—Gay Lussac. Het hangt nu van de getallen  $a$  en  $b$  af, of een gas meer (alle gassen, behalve waterstof) dan wel minder (waterstof) samendrukbaar is, dan de wet van Boyle eischt (zie § 193).

**Opmerking.** Uit de onderzoeken van Van der Waals is eveneens het getal van Avogadro (§ 402) voor den dag gekomen. Het volume  $b$  toch in formule 105 hangt ten nauwste samen met het totaal volume der moleculen. De berekening volgens deze methode geeft als getal van Avogadro  $62 \times 10^{22}$  hetgeen fraai overeenstemt met de waarde in § 402 vermeld.

**404. Theoretische isotherm.** Door drie waarnemingen van volume, spanning en temperatuur verkrijgt men drie vergelijkingen, waaruit de drie onbekenden

$a$ ,  $b$  en  $R$  kunnen worden opgelost. Als men vervolgens deze waarden in formule 105 substitueert, ontstaat een betrekking tusschen volume en spanning bij een bepaalde temperatuur. Men kan van dit verband een grafische voorstelling maken, b.v. van koolzuur bij

$13^{\circ}.1$  (fig. 221). Van deze zoogenaamde *theoretische isotherm* vallen de gedeelten  $DE$  en  $FJ$  geheel samen met de overeenkomstige gedeelten van de isotherm volgens de proeven van

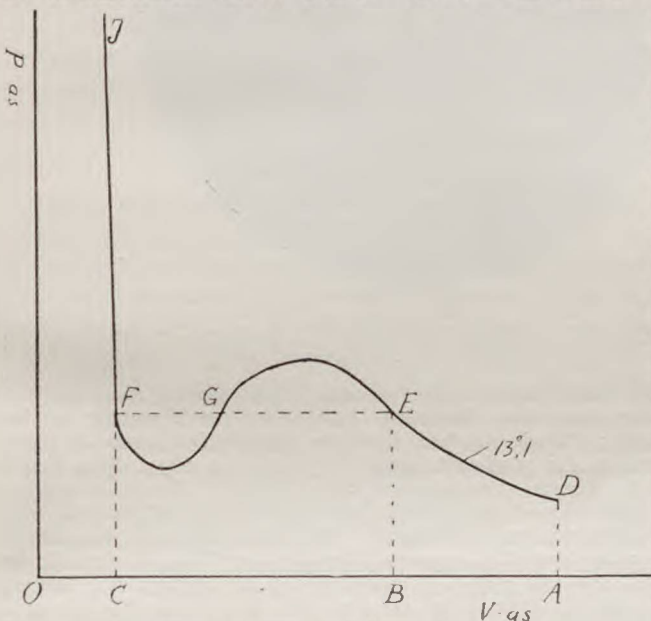


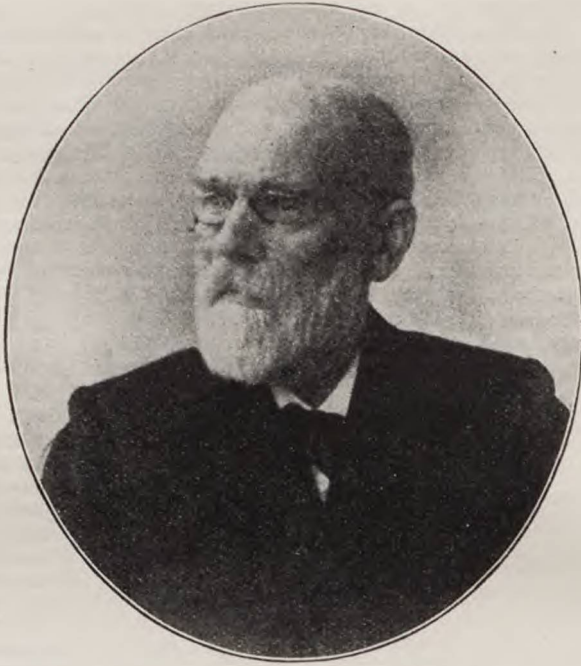
Fig. 219. Theoretische isotherm.

Andrews verkregen (fig. 207). Het daartusschen gelegen gedeelte  $EGF$  vertoont een afwijking omdat de vergelijking van Van der Waals steunt op de onderstelling, dat per  $\text{cm}^3$  hetzelfde aantal moleculen aanwezig is. Het is duidelijk, dat deze voorwaarde alleen kan gelden als in de ruimte alleen gas of alleen vloeistof aanwezig is, maar in den tusschentoestand niet.

Met behulp van  $a$ ,  $b$  en  $R$  kunnen natuurlijk ook kritische druk en kritisch volume berekend worden.

#### 405. Voortbrenging van warmte.

Ten slotte willen wij er nog op wijzen, dat ook door **licht** en **electriciteit** warmte kan voortgebracht worden. Vooral uit den overgang van electriciteit in warmte kan het *mechanisch aequivalent der warmte* nauwkeurig bepaald worden. De op deze wijze gevonden waarde van het mechanisch aequivalent der warmte stemt, zooals



JOHANNES DIEDERIK VAN DER WAALS (1837—1923).

*Prof. Dr. Van der Waals* werd in 1837 geboren. Als hoogleeraar aan de universiteit van Amsterdam heeft deze theoreticus baanbrekend werk verricht op het gebied der kinetische gastheorie, ingeleid door zijn denkbeelden „over de continuïteit van den gas- en den vloeistofoestand”. (§ 373) in 1873. Naar hem is dan ook genoemd de bekende toestandsvergelijking (§ 403). Zooals de wet van Boyle geldt voor ideale gassen, zoo geldt de wet van Van der Waals voor werkelijke gassen. De beschouwingen van Van der Waals zijn door prof. Kamerlingh Onnes te Leiden proefondervindelijk getoetst. Met Van der Waals is eigenlijk het bloeitijdperk der Nederlandsche physica ingeluid, d.w.z. het tijdperk van Van der Waals, Kamerlingh Onnes, Zeeman en Lorentz, die de schitterendste resultaten bij hun onderzoekingen wisten te bereiken en die daardoor Nederland een wereldreputatie hebben bezorgd, waardoor ons land, op het gebied der physica, voortdurend in het brandpunt van de belangstelling staat.

Na het bereiken van den 70-jarigen leeftijd werd Van der Waals te Amsterdam opgevolgd door zijn zoon Prof. Dr. J. D. van der Waals Jr. Hij overleed in 1923.

ons in de leer der Electriciteit zal blijken, volkomen overeen met de in § 397 genoemde waarde.

## X. MACHINES TER OMZETTING VAN WARMTE IN MECHANISCHE ENERGIE.

### A. De stoommachine.

**406.** In 't laatst van de 17e eeuw breidde zich in Engeland vooral het mijnbedrijf snel uit. De mijnen hadden echter veel last van water. Dit moest uit de mijngangen door vele paarden naar boven gebracht worden. Men wilde dit bedrijf verbeteren door pompwerktuigen door stoom te drijven. Zoo construeerde in 1705 *Newcomen*, een smid uit Dartmouth, de eerste stoommachine die praktisch werkzaam is geweest.

**James Watt** (1736—1819) bracht zulke grondige verbeteringen aan, dat de constructie van de tegenwoordige machines in hoofdzaak nog op dezelfde beginselen berust.

Het voortbrengen van arbeid geschiedt bij de stoommachine door den *druk van den stoom*.

**407. De stoom.** In 't kort samengevat weten we uit voorgaande hoofdstukken het volgende. Stoom is verzadigde waterdamp en is onzichtbaar (wat wij zien bij het ontsnappen van stoom zijn waterdruppels die een nevel vormen). De verzadigde waterdamp („natte stoom”) volgt niet de wetten van Boyle—Gay Lussac. Door verzadigden waterdamp te verhitten ontstaat onverzadigde waterdamp (oververhitte stoom), die de wetten van Boyle—Gay Lussac (ongeveer) wel volgt.

Gewoonlijk gebruikt men in machines stoom van 12—16 atm. (tegenwoordig wel 60—100 atm. in buitengewone gevallen).

**408. De stoomketel.** De stoom wordt ontwikkeld in *stoomketels*. Een stoomketel is in 't algemeen een vat waarin groote hoeveelheden water door verhitting in stoom worden omgezet. Het materiaal van den ketel is vloeijzer, de vorm is meestal cilindrisch.

Als *brandstof* gebruikt men voor ketels steenkolen, soms olie-residu, een enkele maal gas (hoogovenbedrijven). Op speciale roosters stookt men bruinkool, hout, turf, afval e.d. Onder het **nuttig effect** van den ketel verstaat men het getal, dat aangeeft de verhouding tusschen de van 1 kg brandstof aan den ketelinhoud afgegeven hoeveelheid warmte en de van 1 kg brandstof verkregen hoeveelheid warmte. Men moet hierbij aannemen dat de hoeveelheid warmte, die 1 kg steenkool geeft 8000 kg. cal. bedraagt en dat per kg steenkool 8 kg. stoom ontwikkeld kan worden.

Men tracht nu in hoofdzaak op de volgende 3 manieren den overgang van de warmte op het water zoo groot mogelijk te doen zijn:

**a. Vuurbuisketels.** Men legt het vuur op den rooster *R* (fig. 220) in een buis *B* (vuurbuis) in den ketel, zoodat het water de



JAMES WATT (1736—1819).

Watt werd in 1736 te *Greenock* in Schotland geboren. Zijn vader was een welgesteld scheepsreeder, wien de zaken echter zoodanig tegenliepen, dat hij zijn geheele fortuin verloor. De jonge James werd nu naar familie in Londen gestuurd om zich daar tot instrumentmaker te bekwamen. Zijn zwakke gezondheid noodzaakte hem echter weer naar Schotland terug te keeren, waar hij in 1756 benoemd werd tot instrumentmaker aan de universiteit te Glasgow. Hier werd zijn geest geprikkeld tot verdere studie. Het repareren van een klein model eener stoommachine van Newcomen (§ 406) was aanleiding tot het aanbrengen van zoodanige verbeteringen (condensor enz.) dat daaruit eigenlijk de tegenwoordige stoommachine is ontstaan. Dr. Roebuck, eigenaar van uitgestrekte kolenmijnen, verstreekte Watt de noodige middelen om de machine uit te voeren en zoodoende zijn mijnen van water te bevrijden. Doch alles liep tegen. De machine werkte niet, de mijnen konden niet van het water bevrijd worden en het kapitaal was verslonden. Toen kwam er een ommekeer in zijn leven doordat Boulton, een rijke fabrikant en doortastend zakenman, zich voor de machine interesseerde. Boulton en Watt associeerden zich en stichtten een machinesfabriek te Soho. Van nu af aan steeg de roem van Watt. Hij werd zelfs opgenomen als lid van de Royal Society en andere wetenschappelijke genootschappen. Toch waren alle moeilijkheden niet overwonnen. Men had vooral te kampen met ruw personeel, dat ongeschoold was en dat alle machine-onderdeelen uit de hand moest vervaardigen, omdat draaibanken e.d. nog onbekend waren. Watt voerde de tegenwoordig nog alom ingevoerde garantie van 12 maanden in bij de aflevering zijner machines. Helaas waren vele machines al na korten tijd vernield. De machinisten toch waren

eveneens ruwe en ongeschoolde krachten, die van het feit, dat een machine nog als een bezienswaardigheid gold, profijt wisten te trekken. Een hunner had een bordje opgehangen waarop bezoekers lezen konden:

Whoever wants to see the engine here

Must give the engine-man a drop of beer.

Van de fooien bedronken zij zich, zoodat zij hun machine niet meer behoorlijk konden behandelen. Sommigen lieten hun machine als een razende werken, waardoor zij geheel vernield werd.

In 1800 trok Watt zich uit de zaken terug. Hij stierf in 1819 te Heathfield bij Birmingham.

---

vuurbuis aan alle kanten omspoelen kan (*Lancashire* met 2 vuurbuizen en *Cornwall ketels* met één vuurbuis).

De rookgassen gaan eerst den vuurbuis door, komen langs den ketel terug en gaan vervolgens onder den ketel door naar den schoor-

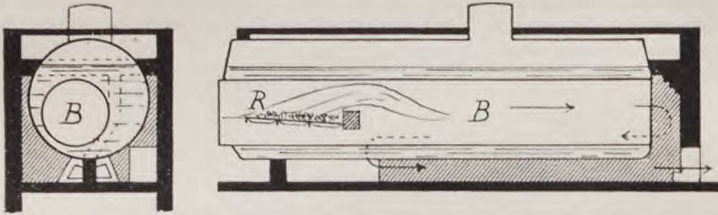


Fig. 220. Vuurbuisketel (*Cornwallketel*).

steen. Bij dit soort ketels komt dan 60—65 % (= nuttig effect) der in den steenkool aanwezige warmte in den stoom terecht. Met een groote vuurbuisketel kan men 2000—3000 kg stoom per uur ontwikkelen. Deze ketels worden voornamelijk voor kleine en middelgroote bedrijven te land gebruikt. In fig. 221 ziet men het

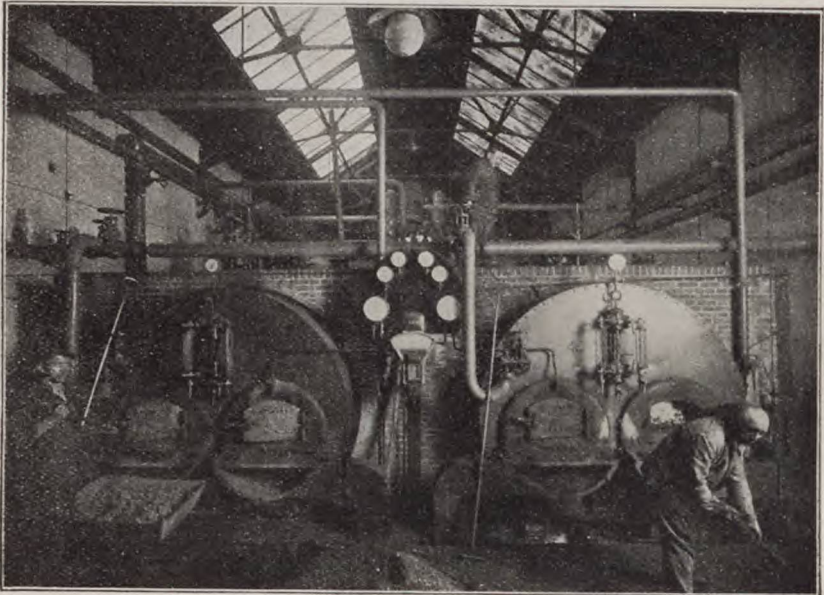


Fig. 221. Ketelhuis met vuurbuisketels (*Lancashire ketels*).

(oude) ketelhuis van de firma Tieleman en Dros te Leiden met 2 *Lancashire*-ketels.

**b. Waterpijpketels.** Deze gebruikt men om grootere hoeveelheden stoom economischer te ontwikkelen. Zij bestaan uit meerdere



bundels vrij nauwe waterbuizen (fig. 222), waarin water circuleert. De heete gassen bestrijken de buizen aan den buitenkant. Een kleine waterhoeveelheid wordt dus aan alle zijden door heete gassen omringd, waardoor snelle verdamping ontstaat.

Om het nuttig effect (dat bij groote ketels 80—85 % bedraagt) zoo hoog mogelijk op te voeren, laat men de gassen slangvormig tusschen de pijpenbundels door strijken.

Men voert de ketels uit tot een stoomproductie van 20000—30000 kg per uur. Ze worden gebruikt in groote elektrische centrales, oorlogsschepen, groote mailboten, kortom daar, waar groote hoeveelheden stoom noodig zijn.

c. **Vlampijpketels.** Hier strijken ongekeerd de rookgassen door de buizen, terwijl het water er omheen spoelt (locomotief- en scheepsketels; fig. 227).

**409. Appendages** zijn de middelen, door de wet op het stoomwezen voorgeschreven, die dienen om den ketel voortdurend veilig te kunnen gebruiken. Zoo is de stoomketel voorzien van een *veiligheidsklep* (§ 63), een *manometer* (§ 199), een *peilbuis* (§ 128) en somtijds een inrichting, waardoor de machinist gewaarschuwd wordt, als het water in den ketel tot een bepaald niveau gedaald is (Black's fluit).

Het *mangat* dient om aan een persoon den toegang tot het inwendige van den ketel mogelijk te maken, als de *ketelsteen*, die zich op den binnenwand van den ketel afzet, verwijderd moet worden.

**410. De stoommachine.** Van den ketel wordt de stoom, via een *smoorklep* *a* (fig. 223), geleid naar de *stoomkast* *K* en vandaar beurtelings links en rechts in den *stoomcilinder* *C* gelaten, al naar gelang de *stoomschuif* *S*, welke deze stoomverdeling tot stand moet brengen, zich rechts (fig. 223, I) of links (fig. 223, II) in de stoomkast bevindt. Van een der wanden van de stoomkast gaan n.l. drie kanalen uit: de beide buitenste leiden naar de beide uiteinden van den cilinder, de middelste *m* naar de buitenlucht of naar den *condensor* (§ 344). Langs dezen wand (den *spiegel*) wordt de *stoomschuif* *S* zóó heen en weer bewogen (door de machine) dat op het oogenblik, waarop de zuiger *Z* in den cilinder naar rechts moet gaan (fig. 223 I), de opening van het linksche kanaal vrij komt, en de stoom om de *stoomschuif* heen door dit kanaal links van den zuiger kan stroomen. De rechtsche en de middelste opening zijn dan door de holte der *stoomschuif* met elkaar in verbinding, zoodat de afgewerkte stoom uit den cilinder door deze beide kanalen kan ontsnappen. Op het oogenblik, dat de zuiger wederom naar

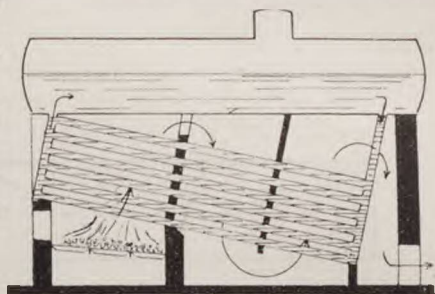


Fig. 222. Waterpijpketel.

links moet gaan, is de stand der stoomschuif zooals in fig. 223 II aangegeven is.

De beweging van de stoomschuif *S* geschiedt door middel van

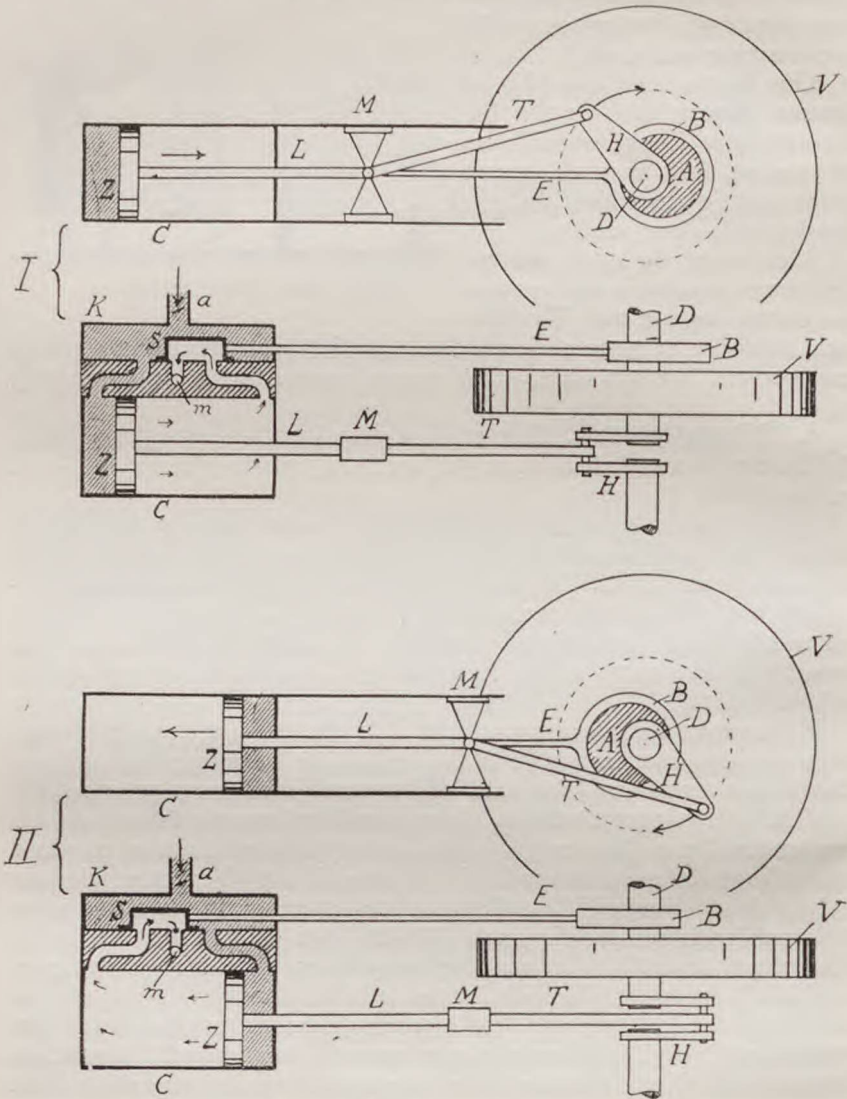


Fig. 223. Stoommachine.

het *excentriek* *E*. Dit is een cilindrische schijf *A*, die zóó op de *drijf*as *D* bevestigd is, dat haar middelpunt niet met het middelpunt van de doorsnede der drijf-as samenvalt, en wier omtrek langs den binnenkant van een lossen ring *B* glijdt. Door stangen is de ring dan

verbonden met de stoomschuif. Daardoor neemt de ring geen deel aan de draaiing der excentrische schijf *A*, maar neemt verschillende standen in ten opzichte van de as (vergelijk in fig. 223 I en II), waardoor de stoomschuif een geringe heen- en weergaande beweging verkrijgt. Door de excentrische schijf *A* in een bepaalden stand op de as te bevestigen, kan men de heen- en weergaande bewegingen der stoomschuif op de juiste oogenblikken doen beginnen.

411. De heen- en weergaande beweging van den zuiger moet worden omgezet in een daaiende beweging van de drijf-as. Daartoe wordt de beweging van den zuiger door den *zuigerstang* *L* overgebracht op het kruishoofd *M*. Hieraan zit scharnierend verbonden de *drijfstang* *T*, waarvan het andere einde, wederom scharnierend, verbonden is aan de *kruk* *H*. De kruk zit op de kruk- of drijf-as *D*, waardoor deze met de kruk een ronddraaiende beweging uitvoert. Hierbij is het moment der kracht (§ 61) veranderlijk, omdat haar arm bij de verschillende standen der kruk telkens andere waarden verkrijgt. Bij elke omwenteling wordt de arm twee keeren nul (*doode standen*), als namelijk de stand der kruk horizontaal is. Daar de arbeid niet gelijkmatig verricht wordt, versnelt en vertraagt de machine periodiek. Om nu de beweging gelijkmatiger te maken, brengt men het *vliegwiel* *V* aan. Dit is een rad van groote massa, die zich bijna geheel aan den omtrek bevindt. Gedurende het versnellen der machine moet het vliegwiel het overschot aan arbeidsvermogen in zich ophoopen, om dit gedurende het vertragen als arbeidsvermogen van beweging weer vrij te geven, zoodat de gemiddelde arbeid ongeveer constant blijft. De zeer groote hoeveelheid arbeidsvermogen van beweging, die het vliegwiel bij een bepaalde omwentelingssnelheid bezit, heeft dus ten gevolge, dat de veranderlijkheid van het moment der stoomkracht slechts geringen invloed op den gelijkmatigen gang der machine uitoefent.

Komt een machine tot rust, als de zuiger in een der doode standen staat, dan moet men de as een weinig draaien, wil de stoom de machine weer in beweging kunnen brengen. Men kan dit voorkomen (o.a. bij locomotieven) door twee stoomcilinders zóó aan te brengen, dat de ééne zuiger zich in het midden zijner baan bevindt, als de andere in een der doode standen staat. De krukstanden verschillen dan 90° in richting.

De as wordt gedragen in *kussenblokken*.

Om veranderingen der omwentelingssnelheid (ten gevolge van toevallige veranderingen der hoeveelheid gevormde stoom of van veranderingen van den arbeid, dien de machine moet verrichten) binnen enge grenzen te beperken, heeft Watt den *centrifugaal-reguleur* (§ 41) aangebracht. De reguleur met slinger gewichten wordt door een riem aangedreven.

412. De stoom, die den zuiger bewogen heeft, moet bij het teruggaan van den zuiger uit den cilinder verwijderd worden. Men kan dezen *afgewerkten stoom* door de stoomschuif of in den dampkring (zooals bij locomotieven) of in den *condensor* laten ont-

snappen. De condensatie wordt toegepast om lagen uitlaatdruk (n.l. slechts de maximumspanning van waterdamp bij de temperatuur van den condensor), dus grooter nuttigen zuigerdruk te verkrijgen. Tevens wordt de gecondenseerde stoom weer als voedingwater voor den ketel gebruikt (§ 344). Men heeft twee systemen van condensatie: 1e *Mengcondensatie*, waarbij het koude koelwater in den stoom gespoten wordt en het condensaat met het koelwater en de ingelekte lucht weggepompt worden, zoodat de druk b.v. 0,2 atm. absoluut is; 2e *Oppervlakcondensatie*, waarbij de stoom niet in aanraking komt met het koelwater. Het koelwater circuleert dan in koperen buisjes en de stoom slaat op de koude buisjes neer. Een pomp doet het water circuleeren en een andere zuigt ook hier het condensaat en de ingelekte lucht weg.

413. Men kan gedurende de geheele beweging van den zuiger stoom in den cilinder toelaten. De stoom drukt dan steeds met dezelfde kracht op den zuiger. Fig. 224 geeft het verloop van den

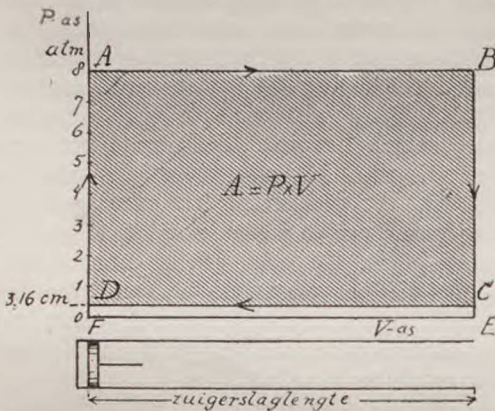


Fig. 224. PV-diagram.

stoomdruk bij een heengaan- en teruggaanden slag van den zuiger in grafische voorstelling. Ondersteld is, dat de ketelspanning 8 atm. bedraagt en de spanning in den condensor 3,16 cm (bij 30°). Bij den heengaan- en teruggaanden slag (zuiger van links naar rechts) wordt dan 't verloop der spanning aangegeven door de lijn AB en bij den teruggaanden slag door de lijn CD. De arbeid die door den stoom bij den heengaan- en teruggaanden slag verricht wordt is: kracht (aangegeven op zekere schaal door FA)  $\times$  weg (aangegeven op zekere schaal door FE), d.i. het oppervlak van rechthoek ABEF. Bij den teruggaanden slag verricht de stoom een negatieve arbeid (de verse stoom aan den anderen kant van den zuiger verricht dan positieven arbeid), die wordt aangegeven door 't oppervlak van rechthoek DCEF. In totaal wordt dus de arbeid die de, aan één zijde van den cilinder toegelaten, stoom verricht, op zekere schaal juist aangegeven door het oppervlak van den rechthoek ABCD.

Om bij machines van hooge spanning het stoomverbruik te beperken, laat men den toevoer van den stoom ophouden, als de zuiger slechts een deel ( $\frac{1}{3}$  of  $\frac{1}{4}$ ) der zuigerslaglengte heeft afgelegd.

De stoom, die op dit oogenblik in den cilinder is, zal zich dan ontspannen (expandeeren) en den zuiger met afnemende kracht verder doen bewegen. Dit zijn de **machines met expansie**. De

expansie verloopt ongeveer volgens de wet van Boyle  $PV = \text{constant}$ , en wordt zoodoende in fig. 225 aangegeven door de lijn  $BC$ . Het oppervlak der figuur  $ABCD$  stelt wederom, op zekere schaal, den arbeid voor door den stoom bij een heen- en teruggaanden zuigerslag verricht (in werkelijkheid is 't verloop der spanning meer geleidelijk, zooals in fig. 225 door stippellijnen is aangegeven).

Om het stoomverbruik nog meer te beperken en bovendien, bij groot vermogen, de afmetingen van den cilinder niet te groot te doen zijn, verdeelt men de expansie over meerdere cilinders (2, 3 en zelfs 4). De afgewerkte stoom uit den eersten cilinder laat men dan arbeid verrichten in den tweeden cilinder enz. Men spreekt van **compound** machines bij 2, van **triple-**

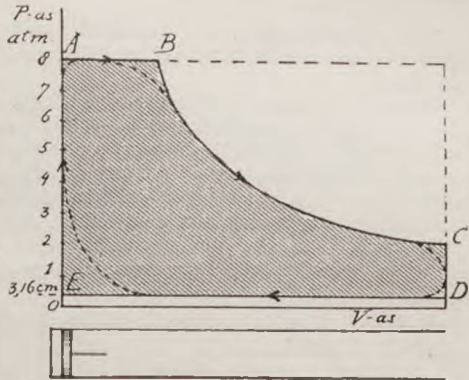


Fig. 225.  $PV$ -diagram (met expansie).

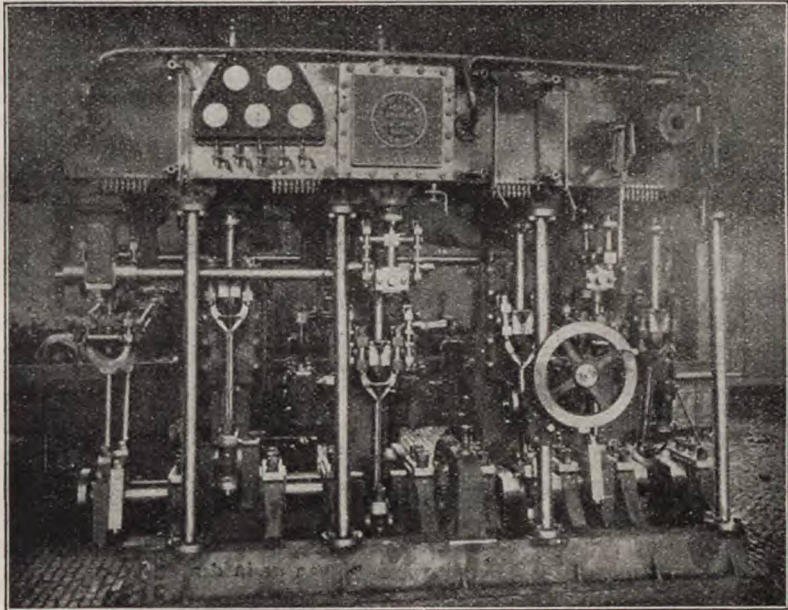


Fig. 226. Quadruple-expansie machine.

expansie machines bij 3 en van **quadruple-expansie** machines bij 4 cilinders (fig. 226; moderne scheepsmachine, werkende met 16,5

atm. ketelspanning, gebouwd door de Arnhemsche Stoomsleephelling Mij.).

**414. Berekening.** Als voorbeeld van de werking eener stoommachine berekenen wij den arbeid, dien een machine *met condensatie en zonder expansie* kan verrichten.

*Gegeven:* Spanning  $p_1$  van den verzadigden stoom in den ketel = 3 atmosferen (bij  $133^\circ.9$ ), in den condensor  $p_2 = 3.16$  cm kwikdruk (bij  $30^\circ$ );  $1 \text{ cm}^3$  verzadigde stoom van  $133^\circ.9$  weegt  $0.0017$  gram. De cilinderdiameter  $d$  bedraagt  $20$  cm, de zuigerslaglengte  $l$   $36$  cm en het aantal omwentelingen van de as per minuut  $180$  (de machine is dubbelwerkend, d.w.z. bij den heen- en bij den teruggaanden-slag wordt arbeid verricht). *S.g.* van kwik =  $13.6$ .

*Gevraagd.* a. *Het indicatorvermogen*  $I$ , d.w.z. de door (den overdruk van) den stoom verrichte arbeid per seconde, uitgedrukt in  $pk$  (§ 105).  $1 \text{ pk} = 75 \text{ kgm}$  per sec. =  $75 \times 10^5 \text{ gcm}$  per sec.

De arbeid bij één zuigerslag verricht = kracht  $\times$  weg =  $(p_1 - p_2) \times \frac{1}{4} \pi d^2 \times l \text{ gcm} =$

$$(3 \times 76 - 3.16) \times 13.6 \times \frac{1}{4} \pi \times 400 \times 36 = 34565642.5 \text{ gcm},$$

Als het aantal zuigerslagen per sec.  $n$  bedraagt,

$$\text{(hier is } n = \frac{180}{60} \times 2 = 6\text{)}$$

dan wordt het indicatorvermogen

$$I = \frac{34565642.5 \times n}{75 \times 10^5} = \frac{34565642.5 \times 6}{75 \times 10^5} = 27.6 \text{ I.pk.}$$

Men noemt dit indicator-  $pk$ , omdat het vermogen gemeten kan worden met het apparaat (*indicator* geheeten), dat den arbeid in den cilinder per zuigerslag aanwijst door het  $PV$ -diagram, zooals fig. 224 en 225 er één voorstellen, te registreeren.

Om het **effectief vermogen** d.w.z. het voor den **nuttigen** arbeid aan de as of aan het vliegwiel beschikbaar arbeidsvermogen te verkrijgen, neemt men aan dat  $\frac{1}{3} I$  dient om de wrijvingsweerstand in de machine te overwinnen, zoodat het effectief vermogen =  $\frac{2}{3} I = \frac{2}{3} \times 27.6 = 22 \text{ E. pk}$  (effectieve  $pk$ ).

b. **nuttig effect**  $\eta$ , d.i. het getal dat aangeeft de verhouding der warmte, die in arbeid overgaat, tot de warmte, die men aan het water in den ketel moet geven.

$$\text{dus } \eta = \frac{\text{warmte in arbeid omgezet}}{\text{warmte van den ketel ontvangen}}$$

Gewicht van den benoodigden stoom voor één zuigerslag =  $\frac{1}{4} \pi d^2 \times l \times 0.0017 = 19.22$  gram. Om  $19.22$  gram condensorwater van  $30^\circ$  in stoom van  $133^\circ.9$  te veranderen zijn noodig (§ 360)  $19.22 (606. + 0.305 \times 133.9 - 30) = 11864.5$  gram cal. Dit is dus de noemer van bovenstaande breuk. De teller is het warmteequivalent van den arbeid van den stoom per zuigerslag =  $\frac{34565642.5}{42700} = 809.5$  gram cal.

$$\text{dus het nuttig effect } \eta = \frac{809.5}{11864.5} = 0.068 \text{ of slechts } 6.8 \text{ } \%. \text{}$$

Er is dus ongeveer  $93 \%$  van de door den ketel toegevoerde warmte verloren gegaan aan wrijving, condensatie enz. Stel het nuttig effect van den ketel op  $65 \%$ , dan komt slechts  $0.65 \times 6.8 =$  bijna  $4\frac{1}{2} \%$  van de in den steenkool aanwezige warmte nuttig terecht.

De stoommachine werkt dus zeer onvoordeelig. Het nuttig effect van groote stoommachines is hoogstens  $17 \%$ . Het groote voordeel der stoommachine is haar bedrijfszekerheid; daarom wordt ze toegepast op schepen en locomotieven.

**415. De stoomlocomotief.** De locomotiefketel (fig. 227) is te onderscheiden in I de vuurkist, II den ketel, III de rookkast. In de vuurkist wordt het vuur gestookt op den rooster  $b$  en bediend door het stookgat  $a$ .

De ketel is een vlampijp-ketel (§ 408): de rook-gassen in de vlampijpen *c* worden omspoeld door het ketelwater. De rookgassen stroomen door de vlampijpen naar den schoorsteen. Deze strooming wordt versneld, doordat de uit den cilinder komende afgewerkte stoom *d*, eveneens door den schoorsteen ontwijkt. Deze ontsnappende stoomstraal zuigt bij *e* de rookgassen snel met zich mede. Er ontstaat op deze wijze *geforceerde trek* en daardoor groote stoomproductie. Een locomotiefketel is dan ook in stoomproductie gelijkwaardig met drie Lancashireketels, maar door den geforceerden trek geschiedt de verbranding der brandstoffen onvolkomen en daardoor onvoordeelig.

Het ketelwater wordt uit den tender in den ketel gebracht door een *injecteur* (§ 223). De stoom wordt zoo hoog mogelijk opvangen, n.l. in den *stoomdom* *g*, om zooveel mogelijk opspattende waterdeeltjes te beletten met den stoom mee te gaan. Door het handel *k* wordt de reguleur *f* bediend, die in geopenen toestand den stoom toegang geeft tot een buis *h*. Door deze buis *h* wordt nu de stoom in den cilinder *m* geleid en evenals bij de stoommachine wordt ook hier de heen- en weergaande beweging van den zuiger (door een stoomschuif geregeld) omgezet in een draaiende beweging van de drijfassen. Voordat echter de stoom in den cilinder komt, wordt hij door tal van kleine buisjes gedeeltelijk door de vlampijpen geleid (in de figuur niet geteekend), om daarna pas in den cilinder arbeid te gaan verrichten. De bedoe-

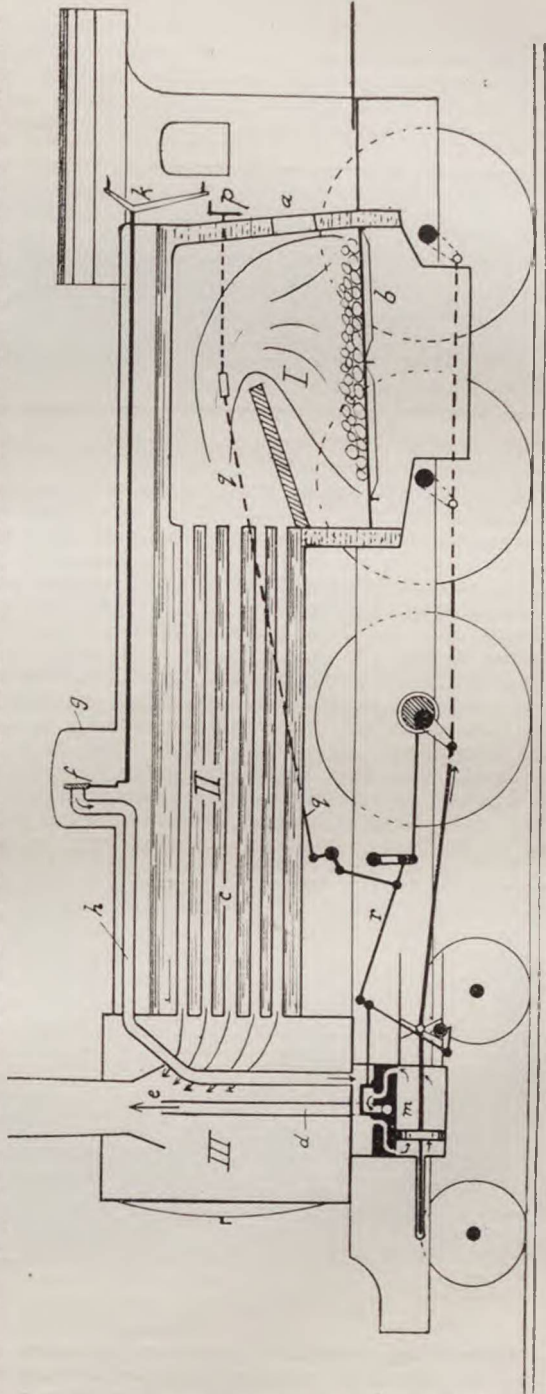


Fig. 227. Sneltrainlocomotief der Nederlandsche Spoorwegen.

ling hiervan is om den stoom door de ontwijkende rookgassen (die daar nog een temperatuur van ongeveer  $400^{\circ}$  C bezitten) op hoogere temperatuur te brengen en zoo onverzadigden of *oververhitten stoom* te verkrijgen. De voordeelen van oververhitten stoom zijn: 1e de expansie in den cilinder kan in 't begin plaats hebben zonder dat condensatie optreedt (condensatie in een stoomcilinder geeft

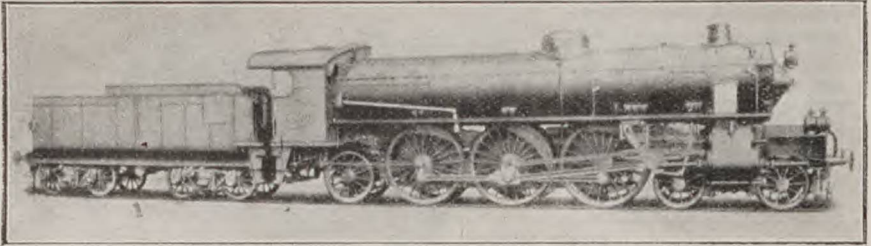


Fig. 228. Moderne Jumbo.

fijne waterdeeltjes aan de wanden waardoor deze snel afkoelen), 2e men krijgt, volgens de wet van Boyle-Gay Lussac van eenzelfde gewichtshoeveelheid stoom een grootter volume. De toepassing van oververhitte stoom sinds 1904 geeft zoo-doende besparing aan brandstof. Om een locomotief, die stilstaat, achteruit te doen rijden, moet de stoom juist aan den anderen kant van den zuiger worden toegelaten, als waar de stoomschuif op 't oogenblik den stoom toegang zou verleen. Daartoe dient dus alleen de stoomschuif verschoven te worden. De machinist heeft daartoe de kruk  $p$  te draaien, waardoor de stang  $q$  (die men ook in fig. 228 duidelijk kan zien) bewogen wordt. Door hefboomwerking wordt dan de stang  $r$  rechts omhoog getrokken. De stoomschuif verschuift daardoor naar links, waardoor den rechter stoompoort vrijkomt voor den verschen stoom. Dit geheele stelsel van stangen heet „schaar” of „coulisse” (van Stephenson).

De groote moderne Jumbo's hebben een vermogen van 1400 pk. De P. L. M. in Frankrijk en de Italiaansche spoorwegen bezitten locomotieven tot 2500 pk. (fig. 228). Vergelijk hiermede de nieuwste electriche locomotieven in Zwitserland op de lijn Bern—Loetschberg—Simplon, met een vermogen van 4500 pk.!

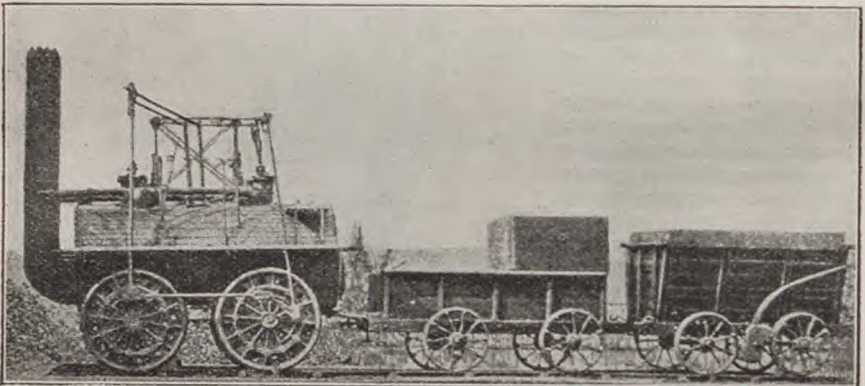


Fig. 229. Stephenson's eerste locomotief: de Locomotion.

**Opmerking.** Evenals de tegenwoordige stoommachines nog steeds geconstrueerd zijn volgens de grondbeginselen van de eerste machine van Watt, zoo zijn de grondbeginselen van de moderne sneltreinlocomotief nog in hoofdzaak gelijk aan die van Stephenson's locomotief.



In 1825 construeerde **George Stephenson** (1781—1848) zijn eerste bruikbare locomotief, de „Locomotion” (fig. 229), die een tijdlang kolentreinen heeft getrokken van Stockton naar Darlington, doch op den duur niet voldeed. In 1829 echter dong Stephenson met een nieuwe machine, de „Rocket”, mede in een wedstrijd, uitgeschreven voor locomotieven ten gebruike op de te openen passagierslijn Liverpool—Manchester. De voorwaarden waren dat de locomotief hoogstens 6 ton zwaar mocht zijn, 16 km per uur moest kunnen rijden en daarbij een gewicht kunnen trekken van 10 ton n.l. 2 wagens beladen met steenen. Van de drie mededingende machines bleek den 8en October 1829 op een baanvak te Rainhill alleen de „Rocket” aan de eischen te kunnen voldoen, dank zij groote stoomproductie. Deze locomotief is nog steeds het model voor den tegenwoordigen locomotief.

**416. Tweede Hoofdwet der mechanische warmte-theorie.**

Door theoretische beschouwingen kwam Clausius (1850) tot de **tweede hoofdwet der mechanische warmte-theorie:**

Warmte kan alleen arbeid verrichten, als een lichaam van **hoogere temperatuur ( $T_1$ ) overgaat naar een lichaam van lagere temperatuur ( $T_2$ )**. Van die warmte kan slechts een gedeelte ( $E$ ) in arbeid omgezet worden; dit gedeelte is hoogstens

$$E = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \dots \dots \dots (106)$$

Daar Carnot reeds het bestaan dezer betrekking tusschen warmte en arbeid uitgesproken had (1824), noemt men haar ook wel *de wet van Carnot*.

Dit maximum van arbeid  $E$  wordt in werkelijkheid nooit bereikt. Hoeveel de arbeid eener machine beneden dit maximum blijft, hangt van de inrichting der machine af.

**Voorbeeld.** Nemen wij de machine, waarvan wij in § 414 het nuttig effect (6,8 %) berekenden. De temperatuur in den ketel was  $133^\circ,9$ , die van den condensor  $30^\circ$ . Van de door den stoom opgenomen warmte kan dan hoogstens in arbeid overgaan

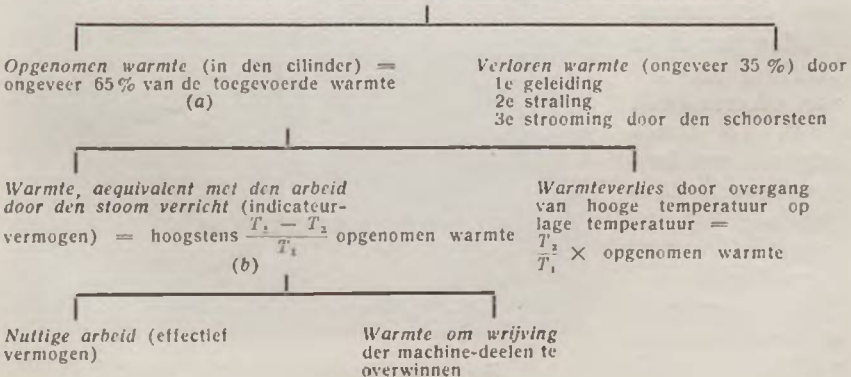
$$\frac{(273 + 133,9) - (273 + 30)}{273 + 133,9} \text{ of } 20,5 \%$$

Men kan zich afvragen waar de rest der toegevoerde warmte blijft. Wij zullen dit eens nagaan voor de stoommachine.

**417. Warmteverdeeling bij de stoommachine.**

De warmteverdeeling vanaf de toegevoegde warmte der brandstof tot aan den nuttigen arbeid kunnen wij in het volgende schema overzien:

*Toegevoerde warmte* (= verbrandingswarmte der gebruikte steenkolen).



Zooals nu bekend (§ 414), is dus het nuttig effect  $\eta = \frac{(b)}{(a)}$  en bedraagt hoogstens  $\frac{T_1 - T_2}{T_1}$ .

#### 418. Gevolg van de Tweede Hoofdwet.

Als gevolg van de tweede hoofdwet der mechanisch warmtetheorie heeft men nog:

**Warmte kan van een lichaam met lagere temperatuur overgebracht worden naar een lichaam met hogere temperatuur, maar dan wordt noodzakelijk arbeidsvermogen verloren. De machine kan niet alleen geen arbeid verrichten, maar *verbruikt* arbeid.**

*Voorbeelden.* Pompwerken voor het verkrijgen van lage temperaturen door verdamping van vloeibaar koolzuur enz. IJsmachines (§ 370).

419. De geringe waarde van het nuttig effect, dat ook de beste stoommachines leveren, heeft aanleiding gegeven tot de constructie van andere machines, die de warmte met minder verlies in arbeid kunnen omzetten: de *stoomturbine* en de *motoren*.

### B. De stoomturbine.

420. Het beginsel der turbine is geheel verschillend van dat der stoommachine. Immers in de stoommachine verricht de stoom arbeid door zijn *druk*. We hebben daar dus te maken met arbeidsvermogen van plaats van den stoom. In de turbine echter verricht de stoom arbeid door zijn *snelheid*. We hebben hier dus arbeidsvermogen van beweging van den stoom.

Men laat in de turbine stoom van zekeren druk (b.v. 16 atm.) expandeeren, hetgeen geschiedt in een buis van bepaalden vorm (straalbuis).

Door de expansie stroomt de stoom met groote snel-

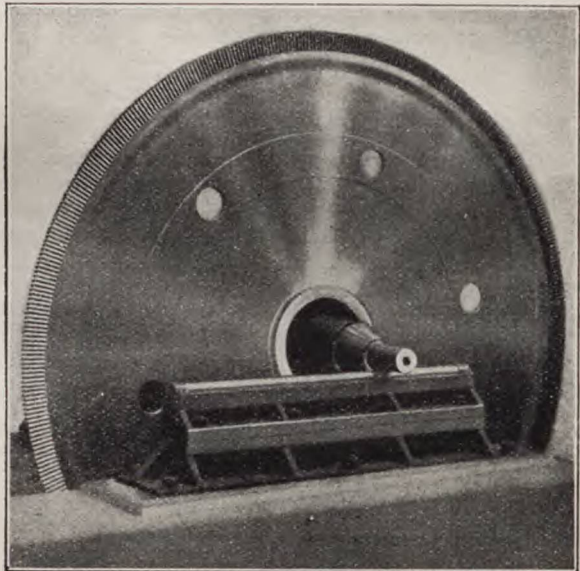


Fig. 230. Loopwiel of schoepenrad.

heid (b.v. 1150 meter per sec.) uit de straalbuis tegen de schoepen van een schoepenrad of loopwiel (fig. 230). De groote snelheid van den stoom wordt nagenoeg geheel aan het schoepenrad afgegeven, waardoor dit een zeer groote omwentelingssnelheid verkrijgt. Zoo bedraagt bij de *Laval-turbine* het aantal omwentelingen per minuut (toerental) 30000. Dit hooge toerental is niet goed bruikbaar. Men

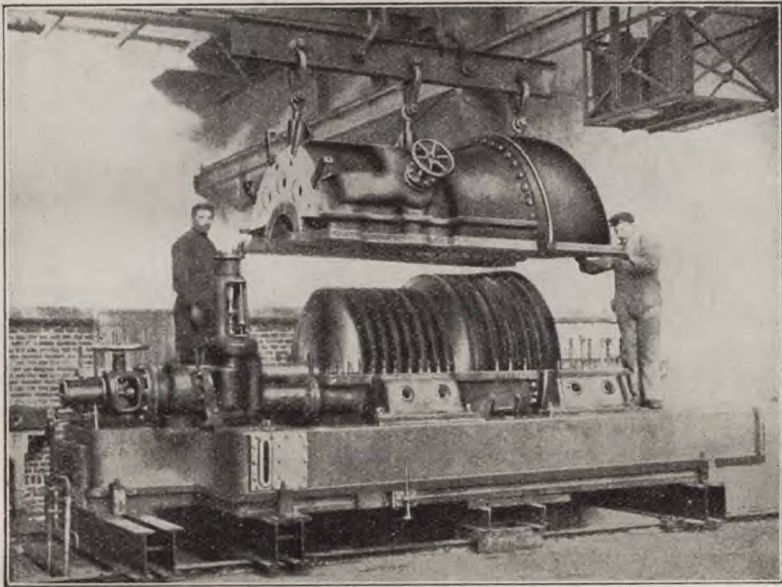


Fig. 231. Stoomturbine.

bereikt een kleiner toerental met turbines met meerdere schoepenrijen achter elkaar (fig. 231), hetgeen op verschillende manieren is uitgevoerd geworden (snelheidstrappen van *Curtis*, druktrappen van *Zoelly*, overdrukturbine van *Parson*, tegengesteld roteerende schoepen van *Ljungström*, meermalen bestrijking van het loopwiel van de Elektra-turbine).

Het nuttig effect van een groote turbine bedraagt 30—35 %.

Turbines worden uitgevoerd tot een zeer groot vermogen, b.v. 25000 pk en grooter voor aandrijving van dynamo's in elektrische centrales (het complex van turbine en stroomopwekker heet dan turbo-generator, zie fig. 232), verder in groote mailschepen, in kruisers en torpedojagers waar een zeer groot vermogen noodig is voor een groote vaartsnelheid (b.v. 30000 pk in sommige Nederlandsche torpedojagers).

De voordeelen van turbines boven stoommachines zijn (behalve

het iets grooter nuttig effect): de geringe ruimte die zij innemen, de eenvoudigheid der constructie en de geringere prijs.

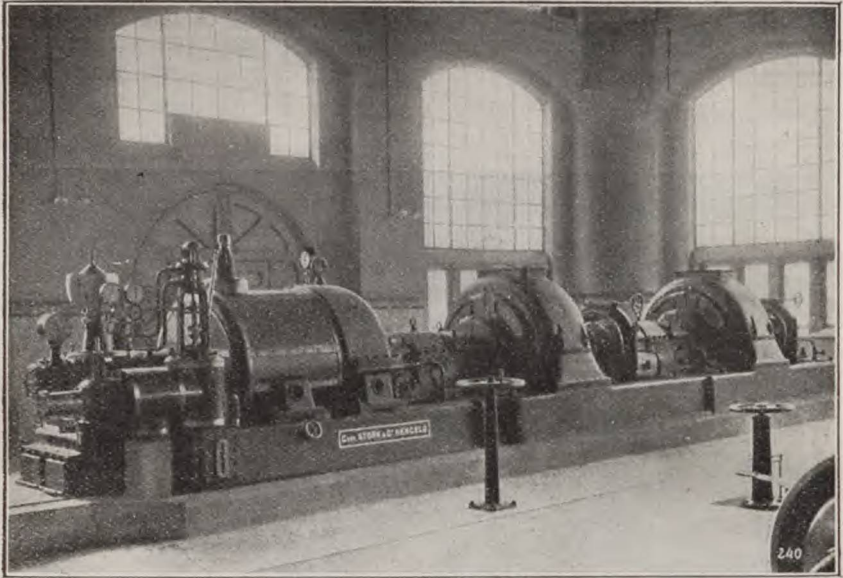


Fig. 232. Turbo-generator 1100 pk in een elektrische centrale.

**Opmerking.** Het eerstgenoemde voordeel van ruimte-besparing speelt vooral in de volgende toepassing een groote rol. De gewone stoomlocomotief kan niet zooveel koelwater medenemen om, zooals de meeste stoommachines, met condensatie te werken. Het nuttig effect is dan ook bijzonder gering. Verschillende fabrieken in Europa zijn nu bezig toch een condensor voor de locomotief te construeeren, maar, wegens den hiertoe benoodigden omvang, heeft men tegelijkertijd de machine vervangen door een turbine. Men spreekt dan ook van de **turbine-locomotief**. Door tandradoverbrenging wordt de vereischte omwentelingssnelheid der drijfassen verkregen. Daar de turbine slechts in één richting kan draaien, is voor achteruitrijden nog een tweede turbine (van veel kleiner vermogen) ingebouwd. Als de turbine-locomotief eenmaal bedrijfszeker zal zijn, verwacht men daarvan een belangrijke kolenbesparing.

### C. Motoren.

421. Men onderscheidt: 1. *Explosiemotoren*. 2. *Gelijkdrukmotoren*. Bij de eerste wordt een gasmengsel tot explosie gebracht, bij de tweede wordt gedurende eenigen tijd vloeibare brandstof ingespoten en verbrand in heete, samengeperste lucht.

In beide gevallen maakt men onderscheid tusschen 4-takt en 2-takt motoren.

422. **De explosie-motor, 4-takt systeem.** De werking hiervan is als volgt (fig. 233).

**Eerste slag** (Inlaat: aanzuigen van het gasmengsel). Door de voorwaartsche beweging van den zuiger wordt de *inlaatklep a* ge-

opend, waardoor een ontplofbaar mengsel van gas en lucht in den cilinder wordt gezogen (fig. 233; 1)

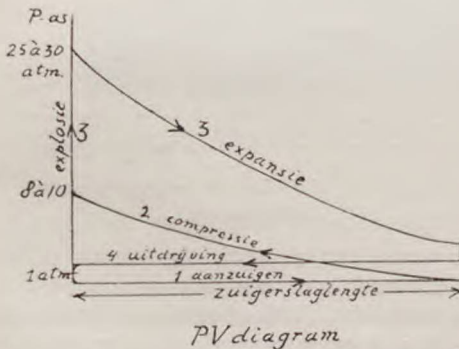
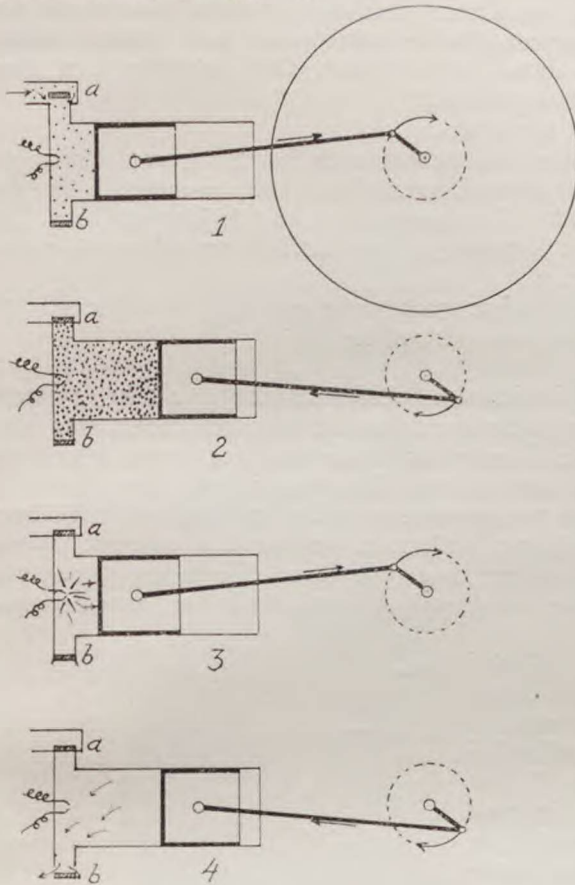


Fig. 233. 4-takt systeem met PV-diagram.

**Tweede slag** (compressie). De zuiger gaat terug, klep *a* wordt gesloten en het gasmengsel samengeperst tot een druk van 8 à 10 atm. (fig. 233; 2).

**Derde slag.** (Arbeid; explosie en expansie). Een elektrische vonk doet het gasmengsel ontploffen de ontsteking) waardoor het gas uitzet (expandeert) en de zuiger wordt voortgedreven. Dit is de **arbeidsslag**.

(fig. 233; 3).

**Vierde slag.** (Uitlaat; uitdrijven der afgewerkte gassen). De zuiger gaat terug en drijft de verbrandingsproducten (afgewerkte gassen) door de nu geopende **uitlaatklep** *b* uit den cilinder.

Op elke 4 slagen (2 omwentelingen der as) komt dan slechts één arbeidsslag. Dan wordt energie geleverd aan het vliegwiel, het-

welk voor een deel door den motor gedurende de overige

drie slagen benut wordt om in beweging te blijven en bij den tweeden slag het mengsel samen te persen.

Men gebruikt als brandstof: vluchtige, dunvloeibare verbindingen, als benzine, spiritus, lichte petroleum, e.d. welke vergast worden in een *carbureteur* of *vergasser*. Ook gebruikt men soms lichtgas, zuiggas of hoogovengas.

#### 423. Het 2-takt systeem.

**Eerste slag.** Door de voorwaartsche beweging van den zuiger wordt de inlaatklep geopend, waardoor het gasmengsel in den cilinder gezogen wordt. Na korten tijd wordt de klep gesloten. Een electriche vonk doet het mengsel ontploffen, waardoor de zuiger voortgedreven wordt.

**Tweede slag.** De zuiger gaat terug en drijft de verbrandingsproducten door de geopende uitlaatklep.

**424. De gelijkdrukmotor (Dieselmotor), 4-takt systeem.** Daar de zware oliën niet vergast kunnen worden, moest men hiermede anders handelen. Men spuit nu de vloeistof in den vorm van zeer fijne druppeltjes met een specialen verstuiver in den cilinder en zorgt daarbij, dat de temperatuur van den cilinderkop zóó hoog is, dat er onmiddellijk een volkomen verbranding ontstaat. **Diesel** bereikte deze hooge temperatuur van den cilinderkop (ongeveer  $600^{\circ}$  C) door de verbrandingslucht zeer sterk te comprimeeren (30—35 atm.)

De 4 slagen zijn als bij den explosiemotor, alleen heeft er in plaats van de explosie, nu verbranding bij gelijken druk plaats. Op de bekende wijze geeft fig. 234 een grafische voorstelling van het proces. De brandstof wordt in den cilinder geperst onder hoogen druk (b.v. 60 atm.) Deze machines werken met zware oliën, zelfs teerolie e.d.

Bij de 2-takt gelijkdrukmotor heeft het proces plaats evenals bij den 2-takt explosie motor.

Om de hooge drukkingen te vermijden en toch een heeten cilinderkop te verkrijgen, wordt deze wel met een blaasvlam verhit, alvorens de machine op gang is gebracht. Is de machine eenmaal in beweging gesteld, dan blijft de kop zonder blaasvlam op voldoende hooge temperatuur (door de ontbranding) om de brandstof te ontsteken. De brandstof, zware olie, wordt tegen den gloeienden kop gespoten en ontsteekt dan. Deze motoren heeten **gloeikopmotoren**.

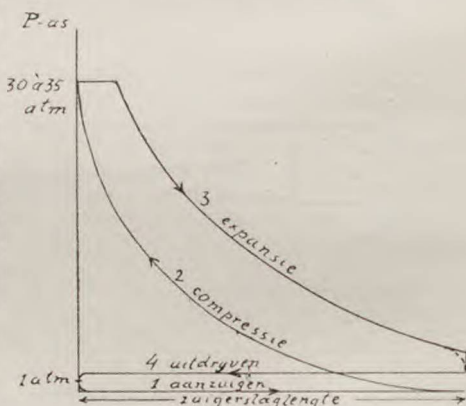


Fig. 234. PV-diagram gelijkdrukmotor (Dieselmotor).

425. **Gebruik der motoren.** Behalve een grooter nuttig effect dan de stoommachine, bezitten explosie-motoren van gelijk vermogen geringer gewicht en kleinere afmetingen. *Gasmotoren* worden gebruikt daar, waar men goedkoop lichtgas kan verkrijgen of voor-

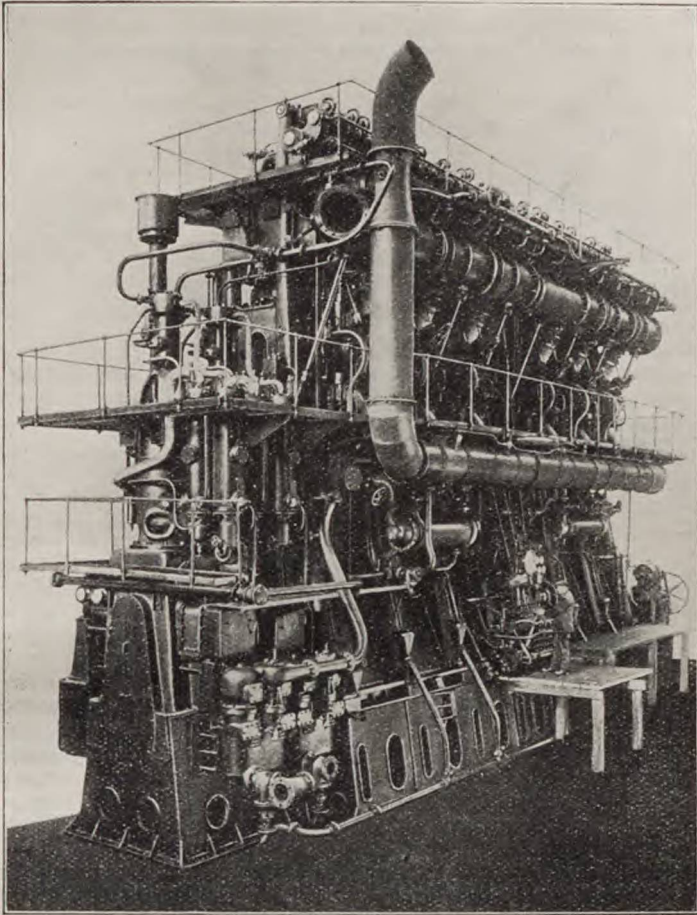


Fig. 235. Dieselmotor van 5000 pk . door werkspoor te Amsterdam geplaatst in tankschepen.

deelig zelf zuiggas kan maken of waar men de beschikking heeft over hoogovengassen. Nuttig effect 20—22 %.

*Benzinemotoren* worden gebruikt in auto's, motorrijwielen, motorjachten, vliegmachines en luchtschepen.

*Petroleum- en spiritusmotoren* komen niet veel voor.

*Zware oliemotoren* (gloeikopmotoren) worden veel in de binnenvaartschepen gebruikt en soms in industriële ondernemingen. Nuttig effect 20—24 %.

*Dieselmotoren* worden tot een zeer groot vermogen uitgevoerd en gebruikt in groote zeemotorschepen (zie fig. 235), duikbooten en industrieele ondernemingen voor aandrijving der krachtwerktuigen. Nuttig effect 30—33 %.

## XI. VOORTPLANTING DER WARMTE.

### A. Warmtegeleiding (conductie).

426. De warmte die een lichaam bezit, bestaat in kinetische energie der kleinste deeltjes (§ 244). Er kan slechts evenwicht ten opzichte der warmte bestaan, als de gemiddelde kinetische energie der laagjes, die met elkaar in aanraking zijn, even groot is. Elk laagje staat dan aan de naburige laagjes evenveel energie af, als het wederkeerig van hen ontvangt. Er heeft zodoende geen verandering van temperatuur plaats.

Zoodra echter de kinetische energie van een laagje grooter is dan die van een ander, waarmede het in aanraking is, moet het daaraan zoo lang warmte mededeelen, totdat de temperatuur van beide gelijk is geworden. Er stroomt dus warmte door het lichaam, van het warmere naar het koudere gedeelte. Deze overgang van warmte heet **warmtegeleiding**.

427. Een blijvende overgang van warmte zal in een lichaam slechts plaats hebben, als ook het temperatuursverschil in het lichaam blijvend is. We denken

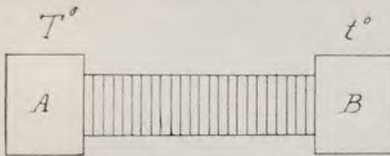


Fig. 236. Warmtegeleiding.

ons een staaf (fig. 236), die twee lichamen A en B, waarvan de temperaturen standvastig  $T^\circ$  (hoog) en  $t^\circ$  (laag) zijn, met elkander verbindt. Aanvankelijk ontvangen de moleculen, die zich aan het eindvlak der staaf bij A bevinden, meer warmte van deze, dan zij aan de volgende laag moleculen afstaan; haar temperatuur toch neemt toe. Hetzelfde geldt voor elke twee op elkaar volgende lagen.

Na eenigen tijd treedt een evenwichtstoestand in, en wel als elke laag evenveel warmte van de voorgaande ontvangt, als zij aan de volgende afstaat. Haar temperatuur verandert niet meer; de temperatuur der opvolgende lagen neemt van het eindvlak A tot het eindvlak B gedurig af van  $T^\circ$  tot  $t^\circ$ .

428. De snelheid, waarmede bij een bepaald temperatuursverschil de warmte van de eene laag tot de andere overgaat, is afhankelijk van den aard der stof.

Het geleidingsvermogen ( $k$ ) eener stof wordt bepaald door het aantal calorieën, die, (nadat de evenwichtstoestand is ingetreden) per secunde door de doorsnede van een kubus van  $1 \text{ cm}^3$  inhoud stroomen, als de temperaturen van de beide zijvlakken, die met deze doorsnede evenwijdig zijn,  $1^\circ$  verschillen. Hierbij wordt ondersteld, dat de warmte uitsluitend van het warmere naar het koudere vlak stroomt, dus dat geen warmte door de andere zijvlakken van den kubus verloren gaat.

De warmte, die per secunde door een plaat (dikte =  $d$  cm, oppervlak =  $O$   $\text{cm}^2$ ) stroomt, als het temperatuursverschil aan beide oppervlakken  $(T-t)^\circ$  bedraagt, is 1e evenredig met het temperatuursverschil, 2e evenredig met de grootte van het oppervlak, 3e evenredig met het geleidingsvermogen, en 4e omgekeerd evenredig met de dikte der plaat. Zij bedraagt dus

$$W = k \times \frac{(T-t) \times O}{d} \text{ cal} \dots \dots \dots (107)$$



429. Het geleidingsvermogen is meestal het grootst bij vaste lichamen, kleiner bij vloeistoffen en het geringst bij gassen.

Men onderscheidt gewoonlijk **goede** en **slechte** warmtegeleiders.

Van de **vaste lichamen** behoorren tot de eerste soort de metalen, tot de tweede minder dichte en niet homogene stoffen. b.v. hout. De volgende getallen geven de benaderde waarden voor het geleidingsvermogen ( $k$ ) van eenige stoffen in calorïën:

Zilver 1,1, koper 0,9, ijzer 0,17, bismuth 0,035, glas 0,0008.

De ongelijkheid van het geleidingsvermogen bij verschillende vaste stoffen toont men aan door het toestel van Ingenhouz (fig. 237). Door een der wanden van een bak zijn staafjes van verschillende stoffen gestoken. De staafjes zijn buiten den bak met een laagje was bedekt. Na het ingieten van kokend water in den bak smelt het was op de verschillende staafjes niet even ver.

Ook bespeurt men de ongelijkheid van het geleidingsvermogen door het verschil in gewaarwording, als men achtereenvolgens de hand op ijzer en op hout legt, die beide evenveel warmer of evenveel kouder zijn dan de hand.

**Vloeistoffen en gassen** zijn **slechte** geleiders. Om hun geleidingsvermogen te bepalen, moet men ze van boven verwarmen, b.v. door boven op de vloeistof of het gas een bak te plaatsen, waarin stoom gecondenseerd wordt. Zou men ze van onderen verwarmen, dan zou er strooming in de stof ontstaan (§ 431).

Het geleidingsvermogen van *kwik* is aanzienlijk grooter dan dat der overige vloeistoffen. Evenzoo is het geleidingsvermogen van *waterstof* veel grooter dan dat der andere gassen. Men vergelijke de volgende benaderde waarden (in cal.) van het geleidingsvermogen.

Kwik 0,02, water 0,0013, alcohol 0,0005.

Waterstof 0,0003, lucht 0,00006, koolzuur 0,00003.

Dat het geleidingsvermogen van lucht gering is, blijkt uit het feit, dat alle vaste stoffen, die veel lucht bevatten (poreuse stoffen) slecht geleiden.

430. **Toepassingen.** Men bevordert of verhindert de verspreiding der

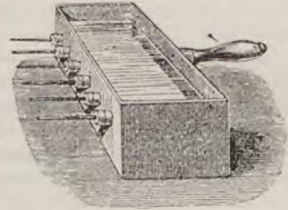
warmte van een lichaam, door het in aanraking te brengen met goede of met slechte geleiders. Omgeeft men een lichaam door slechte warmtegeleiders, dan verhindert men den toevoer van warmte uit de omgeving, evenals het verlies van warmte aan de omgeving.

*Voorbeelden:* kleeding; inrichting van ijskelders; bewaren van ijs in den zomer in wolle dekens; bekleeding van stoomketels; afkoeling eener

vlam door metaalgaas (fig. 238) waarop de veiligheidslamp van Davy berust (fig. 239); houten handvaten aan metalen vaten, die verwarmd moeten worden.

### B. Strooming (convectie).

431. Verwarmt men *vloeistoffen* en *gassen* van onderen, dan ontstaat in de stof een strooming (convectie) door het verschil in dichtheid van de warmere en de koudere lagen, zoodat verwarming door geleiding niet plaats heeft bv. (strooming



Toestel van Ingenhouz.  
Fig. 237.

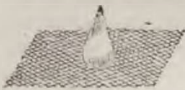


Fig. 238.  
Afkoelingsvlam  
door metaalgaas.

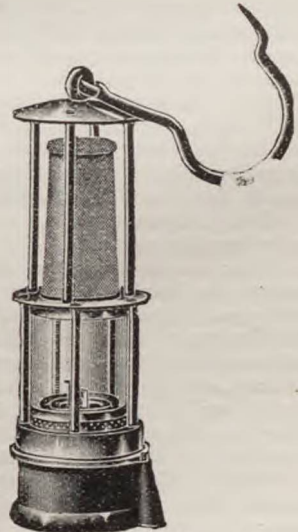


Fig. 239. Mijnlamp.

van water, waarin zaagmeel zweeft, bij verwarming in een glazen vat; circulatie van lucht; strooming van de rookgassen in den ketel en door de schoorsteen).

### C, Warmtestraling (radiatie).

432. Geheel verschillend van de voortplanting der warmte door geleiding is die door **straling**. Hierbij gaat de warmte niet betrekkelijk langzaam van een molecule op de naburige moleculen over, maar de voortplanting heeft met groote snelheid plaats zonder tusschenkomst van bekende stoffen. De lijn, volgens welke de voortplanting geschiedt, heet *straal*. Door hetzelfde woord duidt men ook aan de calorische energie, die zich in de aangewezen richting voortplant (bundel stralen).

**Voorbeelden.** Een thermometer, waarvan het reservoir zich in een *luchtleidigen* glazen bol bevindt, wordt verwarmd, als men het toestel in de nabijheid van een warm lichaam brengt. De warmte der zon plant zich naar de aarde grootendeels voort door een luchtleidige ruimte.

433. Daar men aannemen moet, dat de kinetische energie der moleculen van een warm lichaam naar een ander verwijderd lichaam slechts kan voortgeplant worden door middel eener stof, hebben de natuurkundigen de hypothese opgesteld, dat de geheele wereldruimte gevuld is met uiterst ijle stof, die alle lichamen doordringt, en waarvan men de massa niet door weging bepalen kan. Deze stof, de **aether**, zou dan door de kinetische energie der warme moleculen in trilling geraten en daardoor de warmte naar andere lichamen overbrengen. Daar de aether op dezelfde wijze het licht moet voortplanten, zijn warmtestralen en lichtstralen van gelijken aard. We zullen daarom de nadere beschouwing der stralen uitstellen tot de behandeling van het Licht.

434. De hoeveelheid warmte, die een warm lichaam **uitstraalt**, is afhankelijk:

a. Van de grootte der uitstralende vlakte.

b. Van het verschil der temperatuur  $t^{\circ}$  van het uitstralende oppervlak en der temperatuur  $t_1^{\circ}$  der omgeving. Newton vond, dat de afkoeling van een lichaam, indien  $t > t_1$  is, evenredig is met dit temperatuurverschil, mits het een bepaalde waarde (ongeveer  $30^{\circ}$ ) niet overschrijdt. (Proefondervindelijk bewijs met behulp van de thermometer van Looser, § 262, en een kubus van Leslie: een hollen koperen kubus, die met warm water gevuld wordt).

c. Van de natuur van het oppervlak. (Proefondervindelijk bewijs met behulp van een kubus van Leslie, waarvan één zijvlak blank is, terwijl de andere met verschillende stoffen bedekt zijn). Doffe oppervlakken stralen beter uit dan glimmende. Metalen trekpotten koelen niet snel af. Kachels, die gepotlood zijn, stralen beter uit dan blanke.

435. De warmte, die door straling op een lichaam valt, wordt in 't algemeen in 3 deelen gesplitst. Een deel wordt volgens dezelfde wetten als (bij het geluid en) bij het licht **teruggekaatst**. Het tweede deel wordt door het lichaam **geabsorbeerd** en dient tot verhooging der temperatuur van het lichaam. Het derde deel wordt door het lichaam **doorgelaten**, zonder zijn temperatuur te verhoogen.

Over 't algemeen zal een stof des te meer warmte absorbeeren, naarmate zij zelve meer warmte uitstraalt.

Voor zoover de aether, die zich binnen een lichaam bevindt, in staat is, de energie der invallende stralen door het lichaam voort te planten, laat het lichaam de warmte door, zonder zelf verwarmd te worden. Men noemt zulke lichamen **diathermaan**. Laat een lichaam geen warmtestralen door, dan noemt men het **athermaan**. Het **doorlatingsvermogen** is de verhouding van de hoeveelheid warmte, die doorgelaten wordt, tot die, welke het lichaam bereikt. Het is afhankelijk van de soort van het lichaam en van den aard der invallende stralen. Het doorlatingsvermogen van een lichaam wordt bepaald, door het tusschen de warmtebron en een gevoeligen thermometer te plaatsen.

Volgens Melloni is steenzout voor warmtestralen van elken aard zeer diathermaan. Glas en bergkristal zijn vrij diathermaan voor lichtende, bijna athermaan voor donkere warmtestralen. Lucht is zeer diathermaan.

Voor stralingsproeven is de gewone thermometer gewoonlijk niet gevoelig

genoeg. Men gebruikt daarvoor een *differentiaal-thermometer* (§ 262) of een *bolometer* (vgl. de electriciteitsleer).

436. Het aantal calorieën, die de aarde door straling van de zon ontvangt, wordt bij benadering bepaald met behulp van den *pyrheliometer* van Pouillet (pyr = vuur, helios = zon). Dit toestel is een gesloten cilindervormige met water gevulde calorimeter, die zóó geplaatst wordt, dat de stralen der zon loodrecht invallen op een der eindvlakken, dat met lampzwart bedekt is. De cilinder kan om zijn as gedraaid worden, zoodat het water gelijkmatig verwarmd kan worden. Na aanbrenging der noodige correcties heeft men gevonden, dat het aantal (gram-) calorieën, die een oppervlak van  $1 \text{ cm}^2$  per minuut door de loodrecht invallende stralen der zon zou ontvangen, als geen absorptie der stralen in de lucht en geen verlies door uitstraling plaats had, ongeveer 2.2 calorie bedraagt. Men noemt dit aantal de *zonne-constante*.

Stelt men de doorsnede der aarde  $\pi R^2 = 3.14 \times 637000000^2 \text{ cm}^2$ , dan ontvangt de aarde van de zon *in elke secunde* ongeveer  $47 \times 10^{15} \text{ cal.}$ , hetgeen gelijk staat met een vermogen van  $280 \times 10^9 \text{ pk.}$  De warmte, die door verbranding van 1 gram steenkool ontwikkeld wordt, op 7500 cal. stellende, zou men deze hoeveelheid warmte verkrijgen door verbranding van meer dan  $6 \times 10^9 \text{ kg.}$  steenkool. Het aantal cal., die de zon per secunde in *alle* richtingen uitstraalt, is meer dan  $2 \times 10^9$  maal zoo groot als de hoeveelheid, die de aarde ontvangt.

---

## Hoofdstuk VI. Leer der trillingen.

### I. ENKELVOUDIGE TRILLING OF HARMONISCHE BEWEGING.

437. Als men het ééne uiteinde  $A$  (fig. 240) eener veerkrachtige staaf  $AO$ , die met het andere uiteinde  $O$  vastgeklemd is, uit den evenwichtsstand brengt en daarna loslaat, dan verkrijgt de staaf onder de werking der opgewekte veerkracht een heen- en weergaande beweging om den evenwichtsstand  $OA$ . Zulke bewegingen, waarbij de veerkracht de bewegende, respectievelijk vertragende kracht is, noemt men *veerkrachtige trillingen*.

Voorbeelden: trilling eener stemvork, eener snaar enz.



Fig. 240.  
Staaf in trilling.

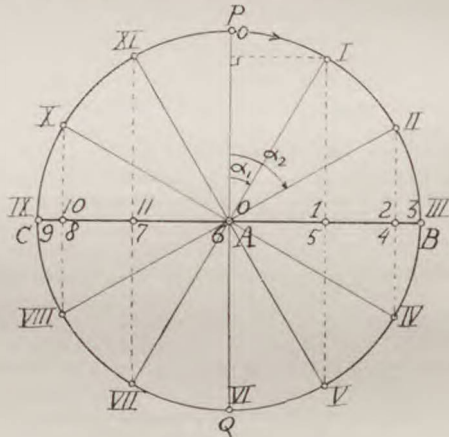


Fig. 241.  
Harmonische beweging.

438. Zoals wij in § 199 gevonden hebben, is de beweging eener trillende staaf van dezelfde soort als de beweging van een slinger (**harmonische beweging**). Men noemt ook hier de grootste uitwijking  $AB$  (fig. 240) uit den evenwichtsstand het *amplitudo*.

We hebben hierbij, evenals bij den slinger, ondersteld, dat de afwijkingen uit den evenwichtsstand zoo klein blijven, dat men de beweging  $CB$  van het uiteinde der staaf als een rechte lijn kan beschouwen.

De duur eener heen- en weergaande beweging heet **trillings-tijd** ( $T$ ).

Onder het **trillingsgetal** ( $N$ ) verstaat men nu het aantal trillingen per seconde. Dit is gelijk aan de omgekeerde waarde van den trillingstijd in seconden:

$$N = \frac{1}{T} \dots \dots \dots (108)$$

439. Bij klein amplitudo kan men de trillende beweging van een punt  $A$  langs een lijn  $BC$  (fig. 241) beschouwen als de projectie (op die lijn) van de beweging van een ander punt  $P$ , dat den omtrek van den op  $BC$  als middellijn beschreven cirkel eenparig doorloopt, met een omloopstijd, die gelijk is aan den trillingstijd  $T$  van het trillende punt  $A$ .

Om de plaats te vinden, waar het trillende punt  $A$  zich na b.v.  $\frac{1}{12}$ ,  $\frac{2}{12}$ ,  $\frac{3}{12}$  enz. trillingstijd bevindt, gaat men als volgt te werk (fig. 241). Men verdeelt den cirkelomtrek, van  $P$  uit ( $PQ \perp BC$ ) in 12 gelijke deelen. De projectie der deelpunten  $I, II$ , enz. op  $BC$  geven de afstanden 0—1, 0—2 enz. aan, die het trillende punt  $A$  na  $\frac{1}{12}$ ,  $\frac{2}{12}$  enz. trillingstijd van den evenwichtsstand heeft.

Verbindt men het punt  $P$  in elken stand met het middelpunt van den cirkel (waarvan straal  $r =$  amplitudo der trilling) en noemt men den hoek dien deze verbindingslijn maakt met de lijn  $PA$  (in den beginstand) achtereenvolgens  $\alpha_1 (= \angle AIP)$ ,  $\alpha_2$  enz., dan volgt uit  $\triangle AIP$ : 0—1 =  $r \sin \alpha_1$ . In 't algemeen is dus de *uitwijking u evenredig met de sinus van den uitwijkingshoek  $\alpha$* :

$$u = r \sin \alpha \dots \dots \dots (109)$$

Hoe groot is  $u$ , als  $\alpha = 60^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 180^\circ, 240^\circ, 270^\circ$  en  $300^\circ$ ?

440. Den (door afwijking, snelheid en richting bepaalden) bewegingstoestand van het trillende punt noemt men **phase** (phasis = verschijning). Gedurende een geheele trilling doorloopt het trillende punt alle mogelijke phasen. Daarna vertoont het (bij de volgende trilling) wederom dezelfde volgorde der phasen.

Worden twee standen in  $\frac{1}{n}$  van den trillingstijd na elkander bereikt, dan zegt men, dat zij een **phase verschil** =  $\frac{1}{n}$  hebben.

*Het phase verschil kan dus aangroeien van 0 tot 1.*

Zoo verkeert het trillende punt  $A$  (fig. 241), als het in stand 12 is gekomen, in gelijke phase met stand 0. Eveneens stellen 13 en 1, 14 en 2 enz. gelijke phasen voor. Voor de standen 0 en 6, 1 en 7, 2 en 8 enz. is het phaseverschil =  $\frac{1}{2}$ .

Wijs eens twee standen aan met phaseverschil  $\frac{1}{3}$ ,  $\frac{1}{4}$  en  $\frac{1}{5}$ .

441. **Grafische voorstelling eener harmonische beweging.**

Men krijgt de uitwijkingen duidelijker te zien, als men de harmonische beweging samenstelt met een eenparige op de volgende wijze. Het punt  $A$  (fig. 242) voert de trillende beweging

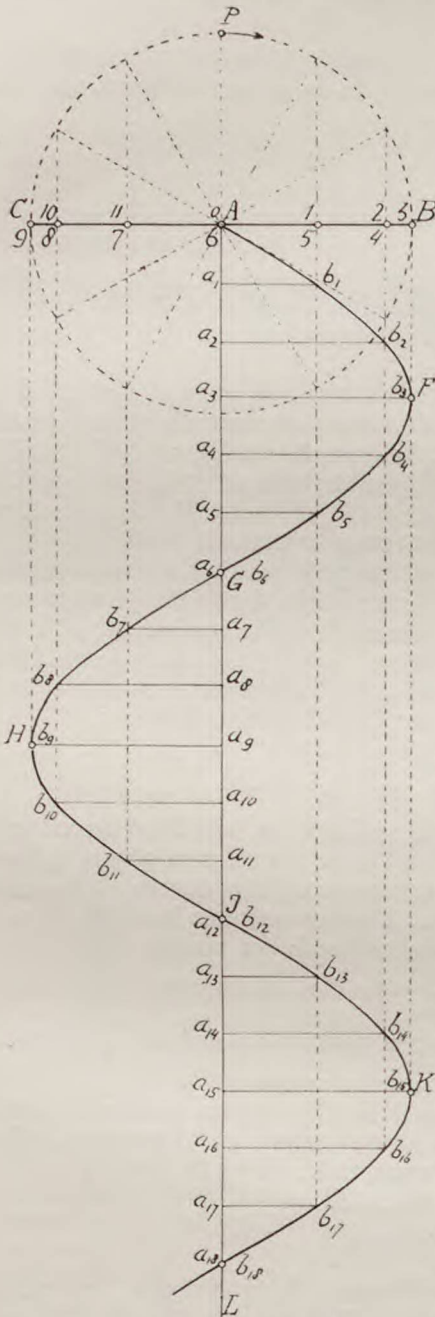


Fig. 242. Grafische voorstelling eener harmonische beweging: sinusöide.

uit op een vlakke plaat. Tegelijkertijd wordt nu de plaat in de richting  $AL$  ( $\perp BC$ ) eenparig bewogen. Het punt  $A$  beschrijft dan de gebogen lijn  $AFGHK$ , die men ook door constructie kan verkrijgen. Daartoe zet men op de lijn  $AL$  stukken  $AI$  enz. af, die den weg voorstellen, waarover het papier in één trillingstijd eenparig voortbewogen is (in de richting  $LA$ ). Men verdeelt  $AI$  in 12 gelijke deelen en richt (op  $AI$ ) in de deelpunten  $a_1, a_2, a_3$  enz. loodlijnen op:  $a_1 b_1 = 0-1$ ,  $a_2 b_2 = 0-2$ ,  $a_3 b_3 = 0-3$  enz. Zoo kan men een onbepaald aantal punten der lijn  $AFGHJK$  vinden en verkrijgt deze lijn zelf, als men de punten door een vloeiende lijn verbindt.

Daar volgens § 439  $0-1$ , en dus nu ook  $a_1 b_1 = r \sin \alpha_1$ ,  $0-2$  en ook  $a_2 b_2 = r \sin \alpha_2$  enz., heet deze gebogen lijn sinusöide.

Ook ziet men in deze figuur duidelijk de standen met gelijke phase en met phaseverschil  $\frac{1}{2}$  enz. voor den dag komen.

Op deze wijze hebben wij dus een grafische voorstelling van een harmonische beweging gemaakt.

Men kan de sinusöide gemakkelijk laten ontstaan door een stemvork in trilling te brengen, waarbij aan één der beenen een fijne, spitse punt is bevestigd. De stemvork wordt dan eenparig over een met roet bedekte plaat getrokken (fig. 243).

## II. SAMENSTELLING VAN ENKELVOUDIGE TRILLINGEN.

442. De in de voorgaande paragrafen behandelde beweging (waarvoor dezelfde wetten gelden als voor den slinger), noemt men *enkelvoudige trilling*, in tegenstelling met andere elastische trillingen, waarvan blijken zal, dat men ze kan beschouwen als **samengesteld uit twee of meer enkelvoudige trillingen**.

Evenals wij eenparige en eenparig versnelde bewegingen samenstellen tot een **resulteerende trilling**.

Men stelle zich voor, dat een punt om *A* als evenwichtsstand een enkelvoudige trilling bezit, wier amplitudo *AB* (fig. 244) is. Tegelijk bezit een tweede punt een enkelvoudige trilling met amplitudo *AB*, om het *eerste* punt als evenwichtsstand. De beweging, die het *tweede* punt dan bezit ten opzichte van den evenwichtsstand *A* van het eerste punt, is de resulteerende van de beide enkelvoudige samenstellende trillingen.

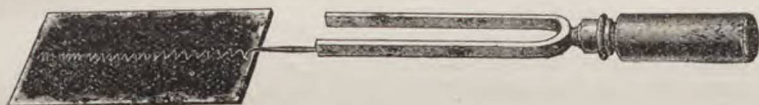


Fig. 243. Ontstaan der sinusöide.

De samenstellende trillingen kunnen verschillen in *ligging der baan*, in *amplitudo*, in *trillingstijd* (of aantal trillingen per secunde) en in *phase*.

Het verschil in phase van twee trillende punten met gelijken trillingstijd wordt bepaald door aan te geven, welk gedeelte van zijn trillingstijd het eene punt vroeger of later door den evenwichtsstand gaat dan het andere. Om hierbij de afwijkingen naar verschillende zijden van den evenwichtstoestand van elkaar te onderscheiden, moet men vaststellen, welke afwijking men (bij elk der beide trillingen) als *positief* beschouwt. De tegenovergestelde afwijking stelt men dan *negatief*.

443. Bij de samenstelling van twee enkelvoudige trillingen hebben wij het meest te maken met het volgende geval:

A. *De banen der beide trillingen liggen in dezelfde lijn.*

Dan geldt de regel, dat op elk oogenblik de **afwijking** bij de resulteerende trilling (d.i. de afstand van het tweede punt tot den evenwichtsstand *A* van het eerste punt) gelijk is aan de *algebraïsche* som van de afwijkingen der samenstellende trillingen (op het bedoelde oogenblik).

a. *Zijn de trillingstijden der beide samenstellende trillingen gelijk*, dan is de resulteerende trilling volkomen gelijk aan een enkelvoudige trilling, onverschillig of de amplituden en fasen der beide samenstellende trillingen gelijk zijn of niet. In fig. 244 vindt men de grafische voorstelling *R* der resulteerende van twee trillingen *I* en *II* van verschillende fasen en amplituden.

b. *Zijn de trillingstijden der samenstellende bewegingen ongelijk*,

dan is de resulteerende trilling niet meer gelijk aan een enkelvoudige trilling. De grafische voorstelling vertoont een anderen vorm dan bij een enkelvoudige trilling. In fig. 245 zijn de trillingstijden verschillend genomen, zich verhoudend als 2 : 1.

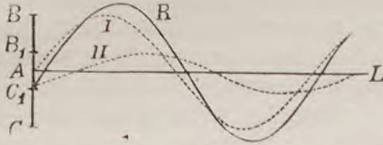


Fig. 244. Resulteerende trilling bij gelijke trillingstijden.

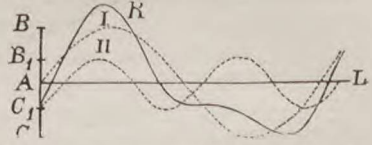


Fig. 245. Resulteerende trilling bij ongelijke trillingstijden.

444. B. De banen der beide samenstellende trillingen staan loodrecht op elkander.

In dit geval wordt de *afwijking* bij de resulteerende beweging op een bepaald oogenblik gevonden door de diagonaal van den rechthoek, waarvan de afwijkingen der samenstellende trillingen op dat oogenblik de aanliggende zijden zijn.

a. Zijn de beide trillingstijden gelijk, dan is de baan der resulteerende beweging in 't algemeen een *ellips*. Bij een verschil in phase nul of  $\frac{1}{2}$  wordt zij een *rechte lijn*. Zijn de amplituden ook gelijk, dan is de baan, bij een verschil in phase  $\frac{1}{4}$  of  $\frac{3}{4}$ , een *cirkel*. In fig. 246 zijn de amplituden gelijk genomen, en zijn de resulteerende slingerbanen geconstrueerd voor de gevallen, dat het punt in horizontale trilling achtereenvolgens 0,  $\frac{1}{2}$ ,  $\frac{1}{4}$  enz. trillingstijd eerder den evenwichtsstand passeert (naar rechts), dan in vertikale trilling (naar boven).

b. Zijn de trillingstijden der samenstellende trillingen ongelijk, dan wordt de vorm der resulteerende beweging samengestelder, naarmate de kleinste geheele getallen, die de verhouding van beide tijden uitdrukken, grooter worden. Fig. 247 wijst voor verschillen in phase = 0,  $\frac{1}{2}$ ,  $\frac{1}{4}$  enz. de vormen der baan aan, die uit twee trillingen samengesteld is, waarvan de amplituden gelijk zijn en de trillingstijden zich verhouden als 1 : 2.

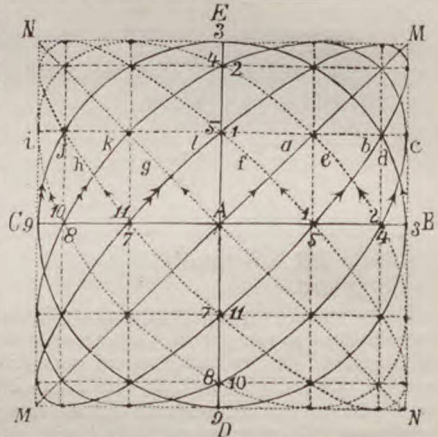


Fig. 246. Figuren van de Lissajous.

Men kan deze banen, figuren van de *Lissajous* geheeten, verkrijgen door de uiteinden B en C van de beenen van twee stemvorken (fig. 248) van lichte spiegeltjes te voorzien. De eene stemvork S is zoo geplaatst, dat zij in een horizontaal vlak kan trillen. Een lichtstraal AB, die een harer beenen horizontaal treft, wordt in de eveneens horizontale richting BC teruggekaatst naar een der beenen van de tweede stemvork S<sub>1</sub>. Deze is zoo geplaatst, dat zij in een vertikaal vlak kan trillen en den lichtstraal in de richting CD, nagenoeg evenwijdig met den straal AB, naar een scherm E terugwerpt. Trilt alleen de stemvork S, dan beschrijft de lichtstraal op het scherm een horizontale lijn ab. Trilt alleen de stemvork S<sub>1</sub>, dan is de beschreven lijn cd vertikaal. Als beide tegelijk trillen, dan vertoont de op het scherm vallende lichtstraal de samengestelde beweging. Deze is een der banen van fig. 246 als de trillingstijden van S en S<sub>1</sub> gelijk zijn en een der banen van fig. 247, als de trillingstijden zich verhouden als 1 : 2, enz.

445. Door het aantal der enkelvoudige trillingen (van willekeurige richting der banen) grooter te nemen, kan de samengestelde



beweging zeer ingewikkeld worden. Omgekeerd kan men elke nog zoo ingewikkelde, op de werking der veerkracht berustende, periodieke

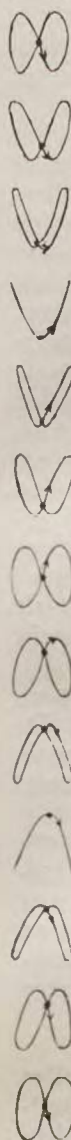


Fig. 247.  
Figuren van  
de  
Lissajous.

beweging altijd en slechts op één wijze **ontbinden** in een bepaald aantal **enkelvoudige trillingen**. Dit is aange- toond door Fourier.

Zoodoende is elke (op de werking der veerkracht berustende) periodieke beweging op te vatten als de **sombeweging van enkelvoudige trillingen**.

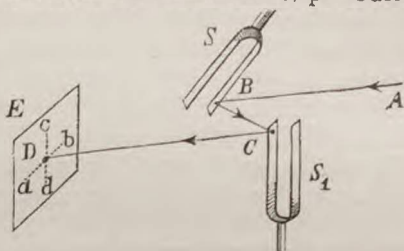


Fig. 248. Samenstelling van twee enkelvoudige trillingen.

### III. VOORTPLANTING VAN TRILLINGEN IN EEN ONEINDIG LANGE RIJ MOLECULEN. (Loopende golven).

#### A. Transversale trillingen.

446. Men denke zich een rij moleculen  $AB$ , waarvan  $A$  (fig. 249) de eerste is en die naar één zijde ( $B$ , rechts) onbegrensd is. Men stelle zich verder voor, dat de molecule  $A$  uit den evenwichtsstand in een **richting loodrecht op de lijn  $AB$** , een **enkelvoudige trilling** volbrengt (vergelijk de opvolgende standen van  $A$  in de volgende rijen).

Men noemt zulke trillingen **transversale**, omdat haar **richting loodrecht is op de richting, waarin de trilling zich voortplant**.

Een zeer kleinen tijd nadat  $A$  zijn beweging begonnen heeft, zal onder de werking der moleculaire krachten, die door  $A$  op de tweede molecule uitgeoefend worden, ook deze den evenwichtsstand verlaten, en naast de baan, die  $A$  beschrijft, een beweging beginnen, die eveneens een enkelvoudige trilling is. Wederom na een zeer kleinen tijd begint de derde molecule zich te bewegen enz. Op deze wijze plant zich de evenwichtsverstoring langs de geheele rij moleculen voort.

Wordt de eerste molecule  $A$ , na een geheele trilling volbracht te hebben, in rust gehouden, dan zal de tweede molecule een zeer kleinen tijd later eveneens tot rust komen; daarna de derde enz.

Gedurende den **trillingstijd**, d.i. den tijd, waarin de eerste (of een andere) molecule zich heen en weer beweegt, zal zich de evenwichtsverstoring tot op een bepaalden afstand voortgeplant hebben. Deze afstand is afhankelijk van de soort der stof.

In fig. 249 is aangenomen, dat gedurende den trillingstijd de evenwichtsver storing zich over 12 moleculen, dus tot de 13e molecule voortgeplant heeft. De eerste horizontale rij stelt de molecule in rust voor. De tweede, derde enz. in den toestand, waarin zij zich bevinden na  $\frac{1}{12}$ ,  $\frac{2}{12}$  enz. trillingstijd. De figuur stelt als 't ware 12 opeenvolgende filmbeeldjes der beweging voor.

#### 447. Golflengte.

Op een bepaald oogenblik nadat de eerste molecule weer tot rust is gekomen, bevindt zich dus ergens in de rij een aantal moleculen,

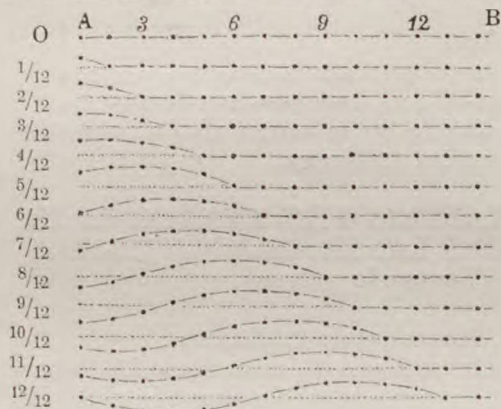


Fig. 249.

Transversale loopende golfbeweging.

waarvan elk op hetzelfde oogenblik in een andere phase verkeert. **Elke molecule doorloopt achter-eenvolgens alle mogelijke phasen.** Alleen de beide uiterste dezer moleculen verkeeren in dezelfde phase, daar de een (nr. 12 aan den rechtschen kant der onderste rij gelegen) den evenwichtsstand op hetzelfde oogenblik verlaat, waarop de andere (nr. 1) daarin terugkeert.

Deze moleculen vormen samen een **golf**. De golf beweegt zich langs de rij van moleculen voort. Men noemt haar daarom een **loopende golf**.<sup>1)</sup> De onderlinge afstand der uiterste moleculen eener golf heet **golflengte**:

De **golflengte** is dus de afstand, waarover zich de evenwichtsver storing gedurende den tijd van één trilling voortplant.

De vorm der golf (sinusoïde) komt geheel overeen met de grafische voorstelling eener enkelvoudige trilling, waarvoor fig. 242 kan dienen. De beide helften der golf, waarvan de moleculen afwijkingen in tegenovergestelde richtingen vertoonen, onderscheidt men wel door de benamingen golfberg en golfdal.

#### 448. Voortplantingssnelheid.

Wordt de eerste trilling van A gevolgd door andere, dan zullen zich langs AB evenveel golven voortbewegen, als A trillingen volbrengt. **Wordt A in trilling gehouden**, dan blijven alle moleculen, nadat de evenwichtsver storing haar bereikt heeft, eveneens trillen.

Men kan nu de **golflengte** ook definiëren als **de afstand van een**

<sup>1)</sup> Men denke zich echter goed in, (aan de hand van fig. 249), dat de moleculen zelf zich niet in de richting AB bewegen. De loopende golfbeweging is te vergelijken met de op- en neergaande beweging der aren van een golvend korenveld, dat door een licht briesje bestreken wordt.

molecule tot de eerste daaropvolgende, die zich in dezelfde phase bevindt.

De voortplantingssnelheid der evenwichtsverstoring wordt bepaald door den afstand van de eerste molecule tot die molecule, die juist één secunde later dan de eerste haar beweging begint:

De voortplantingssnelheid is de afstand, waarover zich de evenwichtsverstoring gedurende 1 secunde voortplant. Volbrengt de eerste molecule  $N$  trillingen per secunde, dan wordt de genoemde afstand ingenomen door  $N$  golven. Tusschen het aantal trillingen per secunde  $N$ , de golflengte  $\lambda$  en de voortplantingssnelheid  $v$  bestaat dan de betrekking

$$v = N \lambda \dots \dots \dots (110)$$

of voortplantingssnelheid = aantal trillingen per sec.  $\times$  golflengte.

Hiervoor kan men, daar het aantal trillingen omgekeerd evenredig is met den trillingstijd ( $N = \frac{1}{T}$ , § 438), ook schrijven

$$v = \frac{\lambda}{T} \dots \dots \dots (111)$$

waarin men de formule van de eenparige beweging herkent.

**449. Transversale trillingen berusten op den weerstand, dien de lichamen tegen verandering van vorm bieden.** Zij kunnen dus alleen voorkomen bij vaste lichamen, niet bij vloeistoffen en gassen.

(Het bovenstaande geldt alleen voor trillingen, die onder den invloed der veerkracht plaats hebben, en b.v. niet voor de periodieke bewegingen der watermoleculen, die onder invloed der zwaartekracht ontstaan. Deze bewegingen zijn ook transversaal).

Men kan de besproken verschijnselen aantoonen met een lange caoutchoucuis  $AB$  (fig. 250), die in het uiteinde  $B$  bevestigd en eenigszins gespannen is. Men beweegt dan



Fig. 250. Loopende golf.

het uiteinde  $A$  loodrecht op de lengte der buis heen en weer. De buis moet echter zoo lang zijn, of de proef moet zoo snel geëindigd zijn, dat de golven, die aan het vaste uiteinde teruggekaatst worden (zie later), niet storend kunnen werken.

### B. Longitudinale trillingen.

**450.** Heeft de trilling van de eerste molecule  $A$  plaats niet loodrecht op, maar in de richting der rij  $AB$ , dan plant zich ook deze evenwichtsverstoring langs de rij voort. Onverschillig of de eerste molecule zich aanvankelijk naar de tweede toe beweegt of zich daarvan verwijderd, volgt de tweede molecule na zeer kleinen tijd de beweging van de eerste, enz.

Trillingen, die plaats hebben in de richting, waarin de evenwichtsverstoring zich voortplant, noemt men longitudinale trillingen (longitudo = lengte).

**451.** De voor transversale trillingen besproken verschijnselen

vertoonen zich evenzoo bij longitudinale trillingen. Alleen ontstaan geen *zijdelingsche afwijkingen* der moleculen, maar **verdichtingen** en **verdunningen**.

Figuur 251 stelt de voortplanting eener longitudinale trilling voor.

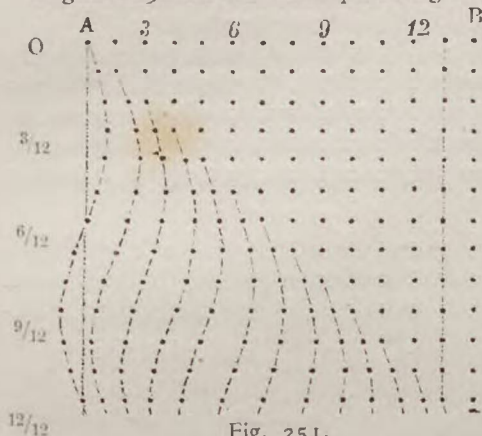


Fig. 251.

Longitudinale loopende golfbeweging.

waarin de wijzers van een uurwerk zich bewegen, gedraaid om de respectieve evenwichtsstanden, dan verkrijgt men de standen dezer moleculen in een longitudinale golf (fig. 252).

**452. Longitudinale trillingen berusten op den weerstand, dien de lichamen bieden tegen verandering van volume.** Zij kunnen dus voorkomen bij vaste, vloeibare en gasvormige lichamen.

De voortplanting van verdichtingen en verdunningen kan men als volgt waarnemen. Een lange spiraal van koperdraad is horizontaal geplaatst, zóó dat zij zich in de richting van haar as vrij kan



Fig. 252.

bewegen. Men verkrijgt dit door elke winding door middel van twee dunne draadjes aan twee horizontale latten op te hangen (fig. 253). De enkele windingen kunnen de moleculen eener rij voorstellen. Beweegt men een van de uiteinden (A) der spiraal in de richting der as éénmaal heen en weer, dan ziet men een golf zich langs de spiraal voortbewegen.

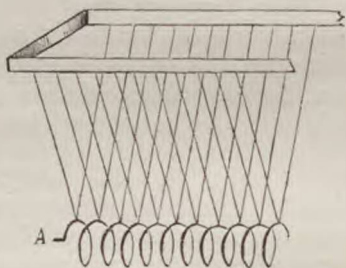


Fig. 253. Spiraal voor longitudinale trillingen.

**453. Opmerking.** Door de zich voortbewegende transversale of longitudinale golf wordt het arbeidsvermogen, dat men aan de eerste molecule medegedeeld heeft, de energie der trilling, achtereenvolgens op de volgende moleculen overge-

bracht. Was hierbij geen weerstand te overwinnen, dan zou het amplitudo steeds even groot blijven.

**454. Interferentie.** Denken we ons, dat de transversale beweging, die men de eerste van een rij moleculen laat voortbrengen, niet is een enkelvoudige trilling. Zij die beweging *samengesteld* uit twee of meer enkelvoudige trillingen van verschillende trillingstijd, die in dezelfde lijn plaats hebben. Dan is de vorm der zich voortbewegende golf in 't algemeen niet die van fig. 249.

Men stelt zich nu voor, dat twee of meer trillingen zich langs dezelfde rij moleculen gelijktijdig voortplanten, terwijl de ééne trilling niet storend op de andere werkt. De afwijking eener molecule is zoodoende op elk oogenblik gelijk aan de algebraïsche som harer afwijkingen bij de enkelvoudige trillingen op dat oogenblik.

Deze samenwerking van verschillende trillingen noemt men *interferentie*.

De vorm der zich voortbewegende golf komt dan geheel overeen met de *grafische voorstelling* eener beweging, die uit de enkelvoudige trillingen samengesteld is, zooals de gebogen lijn van fig. 245. De vorm is afhankelijk van het verschil in amplitudo, trillingstijd en phase.

#### IV. VOORTPLANTINGSSNELHEID EENER LONGITUDINALE TRILLING.

##### 455. Formule van Newton.

Newton heeft aangetoond, dat de voortplantingssnelheid eener longitudinale trilling *onafhankelijk* is van het amplitudo en den trillingstijd.

Hij gaf in zijn „Philosophiae naturalis principae Mathematica“ voor de voortplantingssnelheid in *gassen* de formule

$$v = \sqrt{\frac{P}{d}}$$

waarin  $P$  voorstelt den druk (in dynes) door het gas op  $1 \text{ cm}^2$  uitgeoefend en  $d$  zijn dichtheid (of soortelijk gewicht) bij de bestaande temperatuur en druk.

Voor normale lucht (spanning = 76 cm kwikdruk, temperatuur =  $0^\circ$ ) is de druk  $P = 76 \times 13.596 \times 981.2$  dyne en  $d_0 = 0.001293$ , zoodat Newton voor de voortplantingssnelheid vond

$$v = \sqrt{\frac{76 \times 13.596 \times 981.2}{0.001293}} = 28000 \text{ cm per sec.}$$

Deze waarde bleek echter niet overeen te stemmen met de proefondervindelijk bepaalde waarde der voortplantingssnelheid (van het geluid) in lucht, die aanzienlijk grooter is (ruim 33000 cm per sec.).

##### 456. Formule van Laplace.

Newton had ondersteld, dat de spanningsvermeerdering van een gas in het verdichte gedeelte eener golf en de spanningsvermindering in het verdunde gedeelte evenredig was met de dichtheidsverandering (gevolg van de wet van Boyle). Dit zou het geval zijn als bij de

spanningsveranderingen de temperatuur constant bleef (isothermische veranderingen). Bij de verdichting der moleculen ontstaat warmte, maar bij de verdunning afkoeling. Eerst Laplace (1749—1827) wees er op, dat **door den korten duur eener trilling** de temperatuursveranderingen niet opgeheven worden door mededeling van warmte aan naburige moleculen of door aanvoer van warmte van naburige moleculen. De trillingen hebben dus zoo snel plaats, dat er geen volkomen uitwisseling van warmte kan ontstaan, zoodat wij niet met isothermische, doch met *adiabatische veranderingen te makèn hebben* (zie opmerking § 377). Laplace toonde nu aan, dat tengevolge van de adiabatische verwarming van het gas in de verdichte en de adiabatische afkoeling in de verdunde deelen der golven de snelheid gewijzigd wordt, zóó dat de grootheid onder het wortelteeken met den factor  $\frac{c_p}{c_v}$  (*factor van Laplace*, § 313) moet vermenigvuldigd worden. De voortplantingssnelheid wordt dus

$$v = \sqrt{\frac{P}{d} \cdot \frac{c_p}{c_v}}$$

Als nu  $P_0$  den druk van één atmosfeer in dynes en  $d_0$  de normale dichtheid (of soortelijk gewicht) van het gas voorstelt, dan is volgens formule 79 (§ 299):  $d = \frac{1 \times d_0}{1 + \alpha t} \times \frac{P}{P_0}$  of  $\frac{P}{d} = \frac{P_0}{d_0} (1 + \alpha t)$ .

Derhalve

$$v_t = \sqrt{\frac{P_0}{d_0} (1 + \alpha t) \cdot \frac{c_p}{c_v}} \dots \dots \dots (112)$$

Voor lucht is  $\frac{c_p}{c_v} = 1,41$ . Men vindt bij substitutie in formule 112

$$v_t (\text{lucht}) = \sqrt{\frac{76 \times 13,596 \times 381,2}{0,001293} (1 + \alpha t) \times 1,41} = 33251 \sqrt{1 + \alpha t}$$

cm per sec., een getal, dat met de proefondervindelijk bepaalde waarde (§ 468) overeenstemt.

Voor andere gassen verschilt de factor van Laplace  $\frac{c_p}{c_v}$  meestal weinig van dien voor lucht.

457. Uit formule 112 volgt:

1) De voortplantingssnelheid is **onafhankelijk van den druk**, waaronder het gas verkeert.

2) De voortplantingssnelheid wordt **bij hogere temperatuur grooter**. Zij is evenredig met den vierkantswortel uit de absolute temperatuur

$$v_t = v_0 \sqrt{1 + \alpha t} \dots \dots \dots (113)$$

3) Voor gassen, met (nagenoeg) denzelfden factor van Laplace, verhouden zich de voortplantingssnelheden bij gelijke temperatuur *omgekeerd evenredig met de vierkantswortels uit de dichtheden*:

$$v_1 : v_2 = \sqrt{\frac{1}{d_1}} : \sqrt{\frac{1}{d_2}} = \sqrt{d_2} : \sqrt{d_1} \dots \dots \dots (114)$$

## V. TERUGKAATSING VAN TRILLINGEN (Staande golven).

458. Bereikt een zich voortbewegende golf het einde eener begrensdde rij moleculen, dan gaat de energie der trilling gedeeltelijk op de moleculen van het lichaam over, dat het uiteinde der rij begrenst. Gedeeltelijk echter wordt de golf **teruggekaats**t, d.w.z. een gedeelte der energie wordt gebruikt, om een golf de rij moleculen in omgekeerde richting te doen doorloopen.

De teruggekaatste golf gedraagt zich verschillend, naarmate de dichtheid der tweede stof grooter of kleiner is dan die der eerste. Het duidelijkst vertoont zich het eerste geval, als de laatste molecule eener rij in aanraking is met een vasten wand en daardoor zelf als vast beschouwd kan worden. En het tweede, als de rij der moleculen vrij in de ruimte eindigt. Men onderscheidt daarom de terugkaatsing bij een **vast** en bij een **vrij uiteinde**.

### A. Transversale staande golven.

459. **Terugkaatsing bij een vast uiteinde.** Men bevestigt het uiteinde *B* eener caoutchoucuis (§ 449) aan een wand en houdt het andere uiteinde *A* in de hand, zóó dat de buis in de richting van haar lengte zwak gespannen is. Laat men, door met de hand een beweging heen en weer te maken, een enkele transversale golf zich langs de buis voortbewegen, zóó dat een **golfberg** voorgaat

(fig. 254), dan ziet men bij de teruggekaatste golf een **golfbal** voorgaan. Immers, als de golfberg bij de laatste molecule der rij is aangekomen, zou deze molecule een uitwijking naar boven verkrijgen, als

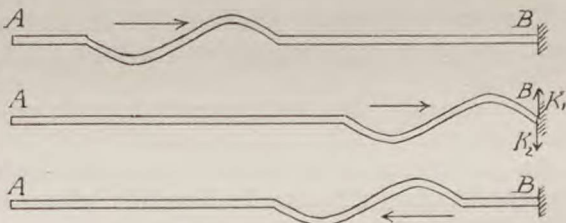


Fig. 254. Terugkaatsing bij een vast uiteinde.

zij zich vrij bewegen kon. Maar de laatste molecule moet als vast beschouwd worden, zoodat deze alleen een stoot  $K_1$ , naar boven gericht, ondervindt, zonder in beweging te kunnen geraken. Volgens de wet Actie = Reactie, oefent nu de laatste molecule een even groote, doch tegengesteld gerichte stoot  $K_2$  uit op de voorgaande. Op het oogenblik, dat bij het vaste uiteinde het begin van een golfberg aankomt, vormt dus de teruggekaatste golf het begin van een golfdal.

Nu hebben twee moleculen, waarvan de eene zich bij het begin van een golfberg bevindt en de andere bij het begin van een golfdal, een verschil in phase =  $\frac{1}{2}$ . De terugkaatsing bij een **vast** uiteinde heeft dus plaats, alsof de *phase der teruggekaatste golf*  $\frac{1}{2}$  *verschilt*

met die der op hetzelfde oogenblik aankomende, m.a.w. alsof de richting der afwijking uit den evenwichtsstand plotseling omgekeerd wordt.

**460. Staande golven.** Blijft de eerste molecule zich heen en weer bewegen, dan bewegen zich ten slotte langs de geheele rij moleculen golven van  $A$  naar  $B$  en teruggekaatste golven van  $B$  naar  $A$ , die met elkander **interfereeren**. De bewegingstoestand, waarin de rij moleculen door die interferentie geraakt, is zóó, dat behalve de molecule aan het vaste uiteinde, ook de moleculen, die  $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$  enz. golflengte van het vaste uiteinde verwijderd zijn, steeds in rust blijven (fig. 255). De moleculen daarentegen, die  $\frac{1}{4}, \frac{3}{4}, \frac{5}{4}$  enz. golflengte van het vaste uiteinde verwijderd zijn, hebben het grootste amplitudo. De plaatsen, waar de eerstbedoelde moleculen zich bevinden, noemt men **knoopen** ( $k$ ), die der laatstgenoemde **buiken** ( $b$ ). De golven vertoonen geen voortgaande beweging, maar blijven op dezelfde plaats. Zij heeten daarom **staande golven** en de bewegingen, die de moleculen bezitten **staande trillingen**.

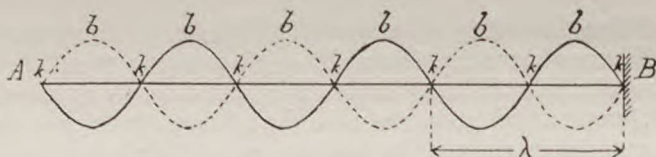


Fig. 255. Staande golven bij vast uiteinde.

Men kan wiskundig afleiden, dat de afstand tusschen twee op elkaar volgende knoopen of buiken juist gelijk is aan de helft der golflengte.

Wij behouden dan ook voor de staande golven de definitie van golflengte van § 448:

**De golflengte is de afstand van een molecule tot de eerste daaropvolgende, die zich in dezelfde phase bevindt.**

**Kenmerken van staande trillingen.** Bij nauwkeurige beschouwing van fig. 255 is gemakkelijk in te zien, dat de staande trillingen door het volgende gekenschetst worden.

1) Terwijl bij de *loopende* golven alle moleculen *achtereenvolgens* door den evenwichtsstand gaan, heeft dit bij *staande* golven voor alle moleculen *gelijktijdig* plaats.

2) De amplituden der op elkander volgende moleculen zijn bij de *loopende* golven alle gelijk, bij de *staande* golven is dit *niet* het geval (grootste amplitudo in de buiken, geringste amplitudo — nul — in de knoopen).

3) Op elk oogenblik vertoonen alle moleculen, die tusschen twee op elkaar volgende knoopen van staande golven gelegen zijn, afwijkingen naar **denzelfden** kant en bewegingen in **dezelfde** richting. Moleculen aan weerskanten van een knoop hebben steeds **tegenovergestelde** afwijkingen en **tegenovergestelde** bewegingsrichtingen.



**Opmerking.** Bij het uiteinde *A* der caoutchoucuis, dat vastgehouden en een weinig op en neer bewogen wordt, bevindt zich niettegenstaande deze beweging een *knoop*. Het moet als vast uiteinde beschouwd worden, daar het amplitudo van de beweging der hand klein is vergeleken met die van de buis. Hebben de staande golven zich gevormd, dan behoeft men verder *A* slechts zooveel te bewegen, dat door de weerstanden, die de voortplanting ondervindt, haar intensiteit niet vermindert.

461. Daar aan beide uiteinden der buis knopen zijn, kunnen zich slechts zulke staande golven vormen, waarbij *een geheel aantal halve golven op de lengte der buis begrepen is*. De golflengte — en dus ook de trillingstijd — is derhalve *niet willekeurig*, zooals bij loopende golven.

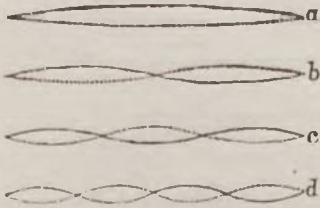


Fig. 256.

Door b.v. een gespannen snaar op geschikte wijze uit den evenwichtsstand te brengen, kan men haar de vormen doen vertoonen, die in fig. 256 zijn afgebeeld. Men kan dus verkrijgen:  $\frac{1}{2}$  staande golf met 2 knopen en een buik;  $\frac{2}{3}$  staande golf met 3 knopen en 2 buiken;  $\frac{3}{4}$  staande golf met 4 knopen en 3 buiken enz.

462. **Terugkaatsing bij een vrij uiteinde.** Wordt het uiteinde *B* der buis door middel van een lang koord *k* (fig. 257) aan den wand bevestigd, dan kan het ten opzichte van dit koord als een vrij uiteinde beschouwd worden. Laat men, evenals in § 459, een heengaande golf ontstaan waarbij een golfberg voorgaat, dan zal dit nu bij de teruggekaatste golf eveneens het geval zijn. Immers,

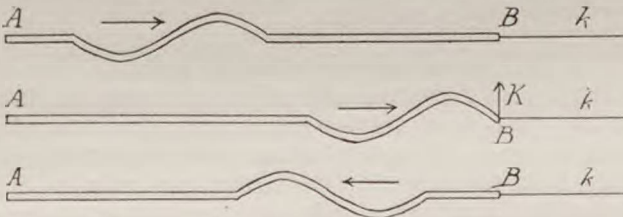


Fig. 257. Terugkaatsing bij een vrij uiteinde.

de molecule *B* wordt, als laatste van de rij, in haar beweging niet belemmerd, als de heengaande golf haar bereikt heeft. Zij krijgt daardoor een grootere uitwijking, dan wanneer zij haar beweging wederom op een volgende molecule had over te brengen. Door die plotseling grootere uitwijking oefent de laatste molecule op de voorgaande een stoot *K* uit, naar boven gericht, waardoor dus een golf van *B* naar *A* wordt voortgeplant eveneens met een golfberg voorop. Bij de terugkaatsing aan een *vrij* uiteinde wordt dus *de phase niet veranderd*.

463. Blijft *A* zich op en neer bewegen, dan ontstaan ook hier door de **interferentie** der heengaande en der teruggekaatste golven **staande golven**. De plaats der knopen en buiken is echter anders

dan bij de terugkaatsing aan een vast uiteinde. Aan het vrije uiteinde vertoont zich een *buik* (fig. 258). Verder ontstaan *buiken* op afstanden van  $\frac{1}{2}$ ,  $\frac{3}{2}$ ,  $\frac{5}{2}$  enz. golflengte van het vrije uiteinde, terwijl *knoopen* gevonden worden op afstanden van  $\frac{1}{4}$ ,  $\frac{3}{4}$ ,  $\frac{5}{4}$  enz. golflengte van het vrije uiteinde.

Omtrent den bewegingstoestand, waarin de verschillende moleculen op hetzelfde oogenblik verkeerem, geldt hetgeen in § 460 onder „Kenmerken” gezegd is.

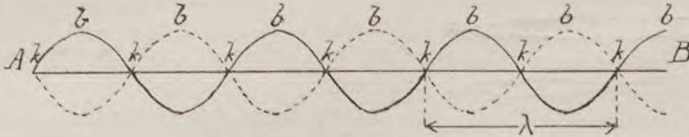


Fig. 258. Staande golven bij vrij uiteinde.

Daar aan het eene uiteinde der buis een *buik*, aan het andere een *knoop* is, wordt voor de vorming van staande golven vereischt, dat een *oneven aantal kwart golven* ( $\frac{1}{4}$ ,  $\frac{3}{4}$ ,  $\frac{5}{4}$  enz.) op de lengte der buis begrepen is.

Men kan dus achtereenvolgens verkrijgen (fig. 259):  $\frac{1}{4}$  staande golf met 1 *buik* en 1 *knoop*;  $\frac{3}{4}$  staande golf met 2 *buiken* en 2 *knoopen*;  $\frac{5}{4}$  staande golf met 3 *buiken* en 3 *knoopen*, enz.

Maak zelf een teekening van staande golven voor 't geval dat de uiteinden eener rij moleculen *beide* vrij zijn.

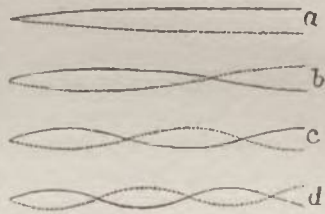


Fig. 259.

## B. Longitudinale staande golven.

464. Ook bij de *longitudinale* trillingen ontstaan door interferentie der heengaande en der teruggekaatste golven *staande golven*.

Is het uiteinde eener rij moleculen *vast*, dan wordt weer bij terugkaatsing de phase tegengesteld: de laatste molecule in de rij zal, onder de werking der heengaande golf, een stoot ontvangen en wegens Actie = Reactie, dien stoot aan de voorgaande molecule, in tegengestelden zin teruggeven. Een verdichting keert dus terug als verdichting, een verdunning als verdunning.

Is het uiteinde *vrij*, dan blijft de phase bij terugkaatsing onveranderd. Verklaar zelf, waarom een verdichting terugkeert als verdunning, een verdunning als verdichting.

### 465. Knoopen en buiken.

De verdeling van *knoopen* en *buiken* in de rij moleculen komt voor *longitudinale* staande golven volkomen overeen met de regels voor de *transversale* staande golven. Alleen de bewegingsrichting verschilt. Zie hoe in fig. 260 de toestand *c* ontstaan is uit *b* en  $\frac{1}{2}$  phase later *e* uit *d*.

Duidelijk is in deze figuur te zien, hoe de moleculen aan weerszijden van een *knoop* zich gedurende een halven trillingstijd naar

den knoop toe, gedurende de volgende helft van den knoop af bewegen.

Men geeft dit in een figuur door pijlen aan. Zoo geeft figuur 261 2 tegengestelde fasen van de moleculen eener luchtkolom  $AB$  aan, die in longitudinale staande trilling verkeert.

Fig. 260 leert: De knoopen zijn plaatsen van kleinste amplitudo (rust), maar van grootste verandering in dichtheid.

De buiken zijn plaatsen van grootste amplitudo, maar van kleinste verandering in dichtheid.

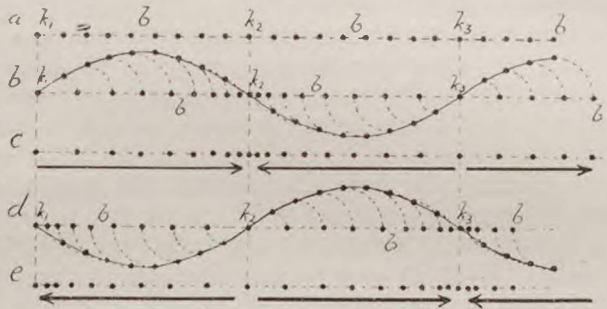


Fig. 260. Longitudinale staande golven.

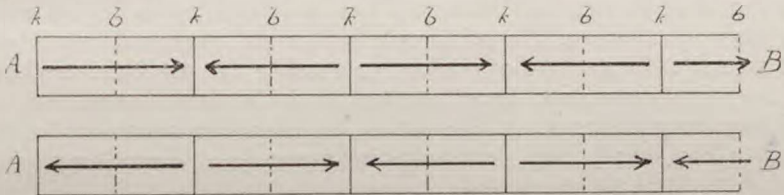


Fig. 261. Bewegingsrichting der moleculen.

Figuur 262 geeft een voorstelling van de beweging der moleculen in longitudinale staande golven. Het linkereinde der rij wordt als vast, het rechteinde als vrij beschouwd. In het begin en verder na  $\frac{1}{4}$ ,  $\frac{2}{4}$ ,  $\frac{3}{4}$  enz. trillingstijd bevinden zich alle moleculen in den evenwichtsstand; en  $\frac{1}{2}$  trillingstijd na het begin bevindt zich een verdunning bij knoop  $k_1$  en  $k_3$ , een verdichting bij knoop  $k_2$ ;  $\frac{3}{4}$  trillingstijd na het begin is dit juist omgekeerd. Van  $\frac{1}{4}$  tot  $\frac{3}{4}$  trillingstijd na het begin bewegen zich de moleculen naar  $k_1$  en  $k_3$  toe en van  $k_2$  af; van  $\frac{3}{4}$  tot  $\frac{1}{2}$  trillingstijd in omgekeerde richting.

Het zal nu niet moeilijk vallen om in te zien, dat fig. 260 de constructie geeft van de fasen  $\frac{1}{4}$  en  $\frac{3}{4}$  in figuur 262.

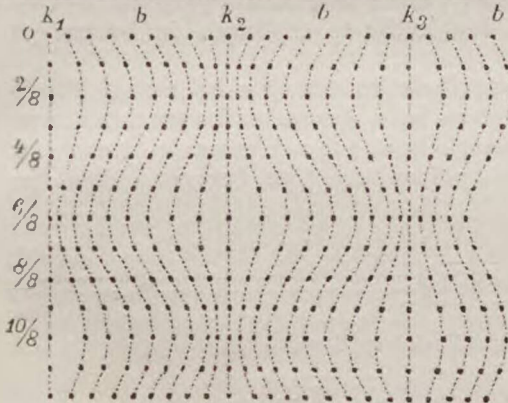


Fig. 262. Beweging der moleculen.

## VI. PROEVEN VAN KUNDT.

466. 1. Voortplantingssnelheid in staven. Men houdt een glazen of metalen buis in het midden vast en wrijft de eene helft

der buis door een vochtigen wollen lap in de richting naar het uiteinde. Dan zullen de deelen der buis, die met den lap in aanraking zijn, in de richting der beweging over een kleinen afstand meege-  
 worden, daarna losgelaten zijnde zich weer terug bewegen, wederom meege-  
 worden enz. Daardoor ontstaan in de deelen der buis aanvankelijk longitudinale trillingen van verschillende golf-  
 lengten en verschillende trillingstijden. Van deze worden door interferentie der heengaande en teruggekaatste golven *die* trillingen  
 bestendigd, die in de buis staande golven kunnen voortbrengen. Dat zijn hier die trillingen, waarvan de halve golflengte gelijk is  
 aan de lengte der buis. De overige trillingen verdwijnen. De buis  
 trilt als een halve staande golf. In het midden der buis vormt zich  
 een knoop, aan elk uiteinde een buik.

467. Bevestigt men de buis in twee punten, die op  $\frac{1}{4}$  van haar  
 lengte van de uiteinden verwijderd zijn, door middel van schroef-  
 klemmen (buis *T* in fig. 263) en wrijft men dan het tusschen de  
 beide vaste punten gelegen deel der buis, dan vormt zich in de buis  
 een geheele staande golf (buislengte = golflengte). In de vastge-  
 houden punten ontstaan *knoopen*, aan de uiteinden en in het mid-  
 den der buis *buiken*. De golflengte is dus nu tweemaal zoo klein,  
 het aantal trillingen zal men door toepassing der grafische methode  
 (§ 477) tweemaal zoo groot vinden als in het eerste geval.

Daar de golflengte nu bekend is, en men het aantal trillingen  
 bepalen kan, vindt men de voortplantingssnelheid der trilling in de  
 buis door formule 110:

$$v = N \lambda,$$

Men vindt voor  $v$  dus dezelfde waarde, onverschillig of de buis als  
 halve of als geheele staande golf trilt. Men kan zodoende dus de  
 voortplantingssnelheid van longitudinale trillingen in buizen of  
 staven bepalen.

468. 2. Voortplantingssnelheid in een gas bij verschillende  
 temperaturen. Van een glazen buis, die op de boven beschreven  
 wijze bevestigt is en trilt, heeft Kundt gebruik gemaakt, om in een  
 luchtkolom eveneens staande golven voort te brengen. Aan één

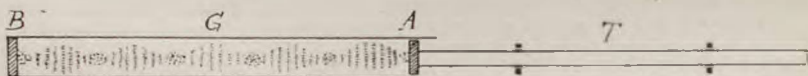


Fig. 263. Proef van Kundt.

uiteinde dezer buis, die wij **trillingsbuis** (*T*, fig. 263) noemen,  
 bevestigde hij een licht plat schijfje van kurk (bij *A*) en bracht het  
 dan in een eenigszins wijdere buis, de **golfbuis** (*G*), waarvan het  
 andere uiteinde (bij *B*) door een stop gesloten was. De trillingen  
 van het schijfje deelen zich mede aan de lucht in de golfbuis. Daarin  
 ontstaan golven, die zich van *A* naar *B* voortbewegen, bij *B* terug-

gekaatst worden en met de volgende aankomende golven **interfereren**. Is de lengte der luchtkolom gelijk aan **een geheel aantal halve golven**, dan worden daarin staande golven gevormd.

De juiste verhouding van de lengte der luchtkolom tot die eener halve staande golf verkrijgt men op de volgende wijze. Een licht poeder, dat men in de golfbuis gebracht heeft (kurkvijzel of lycopodiumpoeder), wordt in de buizen door de beweging der lucht heen en weer geslingerd. In de knopen beweegt het zich niet (het kan zelfs opgehoopt worden). Men brengt nu de trillingsbuis meer of minder diep in de golfbuis, totdat de door het poeder gevormde figuren zoo regelmatig mogelijk worden (fig. 263).

Door nu het aantal afstanden tusschen twee poederhoopjes te deelen op de lengte der golfbuis (indien deze aan het einde, bij *B*, gesloten is) te deelen, verkrijgt men zeer nauwkeurig de lengte der in de lucht der golfbuis gevormde halve staande golven ( $\frac{1}{2} \lambda$ ).

Daar het aantal trillingen der lucht (*N*) even groot is als dat van de trillingsbuis, volgt uit formule 110 de voortplantingssnelheid eener longitudinale trilling in lucht bij de heerschende temperatuur (stel deze is 0°):

$$v_0 = N \times \lambda$$

Verhoogt men de temperatuur der lucht in de golfbuis b.v. tot 100° (door de golfbuis met stoom van die temperatuur te omgeven), dan vindt men den afstand van twee op elkaar volgende knopen, dus de golf lengte (bij hetzelfde aantal trillingen), en de voortplantingssnelheid 1,1689 maal zoo groot, hetgeen in overeenstemming is met de in § 457 (2) besproken betrekking. Immers:

$$v_t = v_0 \sqrt{1 + \alpha t}, \text{ dus } v_{100} = v_0 \sqrt{1 + \alpha t} = v_0 \sqrt{1 + \frac{100}{273}} = v_0 \times 1,1689.$$

Kundt kon uit deze proef met groote nauwkeurigheid de waarde van  $\alpha$  afleiden.

**469. 3. Voortplantingssnelheid in verschillende gassen.** Vervangt men de lucht in de golfbuis door een ander gas, waarvan de dichtheid met betrekking tot lucht *d* is, en waarvoor de factor van Laplace gelijkgesteld kan worden aan dien voor lucht, dan levert de proef van Kundt het volgende resultaat. De voortplantingssnelheden  $v_1$  en  $v_2$  (of de golf lengten  $\lambda_1$  en  $\lambda_2$ , behoorende bij een gelijk aantal trillingen) in zulke gassen zijn omgekeerd evenredig met de vierkantswortels uit de dichtheden (vergelijk § 457: 3)

$$v_1 : v_2 = \lambda_1 : \lambda_2 = \sqrt{d_2} : \sqrt{d_1}$$

Zoo zal in lichtgas (dichtheid met betrekking tot lucht = 0,36) bij de proef van § 468 bij een temperatuur van 0° de afstand van twee op elkaar volgende knopen worden:  $\lambda_2 = \frac{\sqrt{d_1}}{\sqrt{d_2}} \times \lambda_1$ , i.i.

dus  $\frac{\sqrt{1}}{\sqrt{0,36}} = \frac{5}{3}$  maal grooter dan in lucht. De voortplantingssnelheid in lichtgas is dan ook  $\frac{5}{3}$  maal die in lucht.

#### 470. 4. Bepaling van den factor van Laplace $\left(k = \frac{c_p}{c_v}\right)$

Bij gassen, waarvoor de factor van Laplace niet gelijkgesteld kan worden aan dien voor lucht, is de proef van Kundt het eenvoudigste middel, om dezen factor ( $k$ ) uit dien voor lucht (1,41) af te leiden. Men vindt uit formule 112 gemakkelijk

$$k : 1,41 = v_1^2 d_1 : v_2^2 d_2 = \lambda_1^2 d_1 : \lambda_2^2 d_2$$

Als  $k = \frac{c_p}{c_v}$  hieruit is gevonden, terwijl  $c_p$  bepaald is volgens § 312, dan is hieruit  $c_v$  te berekenen (§ 313; 1).

**471. Overzicht van de proeven van Kundt.** Met de proeven van Kundt kan men dus bepalen:

- 1e. De voortplantingssnelheid (van het geluid) in vaste lichamen die in staafvorm te brengen zijn.
2. De voortplantingssnelheid in een gas bij verschillende temperaturen.
3. De voortplantingssnelheid in verschillende gassen.
4. De factor van Laplace  $k = \frac{c_p}{c_v}$ .

## VII. VOORTPLANTING EN TERUGKAATSING VAN GOLVEN IN DE RUIMTE.

**472.** In een isotrope stof (§ 274, noot) plant zich een evenwichtsverstoring, die in een bepaald punt voorgebracht wordt, met dezelfde snelheid in alle richtingen voort. De moleculen, die daarvoor op hetzelfde oogenblik in beweging gebracht worden, liggen op het oppervlak van een bol, die het uitgangspunt der evenwichtsverstoring tot middelpunt heeft. De stralen dezer bollen zijn de richtingen, waarin de voortplanting geschiedt. De intensiteit der trilling verandert hierbij omgekeerd evenredig met het vierkant van den afstand tot het uitgangspunt. De mechanische energie toch wordt over de moleculen van een viermaal zoo groot oppervlak verdeeld, als de bereikte afstand tweemaal zoo groot geworden is.

**473. Beginsel van Huygens.** Volgens het beginsel van Huygens is elke molecule, die door een evenwichtsverstoring bereikt wordt, te beschouwen als een nieuwe trillingsbron, van waar de evenwichtsverstoring zich wederom naar alle richtingen uitbreidt.

Met dit beginsel verklaart men:

- 1) De voortplanting eener evenwichtsverstoring. Als de van A (fig. 264) uitgaande trilling het golffront B, C, D enz. bereikt heeft, kan men zich voor-

stellen, dat van elk der daarin gelegen moleculen wederom een trilling naar alle richtingen uitgaat. Deze laatste trillingen zullen na eenigen tijd de moleculen op de oppervlakken  $bb$ ,  $cc$ ,  $dd$  enz. in beweging gezet hebben. Op het, al deze oppervlakken omhullende vlak  $RS$  wordt nu de evenwichtsverstoring overgebracht, terwijl ze op de dichter bij  $A$  gelegen deeltjes (door interferentie) vernietigd wordt.

2) De **terugkaatsing**. Als de moleculen van een (klein. als plat vlak te beschouwen) golffront  $AB$  (fig. 265) achtereenvolgens een wand  $WW_1$  treffen, dan ligt na eenigen tijd het door de terugkaatsing verkregen nieuwe golffront  $DC$  (het vlak, dat al de met de stralen  $AD$ ,  $EF$  enz. beschreven oppervlakken omhult) zóó dat  $DC$  loodrecht op de voortplantingsrichting der teruggekaatste trilling  $AD$  moet staan. Men leidt hieruit gemakkelijk af, dat de richting  $KA$  der

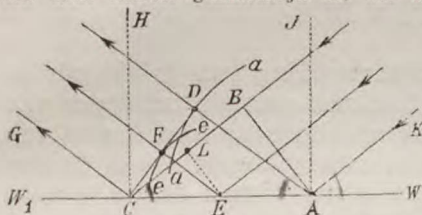


Fig. 265.

$A$  maakt (de invalshoek), is gelijk aan den hoek  $DAJ$ , dien de teruggekaatste trilling  $AD$  met dezelfde normaal maakt (hoek van terugkaatsing).

3) De verschijnselen **breking** en **buiging** worden in de leer van het Licht behandeld.

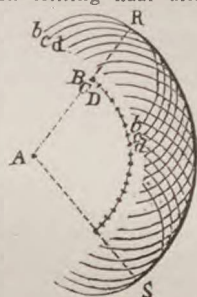


Fig. 264.

aankomende golf, de loodlijn  $JA$  (de normaal op  $WW_1$  in  $A$  geheeten) en de richting der teruggekaatste golf  $AD$  in één vlak liggen.

Verder is  $\triangle ABC \cong \triangle ADC$  ( $AC = AC$ ,  $AD = CB$ ,  $\angle ABC = \angle CDA = 90^\circ$ ), waaruit volgt  $\angle BCA = \angle DAC$ , of  $\angle KAW = \angle DAC$ , dus  $\angle KAJ = \angle DAJ$ . Dat beteekent: de hoek  $KAJ$  dien de invallende trilling met den normaal in

## Hoofdstuk VII. Geluid.

### I. EIGENSCHAPPEN DER TONEN.

474. Wij ondervinden de gewaarwording van geluid, als de energie der transversale of longitudinale staande trillingen van een willekeurig lichaam (geluidsbron) door tussenkomst van een ander lichaam (meestal lucht) overgebracht wordt op ons oor. Het trillingsgetal moet daartoe echter binnen zekere grenzen liggen: het moet niet kleiner zijn dan ongeveer 30 en niet grooter dan ongeveer 40000.

Zijn de trillingen regelmatig, elkaar periodiek opvolgend, dan noemen wij de gewaarwording **toon**. Bestaat die regelmatigheid niet, dan spreken wij van een **geruisch**. Een **knal** is een sterk geruisch van korten duur.

Als de staande trillingen van een geluidsbron niet door middel van een ander lichaam naar het oor kunnen worden overgebracht, doordat de geluidsbron zich in een *luchtledige* ruimte bevindt, dan wordt geen geluid voortgebracht (tenzij dat het lichaam — den wand van het luchtledige vat aanrakende — door dezen zijn energie aan de omgevende lucht kan mededeelen). Van een schel onder den klok van een luchtpomp geplaatst, hoort men slechts een uiterst zwak geluid na wegpompen van de lucht (fig. 266). Zoodra men lucht laten instroomen, hoort men de schel daarentegen duidelijk.

475. **Het oor.** Door de lucht worden de trillingen overgebracht op het trommelvlies *t* (fig. 267, waarin, voor de duidelijkheid, de deelen van het inwendig oor in verhouding tot de oorschelp op te groote schaal geteekend zijn), dat den *uitwendigen gehoorgang a* afscheidt van het *middenoor*.

Dit staat door de *buis van Eustachius b* in verbinding met de mondholte. Het middenoor bevat de *gehoorbeentjes* (*hamer d*, *aambeeld e*, *lensvormig beentje, stijgbeugel*), waarvan het eerste met het trommelvlies verbonden is, terwijl het laatste met zijn ondereinde (de *trede*) uitkomt in een opening (het *ovale ven-*

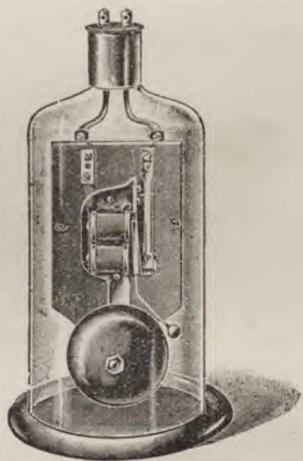


Fig. 266. Geluidsbron in luchtledige ruimte.



ster *f*) van den wand (*rotsbeen*), die het *inwendige oor* omsluit. Het *inwendige oor* bestaat uit *voorhof*, *halfcirkelvormige kanalen k* en het *slakkenhuis s*. Door de *gehoorbeentjes* wordt de *trilling* overgebracht op het *vocht*, waarmede het *inwendige oor* gevuld is. Door dit *vocht* wordt de *trilling* overgebracht op tal

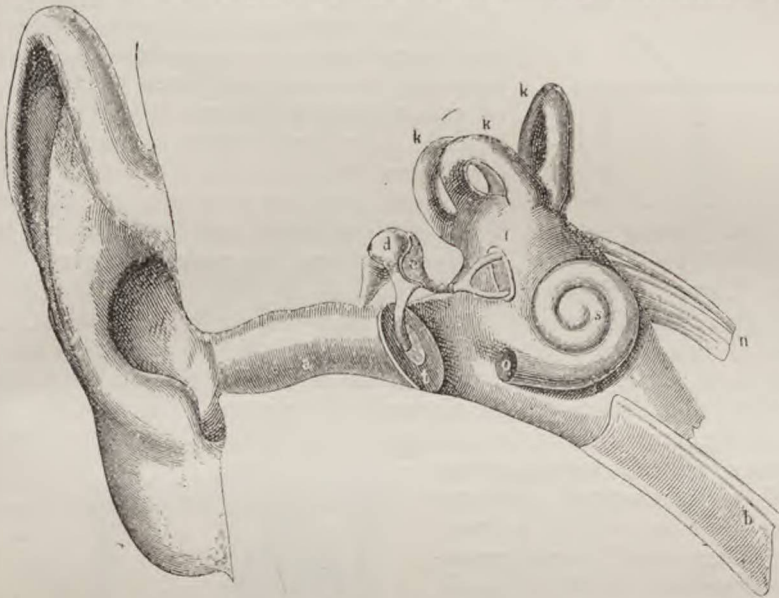


Fig. 267. Het oor.

van *vezeltjes* (*orgaan van Corti*), die evenals toetsen van een piano gelegen zijn op een *tusschenschot*, dat de *windingen* van het *slakkenhuis* in twee deelen verdeelt. Door het *trillen* der *Corti'sche vezelen* worden de daarmede verbonden uiteinden der *gehoorzenuw n* geprikkeld.

#### Hoogte, sterkte en klank.

476. Tonen onderscheiden zich door *a* *hoogte*, *b* *sterkte* en *c* *klank*.

*a*. De *hoogte* van een *toon* wordt bepaald door het *aantal trillingen per secunde* (*trillingsgetal*).

Hoe *groter* dit *aantal* is, des te *hooger* is de *toon*.

De *voortplantingssnelheid* van het *geluid* in een *bepaalde stof* is (*onverschillig* of het *geluid* door *longitudinale* of door *transversale trillingen* voortgebracht wordt) *onafhankelijk van het aantal trillingen* (zie *formule 112*). Zij is dus in *dezelfde stof* voor alle tonen *gelijk*. Inderdaad blijken *gelijktijdig voortgebrachte tonen* ook op *grooten afstand* *gelijktijdig gehoord* te worden (*concerten* in de *open lucht*).

#### 477. Bepaling van het trillingsgetal.

1) Door de *grafische methode*. Het *trillende lichaam* teekent hierbij de *trillingen* af op een met *bekende snelheid* *eenparig bewogen plaat* of op een met *roet bedekten cilinder*, dien men *eenparig* om zijn *as draait* (fig. 268). De *as* wordt tevens in haar *richting* *eenparig voortbewogen* (waarom?).

Ook verzamelt men wel trillingen, door een geluidsbron uitgezonden, in een geluidsbeker waarin zich een membraan bevindt. Dit komt dan mede in trilling, zoodat een aan het membraan bevestigde stift de trillingen op den trommel van fig. 268 registreert.

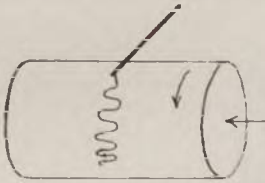


Fig. 268. Bepaling trillingsgetal langs grafischen weg.

Uit het aantal opgeteekende golven in een zeker waargenomen tijdsverloop, kent men dus het aantal trillingen in dien tijd, en daarmede ook het aantal trillingen per secunde door de geluidsbron voortgebracht.

Teeken de lijnen, die 2 trillende lichamen geven, als het eene een trillingsgetal bezit, dat tweemaal zoo groot is als het trillingsgetal van het andere lichaam.

2) Door de **sirene van Cagniard de la Tour**. Fig. 269 geeft een afbeelding der sirene, waarvan de vorm door Dr. Naber (te Hoorn) gewijzigd werd. In den bovenwand *A* (zie doorsnede in figuur 270) eener cilindervormige metalen doos *B* zijn op een cirkelomtrek op onderling gelijke afstanden openingen (o.a. *a* en *b*) geboord. Op zeer kleinen afstand daarboven bevindt zich een zeer dunne metalen schijf *C*, waarin op een gelijken cirkelomtrek evenveel gaten (o.a. *a'* en *b'*) geboord zijn. Deze schijf wordt gedragen door een vertikale as *D*, die in snelle ronddraaiende beweging kan gebracht worden door een draad zonder eind *E*, die om de as van een lichten motor is geslagen. Door een buis, verbonden met een blaas-tafel, wordt lucht in de metalen doos geblazen. Bij elke omwenteling der schijf ontvangt de lucht daarboven door elk der gaten evenveel stooten, als het aantal gaten bedraagt. Daardoor ontstaat een toon.

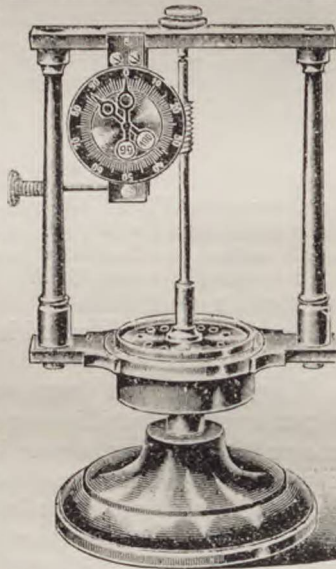


Fig. 269. Bepaling trillingsgetal met de sirene.

De as neemt van beneden naar boven af in dikte. Het aantal omwentelingen is bij gelijke motorsnelheid omgekeerd evenredig met de dikte der as in 't punt, waar de draad er omheen is geslagen. Men kan dus de as sneller laten draaien en zoo den toon verhoogen, of wel door den gang van den motor te versnellen, of door den draad met een lichten vingerdruk naar boven te verschuiven. (Het profiel der as is door Dr. Naber zoo gekozen, dat aan gelijke verschuivingen van den draad gelijke toon-intervallen beantwoorden).

Heeft men de gewenschte toonhoogte bereikt, dan wordt de draad door een verschuifbaren hefboom op zijn plaats gehouden, en het telwerk, in fig. 269 bovenaan te zien, door een zijdelingschen druk ingeschakeld.

Bedraagt het aantal omwentelingen van de as per secunde  $n$ , en is het aantal openingen in de schijf =  $m$ , dan is het gezochte trillingsgetal  $N$  (aantal trillingen per secunde):

$$N = m \times n \dots \dots \dots (115)$$

**478. Interval.** Met behulp eener sirene toont men aan, dat twee tonen, die na elkander of gelijktijdig gehoord worden, een des te aangenaamer gewaarwording in ons opwekken, naarmate de verhouding hunner trillingsgetallen gelijkgesteld kan worden aan de verhouding van kleinere geheele getallen. De verhouding der trillingsgetallen noemt men het **interval** der tonen.

De harmonie of disharmonie van twee tonen hangt alleen af van hun interval, niet van het absolute aantal trillingen.

Het meest welluidende interval is dat eener **octaaf**, waarbij het aantal trillingen van den hoogerem toon (eveneens **octaaf** genoemd) **tweemaal** zoo groot is als dat van den lagerem toon (**prime** geheeten).

Op de octaaf (interval dus 2 : 1) volgen naar den graad van welluidendheid de intervallen 3 : 2 (quint), 4 : 3 (quart), 5 : 4 (grootte tert), 5 : 3 (sext), 6 : 5 (kleine tert) enz.

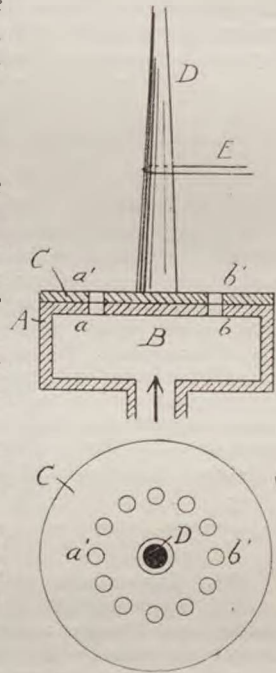


Fig. 270.  
Sirene in doorsnede.

**479. Tonen in de muziek. Toonladders.** In de muziek maakt men slechts gebruik van een bepaald aantal tonen, waarvan de intervallen zoo gekozen zijn, dat door het gelijktijdig voortbrengen van twee of meer dier tonen harmonieën kunnen verkregen worden.

Men verdeelt, van een toon als prime uitgaande, het interval der octaaf van dezen toon op een bepaalde wijze in kleinere intervallen en verkrijgt zoo de enkele tonen. Deze vormen in hun opeenvolging de **toonladder**. De hoogste toon van een octaaf is wederom de prime der volgende hoogere octaaf, waarin de intervallen elkander in dezelfde volgorde opvolgen als bij de eerste.

Tegenwoordig zijn twee toonladders in gebruik, die beide — echter op verschillende wijze — aan dezen eisch der harmonische muziek voldoen. Beide hebben, prime en octaaf meegeteld, acht tonen. Men noemt ze **diatonische toonladder** (diatonos = door een bepaalde rij van tonen heenlopende). De eene heet **majeur-** (Fransch), **dur-** (Duitsch) of **grootte terttoonladder**, de andere **mineur-**, **moll-** of **kleine terttoonladder**.

**480. Diatonische majeuretoonladder.** De trillingsgetallen van de tonen der majeuretoonladder zijn evenredig met de getallen 24, 27, 30, 32, 36, 40, 45, 48.

De volgende tabel geeft een overzicht van de tonen dezer toonladder. Hierbij is als prime aangenomen een toon van bepaalde hoogte, dien men in de muziek

algemeen door de letter C aanwijst <sup>1)</sup>. De overige tonen der octaaf van C wijst men aan door de letters D, E, F, G, A, B, c <sup>2)</sup>. De eerste horizontale rij der tabel bevat de namen der tonen in de octaaf (met betrekking tot de prime). De tweede rij hun muzikale schrijfteekens. De derde rij het interval van elken toon en de prime. De vierde rij de intervallen van elke twee op elkaar volgende tonen. De vijfde rij de getallen, waarmede de trillingsgetallen evenredig zijn (gemakkelijk te verkrijgen door de derde rij te herleiden tot breuken met denzelfden noemer 24).

Prime	Secunde	Terts	Quart	Quint	Sext	Septime	Octaaf
C	D	E	F	G	A	B	c
1	$\frac{9}{8}$	$\frac{5}{4}$	$\frac{4}{3}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{3}$	$\frac{15}{8}$	2
$\frac{9}{8}$		$\frac{10}{9}$		$\frac{16}{15}$		$\frac{9}{8}$	
24	27	30	32	36	40	45	48

Het groot aantal harmonische intervallen, welke tusschen de tonen eener majeuretoonladder bestaan, verklaart haar bijzondere geschiktheid voor harmonische muziek. Secunde en Septime geven met de prime disharmonische intervallen.

Van de intervallen, welke tusschen de op elkander volgende tonen voorkomen (zie tabel, vierde rij), verschillen  $\frac{9}{8}$  en  $\frac{10}{9}$  slechts weinig (verhouding  $\frac{9}{8} : \frac{10}{9} = \frac{81}{80}$ ). Het eerste interval bepaalt een *grooten geheelen toon*, het tweede een *kleinen geheelen toon*. Het derde interval  $\frac{10}{15}$  echter, is kleiner dan de andere. Het bepaalt een *halven toon*. Spreken we nu van „afstanden” der opvolgende tonen en geven we den afstand van een geheelen toon aan door 1, van een halven toon door  $\frac{1}{2}$ , dan ziet de tabel der afstanden er als volgt uit:

Prime	Secunde	Terts	Quart	Quint	Sext	Septime	Octaaf
C	D	E	F	G	A	B	c
1	1	$\frac{1}{2}$	1	1	1	1	$\frac{1}{2}$

481. Diatonische majeuretoonladder met andere toon tot prime. In de muziek wordt geëischt, dat men elken willekeurigen toon als prime eener toonladder moet kunnen aannemen en dan omhoog moet kunnen gaan in de boven aangegeven volgorde der toonafstanden 1, 1,  $\frac{1}{2}$ , 1, 1, 1,  $\frac{1}{2}$ . Bepaalt men echter de trillingsgetallen der tonen, die b.v. de octaaf van G vormen, dan vindt men, dat deze niet alle overeenstemmen met de tonen der octaven van C en c. Voor de octaaf van G immers zijn de intervallen:

G	A	B	c	d	e	f	g
$\frac{10}{9}$		$\frac{9}{8}$		$\frac{16}{15}$		$\frac{9}{8}$	
$\frac{10}{9}$		$\frac{9}{8}$		$\frac{16}{15}$		$\frac{9}{8}$	
36	40	45	48	54	60	64	72

De zuivere stemming voor de tonen der octaaf van G eischt echter, dat de intervallen zijn:

G	Secunde	Terts	Quart	Quint	Sext	Septime	g
$\frac{9}{8}$		$\frac{10}{3}$		$\frac{16}{15}$		$\frac{9}{8}$	
$\frac{9}{8}$		$\frac{10}{3}$		$\frac{16}{15}$		$\frac{9}{8}$	
36	40,5	45	48	54	60	67,5	72

In de majeuretoonladder, waarvan G de prime is, zou men dus inplaats van A een toon moeten hebben, die slechts weinig van A verschilt. f zou moeten vervallen en inplaats daarvan zou een toon (f-kruis = fis) ingelascht moeten wor-

<sup>1)</sup> De letters C, C, C, c, c, c, c (lees b.v. C = eenmaal gestreepte groote C, c = dubbelgestreepte kleine c) wijzen bepaalde tonen aan, waarvan elke volgende de octaaf van den voorgaanden is.

<sup>2)</sup> Evenzoo worden b.v. de tonen der octaaf van c aangewezen door de letters c, d, e, f, g, a, b, c.

den, die met *e* het interval van een (grooten) geheelen en met *g* van een halven toon vormt. De diatonische toonladder met *G* tot prime is dus: *G, A, B, c, d, e, fis, g*. Evenzoo blijkt de diatonische toonladder met *D* tot prime een toon *cis* tusschen *c* en *d* noodig te hebben enz.

**482. Chromatische toonladder.** Neemt men dus ook andere tonen als primen aan, dan blijkt de noodzakelijkheid, naast elken toon van C-majeur een toon te hebben, die een halven toon hooger, en een toon, die een halven toon lager is <sup>1)</sup>. Zelfs al wilde men het verschil tusschen een grooten en een kleinen geheelen toon verwaarloozen, dan zou toch het aantal tonen zoo groot worden, dat zich voor muziekinstrumenten met vaste tonen (b.v. de piano) onoverkomelijke praktische bezwaren zouden voordoen. Men heeft daarom bij zulke instrumenten — met opoffering der volkomen zuiverheid — tusschen elke twee tonen, wier interval („afstand”) een geheelen toon bedraagt, slechts één toon ingelascht. Zoodoende ontstaat de **chromatische toonladder**, waarin de octaaf in twaalf intervallen verdeeld is, en waarin men elk der dertien tonen beschouwt als door een interval van een halven toon gescheiden te zijn en van den voorgaanden en van



Fig. 271. Chromatische toonladder.

den volgenden toon. De tabel der afstanden ziet er nu uit als in fig. 271. In de chromatische toonladder is dus de terts de vijfde, de quart de zesde, de quint de achtste toon enz. *Op te merken valt, dat in de chromatische toonladder dus cis = des enz.*

**483. Gelijkzwevende temperatuur.** Daarmede zijn echter nog niet alle moeilijkheden opgeheven. Gaat men op de piano van zekeren toon, b.v. *C*, telkens in tertsen voort (d.w.z. telkens over 2 geheele toonafstanden), dan blijkt, dat de derde terts samenvalt met de octaaf *c* van den bedoelden toon *C* (zie fig. 271:

$C - E - \overset{gis}{\underset{as}{\quad}} - \overset{bis}{\underset{c}{\quad}}$ ). Is het trillingsgetal van dezen toon = *n*, dan is volgens de zuivere stemming dat van de octaaf =  $2n$ ; dat van de derde terts =  $(\frac{3}{2})^3 n = \frac{125}{64} n$ , dus te laag. Deze getallen verschillen aanmerkelijk! Hieruit volgt: wil men de zuiverheid der octaven behouden, dan moet die der tertsen opgeofferd worden of omgekeerd. Overeenkomstige beschouwingen gelden ook voor quarten en quinten.

<sup>1)</sup> Een toon, die een halven toon hooger resp. lager is, dan een andere, b.v. *g*, wijst men aan door bijvoeging der syllabe *is* resp. *es* achter de letter, die den eerstbedoelden toon voorstelt. Dus *gis* resp. *ges*. Op te merken valt, dat in de zuivere toonladder *cis* ( $\frac{1}{2}$  toon hooger dan *C*) niet gelijk is aan *des* ( $\frac{1}{2}$  toon lager dan *D*) enz.

Gaat men van de C met trillingsgetal  $n$  b.v. in quinten voort, dan komt men na 12 quinten aan de  $c$ , die 7 octaven hooger is. dus tot trillingsgetal heeft  $2^7 \times n = 128 n$ . Rekent men dit interval met behulp der 12 quinten uit, dan komt men op  $(\frac{3}{2})^{12} \times n = 129.75 n$ , dus te hoog. Ook deze getallen verschillen aanmerkelijk. Wederom geldt: wil men de zuiverheid der octaven behouden, dan moet die der quinten opgeofferd worden, of omgekeerd.

Daar de onzuiverheid der octaven veel hinderlijker is dan die der andere intervallen, houdt men de octaven zuiver en verdeelt haar interval in twaalf gelijke intervallen, waarvan elk dus  $\sqrt[12]{2}$  bedraagt. Deze verandering (*tempering* of *temperatuur*) van de hoogten der enkele tonen eener octaaf noemt men de *gelijkzwevende temperatuur*. De toonladder wordt dan

$C$	$C \text{ is}$	$D$	$D \text{ is}$	$E$	$F$	$F \text{ is}$	$G$	$G \text{ is}$	$A$	$A \text{ is}$	$B$	$c$
1	$\sqrt[12]{2}$	$\sqrt[12]{2^2}$	$\sqrt[12]{2^3}$	$\sqrt[12]{2^4}$	$\sqrt[12]{2^5}$	$\sqrt[12]{2^6}$	$\sqrt[12]{2^7}$	$\sqrt[12]{2^8}$	$\sqrt[12]{2^9}$	$\sqrt[12]{2^{10}}$	$\sqrt[12]{2^{11}}$	$\sqrt[12]{2^{12}} = 2$

De opvolgende trillingsgetallen der tonen bij de gelijkzwevende temperatuur vormen dus een meetkundige reeks. Men interpoleert 11 termen tusschen 2 getallen, die zich verhouden als 1 en 2. Het interval der terts wordt op die wijze gelijk aan  $\sqrt[12]{2^4} = 1.25992$  in plaats van 1.25 ( $\frac{5}{4}$ ), dat der quart  $\sqrt[12]{2^5} = 1.33484$  in plaats van 1.33333... ( $\frac{4}{3}$ ), dat der quint  $\sqrt[12]{2^7} = 1.49831$  in plaats van 1.5 ( $\frac{3}{2}$ ) enz. bij de zuivere stemming.

484. De *diatonische mineurtoonladder* verschilt van de majeuretoonladder doordat de groote terts (interval =  $\frac{5}{4}$ ) vervangen is door de kleine terts (interval =  $\frac{6}{5}$ ), de sext (interval =  $\frac{5}{3}$ ) door den toon met het interval  $\frac{8}{5}$  en de septime (interval =  $\frac{15}{8}$ ) door een toon met het interval  $\frac{9}{5}$ .

485. De *orkest-a*. Blijkens het voorgaande is men in staat om de absolute toonhoogte, dus het trillingsgetal, van alle tonen te berekenen als men van één toon uitgaat. Van dezen toon moet dus het trillingsgetal bekend zijn.

In Duitschland werd door de Naturforscherversammlung te Stuttgart in 1834 den toon met 440 trillingen per seconde als uitgangspunt aangenomen. In Frankrijk voerde een decreet van 1859 wettelijk den toon met trillingsgetal 435 in als basis. Men houdt zich tegenwoordig aan dezen laatsten toon, de *eenmaal gestrepte a*, of *orkest-a* (fig. 272).



Fig. 272.  
Orkest-a.

486. **b. De sterkte van het geluid.** Deze is onder overigens gelijke omstandigheden evenredig met de energie der trillingen van het geluidvoortbrengende lichaam. Nu laat zich aantoonen, dat de trillingsenergie evenredig is met het vierkant van het amplitudo ( $r^2$ ). De sterkte van het geluid moet dus ook evenredig zijn met het vierkant van het amplitudo van het trillende lichaam.

Uit § 472 volgt, dat op verschillende afstanden van een geluidsbron de sterkte van het geluid omgekeerd evenredig is met het vierkant van den afstand tot het geluidvoortbrengende lichaam (als men de afmetingen hiervan verwaarloozen mag). Het amplitudo der trillingen in de middenstof is dus omgekeerd evenredig met den afstand van de trillingsbron.

**Spreekbuizen** verhinderen de verspreiding en de verzwakking van trillingen in de lucht, maken het geluid dus op groteren afstand verstaanbaar (terugkaatsing door de wanden van de buis). **Gehoorbuisen** concentreeren verspreide trillingen der lucht op één punt (het oor).

Teeken de grafische voorstelling van twee trillingen met hetzelfde trillingsgetal, doch waarbij de eene tweemaal zoo sterk is als de andere.

#### 487. c. De klank (Klangfarbe, timbre) van het geluid. Grond- en boventonen.

Klank noemt men die eigenaardigheid van het geluid, waardoor zich tonen van verschillende geluidsbronnen, ook al hebben zij gelijke hoogte en gelijke sterkte, onderscheiden.

Om de verschillen in klank te verklaren beschouwen wij een lichaam, waarvan men mag aannemen, dat zijn trillingen overeenkomen met die eener enkele rij moleculen (b.v. een snaar, een luchtkolom), en waarvan de uiteinden beide vast of beide vrij zijn. In zulk een lichaam kunnen staande golven gevormd worden door trillingen, waarvan de halve golflengte 1-, 2-, 3- enz. maal op de lengte van het lichaam begrepen is (zie fig. 256). De trillingsgetallen der enkele tonen, die daardoor ontstaan, verhouden zich dus als 1 : 2 : 3 enz., daar het aantal trillingen omgekeerd evenredig is met de golflengte. Immers de voortplantingssnelheid van het geluid in een bepaalde stof is onafhankelijk van het aantal trillingen (§ 476), dus

$$v = N_1 \lambda_1 = N_2 \lambda_2 \text{ of}$$

$$N_1 : N_2 = \lambda_2 : \lambda_1 \dots \dots \dots (116)$$

Duiden wij den eersten toon aan door C, dan zijn de eerste tien tonen der reeks, die het lichaam kan voortbrengen, met hun betrekkelijke trillingsgetallen

C	<i>c</i>	<i>g</i>	$\bar{c}$	$\bar{e}$	$\bar{g}$	(*)	$\bar{c}$	$\bar{d}$	$\bar{e}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10

De tonen dezer reeks noemt men **harmonische tonen**. De laagste heet **grondtoon**, de andere **harmonische boventonen** van den grondtoon, omdat zij — met uitzondering van den door (\*) aangewezen toon en  $\bar{d}$  (en nog hooger gelegen tonen) — met den grondtoon harmonische intervallen vormen. De lagere harmonische boventonen behooren tot de majeurtoonladder van C, *c*,  $\bar{c}$  of  $\bar{c}$ ; alleen de toon (\*) komt daarin niet voor. Hij vormt met de overige tonen disharmonische intervallen.

**Boventonen van een grondtoon zijn dus die tonen, wier trillingsgetal een geheel veelvoud is van dat van den grondtoon.**

Een dergelijke beschouwing kan men houden bij een lichaam, waarvan het ééne uiteinde vast, het andere vrij is. De trillingsgetallen van grondtoon en boventonen blijken zich dan te verhouden als 1 : 3 : 5 enz.

488. *In de meeste gevallen wordt nu niet de grondtoon alleen voortgebracht, maar tegelijk nog een grooter of kleiner aantal boventonen.* Het lichaam wordt dus door verschillende staande trillingen gelijktijdig in beweging gebracht. De beweging eener molecule van het lichaam is dan niet een enkelvoudige trilling, maar samengesteld uit meerdere enkelvoudige trillingen. Fourier heeft aangetoond, dat elke elastische trilling, hoe samengesteld ook, wiskundig ontbonden kan worden in *enkelvoudige trillingen* (§ 445). Ons oor ontleedt het geluid, veroorzaakt door de *samengestelde trilling*, werkelijk in *enkelvoudige tonen*. Elk dezer tonen toch brengt andere Corti'sche vezelen in beweging (§ 475). Na eenige oefening zijn wij in staat, grondtoon en boventonen afzonderlijk te hooren.

489. Een muzikaal geluid bestaat dus meestal uit verschillende tonen. De **hoogte** van het geluid wordt bepaald door het trillings-

getal van den laagsten dezer tonen (grondtoon, die meestal sterker is dan de andere). **De klank is een gevolg van de gewaarwording, die de combinatie van den grondtoon en een grooter of kleiner aantal boventonen van bepaalde sterkte teweegbrengt.**

Vormen de *afzonderlijke tonen* van het geluid harmonische intervallen met elkaar (snaar), dan is de klank welluidend. Er kunnen echter bij vele trillende lichamen (platen, klokken enz.) ook boventonen ontstaan, die met den grondtoon of onderling disharmonische intervallen vormen. De klank wordt dan min of meer onwelluidend <sup>1)</sup>.

Op het gebied van den klank der tonen heeft **Helmholtz** belangrijke onderzoekingen verricht, die hij in 1862 te Braunschweig publiceerde (*Lehre der Tonempfindungen*).

In het kort samengevat komen zijn beschouwingen hierop neer:

1. Enkelvoudige tonen, zooals stemvork (§ 494) en wijde gesloten orgelpijp (§ 502) geven, klinken wel aangenaam, doch week en dof. De klank is niet krachtig.

2. Tonen, die vergezeld gaan van de lagere boventonen (tot ongeveer de zesde) klinken helderder en voller; klavier (§ 492) en open orgelpijp (§ 502).

3. Wanneer slechts de harmonische tonen van oneven rangcijfer aanwezig zijn, zooals bij nauwe gesloten orgelpijpen (§ 502) en in het midden aangeslagen snaren, dan is de klank hol.

4. Klinken de hoogere boventonen mee, dan geven deze een scherp klank. Bij geringe sterkte hebben deze boventonen geen nadeeligen invloed en geven zij juist een krachtigen en vollen toon. Dit is het geval bij de strijkinstrumenten (§ 492), de meeste tongpijpen (§ 503). Klinken de hooge boventonen sterk mede (blaasinstrumenten, § 503), dan wordt de toon doordringend.

**490. Fonograaf en grammofoon.** In den *fonograaf* (Edison) volbrengt een metalen plaatje trillingen, die geheel overeenkomen met de samengestelde trillingen, die de lucht maakt, als nabij het plaatje gesproken of gezongen wordt. Een stiftje, dat de trillingen van het plaatje overneemt, snijdt in de met was bedekte oppervlakte van een draaienden cilinder (zie § 477) een schroeflijn, waarvan de diepte op elk oogenblik afhankelijk is van de afwijking van het trillende stiftje. Daarna licht men het plaatje en stift op, brengt den cilinder weer in den oorspronkelijken stand terug en laat nu plaatje en stift zacht tegen den cilinder drukken. Bij draaiing van den cilinder volgt nu de punt der stift de diepten der groef. Stift en plaatje maken daardoor weder dezelfde bewegingen als die, waardoor eerst de groef gevormd is. De trillingen van het plaatje deelen zich mede aan de lucht en men hoort een herhaling der woorden, die aanvankelijk tegen het plaatje gesproken en gezongen zijn. Op hetzelfde beginsel berust de *grammofoon*. Bij de opname beschrijft de stift dan een groef op een plaat van was, waarvan afgietsels in eboniet worden vervaardigd. In de grammofoon laat men de stift (naald) wederom deze groef in de ebonieten plaat doorloopen.

## II. GELUIDSRONNEN.

### a. Snaren.

**491.** Om muzikale tonen door snaren voort te brengen maakt men uitsluitend gebruik van **transversale** trillingen.

<sup>1)</sup> De snaren eener piano laat men door de hamertjes treffen in punten, die  $\frac{1}{7}$  van de lengten der snaren van een der uiteinden verwijderd zijn. De zevende toon, in § 487 met (\*) aangeduid, blijft dan achterwege.



Voor de voortplantingssnelheid eener transversale trilling in een (gespannen) snaar heeft men theoretisch afgeleid de formule

$$v = \sqrt{\frac{P}{ds}} \text{ cm per sec.} \dots \dots \dots (117)$$

waarin  $P$  voorstelt de spannende kracht in dynes,  $d$  de doorsnede der snaar in  $\text{cm}^2$ , en  $s$  de dichtheid der stof, waaruit de snaar bestaat ( $ds$  is dus de massa van 1 cm snaar).

Voor den grondtoon der snaar is de golflengte  $\lambda$  gelijk aan tweemaal de lengte  $L$  der snaar (fig. 273), dus

$$\lambda = 2L$$

en daar

$$v = N \lambda,$$

zoo verkrijgt men voor het trillingsgetal van den grondtoon

$$N = \frac{v}{\lambda} = \frac{v}{2L} = \frac{1}{2L} \sqrt{\frac{P}{ds}} \dots \dots \dots (118)$$

Voor den 2en, 3en enz. harmonischen toon (1en, 2en enz. boven-  
toon) wordt de golflengte ( $\lambda$ ) 2, 3 enz. maal zoo klein (fig. 273),  
dus het aantal trillingen 2, 3 enz. maal zoo groot.

492. Het proefondervindelijk bewijs der door formule 118 uitgedrukte wetten wordt geleverd met behulp van een **monochord** (monos = enkel; chorde = snaar) of **sonometer** (sonus = toon). Dit toestel (fig. 274) bestaat uit een klankkast, waarop een of twee

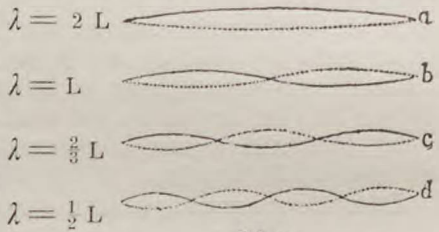


Fig. 273. Snaar in trilling. Grondtoon en boventonen.

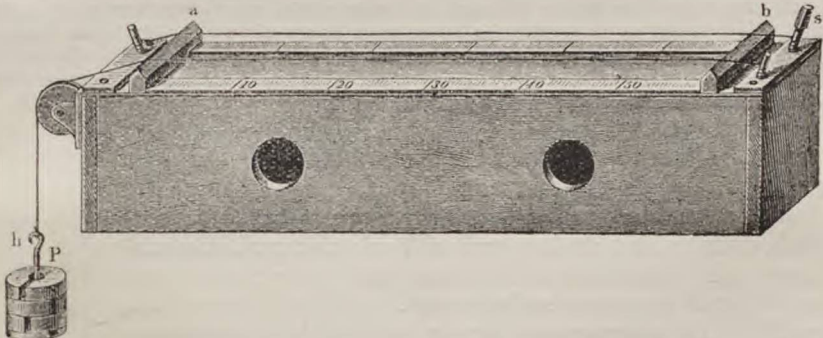


Fig. 274. Monochord of sonometer.

snaren met één uiteinde bevestigd zijn. De snaren loopen aan den anderen kant van het toestel over katrollen en worden gespannen door het gewicht van zware massa's, die men er aan hangt. In de nabijheid der uiteinden loopen de snaren over de scherpe bovenkanten van twee houten blokjes (kammen)  $a$  en  $b$ . Alleen het gedeelte der snaar, gelegen tusschen de kammen, trilt (door tokkelen of

strijken). Inderdaad blijkt nu het volgende (**wetten van Mersenne**).

a) Verandert men de lengte der snaar door verplaatsing van een der kammen, dan blijkt, dat bij *gelijke spanning* het trillingsgetal **omgekeerd evenredig is met de lengte der snaar**.

Men kan de harmonische boventonen achtereenvolgens voortbrengen, door de snaar te strijken op een plaats, waar de gewenschte toon een buik moet vormen (zie fig. 273), terwijl men tegelijk de snaar zacht aanraakt op een plaats, waar een knoop moet ontstaan. Lichte ruitertjes van papier in de knooppunten op de snaar geplaatst blijven in rust. In de buiken worden zij weggeslingerd.

b) Het trillingsgetal is **evenredig met den vierkantswortel uit de spannende kracht**.

Door de spannende kracht 4 maal zoo groot te maken verkrijgt men de octaaf van den toon, dien de snaar eerst gaf.

c) Het trillingsgetal is (onder overigens gelijke omstandigheden) **omgekeerd evenredig met de dikte der snaar** ( $d$  in formule 118 is de doorsnede!).

Vervangt men bij gelijke spanning een snaar door een even lange snaar van dezelfde stof, die slechts half zoo dik is, zoo verkrijgt men de octaaf van den toon der eerste snaar.

d) De trillingsgetallen van twee snaren van verschillende stof, waarvan lengten, dikten en spanningen even groot zijn, verhouden zich **omgekeerd evenredig met den vierkantswortel uit de dichtheden**.

Het aantal tonen, die een enkele snaar kan voortbrengen, is beperkt. Men brengt daarom bij **snaarinstrumenten** meerdere snaren aan. Voor de lage tonen wordt de doorsnede der metalen snaren door omwinding met koperdraad vergroot. Voor hoge tonen neemt men dunne snaren.

Bij den klank der snaren kunnen alle harmonische tonen voorkomen (zie fig. 273). Het aantal en de sterkte der boventonen hangt af: 1<sup>o</sup> van de wijze, waarop men een snaar aan het trillen brengt en de plaats waar dit geschiedt; 2<sup>o</sup> van de buigzaamheid, veerkracht en dikte der snaar. Hoe meer hoge boventonen zich vormen, des te scherper wordt de klank.

### b. Staven.

493. Over *longitudinale* trillingen van staven is reeds gesproken bij de proeven van Kundt.

Bij *transversale* trillingen van staven is het ééne uiteinde vast en het andere vrij of beide zijn vrij. De ondersteuning geschiedt op die plaatsen, waar zich knoopen moeten vormen (*xylofoon*).

494. De **stemvork** is een in het midden omgebogen stalen staaf. Haar trillingswijze is in fig. 275 aangegeven. Beide beenen bewegen zich gelijktijdig naar elkander toe en gelijktijdig van elkander af. *De plaats waar de steel der stemvork bevestigd is, is dus geen knoop maar een buik*.



Fig. 275.  
Stemvork.

Hoe dikker het stuk tusschen de beide knoopen is, des te moeilijker vormen zich boventonen, zoodat men voor de praktijk den stemvork als enkelvoudig mag beschouwen. De klank is daarom week en dof.

Houdt men den steel eener trillende stemvork tegen een vast lichaam, dan hoort men de stootjes van den steel.

De zwakke stemvorktoon wordt versterkt door een meetrillende luchtkolom (klankkast), zie § 515.

### c. Platen.

495. Platen, waarvan geen der afmetingen overheerschend is, kunnen zich door *transversale* trillingen op verschillende wijzen in

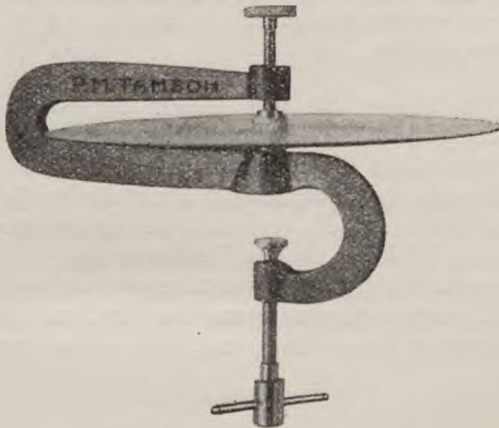


Fig. 276. Trillende plaat.

staande golven verdeelen, zonder dat tusschen de afzonderlijke trillingswijzen bepaalde verhoudingen bestaan. Is de vorm eener plaat regelmatig, en bestaat er geen verschil van dichtheid en veerkracht in de plaat, dan zal zij zich bij de trilling wel steeds regelmatig verdeelen; maar dit is op verschillende wijze mogelijk.

Strijkt men een punt van den rand eener in het midden bevestigde en met zand bestrooide plaat (fig. 276) met een strijkstok, dan wordt het zand weggeslingerd van die deelen der plaat, die zich door interferentie der heengaande en teruggekaatste trillingen bewegen (buiken). Het

hoopt zich op in regelmatig verloopende lijnen, die de plaatsen aanwijzen, waar de beweging uitgedoofd wordt (fig. 277; **knooplijnen van Chladni** of **klankfiguren van Chladni**).

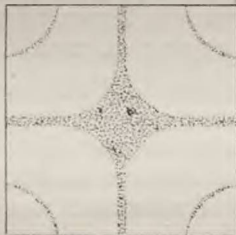


Fig. 277. Knooplijnen van Chladni.

Door gedurende het strijken twee punten van den rand zacht aan te raken, bewerkt men dat slechts zulke trillingen in de plaat kunnen ontstaan, waarvan de knooplijnen door die punten gaan.

Aan weerskanten van elke knooplijn zijn de bewegingen der plaat steeds tegengesteld van richting. Twee deelen der plaat echter, waartusschen twee knooplijnen liggen, hebben op elk oogenblik bewegingen in dezelfde richting. Men kan dit aantoonen door middel van een buis, die den vorm eener omgekeerde Y heeft, en die boven door een gespannen vlies *a* (fig. 278) is afgesloten, waarop zand gestrooid is. Houdt men de buis met de openingen der beide beenen

boven twee deelen der plaat, die door één respectievelijk twee knooppunten gescheiden zijn, dan trilt het vlies in het eerste geval niet, in het tweede geval wel mede. Het zand blijft dan in het eerste geval rustig liggen, in het tweede geval geraakt het in beweging. Dit toestel heet **interferentie-gaffel**.

De klank der platen is, zooals uit § 489 volgt, vrij disharmonisch, zelfs al worden zij door strijken met een strijkstok aan het trillen gebracht. Brengt men ze door een slag aan het trillen, dan is de klank uit vele dicht bij elkaar liggende tonen samengesteld. Het geluid mist dan het muzikaal karakter. Het is meer een geruisch.

#### d. Klokken.

496. Ook de afzonderlijke tonen, die den klank der klokken vormen, zijn in 't algemeen niet-harmonische tonen. Zij liggen echter niet zoo dicht bij elkaar als die der platen. Van het bevestigingspunt der klok loopen meestal vier (of meer) knooppunten naar den rand toe. Zij verdeelen de klok in gelijke deelen. Door de dikte der klok in de nabijheid van den rand te wijzigen kan men de hoogte der lagere boventonen veranderen. Het is de kunst van den klokkegieter, den vorm der klok zoo te kiezen, dat de lagere boventonen harmonisch met den grondtoon worden.

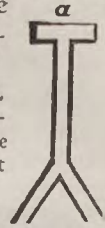


Fig. 278.  
Interferentie-gaffel.

#### e. Luchtkolommen.

497. Deze worden veelvuldig gebruikt, om door longitudinale trillingen muzikale tonen voort te brengen. Zij worden aan het trillen gebracht: A) door een stroom van samengeperste lucht tegen den scherpen rand van een opening in den wand eener pijp te laten stooten (*lippijen*: orgelpijpen, fluit), B) door trillende plaatjes (*tongpijpen*: tongen van harmonium, klarinet, hobo, fagot), C) door trillende gespannen vliezen (de lippen bij koperen blaasinstrumenten, de stembanden van het strottenhoofd).

498. A. **Orgelpijpen.** Hierbij wordt samengeperste lucht door den voet *v* der pijp (fig. 279) in een driehoekige kamer *k* (*dag*) gebracht, waaruit zij door een nauwe spleet bij *o*, *onderlip*, kan ontsnappen en zoo tegen den scherpen rand *b* der *bovenlip* (onderkant van den voorwand der pijp) stoot. De rechthoekige opening tusschen bovenlip en onderlip heet *mond* der pijp.



Fig. 279.  
Orgelpijp.

Door den stoot der lucht tegen de bovenlip ontstaat in 't begin een geruisch, bestaande uit tal van zachte, onderling disharmonische en dicht bij elkaar gelegen tonen. Van deze tonen worden die, waarvan de trillingstijd overeenkomt met die der tonen (grond- en boventonen), welke de lucht in de pijp zelf kan voortbrengen, door het meertillen der luchtkolom versterkt. De overige worden door den overheerschenden toon der luchtkolom niet gehoord.

Op overeenkomstige wijze wordt de lucht in een buis aan het trillen gebracht, als men een kleine waterstofvlam in de buis brengt (chemische harmonica).

Naarmate het boveneinde der orgelpijp open of gesloten is, onderscheidt men **open** en **gesloten** pijpen.

#### 499. Wetten van Bernouilli.

##### Open pijp.

Daar het ondereinde der luchtkolom (wegens de mondopening) als vrij moet beschouwd worden, trilt de lucht in een open orgelpijp als een rij moleculen, waarvan beide uiteinden vrij zijn. De staande trillingen der lucht hebben plaats zooals in fig. 280 voorgesteld is.

Bij den **grondtoon** liggen de buiken aan de uiteinden, een knoop in het midden, dus  $\lambda = 2L$ , als  $L$  de lengte der pijp is, of

$$N = \frac{v}{2L}$$

Bij den **eersten boventoon** liggen buiken aan de uiteinden en in het midden, knoopen op  $\frac{1}{4}$  der pijplengte van elk der uiteinden, dus  $\lambda_1 = L$ , of

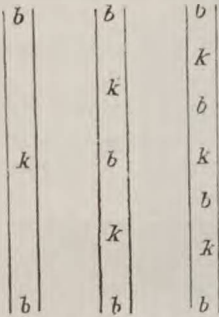


Fig. 280. Open pijp.

$$N_1 = \frac{v}{L} = \frac{2v}{2L}$$

Bij den **tweeden boventoon** is evenzoo  $\lambda_2 = \frac{2}{3}L$ , dus

$$N_2 = \frac{3v}{2L} \text{ enz.}$$

Hieruit volgt  $N : N_1 : N_2 : N_3 \dots \text{enz.} = 1 : 2 : 3 : 4 : \dots \text{enz.}$  (119)

**Wet van Bernouilli voor de open pijp:** De trillingsgetallen van grondtoon en boventonen verhouden zich als de rij der natuurlijke getallen: dus alle harmonische tonen kunnen in het geluid voorkomen.

##### Gesloten pijp.

Hier trilt de lucht als een rij moleculen, waarvan het ééne uiteinde vrij, het andere vast is. De staande trillingen hebben plaats zooals in fig. 281 voorgesteld is.

Bij den **grondtoon** ligt een buik aan het ondereinde en een knoop aan het boveneinde, dus  $\lambda = 4L$ , als  $L$  weer de pijplengte is, of

$$N = \frac{v}{4L}$$

Bij den **eersten boventoon** liggen buiken aan het ondereinde en op  $\frac{1}{3}L$  van het boveneinde, knoopen aan het boveneinde en op  $\frac{1}{3}L$  van het ondereinde, dus  $\lambda_1 = \frac{4}{3}L$ , of

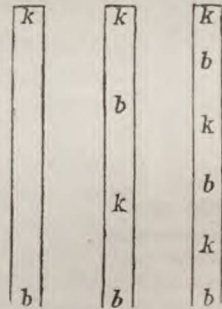


Fig. 281. Gesloten pijp.

$$N_1 = \frac{3v}{4L}$$

Bij den **tweeden boventoon** is evenzoo  $\lambda_2 = \frac{4}{5}L$ , of

$$N_2 = \frac{5v}{4L}$$

Hieruit volgt  $N : N_1 : N_2 : N_3 \dots \text{enz.} = 1 : 3 : 5 : 7 : \dots \text{enz.}$  . . . (120)

**Wet van Bernouilli voor de gesloten pijp:** De trillingsgetallen van grondtoon en boventonen verhouden zich als de rij der oneven getallen: dus alleen de harmonische tonen van oneven rang kunnen zich vormen.

### 500. Grondtonen van open en gesloten pijpen.

Uit de voorgaande § volgt:

1e. zoowel van open als van gesloten pijpen is de grondtoon omgekeerd evenredig met de lengte der pijp.

2e. Voor den grondtoon der open pijp is  $\lambda = 2L$ , terwijl bij een gesloten pijp  $\lambda = 4L$ . Om denzelfden grondtoon voort te brengen moet dus een open pijp tweemaal zoo lang zijn als een gesloten.

3. Bij gelijke lengte is de grondtoon der open pijp de octaaf van dien der gesloten pijp.

### 501. Knoopen en buiken.

Knoopen zijn punten van rust, maar van de grootste verandering en dichtheid. Buiken zijn punten van grootste beweging, maar van kleinste verandering in dichtheid. (§ 463 fig. 260).

Dit kan als volgt proefondervindelijk worden aangetoond.

a) Men laat in de trillende luchtkolom eener pijp (met glazen zijwand) een kartonnen of metalen ring neer. Aan de onderzijde is deze ring overspannen met perkamentpapier, waarop men zand gestrooid heeft (fig. 282). Op de plaatsen der buiken zal het zand in sterke beweging geraken, op de plaatsen der knoopen zal het zich minder sterk bewegen.

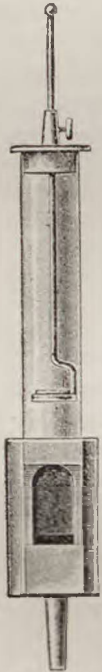


Fig. 282.  
Knoopen zijn punten van rust. Buiken zijn punten van grootste beweging.

b) **Manometrische vlammen van Kö-nig.** In een zijwand  $WW$  (fig. 283) eener orgelpijp zijn op de plaatsen, waar de knoopen en buiken van den grondtoon en den eersten boventoon liggen, openingen geboord. De buitenkant van elke opening is gesloten door eenigszins gespannen caoutchouc vlies  $C$ , dat tevens tot opsluiting eener trechtervormige kamer  $k$  dient. Door den zijwand van den trechter treedt bij  $a$  lichtgas in deze kamer.



Fig. 283.  
Manometrische vlammen. Knoopen zijn punten van grootste, buiken punten van kleinste dichtheidsverandering.

Door een brandertje  $b$  aan het nauwe einde van den trechter treedt het weer naar buiten en kan daar ontstoken worden. Is deze inrichting aangebracht op de plaats van een knoop, dan wordt de vlam door de daar plaats hebbende verandering van dichtheid tot

trillen en uitdooven gebracht. Het trillen der vlammen wordt waar-

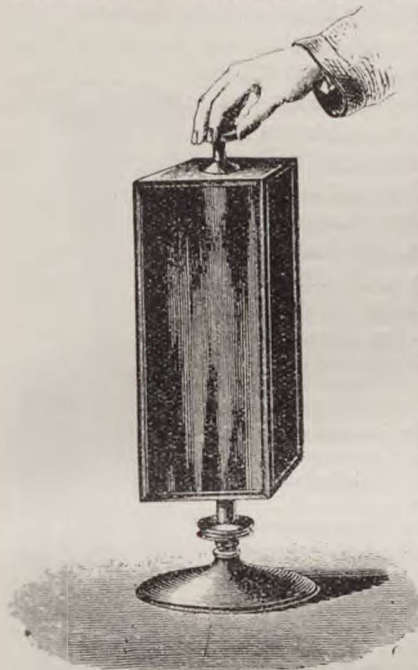


Fig. 284. Draaiende spiegel.

genomen in een ronddraaienden, bakvormigen spiegel (fig. 284). Men krijgt dan in den spiegel een beeld zooals fig. 285 aangeeft. Op de plaats van een buik (waar geen verandering van dichtheid is) blijft zij rustig branden (indien niet tegelijkertijd in de luchtkolom boventonen ontstaan, die op de plaats waar de vlam zich bevindt, knoopen hebben. Dit zijn de *manometrische vlammen* van König (fig. 286).

c) Openingen in een der zijwanden eener pijp verhinderen niet het ontstaan van de harmonische tonen, die daar ter plaatse buiken hebben. Zij beletten echter wel het ontstaan van de tonen, die daar knoopen hebben. Dit is aan te toonen met een lange open pijp, waarvan een der zijwanden op de plaatsen van de buiken en de knoopen der lagere harmonische tonen openingen heeft, die door

werveltjes of schuiven kunnen worden afgesloten.

502. Worden orgelpijpen zwak angeblazen of zijn ze betrekkelijk wijd, dan vormen zich de harmonische boventonen niet gemakkelijk. Bij wijde gesloten pijpen hoort men alleen den grondtoon. De klank is dan week, dof. Bij sterker

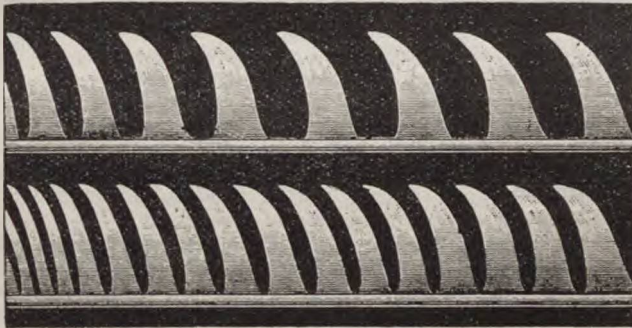


Fig. 285. Vlammenbeeld in den draaienden spiegel.

aanblazen, of als de pijpen geringe dwarsdoorsneden hebben, hoort men behalve den grondtoon de lagere boventonen, met achtereenvolgens afnemende sterkte. De klank wordt dan helderder, voller. De klank van gesloten pijpen blijft echter wegens de afwezigheid der harmonische tonen van even rangcijfer holler dan die der open pijpen. Bij lange, nauwe pijpen is het moeilijk den grondtoon voort te brengen.

503. **Tongpijpen.** Bij de tongpijpen (fig. 287) brengt de lucht, die door den voet wordt ingeblazen, een metalen veer (tong) *A* in beweging. De tong is aangebracht voor de rechthoekige

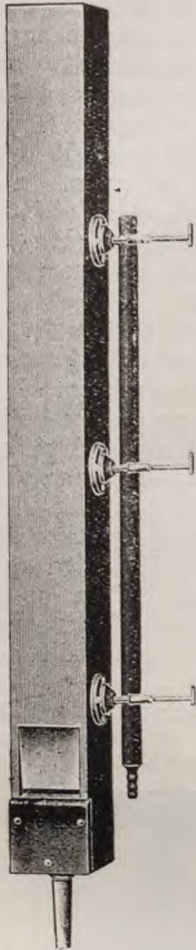


Fig. 286. Manometrische vlammen.

opening van den halven cilinder *B*, waardoor de lucht ontspannt in stooten, waarvan het aantal per secunde gelijk is aan het eigen trillingsgetal van de tong. De stooten brengen weer de lucht in den geluidsbeker *R* in trilling. De stift *HK* dient om de toonhoogte te wijzigen.

Bij het *harmonium* ontstaat 't geluid op een soortgelijke wijze.

Bij de *klarinet*, de *hobo* en de *fagot* richt zich de trillingstijd der lichte houten tongetjes, die door aanblazen aan 't trillen worden gebracht, naar dien van de luchtkolom in 't instrument en niet omgekeerd.

Bij de *koperen blaasinstrumenten* wordt de trilling der luchtkolom veroorzaakt door de trillende lippen van den speler, zonder dat de hoogte van den verkregen toon afhangt van de spanning der lippen. De tonen, die deze toestellen kunnen voortbrengen, zijn harmonische boventonen van den grondtoon der luchtkolom. Zij worden verkregen door verschillende wijzen van aanblazen. Andere tonen worden met behulp van kleppen verkregen. Het aantal harmonische boventonen in het geluid is groot; de klank vol en krachtig.<sup>1)</sup>

504. **Menschelijke stem.** De menschelijke stem ontstaat doordat uit de longen geperste lucht de *stembanden* (fig. 288; *c* = onderste stembanden; *d* = bovenste stembanden) in trilling brengt. De hoogte van den toon hangt af van de spanning, die wij aan de stembanden geven. De klank bevat vele harmonische boventonen.

Behalve het muzikaal geluid, dat de stembanden *alleen* zouden voortbrengen ontstaan nog andere tonen, omdat ook de lucht in de mondholte in trilling geraakt. De hoogte dezer *bijtonen* is onafhankelijk van die van de tonen der stembanden. Zij wordt hoofdzakelijk bepaald door den vorm, dien wij bij het uitspreken der *klinkers* aan de mondholte geven. De bijtonen zijn voor elken klinker andere. Voor denzelfden klinker is hun hoogte standvastig en onafhankelijk van de grootte der mondholte.

De *medeklinkers* zijn geen geruischen (geen tonen), die door middel van lippen, tong of keel uitgestooten lucht voortgebracht worden.

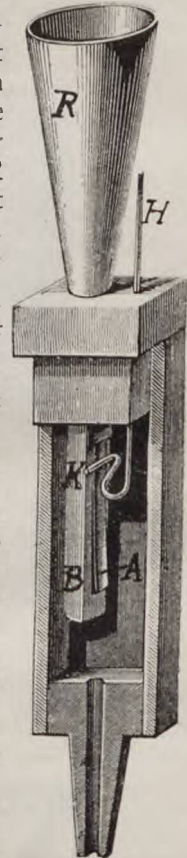


Fig. 287. Tongpijp.

<sup>1)</sup> Muziek liefhebbers verwijzen we naar het interessante werkje van Dr. Peter van Anrooij, dirigent van het Residentie-Orkest: „Inleiding tot de Jeugdconcerten”.



### III. BEPALING DER VOORTPLANTINGSSNELHEID VAN HET GELUID.

#### 505. A. Directe metingen.

Directe metingen der voortplantingssnelheid van het geluid in *lucht* zijn herhaaldelijk uitgevoerd. Het meeste vertrouwen verdienen die van **Moll en Van Beek** in 1823. Door met behulp van chronometers nauwkeurig den tijd van het ontstaan van een geluid (kanonschot) en den tijd van aankomst op een verwijderde plaats te bepalen, vonden zij de voortplantingssnelheid van het geluid in droge lucht van  $0^\circ = 33277$  cm per sec.

Later (omstreeks 1864) heeft **Regnault** de voortplantingssnelheid van het geluid in *lucht en andere gassen* opnieuw bepaald in de gas- en waterleidingsbuisen van het toen in aanleg zijnde net te Parijs.

506. De voortplantingssnelheid van het geluid in *water* werd door **Colladon en Sturm** in 1827 *direct* gemeten in het meer van Genève. Zij bepaalden door chronometers het oogenblik, waarop een klok onder water aangeslagen werd en het oogenblik, waarop het geluid op een verwijderde plaats vernomen werd (door middel eener gehoorbuis, waarvan het wijdere, door een veerkrachtige plaat gesloten einde onder water gehouden werd). Als resultaat verkregen zij **143700** cm per sec.

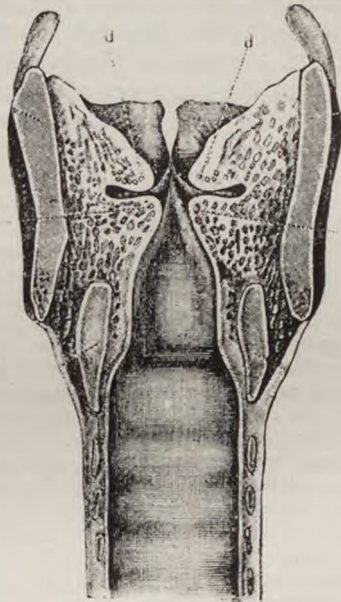


Fig. 288. Stembanden.

#### 507. B. Indirecte metingen.

De voortplantingssnelheid  $v$  van het geluid kan *indirect* gevonden worden door bepaling van het trillingsgetal  $N$  en van de golflengte  $\lambda$  van een willekeurigen toon volgens formule 110

$$v = N\lambda$$

Het *trillingsgetal*  $N$  vindt men met behulp van de sirene, nadat men den toon hiervan opgevoerd heeft tot de hoogte van den gegeven toon.

Voor *vaste* lichamen (staven) bepaalt men de *golflengte* van den toon, dien zij geven, als zij op de wijze van de trillingsbuis van Kundt (*T*, fig. 263) aan het trillen gebracht zijn. De golflengte is dan gelijk aan de lengte der staaf.

Voor *gassen* bepaalt men de golflengte door de *proef van*

**Kundt.** De helft der golflengte is gelijk aan den afstand van twee op elkaar volgende ophooping van het poeder in de golfbuis.

Men kan zich ook van **orgelpijpen** bedienen, die na met het gas gevuld te zijn in trilling gebracht worden. Men moet dan echter *niet van den grondtoon gebruik maken*, want het verband tusschen golflengte en pijplengte (§ 500) is afgeleid in de onderstelling, dat boveinde en mondopening eener open pijp als vrije uiteinden te beschouwen zijn. Deze onderstelling nu is niet geheel juist. Een onderzoek (met den kartonnen of metalen ring van § 501) leert, dat bij een der harmonische boventonen de afstanden van de beide uiteinden tot de eerstvolgende knoopen kleiner zijn, dan de helft van den onderlingen afstand van twee op elkander volgende knoopen. Ook bij een gesloten pijp zijn de afstanden van den mond en van het gesloten einde tot de eerstvolgende knoopen kleiner, dan theoretisch afgeleid is. Ter bepaling van de golflengte moet men dus de plaatsen der knoopen of buiken *proefondervindelijk* bepalen. *De afstand van twee op elkaar volgende knoopen of buiken is de helft der golflengte.*

**508. Opmerkingen.** 1. Voor een hevigen knal is de voortplantingssnelheid in de onmiddellijke nabijheid van de plaats, waar het geluid ontstaat, veel grooter dan de in § 505 genoemde waarde.

2. De *rechtlijnige* voortplanting van het geluid volgt uit § 472. Een ander bewijs levert de terugkaatsing van het geluid, die alleen verklaard kan worden, indien men aanneemt dat de voortplanting rechtlijnig geschiedt.

#### **509. Onderwaterkloksignalen.**

Tegenwoordig zenden de meeste groote schepen, lichtscheper en belangrijke havenhoofden onderwaterkloksignalen uit, met bepaalde tusschenpoozen, hetgeen vooral bij mist van groote beteekenis is ter waarschuwing en ter oriëntering. De schepen, die deze onderwaterkloksignalen kunnen opvangen, hebben in de nabijheid van den boeg ter linker en rechterzijde watertanks, waarin de geluidstrillingen door microfoons worden opgevangen. Elk dezer microfoons brengt de trillingen over naar een telefoon op de brug van het schip. Uit het verschil in geluidssterkte kan men dan bepalen aan welken kant van het schip zich de geluidsbron bevindt. In sommige gevallen is het samenstel der beide telefoons zoodanig te draaien, dat de geluidssterkte even groot wordt. Uit dien stand valt de richting, waarin zich de geluidsbron bevindt, af te leiden. Er zijn lichtscheper, die tegelijk met het onderwaterkloksignaal ook een draadloos sein uitzenden, waardoor men in staat is, behalve de richting waarin de geluidsbron zich bevindt, ook den afstand tot de geluidsbron te bepalen. Men leidt dit af uit het verschil in tijd  $t$  tusschen het opvangen van het radio-sein en het onderwaterkloksignaal ( $s = v \times t$ ).

Door de zeer groote voortplantingssnelheid van het geluid in water (§ 506) hebben zeestroomingen daarop nagenoeg geen invloed, zoodat onderwaterkloksignalen betrouwbare hulpmiddelen zijn.

#### **Beginsel van Doppler.**

**510.** De hoogte van een geluid verandert, als de afstand tusschen geluidsbron en waarnemer toe- of afneemt.

Zij de snelheid van het geluid =  $V$ . Wij onderscheiden de volgende gevallen.

**A.** De waarnemer staat stil.

**a.** De geluidsbron nadert met een snelheid  $v$ . De luchtgolven worden als 't ware ineengedrongen. Indien  $T$  de trillingstijd (en  $N$  het trillingsgetal) der geluidsbron voorstelt, volgen de verdichtin-

gen elkaar op een afstand  $\lambda^1 = (V - v) \times T$ , inplaats  $\lambda = V \times T$ . Noemt men het aantal trillingen dat het oor per secunde bereikt  $N^1$ , dan is

$$N^1 = \frac{V}{\lambda^1} = \frac{V}{(V - v) \times T} = \frac{V}{V - v} \times N \dots \dots \dots (121)$$

b. De geluidsbron verwijdt zich met een snelheid  $v$ . De luchtgolven worden „langer”. De leerling leide zelf af, dat het aantal trillingen  $N^1$ , dat het oor per secunde bereikt, nu bedraagt:

$$N^1 = \frac{V}{V + v} = N \dots \dots \dots (122)$$

B. De geluidsbron staat stil.

a. De waarnemer nadert met een snelheid  $v$ . De luchtgolven blijven even lang. De betrekkelijke snelheid van het geluid echter, n.l. t.o.v. den waarnemer, is dan geworden  $V + v$ , dus het aantal trillingen  $N^1$ , dat het oor per secunde bereikt, nu bedraagt:

$$N^1 = \frac{V + v}{\lambda} = \frac{V + v}{V \times T} = \frac{V + v}{V} \times N \dots \dots \dots (123)$$

b. De waarnemer verwijdt zich met snelheid  $v$ . Het aantal trillingen per secunde, dat het oor bereikt, bedraagt dan:

$$N^1 = \frac{V - v}{V} \times N \dots \dots \dots (124)$$

In 1843 controleerde *Buys Ballot* het beginsel van Doppler proefondervindelijk op de spoorbaan tusschen Utrecht en Maarsen, waarbij als geluidsbron een signaal-trompet op de locomotief werd meegevoerd.

#### IV. TERUGKAATSING VAN HET GELUID.

511. De wetten van terugkaatsing. Volgens het beginsel van Huygens (zie: terugkaatsing van elastische trillingen, § 473) luiden deze:

1e. De aankomende trilling, de teruggekaatste trilling en de loodlijn (normaal geheeten) in het invalspunt op het terugkaatsende vlak oppgericht, liggen in één plat vlak.

2e. De invalshoek  $i$  (fig. 289) is gelijk aan den hoek van terugkaatsing  $t$ . Deze beide hoeken zijn die, welke de invallende en de teruggekaatste trillingen met de normaal maken.

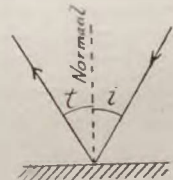


Fig. 289.  
Wetten van terugkaatsing.

Men kan deze wetten proefondervindelijk aantonen door twee parabolische spiegels  $S_1$  en  $S_2$  (fig. 290), met de spiegelende oppervlakken naar elkaar toegekeerd, zoodanig te plaatsen, dat de assen samenvallen. Geluidsgolven, die in het brandpunt  $A$  van spiegel  $S_1$  ontstaan (door een tikkend uurwerk b.v.) worden door dezen evenwijdig met de as teruggekaast. Zij vallen op den tweeden spiegel  $S_2$  en worden door dezen nogmaals teruggekaast en in zijn brandpunt  $B$  vereenigd.

Gewelven van ellipsoïdischen vorm concentreeren het in het ééne brandpunt voortgebrachte geluid in het andere brandpunt.

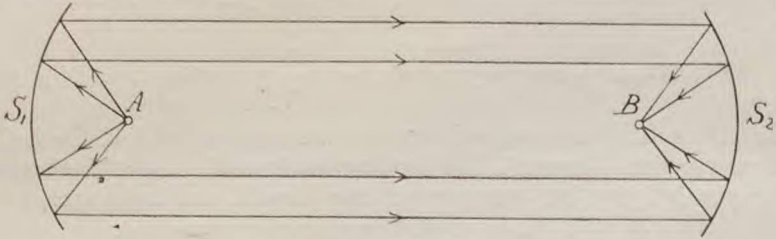


Fig. 290. Proefondervindelijk bewijs van de wetten van terugkaatsing.

De bekende **fluistergewelven** (St. Pieter te Rome, St. Paul te Londen) berusten, volgens nieuwere onderzoekingen, niet op bovenstatande, doch op de herhaalde terugkaatsing van het geluid langs den wand. Iemand fluistert bij *A* (fig. 291) schuin tegen den wand sprekende. Het geluid volgt nagenoeg den wand, zoodat een persoon in *B* dicht bij den wand staande, de gefluisterde woorden duidelijk kan hooren.

De wetten van terugkaatsing doen zich vaak in het dagelijksch leven kennen, o.a. op de volgende wijze. De wandelaar *A* (fig. 292) meent de bel te hooren van een tram *C*. In werkelijkheid is het de tram *B* die belde, en waarvan het geluid na tweevoudige terugkaatsing het oor van den waarnemer bereikte.

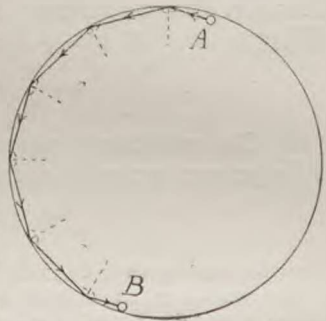


Fig. 291. Fluistergewelf.

**512. Echo.** De echo ontstaat door de terugkaatsing van het geluid. Wij kunnen ten hoogste ongeveer vijf lettergrepen per seconde uitspreken. Daarom moet de teruggekaatste geluid minstens zoo ver van ons verwijderd zijn, dat het teruggekaatste geluid minstens  $\frac{1}{5}$  seconde later dan het heengaan

de ons oor bereikt. Is de voortplantingssnelheid van het geluid in de lucht 34000 cm per sec., dan moet de afstand van den wand minstens zijn

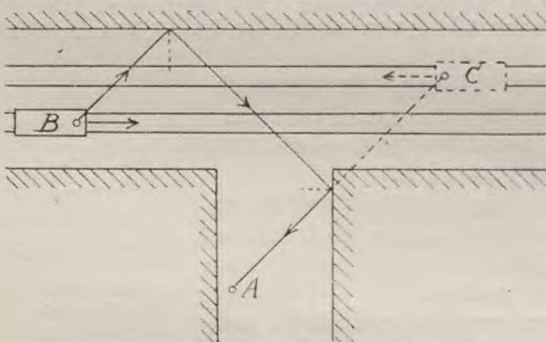
$$\frac{34000}{2 \times 5} = 3400 \text{ cm.}$$


Fig. 292. Terugkaatsing van geluid.

Is de afstand van den waarnemer tot

den wand kleiner, dan valt de waarneming van het teruggekaatste geluid gedeeltelijk samen met die van het oorspronkelijke (*nagalm*).

**513. Echo-lood.** Om peilingen op zee te verrichten zijn sedert enkele jaren verschillende groote schepen en vooral kabelschepen voorzien van een toestel, echo-lood geheeten, dat op terugkaatsing van het geluid berust. Aan de eene zijde van

het schip (fig. 293) heeft men, onder water, de geluidsbron *A*. Deze bestaat uit een hamer, die men langs electrischen weg achtereenvolgende tikken kan doen geven. Na terugkaatsing der geluidsgolven op den zeebodem wordt de echo opgevangen in den microfoon *B*. Uit de voortplantingssnelheid van het geluid in water en den tijd, verlopen tusschen uitzending van het geluid en opvanging der echo, kan de diepte van den zeebodem afgeleid worden. Door een vernuftige inrichting registreert het toestel onmiddellijk op de commandobrug de gezochte diepte.

## V. RESONANTIE OF MEETRILLING.

514. Onder resonantie of meetrilling verstaat men het volgende verschijnsel:

Als een trilling van een willekeurigen trillingstijd bij haar

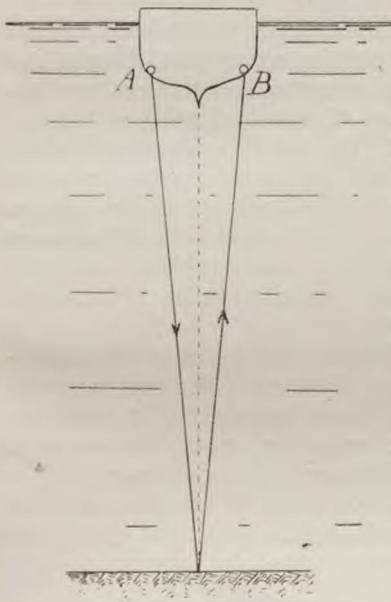


Fig. 293.  
Beginsel van het Echo-lood.

voortplanting een begrensd lichaam bereikt, dat staande trillingen van denzelfden trillingstijd zou kunnen volbrengen, dan ontstaan die in het lichaam altijd. Bevindt zich ons oor in de nabijheid van zulk een lichaam, dan nemen wij het geluid versterkt waar. Het lichaam dient nu niet uitsluitend om de energie der trilling weer op andere lichamen over te brengen, maar het absorbeert ze als het ware.

### 515. Voorbeelden.

1. De lucht in een cilinderglas (fig. 294) geraakt in staande trillingen door een

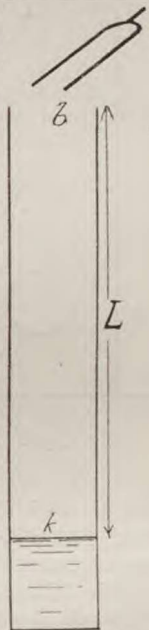


Fig. 294.  
Resoneerende luchtkolom.

boven de opening geplaatste trillende stemvork, als de hoogte  $L$  van de luchtkolom gelijk is aan  $\frac{1}{4}$  (of  $\frac{3}{4}$ ) der golflengte van den toon der stemvork (gesloten orgelpijp). Als het trillingsgetal van de stemvork  $N = 256$  bedraagt, dan vindt men  $L$  uit

$$N = \frac{v}{4L} \text{ of } L = \frac{v}{4N} = \frac{33400}{4 \times 256} = 32,6 \text{ cm.}$$

Men kan het verschijnsel van meetrillen der luchtkolom duidelijk waarnemen, als men in het cilinderglas zooveel water giet, dat  $L$  de berekende lengte verkrijgt.

2. Stemvorken plaatst men op houten dozen, die aan een zijde

open zijn en die een lengte hebben van een vierde der golfenlengte van den toon der stemvork, zoodat de medetrillende lucht in de doos (klankkast) het geluid der stemvork versterkt. Als men van twee zulke stemvorken, wier trillingsgetallen gelijk zijn, de ééne aanslaat,

dan trilt de lucht in haar klankkast mede. Daardoor wordt de lucht in de klankkast der andere stemvork, en ten slotte deze zelf in trilling gebracht.

Het nauwelijks hoorbare geluid van de trillingen der snaren wordt versterkt door het medetrillen der lucht in de klankkast der viool.

3. Ook in de mechanica komt resonantie voor. Een slinger kan zijn arbeidsvermogen op een anderen slinger van gelijken slinger-tijd (fig. 295) overbrengen door middel van een koordje, waaraan een licht gewichtstukje hangt. Soms ook door tusschenkomst van de steunvlakken of den wand, waaraan beide opgehangen zijn.

Bekend is, dat een regiment soldaten slechts uit den pas loopende een brug passeert. Dit geschiedt om mogelijk meêtrillen van de brugliggers te voorkomen. Geble-

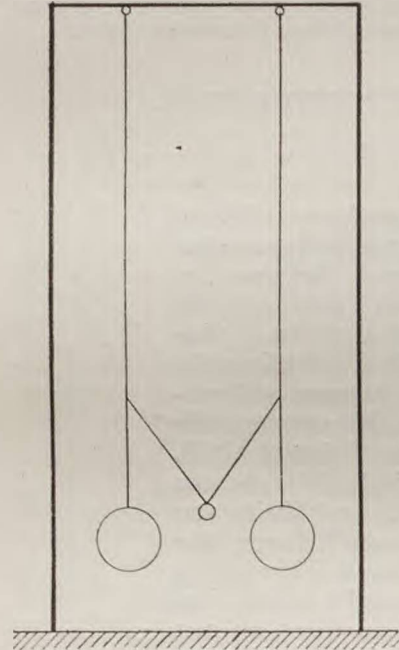


Fig. 295. Resoneerende slingers.

ken is, dat 16 man, samen wegende 1000 kg. in looppas over een brug gaande, aan de brugliggers dezelfde doorbuigingen gaven als een stoomwals van 30000 kg.

#### 516. Klankbollen van Helmholtz.

Helmholtz heeft de waarneming der enkele tonen van een geluid gemakkelijker gemaakt door zijn klankbollen. Deze waarneming berust ook op resonantie. De klankbollen zijn holle bollen (fig. 296) met twee openingen, waarvan de kleinste *b* in verbinding staat met een manometrische vlam. De bollen zijn van zulke afmetingen, dat de daarin aanwezige lucht staande trillingen van bepalen trillingstijd kan maken. Komt nu de eigen toon van een klankbol in het te onderzoeken geluid voor, dan trilt de lucht in den klankbol mede en versterkt het geluid van dezen toon aanmerkelijk.

Met behulp eener reeks klankbollen, waarvan elk met een afzonderlijke manometrische vlam in verbinding staat, is men in staat het geluid te ontleden (*analyse der tonen*). Het meêtrillen der vlammen wordt weer waargenomen in een rond-draaienden bakvormigen spiegel.

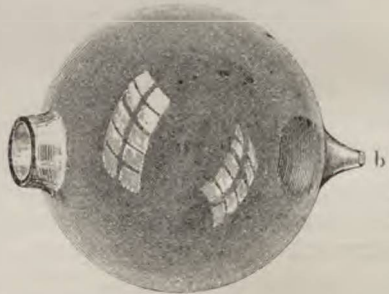


Fig. 296.  
Klankbollen van Helmholtz.

Eindelijk heeft Helmholtz de tonen, die hij door analyse van een geluid gevonden had, gelijktijdig door een aantal stemvorken laten voortbrengen. Door de samenwerking van de enkelvoudige tonen der stemvorken kreeg hij den oorspronkelijken klank terug (*synthese der tonen*).

## VI. INTERFERENTIE VAN HET GELUID.

517. Onder interferentie verstaat men de samenwerking van verschillende trillingen (§ 454). Op elk oogenblik is de afwijking eener molecule gelijk aan de algebraïsche som harer afwijkingen bij de enkelvoudige trillingen op dat oogenblik.

Zoo blijven de moleculen eener rij, langs welke deze trillingen zich voortbewegen, **in rust**, door interferentie van twee trillingen, waarvan de trillingstijden, amplituden en richtingen gelijk zijn, als de **phasen  $\frac{1}{2}$  verschillen**.

Men kan dit proefondervindelijk bewijzen door middel van de buizen van Kundt. Het met het kurken schijfje voorziene uiteinde der trillingsbuis  $T$  (fig. 297) wordt niet onmiddellijk in de golfbuis  $G$  gestoken, maar in de opening  $ab$  eener uit twee stukken bestaande buis (*interferentiebuis van Quincke*)  $C$ . Hierin kan de evenwichtsverstoring zich langs twee wegen,  $bcd$  en  $bed$  voortplanten. Door de buis  $df$  wordt ze dan in de golfbuis  $G$  geleid. Zijn de beide wegen  $bcd$  en  $bed$  gelijk of verschillen zij een geheel aantal golflengten, dan komen bij het begin der golfbuis twee evenwichtsverstoringen aan, die in dezelfde fase verkeeren. De lucht in de golfbuis trilt, alsof de trillingsbuis rechtstreeks in de golfbuis gestoken was. Het poeder in de golfbuis blijft echter **in rust**, als het verschil der beide wegen  $\frac{1}{2}$ ,  $1\frac{1}{2}$ ,  $2\frac{1}{2}$  enz. golflengte bedraagt. De beide trillingen komen dan bij het begin der golfbuis samen met een phase-verschil =  $\frac{1}{2}$ . Het verschil in lengte van de beide helften der buis verkrijgt men door uittrekken van het toestel op dezelfde wijze als bij een schuiftrompet.

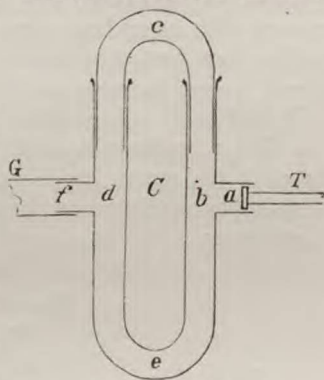


Fig. 297. Interferentie.

### 518. Zwevingen.

Zwevingen ontstaan bij de voortplanting van twee geluiden, die slechts weinig in trillingsgetal verschillen. In fig. 298 is de dikke lijn de grafische voorstelling der beweging (gedurende 1 seconde) van een molecule, die gelijktijdig door twee enkelvoudige trillingen van 9 (dunne lijn) en van 10 (gestippelde lijn) trillingen per seconde aangedaan wordt. Beginnen beide trillingen met gelijke phase ( $A$ ), dan hebben zij na  $\frac{1}{2}$  seconde een phase-verschil =  $\frac{1}{2}$  ( $B$ ). Na 1 seconde is de phase wederom gelijk ( $C$ ).

Planten zich dus twee geluiden, waarvan het eene per seconde

één trilling meer maakt dan het andere, langs dezelfde rij moleculen voort, dan vertoont elke molecule, die op een bepaald oogenblik de grootste afwijking bezit (omdat de fasen van beide trillingen gelijk zijn), een halve secunde later de kleinste afwijking, (omdat dan

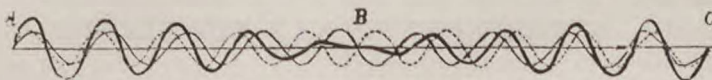


Fig. 298. Zwevingen.

bij deze molecule de beide trillingen een phase-verschil =  $\frac{1}{2}$  hebben). Een oor, waarop de trillingen dezer rij overgebracht worden, zal dus met tusschenpoozen van een halve secunde afwisselend versterkingen en verzwakkingen van het geluid waarnemen, die geleidelijk in elkaar overgaan.

Is het verschil der beide trillingsgetallen  $n$ , dan neemt men in elke secunde  $n$  versterkingen en  $n$  verzwakkingen waar.

Een versterking en de volgende verzwakking noemt men samen één zweving. Dus is het aantal zwevingen per secunde gelijk aan het verschil der trillingsgetallen. (De versterkingen alleen noemt men *stooten*).

**Voorbeeld.** Een getallenvoorbeeld moge bovenstaande toelichten. Stel 2 stemvorken (I en II) waarvan de trillingsgetallen respectievelijk bedragen  $N_1 = 128$  en  $N_2 = 130$ . Wanneer ze gelijktijdig worden aangeslagen verkrijgen we het volgende overzicht gedurende 1 secunde:

	Aantal trillingen.		Phase-verschil
	Stemvork I $N_1 = 128$	Stemvork II $N_2 = 130$	
na $\frac{1}{4}$ sec.	32	$32\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$ (verzwakking)
„ $\frac{1}{2}$ „	64	65	0 (versterking)
„ $\frac{3}{4}$ „	96	$97\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$ (verzwakking)
„ 1 „	128	130	0 (versterking)

Inderd ad ontstaan er dus 2 zwevingen per secunde.

Men kan de zwevingen duidelijk waarnemen bij twee op klankkasten geplaatste stemvorken, of bij twee snaren van een monochord, of bij twee orgelpijpen, waarvan telkens de trillingsgetallen slechts weinig verschillen. Men kan daartoe aan de beenen van één der stemvorken gewichtjes bevestigen, één der snaren iets minder spannen, het (open) boveinde van één der pijpen gedeeltelijk bedekken. Maakt men het verschil in trillingsgetal grooter, dan vermeerderd het aantal zwevingen per secunde.

**Opmerking.** Volgens het beginsel van Doppler (§ 510) zal het aantal zwevingen per secunde vermeerderen, als men de hogere stemvork naar den waarnemer toe of de lagere van den waarnemer af beweegt. Door bewegingen in tegenovergestelde richtingen vermindert het.



## Hoofdstuk VIII. Licht.

---

### Inleiding.

519. **Aether.** Om het overbrengen van energie van de moleculen van een warm lichaam naar die van een ander lichaam te verklaren, neemt men het bestaan eener middenstof aan, waaraan men den naam **aether** geeft (§ 433). Men onderstelt, dat de aether zich ook in de intermoleculaire ruimten van alle lichamen bevindt, zoodat het niet mogelijk is, een (afgesloten) ruimte te verkrijgen, waarin hij niet aanwezig is. Men kan daarom de massa of het gewicht van een bepaald volume aether niet bepalen en noemt hem **onweegbaar** (imponderabel), zonder dat men daarmee wil te kennen geven, dat de aetherdeeltjes niet door de moleculen der lichamen worden aangetrokken.

520. **Aethertrillingen.** Verschijnselen, die wij later zullen leeren kennen, toonen aan, dat dit overbrengen van energie door middel van den aether geschiedt door **trillingen**, waarin de aether gebracht wordt tengevolge van de beweging der moleculen of atomen van een warm lichaam. De wetten, die zich bij de aethertrillingen voordoen, blijken overeen te komen met die, welke wij bij het overbrengen der geluidstrillingen door de lucht hebben leeren kennen. Men is daarom geneigd zich voor te stellen, dat de aether een groote overeenkomst heeft met een uiterst ijl gas. We willen echter dadelijk doen opmerken, dat de aethertrillingen **transversaal** zijn, terwijl transversale trillingen niet bij gassen (en bij vloeistoffen), maar slechts bij vaste lichamen kunnen voorkomen (§ 449). Ofschoon dus de natuur der aethertrillingen anders dient verklaard te worden, is men toch gewoon de aethertrillingen te behandelen, alsof zij *elastische* trillingen waren. Men schrijft dan aan den aether een veerkracht en een dichtheid toe, die hij zou moeten bezitten, om de bij het overbrengen van energie waargenomen verschijnselen in overeenstemming te brengen met de trillingstheorie. Zoo moet men de veerkracht van den aether zeer groot en zijn dichtheid zeer klein stellen, om de groote waarde der *voortplantingssnelheid* eener

evenwichtsverstoring in den aether ( $3 \times 10^{10}$  cm per sec.) te kunnen verklaren.

In de Electriciteitsleer zullen wij zien, dat men tegenwoordig de aetherbewegingen tot elektrische verschijnselen terugbrengt.

**521. Licht.** De kinetische energie, die de moleculen van het „bestraalde” lichaam van de trillende aetherdeeltjes ontvangen, vertoont zich meestal in den vorm van warmte. Wij hebben echter een zintuig, het **oog**, dat reageert op aethertrillingen van bepaalde trillingsgetallen (ongeveer van 400 tot 750 biljoen per sec.). Daardoor verkrijgen wij de gewaarwording van **licht**. Trillingen, waarvan het aantal grooter of kleiner is, nemen wij niet als licht waar, evenals ook ons oor de elastische trillingen der lichamen slechts tusschen twee bepaalde grenzen als geluid waarneemt.

Eensdeels bedoelen wij dus met het woord „licht” de *gewaarwordingen*, die wij verkrijgen, als aethertrillingen van bepaalde trillingsgetallen ons oog treffen. Men gebruikt dit woord echter ook, om de *energie* zelve der aethertrillingen, die de oorzaak van de zichtbaarheid der lichamen zijn, aan te wijzen. Verder komt het woord licht voor in de beteekenis van **lichtbron, d. i. het lichaam, dat door de kinetische energie zijner moleculen of atomen de zichtbare aethertrillingen opwekt.**

**522. Lichtstraal.** Lichtstraal is de richting, waarin de zichtbare aethertrillingen zich voortplanten. Soms beteekent lichtstraal de kinetische energie der zichtbare aethertrillingen, die zich in een bepaalde richting voorplanten (**lichtbundel**).

**523. Zelflichtend en donker lichaam.** Wij kunnen een lichaam zien, als ons oog zichtbare stralen van dat lichaam ontvangt. Worden deze stralen door de energie der moleculen of atomen van het lichaam zelf voortgebracht, dan is het lichaam **zelflichtend** (of: **een lichtbron**) b.v. de zon, een vlam, een gloeiend lichaam. Zijn ze afkomstig van een andere lichtbron, en worden zij door het lichaam slechts naar ons oog teruggeworpen, dan noemt men het lichaam **donker**.

Dat een donker (niet zelflichtend) voorwerp, indien het door een lichtbron verlicht wordt, in alle richtingen kan gezien worden, bewijst dat het voorwerp de invallende stralen naar *alle* richtingen terugkaatst (verstrooide of diffuse terugkaatsing, § 528).

**524. Doorschijnende en ondoorschijnende lichamen.** In **doorschijnende** lichamen zijn de binnen het lichaam zich bevindende aetherdeeltjes in staat, de *lichtgolven*, welke het oppervlak van het lichaam bereiken door het lichaam heen verder te leiden. Is dit niet het geval, dan noemt men het lichaam **ondorschijnend**. Het vermogen, om invallende aethertrillingen door het lichaam voort te planten, is niet ten opzichte van alle aethertrillingen gelijk, maar staat bij een bepaald lichaam in verband met het *trillingsgetal* of de *golflengte* der stralen. Een doorschijnend lichaam behoeft daarom niet tevens diathermaan te zijn (§ 435). In uiterst dunne laagjes zijn *alle* lichamen doorschijnend (goudblad).

Het al of niet voortplanten van aethertrillingen door de lichamen hangt af van de omstandigheden, waaronder de aether binnen de lichamen verkeert. Met lucht gevulde holten of kanalen in lichamen, die anders doorschijnend zouden zijn, hebben een vermindering der doorschijnendheid ten gevolge, omdat daardoor meer licht teruggekaatst wordt. Voorbeelden: schuim op de zeepoplossing. Gestampt glas. Dun wit papier laat meer licht door en werpt minder terug, indien de poriën in het papier met vet of olie gevuld zijn (§ 645). Als in een waterstraal, die uit een hoogdrukking stroomt, de opgeloste lucht door de vermindering van den druk vrijkomt, vertoont het water een melkachtige troebeling.

## A. VOORTPLANTING VAN HET LICHT.

### 525. Rechtlijnige voortplanting.

De voortplanting van het licht heeft in homogene en isotrope stoffen (§ 274) naar alle richtingen volgens **rechte lijnen** plaats.

526. **Schaduw.** Treffen de van een enkel lichtpunt uitgaande stralen een ondoorschijnend lichaam, dan ontstaat **schaduw** achter het lichaam (fig. 299). De schaduw bevindt zich achter het lichaam

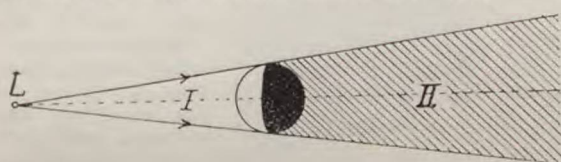


Fig. 299. Lichtkegel en schaduwkegel.

binnen de kegelvormige ruimte, die gevormd wordt, als men een rechte lijn, die steeds door het lichtpunt blijft gaan, zich langs den omtrek van het li-

chaam laat bewegen. **Lichtkegel** heet deze ruimte tusschen het lichtpunt en het lichaam (I), **schaduwkegel** de ruimte achter het lichaam (II).

Stralen, die alle door eenzelfde punt (centrum) gaan, vormen een **hemocentrischen stralenbundel**. Die bundel heet **convergent** (fig. 300, A) of **divergent** (B) naar gelang de stralen zich voortplanten naar het centrum toe of van het centrum af.



Fig. 300.

Convergente en divergente stralenbundel.

Een enkel lichtpunt verkrijgt men b.v. door de zonnestralen of andere evenwijdige stralen met behulp van een brandglas (lens) in één punt te vereenigen (zie fig. 359). Treffen de stralen na door dit punt (fig. 301, L) gegaan te zijn, een ondoorschijnend lichaam, dan werpt dit op een daarachter geplaatst scherm een scherp begrensde schaduw, die geheel overeenkomt met de doorsnede van het scherm met den schaduwkegel.

Bezit de lichtbron **uitgebreidheid**, dan is elk lichtuitstralend

punt het toppunt van een licht- of schaduwkegel. Binnen de ruimte, die alle schaduwkegels gemeen hebben, ontstaat **kern- of slagschaduw** (fig. 302, I) terwijl in een punt, dat slechts binnen eenige dezer kegels gelegen is, **half- of bijschaduw** (II) ontstaat.

**Voorbeeld:** Slagschaduw en bijschaduw bij zons- en maansverduisteringen.

527. **Camera obscura.** Is in een der wanden eener donkere kamer (camera obscura) een zeer kleine opening (fig. 303, O), dan zal van elk punt der lichtende of verlichte voorwerpen, die zich buiten de kamer vóór dezen wand bevinden, één lichtstraal door de opening gaan en den tegenovergelegen wand treffen. Daardoor wordt op dezen wand een **omgekeerd beeld**  $BB^1$  van 't voorwerp  $LL^1$  gevormd, waarvan de grootte toeneemt met den afstand van den wand tot de opening.

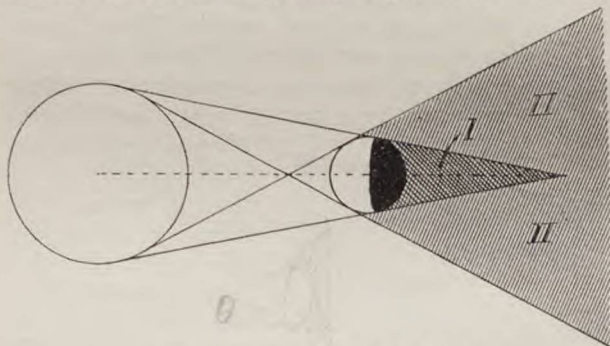


Fig. 302. Slag- en bijschaduw.

Hoe kleiner de opening is, des te **zwakker**, maar ook des te **scherper** is het beeld. Is de opening niet oneindig klein, dan beantwoordt aan elk punt, dat licht uitstraalt, een verlicht vlakje op den tegenovergelegen wand. Dit vlakje stelt de doorsnede voor van den wand met den lichtkegel, waarvan het lichtende punt het toppunt en de opening een doorsnede is. De beelden in de donkere kamer worden dan wel helderder, maar minder scherp.

Om het beeld èn helder èn scherp te verkrijgen, plaatst men in een *wijde* opening een *lens*, die alle stralen, welke zij van één punt ontvangt, op den wand der kamer wederom in één punt vereenigt. Op deze wijze vindt de camera toepassing in de fotografie.

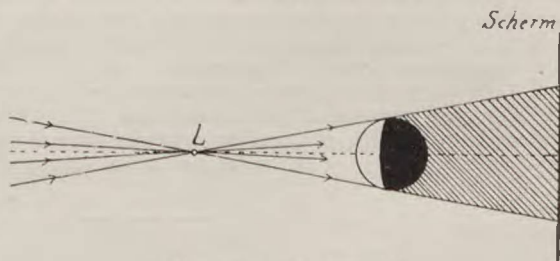


Fig. 301. Lichtpunt.

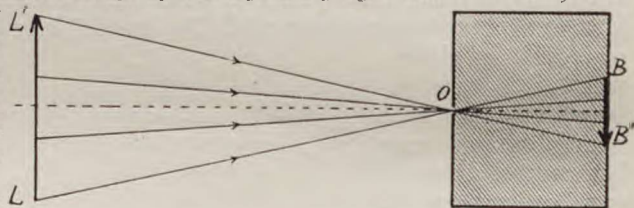


Fig. 303. Camera obscura.

## B. TERUGKAATSING VAN HET LICHT.

528. Een gedeelte der lichtstralen, die op een willekeurig lichaam vallen, wordt teruggeworpen.

Deze **terugkaatsing (reflexie)** kan zijn:

a) **regelmatig**, als de oppervlaks-moleculen van het bestraalde lichaam in een zelfde plat of gebogen vlak gelegen zijn. Het oppervlak heet dan **spiegel**, de terugkaatsing **spiegeling**.

b) **diffuus** (verstrooid), als het terugkaatsende oppervlak onffen is.

Terwijl bij gladde oppervlakken de terugkaatsing slechts in *beaalde richting* plaats heeft, worden door elk klein gedeelte van het oppervlak van een diffuus terugkaatsend lichaam stralen naar *alle* richtingen teruggeworpen. Gedeeltelijke spiegeling kan met diffuse terugkaatsing gepaard gaan (glad papier).

529. De stralen, die van een lichtbron uitgaande ons oog treffen, liggen voor elk lichtpunt binnen den lichtkegel, die het lichtend punt tot toppunt en de pupil van ons oog tot basis heeft (fig. 304). Hierdoor **zien** wij het lichtpunt (§ 523) en bepalen zijn plaats in het toppunt van den kegel. Op dezelfde wijze ontvangt ons oog ook bij diffuse terugkaatsing de stralen, die van elk deeltje van het bestraalde oppervlak uit *divergeeren*, d.i. zich verspreiden. Wij **zien** dus het diffuus terugkaatsende oppervlak.



Fig. 304.  
Het oog ziet het lichtpunt.

Anders is het bij de **spiegeling** (fig. 305). Het toppunt van een lichtkegel, waarvan onze pupil de basis voorstelt, is hier niet een punt van den (vlakken) spiegel *S*. ook niet het lichtende punt *L* zelf. Het is een punt *B*, waarin de tusschen den spiegel en ons oog loopende stralen, achter den spiegel verlengd elkander zouden snijden. Dit punt noemt men het **beeld** van het lichtende punt. Wij **zien** dus bij spiegeling **niet den spiegel**, ook niet het voorwerp zelf, maar een beeld van het voorwerp.

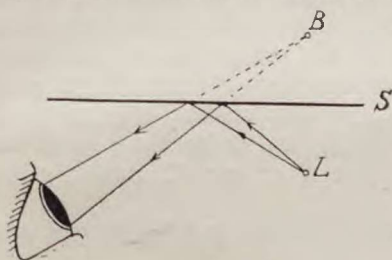


Fig. 305. Spiegeling.

Als wij een spiegel toch kunnen zien, is dit een gevolg van de onvolmaaktheid of onzuiverheid van het spiegelende vlak. Spiegels vervaardigt men van metaal of van glas, waarvan de achterzijde met een laagje metaal (tinamalgam of zilver) bedekt wordt. Men kan ook op de vóórzijde van glas zilver chemisch neerslaan en dan het oppervlak polijsten.

Op de diffuse terugkaatsing door de voorwerpen op aarde en door waterdruppeltjes, ijsnaalden en stofdeeltjes, die zich in de lucht bevinden, berust het „daglicht” (bij bewolkten hemel) en de *schemering*.

Een lichtbundel, die in een donkere kamer geleid wordt, is alleen waarneembaar, als de lucht stofdeeltjes bevat, die het licht diffuus verspreiden.

## I. Vlakke spiegels.

530. De wetten van terugkaatsing kunnen volgens het beginsel van Huygens afgeleid worden (vergelijk § 473 de terugkaatsing van elastische trillingen):

a. De invallende straal, de teruggekaatste straal en de loodlijn in het invalspunt op het spiegelende oppervlak opgericht (normaal), liggen in één plat vlak.

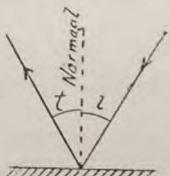


Fig. 306. Wetten van terugkaatsing.

b. De invalshoek  $i$  (fig. 306) is gelijk aan den hoek van terugkaatsing  $r$ .

### 531. Goniometer.

De genoemde wetten worden proefondervindelijk aangetoond met behulp van den goniometer (fig. 307). Dit toestel bestaat uit een horizontaal geplaatsten verdeelden cirkel, om welks verticale as drie radiaal geplaatste armen (alhidaden) kunnen draaien. De uiteinden dezer alhidaden glijden langs den verdeelden cirkel en dragen noniussen, waardoor de stand der armen ten opzichte van den cirkel kan bepaald worden. De alhidade  $A$  draagt een met den cirkel concentrisch rond tafeltje  $T$ , dat bij de draaiing der alhidade om de as van het toestel wentelt. Op dit tafeltje is een spiegel  $S$  geplaatst, waarvan het spiegelende vlak door de as van den toestel gaat en loodrecht op de richting der alhidade  $A$  staat. De alhidaden  $B$  en  $C$  dragen in hun verlengden cilindrische buizen  $b$  en  $c$  met kleine centrische openingen aan beide uiteinden.

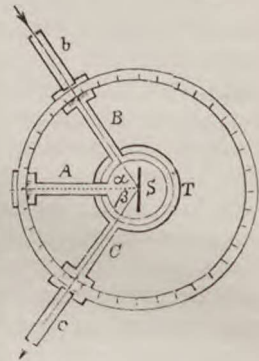


Fig. 307. Goniometer.

Als een lichtstraal, die door de openingen der eene buis op den spiegel valt, door de openingen der andere buis teruggekaatst wordt, dan blijken de hoeken  $\alpha$  en  $\beta$ , die de alhidade  $A$  met  $B$  en met  $C$  maakt, gelijk te zijn.

532. Constructie van het beeld van een lichtpunt.

$PA$  en  $PB$  zijn twee willekeurige stralen, die van een lichtpunt  $P$  (fig. 308) op den spiegel  $SS_1$  vallen. Men construeert volgens de wet van terugkaatsing de richtingen der teruggekaatste stralen  $AA_1$  en  $BB_1$ . Deze richtingen hebben een snijpunt  $P_1$ , dat juist even ver achter den spiegel ligt, als het punt  $P$  vóór den spiegel (immers  $\triangle PAB$  is congruent met  $\triangle P_1AB$ , waaruit

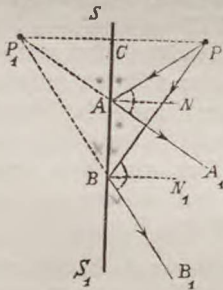


Fig. 308. Constructie van het beeld  $P_1$  van het lichtpunt  $P$ .

den spiegel (immers  $\triangle PAB$  is congruent met  $\triangle P_1AB$ , waaruit

volgt  $PA = P_1A$  en  $PB = P_1B$ , dus ook  $PC = P_1C$  en  $PP_1 \perp SS_1$ ). Uit den homocentrischen bundel met  $P$  tot centrum ontstaat dus na terugkaatsing weer een homocentrischen bundel met  $P_1$  tot centrum:  $P_1$  is het beeld van  $P$ .

**533. Reëel en virtueel licht- en beeldpunt.** Valt een divergente bundel op een spiegel, dan spreekt men van een **reëel lichtpunt** (onverschillig of dit in werkelijkheid bestaat of niet, vgl. § 526). Is de invallende bundel convergent, dan heeft men een **virtueel lichtpunt**.

Is de bundel na terugkaatsing divergent, dan is het **beeldpunt virtueel**. Is de bundel na terugkaatsing convergent, dan is het **beeldpunt reëel**.

**Reëele licht- en beeldpunten liggen vóór den spiegel, virtueele er achter.**

In het geval van fig. 308 is  $P$  een reëel lichtpunt, en  $P_1$  het virtueele beeldpunt daarvan. Men kan zich ook den gang der lichtstralen omgekeerd denken: dan is  $P_1$  een virtueel lichtpunt, en  $P$  het reëele beeldpunt, dat evenveel vóór den spiegel ligt, als  $P_1$  er achter.

Bij een vlakken spiegel blijft een divergente bundel na terugkaatsing divergent. Een convergente blijft convergent.

**534. Constructie van het beeld van een voorwerp.** Als (uitgebreid) voorwerp denken wij ons een lichtgevenden pijl. De spits en de basis van den pijl wijzen dan tevens „boven” en „beneden” bij het voorwerp aan. Om het virtueel beeld van een voorwerp  $PQ$  (fig. 309) te construeeren, laat men van elk punt van het voorwerp een loodlijn op den spiegel neer en verlengt deze loodlijnen zóó dat het achter den spiegel gelegen stuk gelijk is aan het voor den spiegel gelegen stuk. Is het voorwerp een rechte lijn, dan liggen de verschillende beeldpunten in de verbindingslijn van de beeldpunten  $P_1$  en  $Q_1$  der beide uiterste punten  $P$  en  $Q$  van het voorwerp.

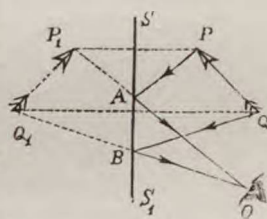


Fig. 309. Constructie van het beeld  $P_1Q_1$  van het voorwerp  $PQ$ .

Om den gang van den straal te vinden, die van een lichtend punt ( $P, Q$ ) uitgaande, na terugkaatsing een oog  $O$  bereikt (wij vervangen n.l. den lichtkegel door een enkelen straal, dien wij door het midden der pupil trekken) heeft men den volgenden regel:

**Men construeert eerst de plaats van het beeldpunt ( $P_1, Q_1$ ), en verbindt dit punt met  $O$ . Het snijpunt ( $A, B$ ) van deze verbindingslijn en den spiegel verbindt men dan met het overeenkomstige punt ( $P, Q$ ) van het voorwerp. Het beeld is evengroot als het voorwerp.**

Voorwerp en beeld zijn ten opzichte van den spiegel *symmetrisch*, niet *congruent*. (Het beeld der rechterhand heeft den vorm der linkerhand; spiegelschrift).

### Toepassingen van den vlakken spiegel.

535. a. De goniometer (fig. 310) kan dienen, om den hoek te meten. dien twee (spiegelende) zijvlakken van kristallen, glazen prisma's enz. met elkander maken. Daartoe plaatst men het prisma zoo op het tafeltje  $T$ , dat de ribbe, waarin de zijvlakken samenkomen, loodrecht staat op het tafeltje. Men geeft aan de alhidade  $A$  (en het tafeltje met het prisma) een stand, waarin een door een buis  $b$  intredende lichtstraal door een der zijvlakken zoo teruggekaatst wordt, dat hij door dezelfde buis weer uittreedt. Daarna wordt de alhidade  $A$  gedraaid, totdat met het tweede zijvlak hetzelfde gebeurt, zoodat dit dus den vorigen stand van het eerste inneemt. De hoek dien men de alhidade, het tafeltje en het prisma heeft moeten draaien, is blijkbaar de hoek, dien de normalen op de beide zijvlakken, met elkaar maken. Deze hoek is het supplement van den standhoek der beide zijvlakken.

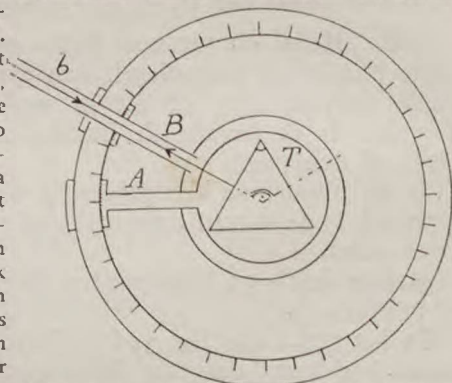


Fig. 310. Goniometer. Meting hoek tusschen zijvlakken van een prisma.

b. Een draaiende spiegel wordt bij verschillende metingen gebruikt. Een spiegel  $S_1$  (fig. 311) draait om een door het punt  $A$  gaande as, zóó dat hij uit den stand  $S_1$  in den stand  $S_2$  komt. Het beeld van een lichtpunt  $P$ , dat zich bij den eersten stand in  $P_1$  bevond, zal zich dan naar  $P_2$  verplaatsen. Gemakkelijk is te bewijzen dat  $PA = P_1A = P_2A$ . Het beeld verplaatst zich dus over een cirkelomtrek, waarvan  $A$  het middelpunt is, en waarop ook  $P$  ligt. Nu is  $\angle P_1AP_2$  als middelpuntshoek tweemaal zoo groot als de omtrekshoek  $P_1PP_2$ , die gelijk is aan hoek  $S_1AS_2$ . Draait dus de spiegel een hoek  $\alpha$ , dan verplaatst zich het beeld over een boog, behoorende bij den hoek  $2\alpha$ . Een voorbeeld van den draaienden spiegel zullen wij

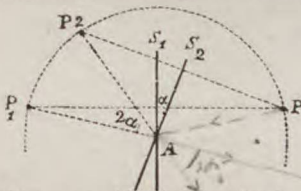


Fig. 311. Draaiende spiegel.

leeren kennen in § 648. Van andere voorbeelden zij hier slechts genoemd:

c. De spiegelaflezing (Gauss, Poggendorff), die dient om zeer kleine draaiingshoeken, b.v. afwijkingen van magneetnaalden, nauwkeurig te meten. Een

vertikaal spiegeltje  $S$  (fig. 312) is bevestigd aan de vertikale draaiingsas van een magneet  $M$  (de figuur is van boven gezien). Een verdeelde lat  $AB$  wordt op niet te kleinen afstand van het spiegeltje horizontaal geplaatst, zóó dat de schaal naar het spiegeltje gekeerd is. De loodlijn  $OC$ , in het midden van het spiegeltje opgericht, valt samen met de loodlijn  $CO$ , in het midden der schaal op de lat opgericht. Door een fijne spleet in het midden der lat (waar de deelstreep nul zich bevinden moest), laat men van een achter de lat geplaatste lichtbron  $L$  een lichtstraal op het midden van het spiegeltje  $S$  vallen. Deze lichtstraal wordt weer naar de spleet teruggekaatst. Draait echter het spiegeltje een kleinen

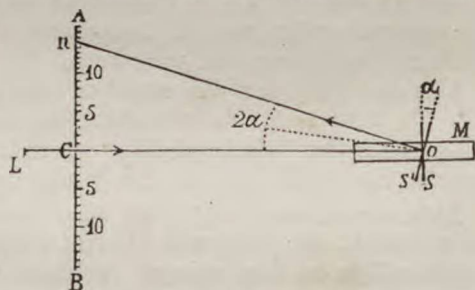


Fig. 312. Spiegelaflezing.



hoek  $\alpha$  zoodat het in den stand  $S^1$  komt, dan wordt de lichtstraal naar een ander punt  $n$  der schaal teruggekaatst. Men bepaalt nu  $\alpha$  uit de berekening

$$\text{tg } 2\alpha = \frac{Cn}{CO}$$

d. **De sextant.** Op een verdeelden cirkelsector (die meestal een hoek van  $60^\circ$  bevat), staat bij  $O$  (fig. 313) een plaatje met vizieropening (of vaak een kleine kijker). Bij  $S_1$  staat een glasplaat, waarvan de onderste helft verfoelied is en dus een spiegel vormt, terwijl de bovenste helft doorschijnend is. Verder bevindt zich bij  $S_2$  een spiegel, die om een as  $A$ , welke door het middelpunt van den cirkel gaat, kan draaien.  $S_1$  en  $S_2$  staan loodrecht op het vlak van den sector. Als de beide spiegels evenwijdig zijn, staat een met  $S_2$  verbonden alhidade (in de figuur door een wijzer voorgesteld) op het nulpunt der schaalverdeling. Bekijkt men nu door  $O$  en het onbedekte deel van  $S_1$  (in de richting  $OL_1$ ) een ster, dan neemt men ook in het bedekte deel van  $S_1$  het dubbel teruggekaatste beeld (straal  $L_2 S_2 S_1 O$ ) dier ster waar. De wet van terugkaatsing is dan toegepast op den met  $L_1$  evenwijdigen straal  $L_2$ .

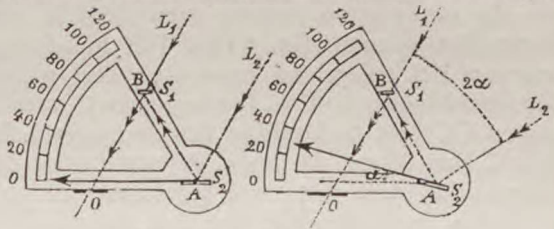


Fig. 313. Sextant.

Houdt men nu het vlak van den sector in het vlak, dat door het oog  $O$  en twee sterren gaat, die een boogafstand van  $2\alpha^\circ$  hebben, dan kan men de ééne ster in het onbedekte, en het beeld der andere in het bedekte deel van  $S_1$  waarnemen, nadat men den spiegel  $S_2$  een hoek  $\alpha^\circ$  uit den vorigen stand gedraaid heeft. In dezen stand n.l. zou een van  $O$  in de richting  $OB$  op den spiegel  $S_1$  vallende straal den weg  $OBAL_2$  beschrijven, dus een in de richting  $L_2A$  vallende straal den weg  $L_2ABO$ .

Omgekeerd: wordt het vlak van den spiegel  $S_2$  door een stand  $\alpha^\circ$  der alhidade aangewezen, als men twee sterren in  $S_1$  op de beschreven wijze waarneemt, dan is de boogafstand dier sterren  $2\alpha^\circ$ . Om bij het gebruik de vermenigvuldiging met 2 onnoodig te maken, heeft men op de schaalverdeling niet de boogcijfers, maar de boogcijfers met 2 vermenigvuldigd, aangebracht.

Men gebruikt dit instrument bij waarnemingen op zee, waar een vaste opstelling van astronomische meetwerktuigen onmogelijk is; eveneens in luchtballons.

**536. Herhaalde terugkaatsing.** Stel de van een lichtpunt uitgaande stralen bereiken een oog, nadat zij twee- of meermalen door twee verschillende spiegels teruggekaatst zijn. Men kan dan den gang der stralen vinden, door elk in een der spiegels gevormd beeldpunt als (reëel) voorwerp ten opzichte van den anderen spiegel te beschouwen en den in § 534 gegeven regel toe te passen.

Een glasspiegel (die aan den achterkant verfoelied is) levert een vóór den spiegel geplaatst lichtpunt een krachtig beeld door spiegeling aan het metaaloppervlak, maar bovendien een flauw beeld door spiegeling aan het voorste glasoppervlak. Hierbij komen nog vele andere beelden, die door herhaalde terugkaatsing binnen het glas aan beide oppervlakken ontstaan. Naarmate het aantal terugkaatsingen grooter wordt, neemt de lichtsterkte der beelden echter snel af. Feitelijk maakt men slechts gebruik van het beeld, dat door een enkele terugkaatsing aan het metaaloppervlak ontstaat.

## II. Sferische spiegels.

**537.** De terugkaatsing van het licht door een gebogen spiegel

evenredig met de hoogten, waarover men moet stijgen om eenzelfde vermindering in soortelijk gewicht waar te nemen. Die verhouding tusschen waterstof en guttegom is dus als  $0,03 : 84\,000\,000$  waaruit volgt dat de waterstofmoleculen  $\frac{84\,000\,000}{0,03} = 28 \times 10^8$  maal zoo licht zijn als de guttegomdeeltjes.

Van deze laatste had Perrin het gewicht bepaald (b.v. uit den straal en het soortelijk gewicht), zoodat daarmede ook het gewicht der waterstofmoleculen bekend was.

Later zal blijken, dat men ook langs geheel andere wegen tot nagenoeg dezelfde uitkomsten is gekomen.

**242. Benaderde waarden voor waterstofmoleculen.** Wij laten hier reeds meer volledige uitkomsten voor waterstofmoleculen volgen:

volume eener molecule	$4,2 \times 10^{-24} \text{ cm}^3$ ;
aantal moleculen per $\text{cm}^3$ (bij $0^\circ$ )	$27 \times 10^{18}$ ;
gewicht eener molecule	$33 \times 10^{-25} \text{ gram}$ ;
gemiddelde snelheid (bij $0^\circ$ )	1844 meter per seconde
gemiddelde weg, dien een molecule aflegt tusschen twee op elkander volgende botsingen met andere moleculen	(voor stikstof 500, voor zuurstof 460 meter per sec.)
aantal botsingen per seconde	$18 \times 10^6 \text{ cm}$ ; $95 \times 10^8$ .

Uit bovenstaande volgt, dat de gemiddelde afstand tusschen 2 moleculen ongeveer 600 maal de middellijn van een molecule is (voor stikstof 500 maal). De middellijn der moleculen van de meeste gassen heeft een lengte gelegen tusschen  $2 \times 10^{-7}$  en  $4 \times 10^{-7}$  mm; de aantrekkingsfeer heeft een straal die kleiner is dan  $10^{-6}$  mm. Het gezamenlijk volume dat de waterstofmoleculen bij 1 atm. spanning in  $\text{cm}^3$  innemen bedraagt ongeveer  $\frac{1}{10\,000} \text{ cm}^3$ . Voor lucht van 1 atm. bedraagt dit volume  $\frac{1}{20\,000} \text{ cm}^3$ . Er blijft dus voor de gasmoleculen voldoende ruimte over om zich te bewegen. Bij vloeistof bevinden de moleculen zich op veel kleinere afstanden van elkander.

De moleculen water of aether in 1  $\text{cm}^3$  aanwezig, beslaan slechts een gezamenlijk volume van ongeveer  $\frac{1}{3} \text{ cm}^3$ .

**243.** In tegenstelling met de moleculairtheorie voor gassen weet men van de moleculairtheorie voor vloeistoffen nog niet veel en van die voor vaste stoffen nog zoo goed als niets.

Dit vindt zijn oorzaak hierin, dat bij de gassen de onderlinge, aantrekkende, krachten der moleculen (de cohaesie) verwaarloosd kunnen worden (§ 235). De moleculen bevinden zich op gemiddeld veel grooteren afstand van elkaar, waardoor men haar gedragslijn beter kan bestudeeren.

## Hoofdstuk V. Warmte.

---

### Inleiding.

244. **Warmte** noemen wij de gewaarwording, die wij onder vinden, wanneer wij ons in de nabijheid eener brandende kachel plaatsen, wanneer wij een lichaam aanraken, dat eenigen tijd aan de stralen der zon is blootgesteld geweest, enz. Maar ook de **oorzaak** dezer gewaarwording wijst men met denzelfden naam (warmte) aan; deze oorzaak, niet de gewaarwording zelve, is het onderwerp van de „leer der Warmte” in de Natuurkunde.

Zooals wij later (zie Mechanische theorie der Warmte) zullen zien, wordt de warmte opgevat als een vorm van energie, welke de lichamen bezitten tengevolge van de beweging hunner moleculen of atomen.

De warmte, die wij bij een lichaam waarnemen, is dan de **kinetische energie** zijner kleinste deeltjes. Hieruit volgt dat we aan de moleculairtheorie nog een hypothese hebben toe te voegen:

**Hypothese V.** Bij verhooging van temperatuur wordt de snelheid der moleculen vergroot.

245. **Warmte en koude.** Nu zijn de moleculen van alle lichamen in beweging; alle lichamen zijn dus meer of minder warm. „Koude”, als een van warmte verschillende eigenschap der lichamen, kent men in de Natuurkunde dus niet. Natuurkundig beschouwd zou een koud lichaam een lichaam zijn, waarvan de moleculen zich niet bewegen.

In het dagelijksch leven spreekt men zoowel van warmte als van koude: deze uitdrukkingen hebben dus slechts een relatieve beteekenis. Het zijn alleen tegenstellingen ten opzichte van het punt, waarvan men bij de beschouwingen uitgaat. (Vergelijk de beteekenis der begrippen hoogte en diepte).

246. **Warmtehoeveelheid en warmtegraad (temperatuur).** Denken wij ons twee vloeistoffen van gelijk soortelijk gewicht in twee communiëerende vaten. Zij kunnen alleen dan in evenwicht verkeeren, wanneer zij gelijke hoogten hebben, ook al zijn de doorsneden der vaten en dus de hoeveelheden der vloeistoffen in beide ongelijk. Zoo kunnen nu ook de **hoeveelheden warmte** in twee lichamen, die met elkander in aanraking zijn, in **evenwicht** verkeeren, zonder dat de beide hoeveelheden gelijk behoeven te zijn.

mule, dat lichtpunt en beeldpunt zoowel in  $C$  als in  $O$  samenvallen.

We zullen de verschillende standen achtereenvolgens nagaan:

1.  $V$  op oneindig vóór den spiegel.  $B$  in  $F$  (fig. 317).
2.  $V$  tusschen oneindig en  $C$ .  $B$  tusschen  $F$  en  $C$  (fig. 318).

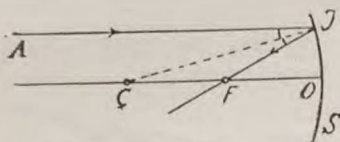


Fig. 317. Geval 1.

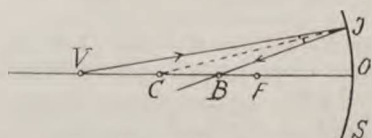


Fig. 318. Geval 2.

3.  $V$  in  $C$ .  $B$  eveneens in  $C$  (fig. 319). Immers  $v = 2f$ , dus

$$\frac{1}{2f} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \text{ of } b = 2f$$

4.  $V$  tusschen  $C$  en  $F$ .  $B$  tusschen  $C$  en oneindig (fig. 320). Hier zijn  $V$  en  $B$  uit punt 2 verwisseld.

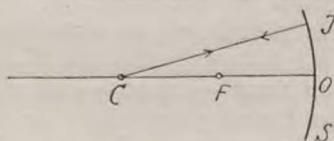


Fig. 319. Geval 3.

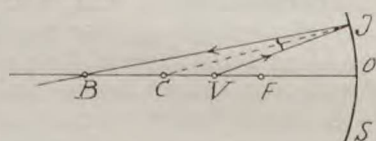


Fig. 320. Geval 4.

5.  $V$  in  $F$ .  $B$  op oneindig vóór den spiegel (fig. 321). Immers

$v = f$  dus  $\frac{1}{f} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$  dus  $b = \infty$ . Hier zijn  $V$  en  $B$  uit geval 1 verwisseld.

6.  $V$  tusschen  $F$  en  $O$  (binnen brandpuntsafstand).  $B$  tusschen oneindig achter den spiegel en  $O$ , dus **virtueel** (fig. 322).

Immers:  $v < f$ , dus in  $\frac{1}{b} = \frac{1}{f} - \frac{1}{v}$  is  $\frac{1}{v} > \frac{1}{f}$ , of  $\frac{1}{b}$  en ook  $b$  negatief.

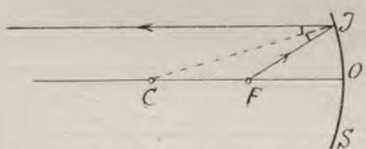


Fig. 321. Geval 5.

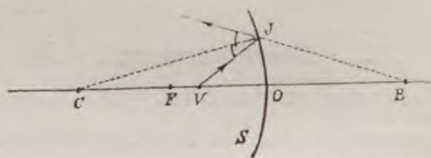


Fig. 322. Geval 6.

7.  $V$  virtueel.  $B$  tusschen  $O$  en  $F$  (reëel) (fig. 323).

Immers  $v$  negatief in

$$\frac{1}{v} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}, \text{ geeft } \frac{1}{b} = \frac{1}{f} + \frac{1}{v},$$

$$\text{dus } b = \frac{fv}{v+f} \text{ of } b = \frac{v}{v+f} \times f,$$

waaruit volgt 1e  $b$  is positief en 2e  $b < f$ . Hier zijn  $V$  en  $B$  uit geval 6 verwisseld.

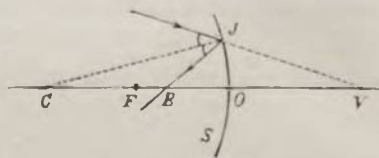


Fig. 323. Geval 7.

**Conclusie: 1.** De koppelbrandpunten  $V$  en  $B$  bewegen zich in tegengestelden zin. Zij ontmoeten elkaar in  $C$  en in  $O$ .

**2.** Het beeldpunt is alleen dan virtueel, wanneer het lichtpunt tusschen  $O$  en  $F$  (binnen brandpuntsafstand) gelegen is.

544. **Beeld van een lichtpunt op een bijas.** Zij  $V$  een reëel lichtpunt buiten de hoofdas (fig. 324). Trek de bijas  $VC(O_1)$ . Stralen, die van  $V$  uitgaan, gedragen zich ten opzichte van die bijas, zooals de in de vorige §§ beschouwde stralen ten opzichte van de hoofdas. Zij gaan na weerkaatsing weer door eenzelfde beeldpunt  $B$ , dat op die bijas gelegen is. De afstanden daarvan tot den spiegel worden gevonden uit formule 127, mits men onder  $v$  en  $b$  de afstanden van  $V$  en  $B$  tot  $O_1$  verstaat. Stralen die evenwijdig aan een bijas invallen, worden teruggekaatsd naar het bijbrandpunt  $F_1$  (fig. 325), waarbij weer  $O_1F_1 = \frac{1}{2} R$ .

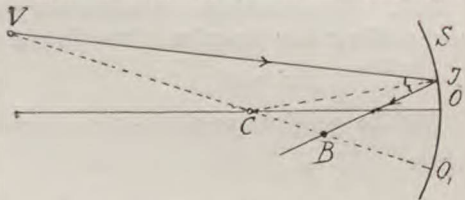


Fig. 324. Lichtpunt op een bijas.

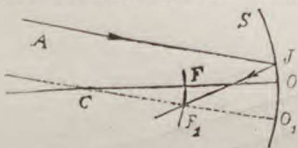


Fig. 325.  
Bijbrandpunt.

De meetkundige plaats der bijbrandpunten is het **brandvlak** van den spiegel. Dit is een boloppervlak, maar het mag bij spiegels met kleine opening vervangen worden door een plat vlak, dat de hoofdas in  $F$  loodrecht snijdt.

545. **Constructie van het beeld van een voorwerp.** Het beeld van een lichtend voorwerp is de meetkundige plaats der beelden van de punten van dat voorwerp. Is dit voorwerp een meetkundige figuur, gelegen op het oppervlak van een bol, waarvan  $C$  het middelpunt is, dan is voor elk punt van het voorwerp de afstand tot den spiegel, gemeten op de bijas, even groot. Het beeld ligt dus weer op het oppervlak van een bol met  $C$  tot middelpunt.

Is het voorwerp klein en vlak en staat het loodrecht op de hoofdas, dan mag men 't beschouwen als samenvallend met een boloppervlak, dat  $C$  tot middelpunt heeft. Nemen wij b.v. een lichtgevenden pijl, die loodrecht staat op de hoofdas (fig. 326).

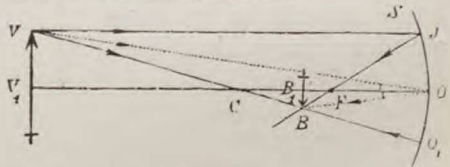


Fig. 326. Constructie van het beeld.

Om het beeld van de *pijlpunt*  $V$  te verkrijgen, trekke men

**1e** een straal door  $C$ , die in de richting  $O_1 C$  terugkaatsd.

**2e** een straal evenwijdig aan de hoofdas. Deze laatste gaat na terugkaatsing door  $F$  en snijdt  $VC$  in 't gezochte beeldpunt  $B$ . Het voetpunt  $B_1$  der loodlijn uit  $B$  op de hoofdas is het beeld van het midden  $V_1$  van den pijl.

**Opmerkingen.** a. Om  $B$  te construeeren had men ook een straal door  $F$  kunnen trekken, die dan evenwijdig aan de hoofdas wordt teruggekaatst.

b. Daar de punten  $V$ ,  $C$  en  $B$  op één rechte liggen, is het beeld **omgekeerd**, als  $V$  en  $B$  aan weerszijden van  $C$  liggen (fig. 326), dus als beide reëel zijn. Het zal **rechtopstaand** zijn, als één van beide virtueel is.

**546. Vergrooting.** Onder vergrooting ( $L$ ) verstaat men de verhouding der lineaire afmetingen van beeld en voorwerp. Dus

$$L = \frac{BB_1}{VV_1} \text{ (fig. 326).}$$

Uit de gelijkvormigheid der driehoeken  $OVV_1$  en  $OBB_1$  volgt echter  $\frac{BB_1}{VV_1} = \frac{b}{v}$  dus

$$L = \frac{b}{v} \dots \dots \dots (128)$$

**547. De verschillende standen van het voorwerp.** Construeeren we nu het beeld van het voorwerp in de verschillende standen van § 543:

**Geval 1.** Voorwerp op oneindig vóór den spiegel. Reëel omgekeerd beeld in 't brandvlak (fig. 327).

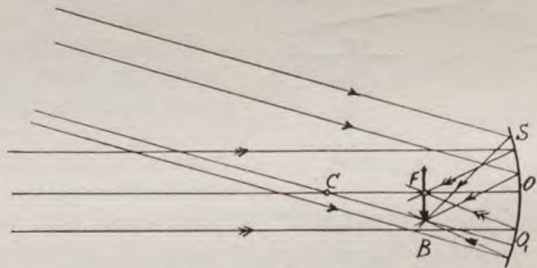


Fig. 327. Geval 1.

**Geval 2.** Voorwerp tusschen oneindig en  $C$ . Reëel, omgekeerd en verkleind beeld (fig. 328).

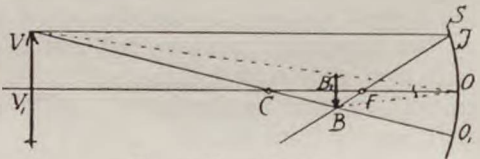


Fig. 328. Geval 2.

**Geval 3.** Voorwerp in  $C$ . Reëel, omgekeerd en even groot beeld (fig. 329).

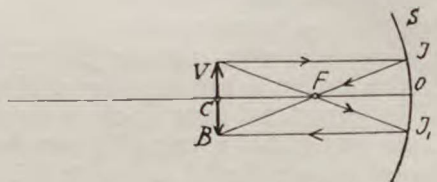


Fig. 329. Geval 3.

**Geval 4.** Voorwerp tus-  
schen  $C$  en  $F$ . Reëel omge-  
keerd en vergroot beeld (fig.  
330).

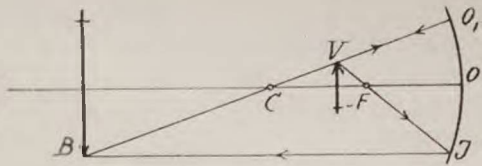


Fig. 330. Geval 4.

**Geval 5.** Voorwerp in  
 $F$ . Elk punt van 't voorwerp  
zendt een stralenbundel uit  
evenwijdig aan zijn bijas (in  
fig. 331 zijn 3 stralen getee-  
kend van den bundel door  
de pijlpunt  $V$  uitgezonden,  
evenwijdig aan de bijas  $VC$ .  
Zoo zendt een willekeurig  
punt  $A$  een stralenbundel uit  
evenwijdig aan de bijas  $AC$ ).

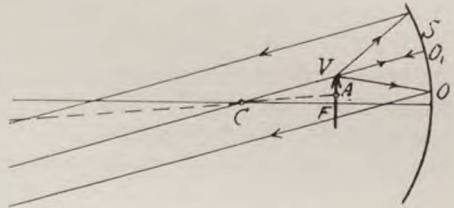


Fig. 331. Geval 5.

**Geval 6.** Voorwerp tus-  
 $F$  en  $O$ . Virtueel rechtopstaand en  
vergroot beeld (fig. 332). *Op-  
merking: een virtueel beeld is al-  
tijd grooter dan zijn voorwerp.*

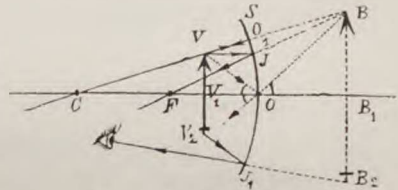


Fig. 332. Geval 6.

**Geval 7.** Virtueel voorwerp.  
Reëel rechtopstaand en verkleind  
beeld (fig. 333).

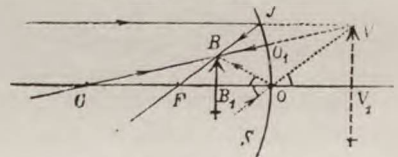


Fig. 333. Geval 7.

**548. Sferische aberratie.** Valt een bundel lichtstralen evenwijdig aan de  
hoofdas op een spiegel met groote opening, dan zal b.v. een straal  $VJ$  na terug-

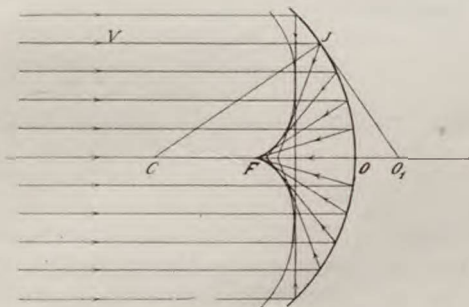


Fig. 334. Sferische aberratie.

kaatsing, de hoofdas snijden in  
't midden van  $CO_1$  (zie fig.  
334). Dit punt is dus dicht-  
er bij  $O$  gelegen dan het brand-  
punt. De opeenvolgende stralen  
in fig. 334 gaan dus niet door  
hetzelfde punt op de hoofdas,  
maar snijden elkaar in punten,  
wier meetkundige plaats het  
**brandoppervlak** vormt. De  
doorsnede van het brandopperv-  
vlak met een vlak door de  
hoofdas heet **kaustische lijn**  
of **brandlijn**.

Dit verschijnsel heet **sferi-  
sche aberratie** of **afdwaling**  
wegens bolvormigheid.

**Bolle spiegels.**

**549. Spiegel met groote opening.** De tekst van § 539 is hier letterlijk van toepassing.

**550. Spiegel met kleine opening.** Evenals in § 540 geldt ook hier (fig. 336) de evenredigheid 125:

$$CV : CB = OV : OB$$

De invallende stralen divergeeren van  $V$  uit het reële lichtpunt  $V$ . Na terugkaatsing divergeeren dus de stralen van een (virtueel) beeldpunt  $B$ . Ook voor andere standen, dan fig. 336 aangeeft, geldt dezelfde evenredigheid.

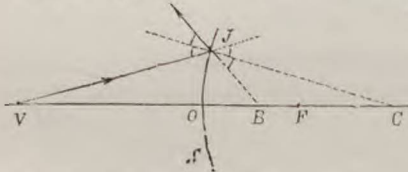


Fig. 336. Spiegel met kleine opening.

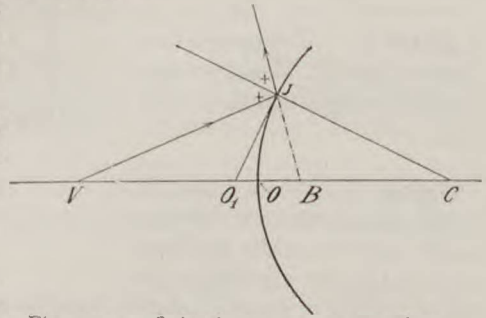


Fig. 335. Spiegel met groote opening.

**551. Spiegelformule.** Ook bij den bollen spiegel maken wij dezelfde afspraak omtrent de teekens van  $b$  en  $v$  (zie § 541). Daar  $C$  achter den spiegel ligt,

stellen wij den kromtestraal  $CO = -R$ .

De evenredigheid  $CV : CB = OV : OB$  gaat dus over in

$$\begin{aligned} (OV + OC) : (OC - OB) &= OV : OB \\ \text{of } (v - R) : (-R + b) &= v : -b \\ -vb + bR &= -vR + vb \\ bR + vR &= 2vb \end{aligned}$$

Deelt men nu beide leden door  $vbR$ , dan verkrijgt men wederom formule 126:

$$\frac{1}{v} + \frac{1}{b} = \frac{2}{R} \quad (\text{waarin } R \text{ een negatief getal voorstelt}) \quad \dots \quad (129)$$

**552. Hoofdbrandpunt.** Als  $v = \infty$ , is  $\frac{1}{v} = 0$  en  $b = \frac{R}{2}$ . Stralen, die evenwijdig aan de hoofdas invallen, divergeeren na terugkaatsing van uit een punt  $F$  het **hoofdbrandpunt**. Dit ligt op 't midden van

$OC$  (fig. 337). Stelt men  $\frac{R}{2} = f = A$  brandpuntsafstand, dan gaat de formule 129 over in

$$\frac{1}{v} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \quad \dots \quad (130).$$

(waarin  $f$  een negatief getal voorstelt).

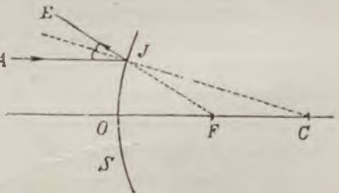


Fig. 337. Hoofdbrandpunt.

**553. Onderlinge stand van lichtpunt en beeldpunt.** Ook bij den bollen spiegel blijken dus  $V$  en  $B$  (koppelbrandpunten) verwisselbaar.  $V$  en  $B$  zullen ook weer zoowel in  $C$  als in  $O$  samenvallen. De achtereenvolgende standen zijn:



1.  $V$  op oneindig vóór den spiegel.  $B$  in  $F$  (fig. 338).

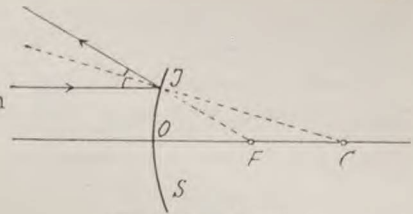


Fig. 338. Geval 1.

2.  $V$  tusschen oneindig en  $O$ .  $B$  tusschen  $F$  en  $O$  (fig. 339). Immers

$$\frac{1}{b} = \frac{1}{-f} - \frac{1}{v} = -\frac{v+f}{vf},$$

$$\text{dus } b = -\frac{v}{v+f} \times f.$$

Hieruit volgt: 1e  $b$  is negatief, 2e  $b < f$ .

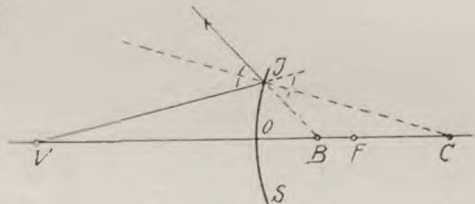


Fig. 339. Geval 2.

3.  $V$  (virtueel) tusschen  $O$  en  $F$ .  $B$  (reëel) tusschen  $O$  en oneindig vóór den spiegel (fig. 340). Immers

$$\frac{1}{b} = \frac{1}{-f} - \frac{1}{-v} = \frac{1}{v} - \frac{1}{f}.$$

$$\text{Nu is } v < f, \text{ of } \frac{1}{v} > \frac{1}{f},$$

dus  $b$  positief, d.w.z.  $B$  reëel. Hier zijn  $V$  en  $B$  uit geval 2 verwisseld.

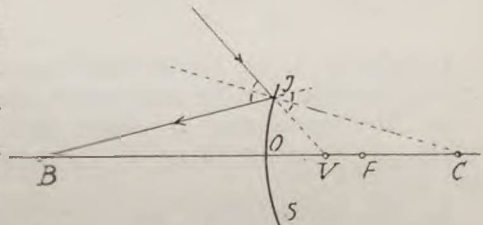


Fig. 340. Geval 3.

4.  $V$  (virtueel) in  $F$ .  $B$  op oneindig vóór den spiegel (fig. 341). Hier zijn  $V$  en  $B$  uit geval 1 verwisseld.

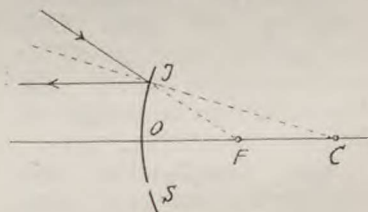


Fig. 341. Geval 4.

5.  $V$  (virtueel) tusschen  $F$  en  $C$ .  $B$  (virtueel) tusschen oneindig achter den spiegel en  $C$  (fig. 342). Uit

$$\frac{1}{b} = \frac{1}{-f} - \frac{1}{-v} =$$

$$\frac{1}{v} - \frac{1}{f} \text{ en uit } v > f, \text{ of}$$

$$\frac{1}{v} < \frac{1}{f}$$

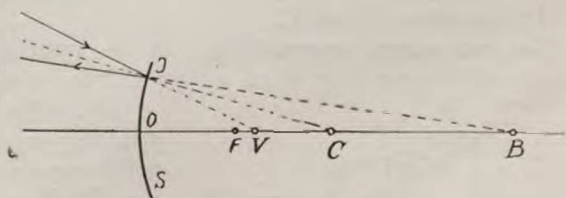


Fig. 342. Geval 5.

reservoir toe bewogen worden, *terwijl het op de verkregen plaats blijft liggen*, als de alcohol zich weer uitzet.

Het medevoeren der staafjes is een gevolg van de werking der moleculaire krachten in de oppervlakken der vloeistofkolommen.

Ook de *maximum- en minimumthermometer van Six* is een alcoholthermometer (fig. 164). Het benedenste deel der U-vormige buis is met kwik gevuld; al de overige ruimte is gevuld met alcohol, behalve een deel der peervormige ruimte rechts boven, die luchtledig is, en dus verzadigden alcohol-damp bevat. Stijgt de temperatuur, dan wordt het staafje rechts, daalt zij, dan wordt het staafje links naar boven geschoven. Op 't hoogste punt blijven de staafjes hangen. Met een magneet worden ze weer met het kwik in contact gebracht.

Bij den *maximum-koortsthermometer*, waarvan de buis slechts de graden van ongeveer  $35^0$  tot  $43^0$  behoeft te bevatten, is de kwikkolom dicht bij den bol door een geringe hoeveelheid stikstof gescheiden. Nadat het kwik door verwarming een bepaalden stand bereikt heeft, blijft het kwikkolommetje, dat zich boven de stikstof bevindt, in de buis hangen als de temperatuur weer daalt. Alvorens den thermometer wederom te kunnen gebruiken, moet men het bedoelde kolommetje door voorzichtig kloppen of tikken weer naar den bol toe verplaatsen.

**b. Pyrometers** (pyr = vuur), die dienen voor het bepalen van *zeer hoge* temperaturen, waarvoor de kwikthermometer niet meer bruikbaar is.

De pyrometers van Brogniart (een metalen staaf, waarvan de uitzetting vergroot door een wijzer zichtbaar gemaakt wordt, in beginsel dus het toestel van Musschenbroek) en van Wedgwood (berustende op de samentrekking, die klei bij hoge temperatuur ondergaat) geven evenals vele andere pyrometers geen betrouwbare aanwijzingen.

Een der beste pyrometers is een gas- en wel een waterstofthermometer (§ 292).

Voor de bepaling van zeer hoge temperaturen heeft men vervolgens elektrische methoden, die eerst later besproken kunnen worden.

**c.** Ook de bepaling van *zeer lage* temperaturen geschiedt met den gasthermometer of wederom door een elektrische methode.

**d. Differentiaalthermoscoop van Looser.** Indien het er slechts op aankomt, den aard eener temperatuursverandering te constateeren, dan bewijst de differentiaalthermoscoop van Looser (skopeo = ik neem waar) in vele gevallen goede diensten. Een omgebogen, glazen buis *a* (fig. 165) is met een niet verdampende

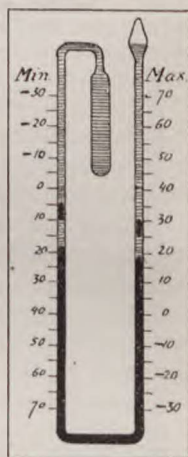


Fig. 164. Max. en Min. thermometer van Six.

vloeistof (zwavelzuur) gevuld; boven de vloeistof bevindt zich

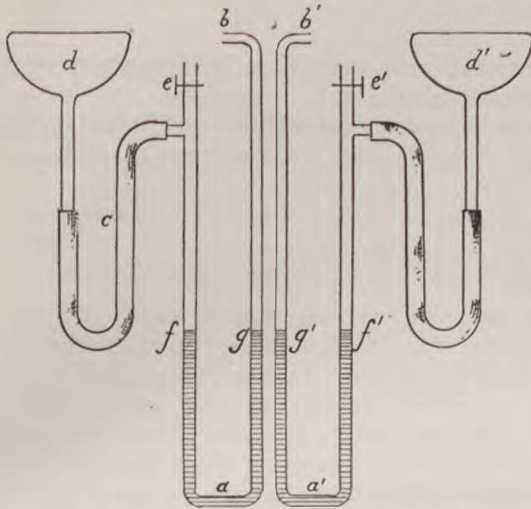


Fig. 165. Thermoscoop van Looser.

lucht, welke rechts bij *b* in open verbinding staat met de buitenlucht, terwijl links een kolom lucht door middel van een slang *c* in verbinding staat met een glazen, half bolvormig reservoir. Wordt de kraan *e* gesloten, dan is deze lucht afgesloten van de buitenlucht: de lucht kan dan uitzetten als het reservoir *d* verwarmd wordt, welke uitzetting een verschil in stand der vloeistofoppervlakken *f* en *g* teweegbrengt.

Een tweede gelijk toestel, dat naast het eerste geplaatst is, dient ter vergelijking. Men heeft dan het oploopen der vloeistofoppervlakken *g* en *g'* te vergelijken.

## I. BEPALING DER UITZETTING VAN VASTE LICHAMEN.

263. Als men de uitzetting slechts in één richting (lengte) beschouwt, spreekt men van **lineaire** uitzetting.

Is de uitzetting regelmatig, d.i. evenredig met de verhooging van temperatuur, dan zal 1 cm van een staaf bij verhooging in temperatuur van één graad een lengte-vermeerdering krijgen, die voor elken graad even groot is.

Met het toestel van Musschenbroek hebben we gezien, dat bij gelijke verhooging van temperatuur ongelijksoortige staven van gelijke lengte niet even veel uitzetten. De bovenbedoelde lengtevermeerdering, die dus voor verschillende stoffen verschillend zal zijn, noemt men den **lineairen uitzettingscoëfficiënt**:

De **lineaire uitzettingscoëfficiënt** is de vermeerdering van lengte (in cm), die een staaf, welke bij 0° de eenheid van lengte (1 cm) heeft, ondergaat bij elken graad temperatuursverhooging.

Is  $L_0$  de lengte der staaf bij 0°, en  $\lambda$  de lineaire uitzettingscoëfficiënt, dan is de **verlenging**  $l$  der staaf bij verwarming van 0° tot  $t^0$

$$l = L_0 \lambda t \dots \dots \dots (49)$$

zou worden, indien de tweede spiegel niet aanwezig was.  $B_1$  dient als virtueel voorwerp voor den tweeden spiegel. Het tweede beeld  $B_2$  is reëel.

Om den gang van den straal te vinden die van een punt van het voorwerp uitgaande een oog bereikt, past men eerst voor den *tweeden* en daarna voor den *eersten* spiegel den regel van (§ 534) toe, n.l.:

Men verbindt  $B_2$  met het oog  $O$ . Het snijpunt van deze verbindingslijn in den spiegel  $S_2$  verbindt men met het overeenkomstige punt  $B_1$ . Het snijpunt van deze lijn en den spiegel  $S_1$  verbindt men ten slotte met het overeenkomstige punt  $V$  van het voorwerp.

**Opmerking.** Een vlakke spiegel is op te vatten als de limiet van een sferischen spiegel. Stelt men  $R = \infty$ , dus  $\frac{1}{R} = 0$  dan gaat de formule  $\frac{1}{v} + \frac{1}{b} = \frac{2}{R}$  over in  $\frac{1}{v} + \frac{1}{b} = 0$ , of  $b = -v$ .

## C. BREKING VAN HET LICHT.

### I. Brekingsaanwijzer.

559. **Breking uit lucht in water.** In een donkere kamer laat men een lichtstraal  $AJ$  (fig. 350) schuin op de oppervlakte van water vallen. Dit water is eenigszins troebel gemaakt door inroeren van een geringe hoeveelheid krijtpoeder, waardoor men den gang van den lichtstraal door het water kan waarnemen (diffuse terugkaatsing aan de zwevende krijtdeeltjes). Men neemt nu waar, dat een gedeelte van het licht teruggekaatst wordt ( $JC$ ). Een ander gedeelte ( $JB$ ) gaat uit de lucht in het water over, maar verandert daarbij in de grenslaag plotseling van richting. Dit laatstgenoemde

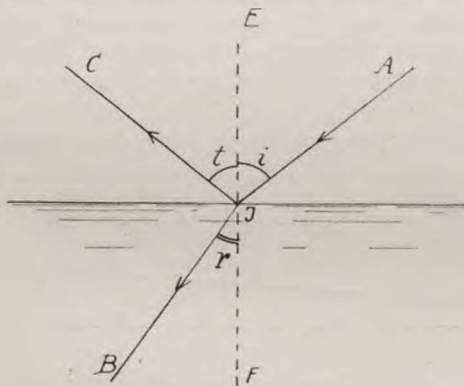


Fig. 350. Breking.

verschijnsel, **breking (refractie)** van het licht genoemd, doet zich bij elke twee doorschijnende middenstoffen voor.

560. **De wetten van breking**, gevonden door **Snellius** (1591—1626), luiden (zie fig. 350):

a. De invallende straal, de loodlijn  $EF$  (normaal) in het invalspunt op het grensvlak opgericht, en de gebroken straal ligen in één plat vlak.

b. De verhouding der sinussen van den invalshoek  $i$  (hoek, dien de invallende straal met de normaal maakt) en van den bre-



WILLEBRORDUS SNELLIUS (1591—1626).

*Snellius*, die in 1591 te *Leiden* geboren werd, was professor in de wiskunde aan de universiteit aldaar. Bekend is zijn wet omtrent de breking van het licht (§ 560). *Snellius* is ook de grondlegger van de graadmeting. Met behulp van een driehoeksnet heeft hij in 1621 de lengte berekend van het deel van den meridiaan van *Leiden*, dat gelegen is tusschen *Alkmaar* en *Bergen op Zoom*.

*Snellius* stierf reeds in 1626.

---

**kingshoek  $r$**  (hoek, dien de gebroken straal met de normaal maakt) is voor dezelfde twee middenstoffen een standvastig getal:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n \dots \dots \dots (132)$$

Het getal  $n$ , dat dus afhankelijk is van de soort der beide middenstoffen, heet **brekingsaanwijzer**, **brekingsindex** of **brekings-exponent**.<sup>1)</sup>

**561. Proefondervindelijk bewijs.** Voor den overgang van een lichtstraal uit lucht in water of een andere vloeistof bewijst men deze wet proefondervindelijk met behulp van een glazen vat  $V$  (fig. 351), dat den vorm van een halven cilinder heeft. Het is tot

aan den rand met (eenigszins troebel) water gevuld. Loodrecht op de cilinderas is een verdeelde cirkel aangebracht, welks middelpunt in die as ligt. Deze is tevens draaiingspunt van twee achter het vat geplaatste alhidaden  $A_1$  en  $A_2$ . Elke alhidade draagt een plaatje  $P_1$ ,  $P_2$ , met nauwe vizieropening. De alhidade  $A_1$  heeft een beweegbaar spiegeltje  $S$ , dat zóó geplaatst wordt, dat een op  $S$  vallende straal door de vizieropening dezer alhidade naar het middelpunt  $J$  der wateroppervlakte teruggekaatst wordt. Men geeft nu aan de andere alhidade een stand, die samenvalt met de richting van den **gebroken** straal. De stand der alhidade  $A_1$  wijst dan op den verdeelden cirkel den invalshoek  $P_1JE$ , de stand der alhidade  $A_2$  den brekingshoek  $P_2JF$  aan. Het blijkt, dat de waarden van beide steeds aan formule 132 voldoen, waarin  $n$  ongeveer  $\frac{4}{3}$  is.<sup>2)</sup>

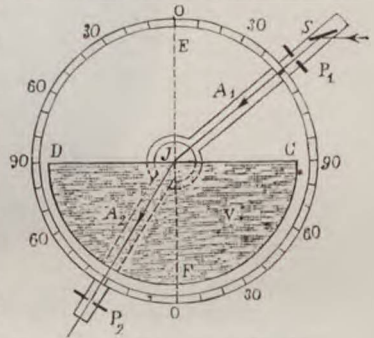


Fig. 351. Wetten van Snellius.

Als men den straal loodrecht op 't wateroppervlak laat invallen, dan gaat de straal **ongebroken** in 't water over. Ook dit is in overeenstemming met de formule, waarin dan  $i = 0$ , dus  $\sin r = \frac{1}{n} \times \sin 0^\circ = 0$ , hetgeen oplevert  $r = 0^\circ$ .

**562. Optisch dichtere stoffen.** Voor de breking uit lucht in water is  $n = \frac{4}{3}$ , uit lucht in glas is  $n = \frac{3}{2}$ . Is de brekingsindex grooter dan 1, dan is de invalshoek grooter dan de brekingshoek. **De straal wordt naar de normaal toe gebroken.** Men noemt dan de tweede stof sterker brekend of **optisch dichter** dan de eerste.

Water en glas zijn dus optisch dichter dan lucht.

<sup>1)</sup> Bij de behandeling der breking laten wij voorloopig buiten beschouwing het feit, dat de brekingsaanwijzer van de kleur van het licht afhankelijk is (zie § 597 e.v.). Hetgeen wij hier brekingsaanwijzer noemen, beschouwe men dus als een gemiddelde waarde, of men stelle zich voor, dat men met licht van één bepaalde kleur (monochromatisch licht) te doen heeft.

<sup>2)</sup> Later zullen wij methoden leeren kennen, waardoor de brekingsaanwijzer nauwkeuriger kan bepaald worden.

**Opmerking.** Een stof, die optisch dichter is dan een andere, is niet altijd soortelijk dichter. Alcohol en benzine zijn optisch dichter, maar soortelijk minder dicht dan water.

**563. Toepassingen. 1.** Giet men water in een bak, op welks bodem een muntstuk ligt, dan schijnt, door het oppervlak van het water gezien (fig. 352), het muntstuk hoger te liggen. De richting, waarin wij het zien, is niet de verbindingslijn van ons oog en het muntstuk.

**2.** Een rechte staaf  $abc$  (fig. 353), gedeeltelijk onder water gehouden, vertoont zich naar de oppervlakte van het water gebroken ( $abd$ ).

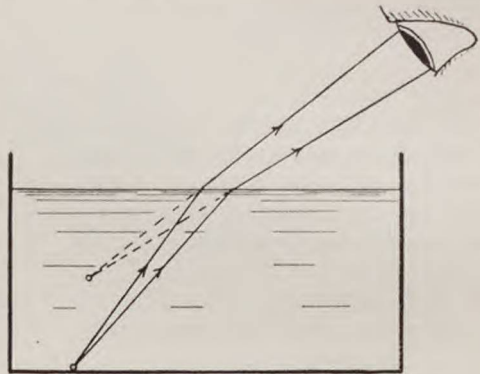


Fig. 352. Schijnbare opheffing.

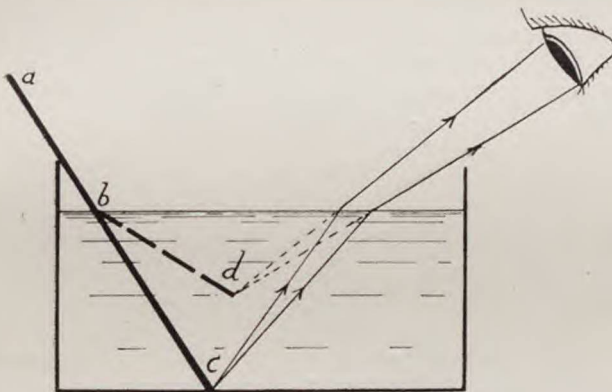


Fig. 353. Schijnbaar gebroken staafje.

**3. Atmosferische breking.** Een van een hemellichaam komende straal  $AB$  (fig. 354) treedt in voortdurend optisch dichtere wordende luchtlagen om de aarde. Daardoor wordt de straal steeds naar de normaal op het grensvlak toe gebroken. De waarnemer in  $B$  meent het hemellichaam dus in de richting  $BC$  te zien, d.w.z. hoger, dan het zich in werkelijkheid bevindt.

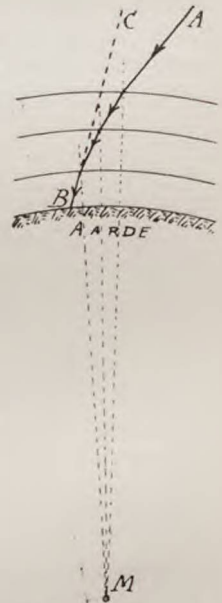


Fig. 354.

Atmosferische breking

**564. Breking uit water in lucht.** Na verwisseling van de standen der beide alhidaden kan hetzelfde toestel van figuur 351 dienen, om den gang van een straal waar te nemen, die uit **water in lucht** overgaat. Men maakt hierbij den invalshoek (in water) gelijk aan een der bij de vorige proef gevonden brekingshoeken. Nu blijkt de brekingshoek (in lucht) gelijk aan den bij dezelfde proef gebruikten invalshoek te zijn. De gang der lichtstralen is dus omkeerbaar. Hieruit volgt dat de brekingsaanwijzer bij den overgang van licht uit water in lucht gelijk

is aan de omgekeerde waarde ( $\frac{3}{4}$ ) van den brekingsaanwijzer lucht-water.

Dus (zie fig. 355)

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{1}{n} \dots \dots \dots (133)$$

**565. Constructie van den loop van den gebroken straal.**

Snellius construeerde den loop van den gebroken straal als volgt. Uit het invalspunt *J* (fig. 356) als middelpunt beschreef hij twee cirkels, waarvan de stralen *R*<sub>1</sub> en *R*<sub>2</sub> zich verhouden als teller en noemer van den brekingsaanwijzer, zoodat  $\frac{R_1}{R_2} = n$ .

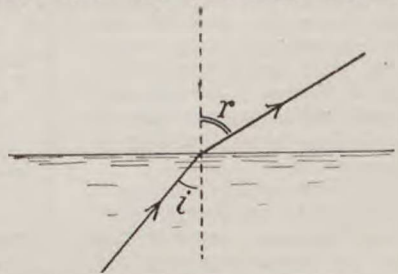


Fig. 355. Breking water-lucht.

Als de lichtstraal uit lucht

in glas overgaat, is  $\frac{R_1}{R_2} = n = \frac{3}{2}$ .

*EF* is de normaal in *J* op het grensvlak *CD* opgericht. *AJ* is de invallende straal,  $\angle AJE$  is de invalshoek *i*. Men trekt de lijn *AJ* door, totdat zij den omtrek van den kleineren cirkel in *G* snijdt.

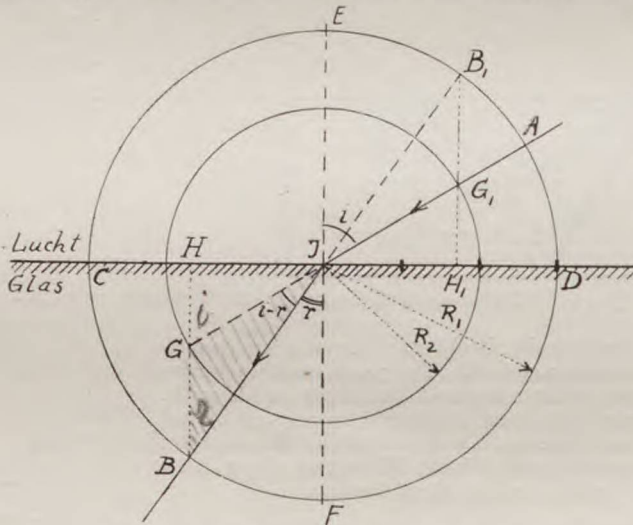


Fig. 356. Constructie van Snellius.

Daarna trekt men *HB* door *G* evenwijdig met de normaal *EF*, en verbindt *J* met het snijpunt *B* van *HB* en den omtrek van den grooteren cirkel. Dan is  $\angle BJE$  de brekingshoek *r*. Want in driehoek *JGB* is (sinusregel):

$$\frac{JB}{JG} = \frac{\sin JGB}{\sin JBH} = \frac{\sin i}{\sin r} = n.$$

Als de lichtstraal uit glas in lucht overgaat (richting van *B*



naar  $J$ , invalshoek =  $BJF$ ;  $n = \frac{2}{3}$ ), dan moet de lijn  $BJ$  doorgetrokken worden totdat zij den omtrek van den *grooteren* cirkel in  $B_1$  snijdt. De lijn  $B_1H_1$  (evenwijdig met  $EF$ ) snijdt den omtrek van den *kleineren* cirkel in  $G_1$ . De lijn  $JG_1$  wijst den gebroken straal aan.

566. De constructie van Snellius geeft een goed overzicht van de verandering, die de brekingshoek (in glas) ondergaat door verandering van den invalshoek (in lucht). Voert men deze constructie uit voor invalshoeken van  $10^\circ$ ,  $20^\circ$  enz. tot  $90^\circ$ , dan ziet men uit de verschillende vormen, die driehoek  $GJB$  aanneemt, dat de brekingshoek niet evenredig met den invalshoek verandert. Laat men

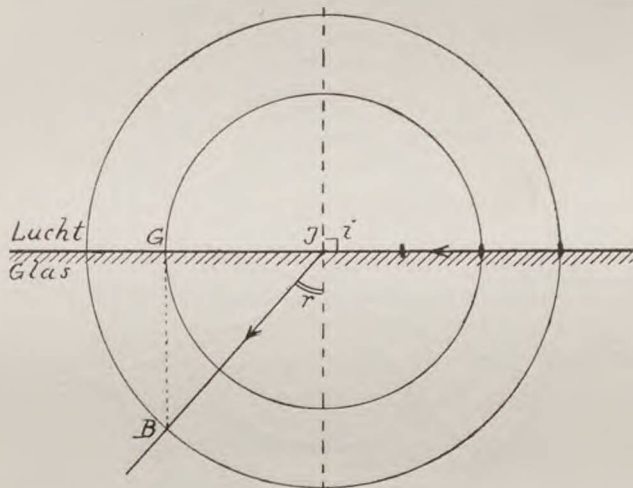


Fig. 357. Grenshoek.

den invalshoek telkens met gelijke stukken toenemen, dan wordt de toename van den brekingshoek des te geringer, naarmate de invalshoek grooter was. De afwijking ( $i-r$ ), die een lichtstraal door de breking ondergaat, is des te grooter, naarmate de invalshoek grooter is (hetgeen ook door berekening van  $r$  uit formule 132 te vinden is).

567. **Grenshoek.** Ook blijkt uit de constructie, dat voor  $i =$  nul ook  $r =$  nul wordt, dat dus *een loodrecht invallende straal ongebroken in de tweede stof overgaat* (§ 561).

De grootste waarde, die  $i$  kan hebben is  $90^\circ$ . In dit geval heeft ook  $r$  een maximumwaarde bereikt, die gevonden wordt uit de vergelijking

$$\sin r = \frac{\sin 90}{n} = \frac{1}{n}$$

Deze waarde voor  $r$  heet de **grenshoek**. Voor licht, dat uit lucht in water resp. in glas overgaat, is de grenshoek ongeveer  $48^\circ$  resp.  $42^\circ$ . Ook de constructie van Snellius (fig. 357) geeft duidelijk den grenshoek.

568. **Totale terugkaatsing.** Omgekeerd kunnen door het punt  $J$  (fig. 358) slechts stralen uit het glas in de lucht treden, die een invalshoek bezitten, welke kleiner is dan de grenshoek  $i$ . Een straal  $CJ$  heeft een invalshoek  $i_1$ , welke **groter is dan de grenshoek**. Er kan echter geen waarde voor den hoek  $r$  (in de lucht) gevonden worden, die in dit geval voldoet aan de vergelijking  $\sin CJP = \frac{2}{3} \sin r$ , of  $\sin r = \frac{3}{2} \sin CJP$ . Daar  $\sin CJP$  groter is dan de sinus ( $\frac{2}{3}$ ) van den grenshoek, zou  $\sin r > 1$  zijn. Ook de constructie van Snellius faalt, omdat de door  $E$  evenwijdig met de normaal getrokken lijn  $EF$  den kleinen cirkel niet snijdt. De straal  $CJ$  kan dus niet in de lucht overgaan. Hij wordt in de richting  $JD$  **totaal teruggekaatsst**.

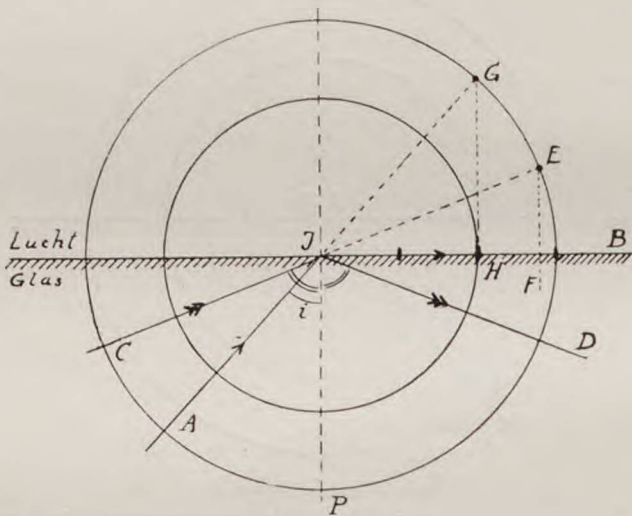


Fig. 358. Totale terugkaatsing.

**Totale terugkaatsing heeft dus plaats, als een lichtstraal uit een optisch dichtere stof zóó op het grensvlak tusschen deze en een optisch minder dichte stof invalt, dat de invalshoek groter is dan de grenshoek.**

In fig. 359 (opstelling door de firma Tamson van één der proeven van Dr. Oosting) ziet men voor een der drie stralen totale reflexie optreden.

Het verschil tusschen de gewone terugkaatsing en de totale terugkaatsing bestaat hierin, dat in het eerste geval niet al het licht teruggekaatsst wordt, maar dat een gedeelte in het terugkaatsende lichaam dringt.

#### 569. Voorbeelden van totale terugkaatsing.

1. **Lichtende waterstralen.** Licht, dat van achteren in een uitstroomenden waterstraal geleid wordt, wordt totaal teruggekaatsst (fig. 360).

2. **Luchtspiegeling** (fata morgana) ontstaat door totale terugkaatsing van licht in het horizontaal grensvlak van twee luchtlagen, die een merkbaar verschil in dichtheid hebben (fig. 361).

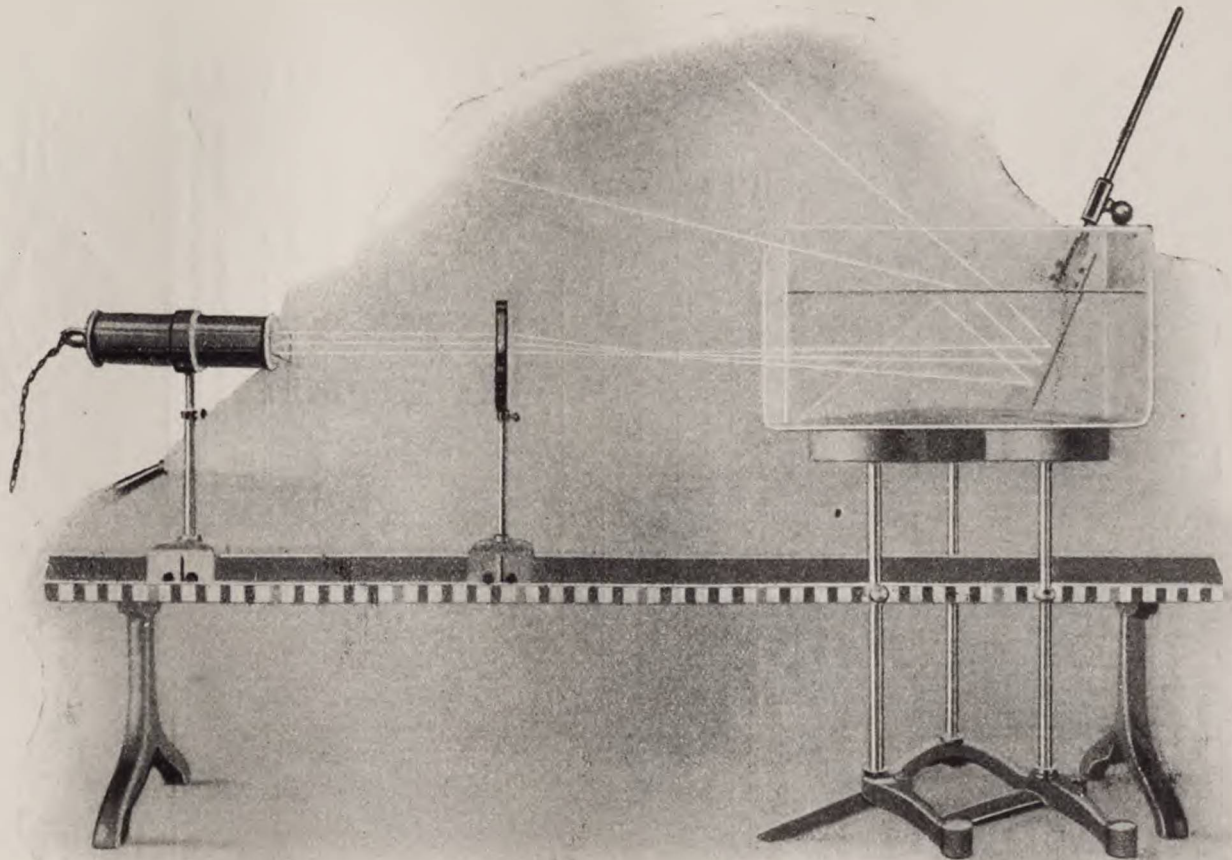


Fig. 359. Breking en totale terugkaatsing.

3. **Rechthoekig gelijkbeenig prisma.** Een straal  $AJ$  (fig. 362) valt loodrecht op een der „rechthoekszijde-vlakken” van een glaspisma, waarvan de door-snede loodrecht op de ribben een rechthoekige gelijkbeenige driehoek is. Deze straal treedt ongebroken in het glas en wordt aan het „hypothenusavlak” totaal teruggekaatst. Immers, de invalshoek bedraagt hier  $45^\circ$ , dus grooter dan de grenshoek voor glas ( $42^\circ$ ). De teruggekaatste straal  $JB$  valt loodrecht op het tweede rechthoekszijdevlak en treedt ongebroken uit. Het hypothenusavlak werkt als een spiegel, die totaal reflecteert. Men past dit prisma toe als „zoeker” bij fotografie-toestellen, in den periscoop van duikbooten, als teekensprisma (camera lucida, heldere kamer) voor het nateekenen van microscopische beelden (zie

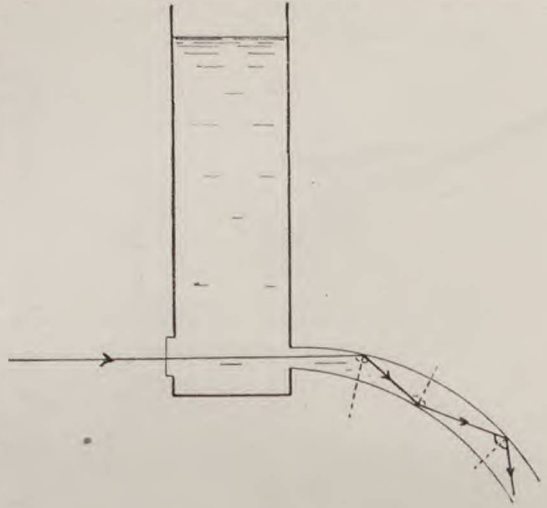


Fig. 360. Lichtende waterstraal.

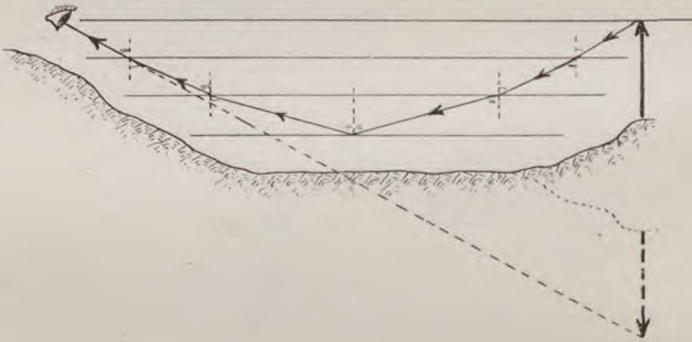


Fig. 361. Luchtspiegeling.

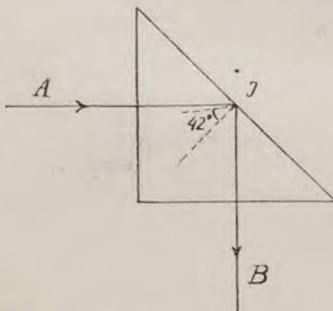


Fig. 362. Prisma.

§ 627), in den prismakijker (zie § 639) en in den fotometer van Lummer en Brodhun (zie § 646).

4. **Omkeeringsprisma.** Stralen, die evenwijdig met het hypothenusavlak op een der rechthoekszijdevlakken invallen (fig. 363)

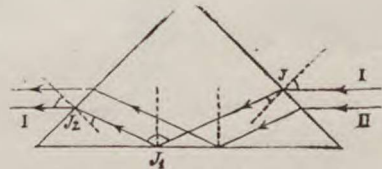


Fig. 363. Omkeeringsprisma.

worden door dit vlak gebroken ( $J$ ) en aan het hypothenusavlak ( $J_1$ ) totaal teruggekaatst.

Twee van zulke invallende stralen I en II die in dezelfde doorsnede gelegen zijn, verwisselen dan van plaats.

**570. Evenwijdige grensvlakken.** Bij den doorgang van licht door een lichaam, dat door *evenwijdige* vlakken begrensd is, (glazen plaat), is de uit het lichaam tredende straal evenwijdig met den in het lichaam tredenden straal. Bij de eerste breking is (fig. 364)  $\sin i = n \sin r$ . Bij de tweede breking is  $\sin i_1 = \frac{1}{n} \sin r_1$ . Daar  $i_1 = r$ , vindt men  $\sin i = \sin r_1$  of  $i = r_1$ .

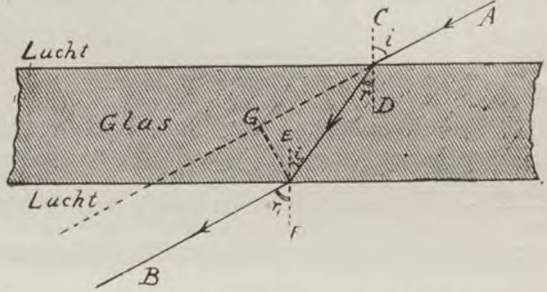


Fig. 364. Evenwijdige grensvlakken.

De straal ondergaat een *zijdelingsche verschuiving* (welke?).

## II. Verklaring der breking.

**571. Trillingstheorie (undulatie-theorie, unda = golf) van Huygens.** De trillingstheorie verklaart de breking met behulp van het beginsel van Huygens (verg. § 473). Zij  $JA$  (fig. 365) het golffront van een lichtbundel op het oogenblik, waarop het eerste punt  $J$  van een waterspiegel  $WW_1$  daardoor getrof-

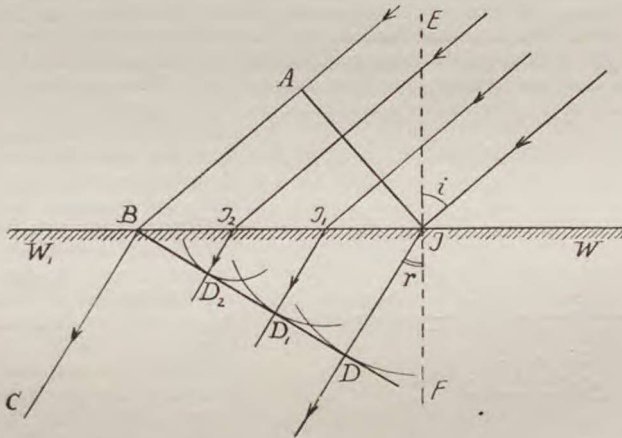


Fig. 365 Verklaring der breking.

fen wordt. In den tijd, dien het licht noodig heeft om in de lucht den weg  $AB$  af te leggen, worden achtereenvolgens alle punten der lijn  $JB$  door het licht getroffen. Zij worden daardoor nieuwe trillingsbronnen. Op het oogenblik, waarop  $B$  door het licht getroffen wordt, heeft zich om  $J$  de trilling in het water naar alle richtingen uitgebreid tot een boloppervlak, beschreven met den straal  $JD$ . Evenzoo om  $J_1$ , waarvan de afstand  $J_1B$  tot  $B = \frac{2}{3} JB$  is, tot een boloppervlak, beschreven met den straal  $J_1D_1 = \frac{2}{3} JD$  enz. Door  $B$  kan men nu, evenals dit in § 473 voor de terugkaatsing van trillingen aangetoond is, een gemeenschappelijk raakvlak  $BD$  aan al deze oppervlakken brengen. Op het oogenblik, waarop

het punt  $B$  door het invallende licht bereikt wordt, stelt  $BD$  het golffront voor van den lichtbundel in het water.  $JD$  ( $\perp BD$ ) stelt de richting voor, waarin het licht zich in het water voortplant, terwijl in het water de weg  $JD$  in denzelfden tijd afgelegd wordt, als de weg  $AB$  in de lucht. De wegen  $AB$  en  $JD$  verhouden zich dus als de voortplantingssnelheden van het licht in de lucht ( $v_1$ ) en in het water ( $v_2$ ). Nu is  $\sin i = \sin AJB = \frac{AB}{JB}$  en  $\sin r = \sin JBD = \frac{JD}{JB}$ . Dus

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{AB}{JD} = \frac{v_1}{v_2}$$

572. **Betekenis van den brekingsaanwijzer.** Volgens de trillingstheorie van Huygens geldt dus voor 2 middenstoffen:

$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2}$ , waarin  $v_1$  en  $v_2$  de voortplantingssnelheden zijn van het licht in de beide middenstoffen. Hieruit volgt

$$n = \frac{v_1}{v_2} \dots \dots \dots 134)$$

**De brekingsaanwijzer voor den overgang van het licht uit de eerste in de tweede middenstof is gelijk aan het quotient der lichtsnelheden in de eerste en in de tweede stof.**

Het is nu te begrijpen, dat de gang der lichtstralen bij de breking omkeerbaar moet zijn (§ 564).

573. **Emissie- (uitzendings-) of emanatie (uitstrooings-) theorie van Newton.** Evenals de warmte hield men vroeger ook het licht voor een stof, die door het lichtende lichaam zou uitgezonden worden. De theorie van Newton moet de breking verklaren door een aantrekking, die de lichtmoleculen van de naburige moleculen der middenstof ondergaan. Zoolang een lichtmolecule  $A$  (fig. 366) zich in een stof van bepaalde optische dichtheid blijft bewegen, is de aantrekking naar alle zijden even groot, de resultante van alle aantrekkingen dus nul. De

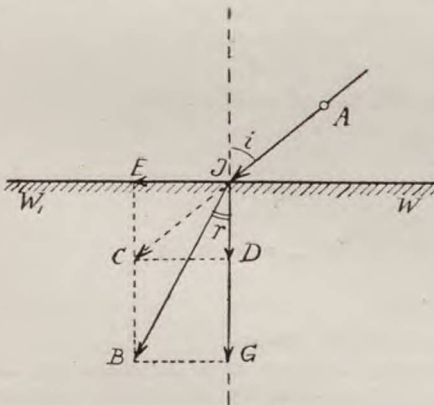


Fig. 366. Theorie van Newton.

snelheid der lichtmolecule verandert dan niet. Komt zij echter in de grenslaag eener optisch dichtere stof, dan moet zij op dit oogenblik werkingen van de moleculen dezer stof ondervinden, waarvan de resultante loodrecht op het oppervlak der stof gericht is. Zij  $AJ$  (fig. 366) een lichtstraal, die den waterspiegel  $WW$ , in  $J$  treft. Werkte in de grenslaag geen aantrekking, dan zou een aankomende molecule in het water met dezelfde snelheid ( $JC$ ) als in de lucht ( $AJ$ ) en ook in dezelfde richting zich verder bewegen. De snelheid  $JC$  kan men ontbinden in de componenten  $JE$ , evenwijdig met den waterspiegel en in de componenten  $JD$ , loodrecht daarop. Alleen de laatste wordt door de aantrekking der watermoleculen vergroot tot  $JG$ . De componenten der snelheid in het water zijn dus  $JE$  en  $JG$ , haar resultante is  $JB$ . Met deze snelheid blijft de lichtmolecule zich in het water bewegen. Terwijl dus  $JC$  ( $= AJ$ )  $= v_1$  de snelheid van het licht in de lucht voorstelt, stelt  $JB = v_2$  die in het water voor. Nu is

$$\frac{\sin JCB}{\sin JBC} = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{JB}{JC} = \frac{v_2}{v_1}. \text{ Volgens Newton moet dus}$$

$$n = \frac{v_2}{v_1}$$

d.i. de brekingsaanwijzer voor den overgang van het licht uit de *eerste* in de *tweede* middenstof gelijk zijn aan het quotient der lichtsnelheden in de *tweede* en in de *eerste* stof.

574. De verklaring der breking volgens Newton levert dus voor den brekingsaanwijzer de omgekeerde waarde van die, welke de trillingstheorie van Huygens aanwijst. Nu wordt bij den overgang van licht uit lucht in water de straal *naar de normaal toe* gebroken. De brekingsaanwijzer is dus  $> 1$ . Hieruit volgt: als men de theorie van Newton aanneemt, dan moet men de voortplantingssnelheid van het licht in water grooter vinden dan in lucht, terwijl dit volgens de theorie van Huygens juist omgekeerd moet zijn. Uit de groeven van *Foucault* (§ 650) is gebleken, dat de voortplantingssnelheid in water slechts  $\frac{3}{4}$  van die in lucht is. De theorie van Newton moet dus verworpen worden.

Het eigenlijk bewijs van de juistheid van de theorie van Huygens wordt eerst geleverd door de interferentie-verschijnselen (§ 669).

Ofschoon beide theorieën omstreeks 1700 gepubliceerd werden, heeft het meer dan anderhalve eeuw geduurd, alvorens de theorie van Huygens algemeen is aannvaard geworden.

575. **Moderne opvattingen omtrent de lichttheorie.** Tot omstreeks 1900 is de trillingstheorie van Huygens nimmer in gebreke gebleven om de verschijnselen te verklaren. Gedurende de eerste 15 jaren der 20e eeuw echter, zijn verschijnselen ontdekt, die niet met deze theorie verklaard kunnen worden, er zelfs volkomen mee in strijd zijn. Eigenaardig genoeg passen deze nieuwere verschijnselen beter in het raam van een emissie-theorie! Nu men echter bezig is tot een nieuwere emissie-theorie te komen, in nauw verband met de moderne inzichten betreffende de electriciteitsleer, blijkt, dat men hiermede totaal niet de oude interferentie-verschijnselen (§ 669) kan verklaren, hetgeen juist met de trillingstheorie zoo fraai geschiedt. De natuurkunde verkeert op het oogenblik hieromtrent in een groote moeilijkheid. Men verklaart nu de oude verschijnselen met de oude (trillings-) theorie en de nieuwere verschijnselen met een nieuwe theorie, **theorie der quanta** of **quantentheorie** geheeten (van **Max Planck**), waarop wij in deel III uitvoerig terugkomen. Een verband tusschen beide theorieën bestaat er niet. Zij zijn schijnbaar met elkaar in strijd.

### III. Breking door prismatische lichamen.

576. Wij beschouwen thans de breking van het licht door lichamen, welke begrensd worden door platte, onderling niet evenwijdige, vlakken (*prisma's*). Alleen het geval, dat de invallende straal in de loodrechte doorsnede van het prisma ligt, zal behandeld worden. De twee grensvlakken (*MR* en *NR*, zie fig. 367), waardoor het licht in en weer uit het lichaam treedt, noemt men de **brekende vlakken**. De lijn, volgens welke die vlakken elkander snijden heet de **brekende ribbe**, de standhoek  $\beta$  der vlakken de **brekende hoek**.

Een in het punt *J* van het eerste brekende vlak *MR* invallende

straal  $AJ$  zal door de brekingen aan het eerste en tweede vlak een

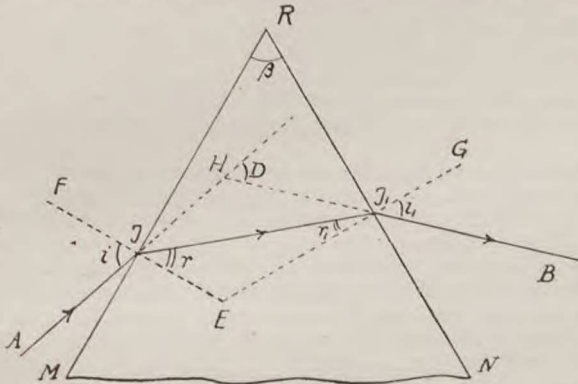


Fig. 367. Prisma.

weg  $AJJ_1B$  doorloopen. Daar de invalshoek  $i$  en de brekingsaanwijzer gegeven zijn, vindt men eerst  $r$  en daardoor de richting van den straal in het prisma en het punt  $J_1$ . Met behulp der normaal  $GE$  kan men dan  $r_1$  en daarna  $i_1$  bepalen. De hoek  $D$ , dien de richtingen van den inval-

lenden en den uittredenden straal met elkaar maken, stelt de **afwijking** of **deviatie** van den straal voor.

Men vindt nu uit fig. 367 de volgende betrekkingen:

$$r + r_1 = 180 - \angle E$$

$$r + r_1 = \beta$$

Voor de deviatie  $D$  vindt men:

$$D = (i - r) + (i_1 - r_1) = (i + i_1) - (r + r_1)$$

$$D = i + i_1 - \beta \dots \dots \dots (135)$$

Als  $i$  en  $\beta$  klein zijn, kan men bij benadering schrijven;

$$i = nr, i_1 = nr_1 \text{ of } \dots$$

$$D = (n-1) \beta \dots \dots \dots (136)$$

**577. Minimum van deviatie.** Laat men den hoek  $i$  van de in constante richting invallende straal  $AJ$  met den normaal  $EF$  afnemen van  $90^\circ$  tot  $0^\circ$  (door draaiing van het prisma op den goniometer, om een as evenwijdig met de brekende ribbe), dan neemt men waar, dat eerst de deviatie ook minder wordt. Doch, na eenigen tijd, vermeerderd  $D$ . Er treedt dus een minimum van deviatie op. Volgens onderstaande wordt dit minimum bereikt als de **intredende en de uittredende stralen gelijke hoeken maken met de normalen op de grensvlakken**, zoodat de straal  $JJ_1$  in het prisma in het vlak van de loodrechte doorsnede een gelijkbeenigen driehoek  $RJJ_1$  afsnijdt.

De grootte van het minimum van deviatie  $D_m$  wordt bepaald door:

$$\sin \frac{1}{2} (D_m + \beta) = n \sin \frac{1}{2} \beta \dots \dots \dots (137)$$

We leiden dit als volgt af:

Uit de betrekkingen  $\sin i = n \sin r$  en  $\sin i_1 = n \sin r_1$  volgt:

$$\sin i + \sin i_1 = n (\sin r + \sin r_1)$$

$$\sin i - \sin i_1 = n (\sin r - \sin r_1)$$

$$2 \sin \frac{1}{2} (i + i_1) \cos \frac{1}{2} (i - i_1) = 2 n \sin \frac{1}{2} (r + r_1) \cos \frac{1}{2} (r - r_1)$$

$$2 \sin \frac{1}{2} (i - i_1) \cos \frac{1}{2} (i + i_1) = 2 n \sin \frac{1}{2} (r - r_1) \cos \frac{1}{2} (r + r_1)$$



$$\frac{\sin \frac{1}{2}(i + i_1)}{n \sin \frac{1}{2}(r + r_1)} = \frac{\cos \frac{1}{2}(r - r_1)}{\cos \frac{1}{2}(i - i_1)}, \quad \frac{\cos \frac{1}{2}(i + i_1)}{n \cos \frac{1}{2}(r + r_1)} = \frac{\sin \frac{1}{2}(r - r_1)}{\sin \frac{1}{2}(i - i_1)}$$

Uit (135) volgt:  $i + i_1 = D + \beta$ , dus

$$\frac{\sin \frac{1}{2}(D + \beta)}{n \sin \frac{1}{2}\beta} = \frac{\cos \frac{1}{2}(r - r_1)}{\cos \frac{1}{2}(i - i_1)} \dots \dots \dots (138)$$

$$\text{en } \frac{\cos \frac{1}{2}(D + \beta)}{n \cos \frac{1}{2}\beta} = \frac{\sin \frac{1}{2}(r - r_1)}{\sin \frac{1}{2}(i - i_1)} \dots \dots \dots (139)$$

Daar  $n > 1$  en  $\cos \frac{1}{2}\beta > \cos \frac{1}{2}(D + \beta)$ , is blijkens 139  $\frac{\sin \frac{1}{2}(r - r_1)}{\sin \frac{1}{2}(i - i_1)}$  altijd positief en kleiner dan 1. Hieruit volgt, dat  $\frac{\cos \frac{1}{2}(r - r_1)}{\cos \frac{1}{2}(i - i_1)}$  altijd grooter is dan 1. Alleen in 't bijzondere geval dat  $i = i_1$  en dus ook  $r = r_1$  is, wordt het tweede lid van 139 gelijk 1. Dan bereikt  $\sin \frac{1}{2}(D + \beta)$  en dus ook  $D$  een minimum. Derhalve

$$\frac{\sin \frac{1}{2}(D_m + \beta)}{n \sin \frac{1}{2}\beta} = 1 \text{ of } \sin \frac{1}{2}(D_m + \beta) = n \sin \frac{1}{2}\beta.$$

**578. Bepaling van den berekeningsaanwijzer.** Van de formule (137)  $\sin \frac{1}{2}(D_m + \beta) = n \sin \frac{1}{2}\beta$  kan men zich bedienen, om nauwkeurig den brekingsaanwijzer te bepalen van den overgang van licht uit lucht in de stof, waaruit het prisma vervaardigd is. Men bepaalt eerst volgens § 535 den brekenden hoek  $\beta$  van het prisma. Daarna geeft men aan het tafeltje van den goniometer, waarop het prisma geplaatst is, een zoodanigen stand, dat een volgens de richting der eene alhidade invallende straal het eene brekende vlak intreedt en het andere uittreedt en daarbij het minimum van deviatie vertoont. Plaatst men nu de andere alhidade in de richting van den uit het prisma tredenden straal, dan kan men de minimumdeviatie  $D_m$  bepalen, zoodat  $n$  met behulp van formule 137 kan berekend worden.

Op dezelfde wijze handelt men met **vloeistoffen**, nadat men deze gebracht heeft in een hol prisma, dat gevormd wordt door platen van spiegelglas met zuiver evenwijdige oppervlakken. De beide platen waardoor het licht gaat hebben geen invloed op de deviatie (§ 570).

**Gassen** sluit men voor dit onderzoek op in een hol prisma, waarvan de brekende vlakken een zoo groot mogelijken (stompen) hoek vormen. Men neemt den brekenden hoek groot, omdat anders de deviatie te gering zou zijn. Door het holle prisma luchtledig te maken, kan men met behulp van deze proef ook den brekingsaanwijzer voor den overgang van licht uit de luchtledige ruimte in lucht vinden.

#### IV. Breking der lenzen.

**579. Lenzen zijn doorschijnende lichamen, die (aan de voorzijde en de achterzijde) begrensd zijn door twee gebogen vlakken of door een gebogen en een plat vlak.** Wij beschouwen alleen zulke lenzen, waarbij de gebogen oppervlakken boloppervlakken zijn.

De breking van licht door een gebogen oppervlak kan terugge-

bracht worden tot die door een plat vlak, mits men als brekend vlak beschouwt het platte vlak, dat het gebogen vlak in het invalspunt raakt, en als normaal de loodlijn in het invalspunt op dit raakvlak opgericht. Bij een boloppervlak is dus de normaal in een punt de kromtestraal van dat punt.

580. In figuur 368 is een lens geteekend begrensd door twee bolvlakken (kromtestralen  $R_1$  en  $R_2$ ) met **krommingsmiddelpunten**  $C_1$  en  $C_2$ . De beide bolvlakken snijden elkaar volgens een cirkel, waarvan het vlak loodrecht staat op de verbindingslijn van  $C_1$  en  $C_2$ . Deze cirkel is de **rand** van de lens. De verbindingslijn  $C_1$  en  $C_2$  van de krommingsmiddelpunten heet de **hoofdas** van de lens. De snijpunten  $M_1$  en  $M_2$ , waarin de bolvlakken de hoofdas snijden, heeten de **middens** der bolvlakken. De hoek, dien de kromtestraal van een randpunt met de hoofdas maakt is de halve **opening**. Een lichtend punt  $V$  bevindt zich ergens in de hoofdas vóór de lens. De straal  $VM_1$ , die langs de hoofdas valt, de **hoofdstraal**, gaat on-

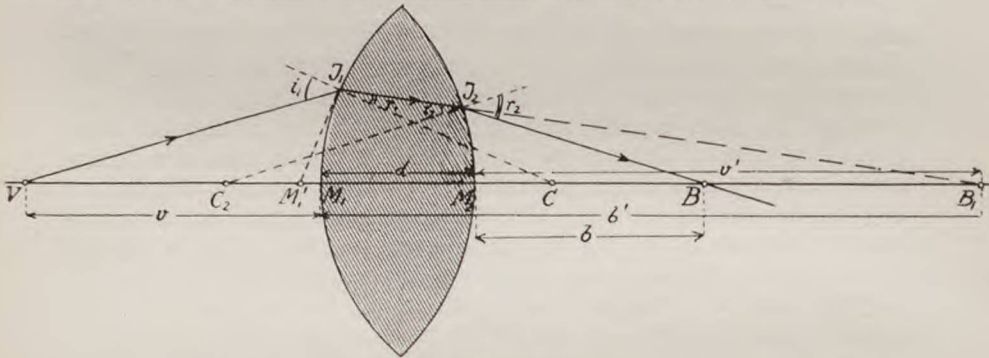


Fig. 368. Lens.

gebroken door (waarom?). Als er dus een vereenigingspunt van alle stralen is, moet dit op de hoofdas liggen. Behalve de straal  $VM_1$  worden alle andere invallende stralen, b.v.  $VJ_1$ , gebroken.

De straal  $VJ_1$  wordt in  $J_1$  naar de normaal ( $J_1C_1$ ) toe gebroken. Kon deze lichtstraal na de breking vrij zijn weg in het glas vervolgen, dan zou hij met  $VJ_1$  en  $J_1C_1$  in hetzelfde platte vlak moeten liggen en dus de hoofdas snijden ergens in  $B_1$ . Zoodra hij in  $J_2$  evenwel het tweede oppervlak treft, wordt hij gebroken van de normaal  $J_2C_2$  af. Dan ligt de straal met  $J_1J_2$  en  $J_2C_2$  weer in hetzelfde platte vlak, zoodat hij de hoofdas snijdt in b.v. het punt  $B$ . We zullen aantoonen, dat ook andere stralen, van  $V$  uitgaande, de hoofdas in hetzelfde punt  $B$  moeten snijden, zoodat er wel degelijk een vereenigingspunt der stralen aanwezig is.

581. **Reële en virtueele licht- en beeldpunten.** Ook hier gelden voor **reële** en **virtueele licht- en beeldpunten** de definities van § 533 (men vervange alleen terugkaatsing door breking).

In afwijking met de spiegels krijgen we nu echter:

**Reële lichtpunten** liggen vóór de lens, **virtueele** er achter.

**Reële beeldpunten** liggen achter de lens, **virtueele** er vóór.

In fig. 368 is  $V$  dus reëel voorwerpspunt en  $B_1$  reëel beeldpunt voor het eerste brekende vlak  $M_1J_1$ .  $B_1$  virtueel voorwerpspunt en  $B$  reëel beeldpunt voor het tweede brekende vlak  $M_2J_2$ .

De afstanden van reële voorwerpen en beelden tot de brekende vlakken worden weer positief, die van virtueele voorwerpen en beelden negatief in rekening gebracht.

Is de bolle kant van het brekende vlak naar buiten gekeerd, dan stellen wij de kromtestraal voor door  $+R$ , is de holle kant naar buiten gekeerd, dan door  $-R$ .

**582. Betrekking tusschen voorwerps- en beeldsafstand.** Volgens fig. 368

$$\triangle VJ_1C_1 : \triangle B_1J_1C_1 = VC_1 : B_1C_1, \text{ maar ook}$$

$$\triangle VJ_1C_1 : \triangle B_1J_1C_1 = VJ_1 \times J_1C_1 \times \sin i_1 : B_1J_1 \times J_1C_1 \times \sin r_1,$$

$$\text{derhalve } \frac{VC_1}{B_1C_1} = \frac{VJ_1 \cdot \sin i_1}{B_1J_1 \cdot \sin r_1} \dots \dots \dots (140)$$

Trekt men in  $J_1$  de raaklijn  $J_1M_1^1$  aan den cirkel en neemt men de opening klein, dan valt ook voor de randstralen  $M_1^1$  nagenoeg samen met  $M_1$ . Is bovendien de invalshoek klein, dan kan men bij benadering  $VJ_1 = VM_1 = v$  en  $B_1J_1 = B_1M_1 = b^1$  stellen. Dit in (140) gesubstitueerd levert op:

$$\frac{VM_1 + M_1C_1}{B_1M_1 - M_1C_1} = \frac{V M_1^1}{B_1 M_1^1} \cdot n$$

$$\text{of } \frac{v + R_1}{b^1 - R_1} = \frac{v}{b^1} \cdot n$$

$$vb^1 + R_1 b^1 = v b^1 n - v R_1 n \quad \text{Deelen door } v b^1 R_1 \text{ geeft:}$$

$$\frac{1}{v} + \frac{n}{b^1} = (n-1) \frac{1}{R_1} \dots \dots \dots (141)$$

Uit deze formule blijkt, dat de plaats van  $B_1$  onafhankelijk is van den invalshoek. Alle stralen, uitgaande van  $V$  op de hoofdas zouden dus in  $B_1$  op de hoofdas weer samenkomen wanneer zij hun weg in 't glas omgehinderd konden vervolgen.

Nu geldt voor de breking bij het tweede bolvlak eveneens:

$$\triangle BJ_2C_2 : \triangle B_1J_2C_2 = BC_2 : B_1C_2 \text{ maar ook}$$

$$\triangle BJ_2C_2 : \triangle B_1J_2C_2 = BJ_2 \times J_2C_2 \times \sin r_2 : B_1J_2 \times J_2C_2 \times \sin i_2$$

$$\text{derhalve } \frac{BC_2}{B_1C_2} = \frac{BJ_2}{B_1J_2} \cdot n$$

$$\text{of } \frac{b + R}{v^1 + R} = \frac{b}{v^1} \cdot n \text{ hetgeen na herleiding oplevert}$$

$$\frac{1}{b} - \frac{n}{v^1} = (n-1) \frac{1}{R_2} \dots \dots \dots (142)$$

Is de dikte  $d$  van de lens zeer klein, dan is nagenoeg  $v^1 = b^1$ . Telt men nu de vergelijkingen 141 en 142 bij elkaar op, dan ontstaat

$$\frac{1}{v} + \frac{1}{b} = (n-1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \dots \dots \dots (143)$$

Hieruit volgt, dat ook de plaats van  $B$  onafhankelijk is van den invalshoek. Alle stralen, uitgaande van het lichtpunt  $V$  op de hoofdas komen dus weer samen in het beeldpunt  $B$  op de hoofd-

as. Voorts blijkt uit de formule, dat  $V$  en  $B$  (evenals bij de spiegels) verwisselbaar zijn. Zij heeten wederom elkaars **koppelbrandpunten**.

**583. Hoofdbrandpunt. Sterkte van de lens.** Als een aan de hoofdas evenwijdige bundel op de lens valt, is  $v = \infty$ , en komen de stralen na breking samen in een punt  $F$ , op een afstand  $f$  van de lens, bepaald door:

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \dots \dots \dots (144)$$

Hierbij is 't onverschillig, van welke zijde de bundel op de lens valt. Er is dus aan weerszijden een **hoofdbrandpunt**, op denzelfden afstand, den **hoofdbrandpuntsafstand**, van de lens. Men noemt  $\frac{1}{f}$  de **sterkte** of het **brekend vermogen** der lens.

**584. Lenzenformule.** Uit de betrekkingen 143 en 144 volgt:

$$\frac{1}{v} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \dots \dots \dots (145)$$

**585. Soorten van lenzen.** Men onderscheidt twee groepen van lenzen: **convexe (bolle)**, die in het midden dikker zijn dan aan den rand (fig. 369 1, 2 en 3), en **concafe (holle)**, die in het midden dunner zijn dan aan den rand (4, 5 en 6).

De convexe lenzen vermeerderen de convergentie of verminderen de divergentie van doorgaande stralen. De concafe hebben de tegenovergestelde uitwerking. De verschillende vormen in fig. 369 afgebeeld, zijn: 1. **Biconvex** (dubbelbol). In formule 144 is dan zoowel  $R_1$  als  $R_2$  positief

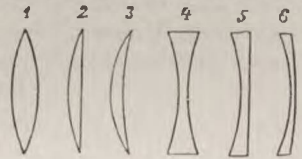


Fig. 369. Convexe en concafe lenzen.

te stellen, dus ook  $f$  positief. 2. **Plan-convex** (plat-bol).  $R_1$  positief en  $R_2$  oneindig groot of  $\frac{1}{R_2} = 0$ , dus  $f$  positief. 3. **Concaaf-convex** (hol-bol).  $R_1$  positief,  $R_2$  negatief. Echter in volstrekte waarde is  $R_1 < R_2$ , dus  $\frac{1}{R_1} > \frac{1}{R_2}$ , waaruit weer volgt  $f$  positief. 4. **Biconcaaf** (dubbel-hol),  $f$  negatief. 5. **Plan-concaaf**. (plat-bol),  $f$  negatief. 6. **Convex-concaaf** (bol-hol),  $f$  negatief.

**Convexe lenzen hebben dus reële brandpunten, concafe lenzen virtueele brandpunten.**

Evenwijdig aan de hoofdas invallende stralen zullen dus bij een convexe lens na breking convergeeren naar 't brandpunt, dat gelegen is aan den tegenovergestelden kant van de lens (fig. 370; in deze en de volgende figuren, wordt de lensdikte = nul ondersteld; zie § 589).

Bij een **concafe** lens zullen evenwijdig aan de hoofdas invallende stralen na breking divergeeren van 't brandpunt, dat aan denzelfden kant der invallende stralen gelegen is (fig. 371).

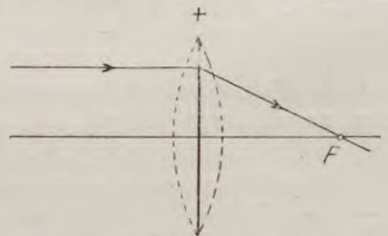


Fig. 370. F bij convexe lens.

## 586. Verschillende standen van V en B. . .

A. Bij een convexe lens. Wij onderscheiden de volgende gevallen:

1. V op oneindig (reëel) vóór de lens. Beeldpunt in F (fig. 370); reëel.

2. V tusschen oneindig (reëel) en P (P ligt op een afstand  $2f$  van de lens verwijderd). B tusschen F en P achter de lens (reëel). Zie fig. 372.

3. V in P (reëel) vóór de lens. B in P achter de lens (reëel). Zie fig. 373.

Immers  $v = 2f$  in  $\frac{1}{v} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$   
 levert op  $b = 2f$ .

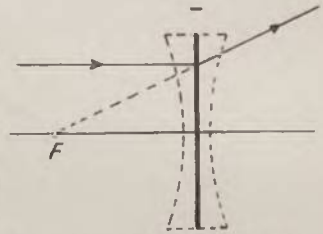


Fig. 371. F bij concave lens.

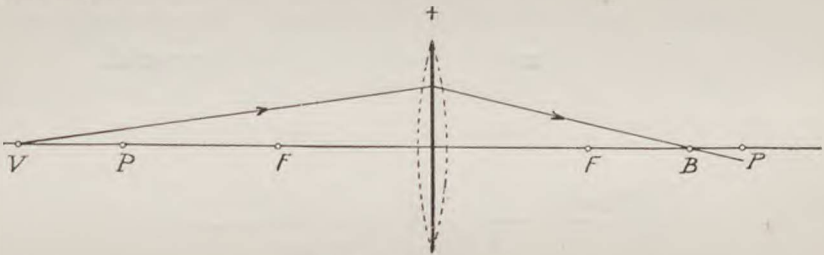


Fig. 372. Geval 2.

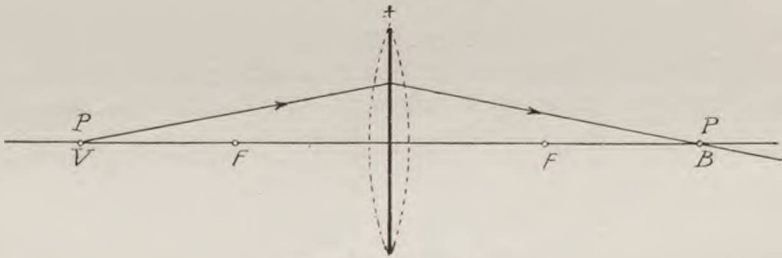


Fig. 373. Geval 3.

4. V (reëel) tusschen P en F. B (reëel) tusschen P and oneindig achter de lens. Zie fig 374.

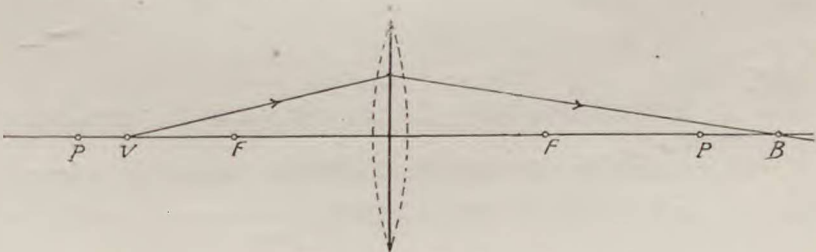


Fig. 374. Geval 4.

5.  $V$  (reëel) in  $F$  vóór de lens.  $B$  op oneindig achter de lens. Zie fig. 375.

Immers:  $v = f$  in  $\frac{1}{v} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$  geeft:  $\frac{1}{b} = 0$  of  $b = \infty$ .

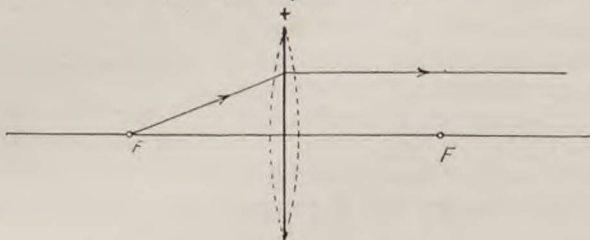


Fig. 375. Geval 5.

6.  $V$  (reëel) tusschen  $F$  en de lens (binnen brandpuntsafstand).  $B$  (virtueel) tusschen oneindig vóór de lens en de lens zie fig. 376.

Immers:  $\frac{1}{b} = \frac{1}{f} - \frac{1}{v}$  en  $v < f$ , of  $\frac{1}{v} > \frac{1}{f}$ , dus  $b$  negatief.

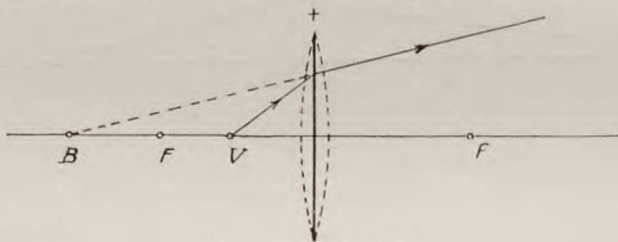


Fig. 376. Geval 6.

7.  $V$  (virtueel) tusschen de lens en oneindig achter de lens.  $B$  (reëel) tusschen de lens en  $F$  achter de lens. Zie fig. 377. Immers:  $v$  negatief geeft:  $\frac{1}{b} = \frac{1}{f} + \frac{1}{v}$  of  $b = \frac{v}{v+f}$ ;  $f$ , dus 1e  $b$  positief, 2e  $b < f$ .

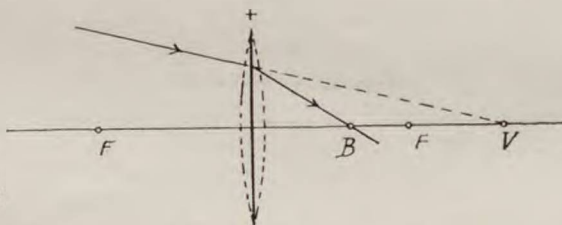


Fig. 377. Geval 7.

**B. Bij een concave lens.** Hierbij zijn eveneens 7 gevallen te onderscheiden.

1.  $V$  op oneindig vóór de lens. Beeldpunt (virtueel in 't brandpunt vóór de lens. Zie fig. 371). Immers:  $v = \infty$  of  $\frac{1}{v} = 0$  in  $\frac{1}{v} + \frac{1}{b} = -\frac{1}{f}$  geeft  $b = -f$ .

2.  $V$  (reëel) tusschen oneindig vóór de lens en de lens.  $B$  (virtueel) tusschen  $F$  vóór de lens en de lens. Zie fig. 378. Immers:  $\frac{1}{v} + \frac{1}{b} = -\frac{1}{f}$  of  $\frac{1}{b} = -\frac{1}{v+f}$ , dus 1e  $b$  is negatief, 2e  $b < f$ .

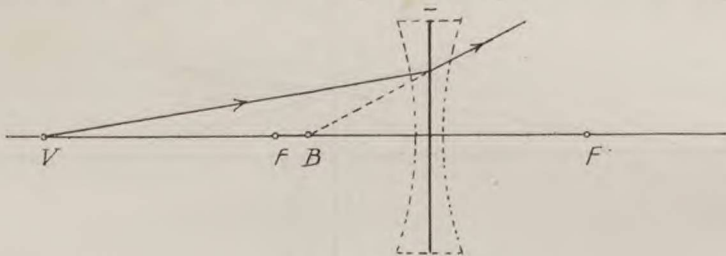


Fig. 378. Geval 2.

3.  $V$  (virtueel) tusschen de lens en  $F$  achter de lens.  $B$  (reëel) tusschen de lens en oneindig achter de lens. Zie fig. 379. Immers:  $-\frac{1}{v} + \frac{1}{b} = -\frac{1}{f}$ , of  $\frac{1}{b} = \frac{1}{v} - \frac{1}{f}$ . Nu is  $v < f$  of  $\frac{1}{v} > \frac{1}{f}$ , dus  $b$  positief.

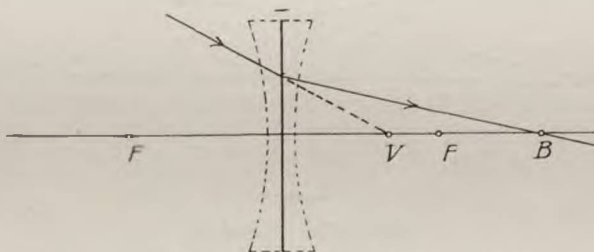


Fig. 379. Geval 3.

4.  $V$  (virtueel) in  $F$  achter de lens.  $B$  op oneindig achter de lens. Zie fig. 369. Immers:  $v = -f$  in  $\frac{1}{v} + \frac{1}{b} = -\frac{1}{f}$  geeft:  $\frac{1}{b} = 0$  of  $b = \infty$ .

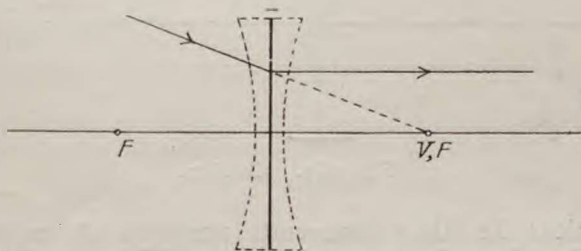


Fig. 380. Geval 4.

5.  $V$  (virtueel) tusschen  $F$  en  $P$  achter de lens.  $B$  (virtueel) tusschen oneindig en  $P$  vóór de lens. Zie fig. 381. Immers:

$\frac{1}{v} + \frac{1}{b} = -\frac{1}{f}$  geeft  $\frac{1}{b} = \frac{1}{v} - \frac{1}{f}$ . Nu is  $v > f$  of  $\frac{1}{v} < \frac{1}{f}$ , dus:  $b$  negatief (geldt ook voor geval 7).

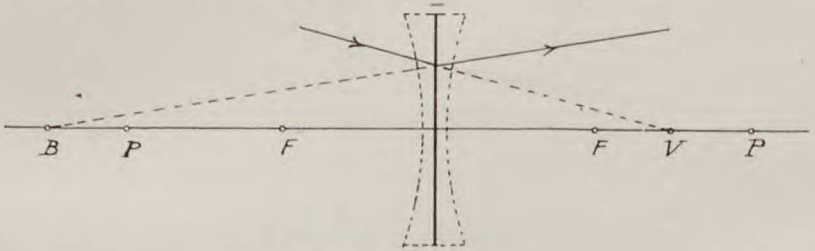


Fig. 381. Geval 5.

6.  $V$  (virtueel) in  $P$  achter de lens.  $B$  (virtueel) in  $P$  vóór de lens. Zie fig. 382. Immers  $v = -2f$  in  $\frac{1}{v} + \frac{1}{b} = -\frac{1}{f}$  geeft  $b = 2f$ .

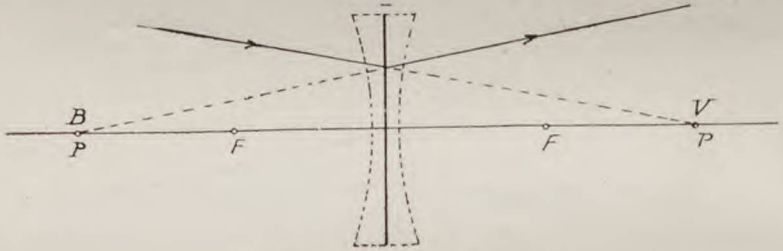


Fig. 382. Geval 6.

7.  $V$  (virtueel) tusschen  $P$  en oneindig achter de lens.  $B$  (virtueel) tusschen  $P$  en  $F$  vóór de lens. Zie fig. 383.

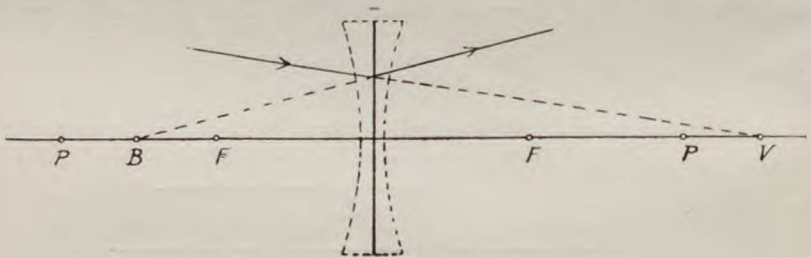


Fig. 383. Geval 7.

**Conclusies:** 1e Als  $v$  toeneemt, neemt  $b$  af en omgekeerd. Licht- en beeldpunt bewegen zich dus altijd in dezelfde richting.

2e Bij een convexe lens ontstaat alleen van een (reël) licht-



punt binnen brandpuntsafstand een virtueel beeld. V en B kunnen nooit tegelijk virtueel zijn.

3e Bij een concave lens ontstaat alleen van een (virtueel) lichtpunt binnen brandpuntsafstand een reël beeld. V en B kunnen nooit tegelijk reël zijn.

587. **Optisch middelpunt.** Men trekt uit de beide krommingsmiddelpunten eener biconvexe lens (fig. 384) twee **evenwijdige**

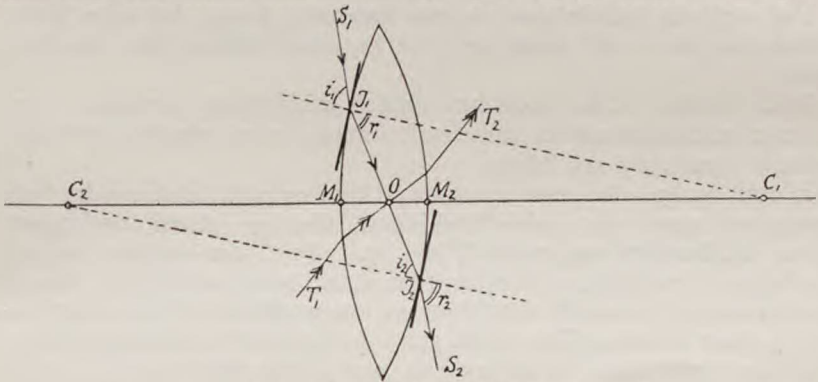


Fig. 384. Optisch middelpunt.

kromtestralen, b.v.  $C_1J_1 = R_1$  en  $C_2J_2 = R_2$ . De lijn, die  $J_1$  en  $J_2$  verbindt, snijdt dan de hoofdas in een punt  $O$ , het **optisch middelpunt** der lens. De ligging van  $O$  wordt gevonden met behulp der gelijkvormige driehoeken  $C_1J_1O$  en  $C_2J_2O$ . Immers:

$$C_1O : C_2O = C_1J_1 : C_2J_2$$

$$\text{of } (R_1 - M_1O) : (R_2 - M_2O) = R_1 : R_2$$

$$\text{waaruit volgt: } M_1O : M_2O = R_1 : R_2 \dots (146)$$

Het optisch middelpunt verdeelt de dikte  $M_1M_2$  der lens in twee stukken, die zich verhouden als de kromtestralen der aangrenzende bolvlakken.

Het optisch middelpunt ligt dus het dichtst bij het sterker gebogen vlak, daar  $R_1 > R_2$  is. Als  $R_1 = R_2$  is, ligt  $O$  in het midden van  $M_1M_2$ .

Ook volgt uit formule 146 dat de ligging van  $O$  **onafhankelijk** is van den invalshoek, dien een straal heeft.

De lenzen van anderen vorm hebben eveneens een optisch middelpunt.

588. De straal  $S_1J_1$  die bij  $J_1$  intredende, binnen de lens de richting naar het optisch middelpunt heeft, zal, bij  $J_2$  uittredende, evenwijdig met de richting van den invallenden straal voortgaan. Immers  $r_1 = i_2$ , dus moet ook  $i_1 = r_2$  zijn. De straal  $S_1J_1J_2S_2$  doorloopt de lens juist alsof hij door een glazen plaat met evenwijdige oppervlakken ging (de raakvlakken in  $J_1$  en  $J_2$  aan de brekende vlakken gebracht, zijn evenwijdig). Dit zal mede het geval zijn voor elken

anderen straal ( $T_1OT_2$ ), die binnen het glas door het optisch middelpunt gaat.

Alle stralen, die binnen een lens de richting naar het optisch middelpunt aannemen, ondergaan een **zijdelingsche verschuiving**.

Kan echter de **dikte der lens verwaarloosd** worden, dan mag men bij benadering aannemen, dat elke straal, die de richting naar het optische middelpunt eener lens heeft, ongebroken door de lens gaat. Dit levert dus als definitie:

**Het optisch middelpunt is een zoodanig punt, dat elke lichtstraal die naar dat punt gericht is, ongebroken door de lens gaat.**

**589. Bijas.** Elke door het optisch middelpunt getrokken lijn, die niet met de hoofdas samenvalt, noemt men wegens bovengenoemde eigenschap een **bijas**.

Hieruit volgt, dat men bij verwaarloozing van de dikte der lens aannemen mag, dat beide brekingen, die een straal ondergaat, plaats hebben in een vlak  $QQ$  (fig. 385), dat in het optisch middelpunt loodrecht op de hoofdas staat. Men denkt zich dus de lens vervangen door dit vlak, hetgeen we reeds in de figuren 370—383 gedaan hebben. Dan is de gang der stralen te vereenvoudigen, door den invallenden straal tot aan punt  $J$  van dit vlak (fig. 385)

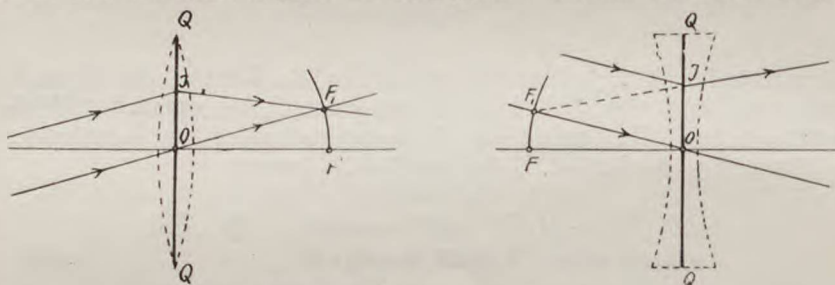


Fig. 385. Bijassen. Lensdikte nul.

door te trekken. Van het verkregen snijpunt trekt men dan een lijn in de richting, waarin de uittreedende straal loopt.

De bijassen kunnen op overeenkomstige wijze als bij de sferische spiegels gebruikt worden, om den gang van een straal na breking door een lens te bepalen:

**a.** Evenwijdig aan een straal, die in willekeurige richting op een lens valt, trekt men een bijas en bepaalt op deze het *bijbrandpunt*  $F_1$  (fig. 385). De verbindingslijn van  $F_1$  met het punt  $J$ , waar de invallende straal het vlak  $QQ$  treft, wijst de richting van den gebroken straal aan.

**b.** Het beeldpunt van een lichtpunt ligt op de door het lichtpunt getrokken bijas (koppelbrandpunten).

**c.** Het beeld van een meetkundige figuur, gelegen op een boloppervlak, dat het optisch middelpunt  $O$  tot middelpunt heeft, ligt eveneens op een boloppervlak, waarvan  $O$  het middelpunt is.

d. Het beeld eener rechte (fig. 386), loodrecht op de hoofdas staande, lijn  $VV_1$  is bij benadering eveneens een rechte, loodrecht op

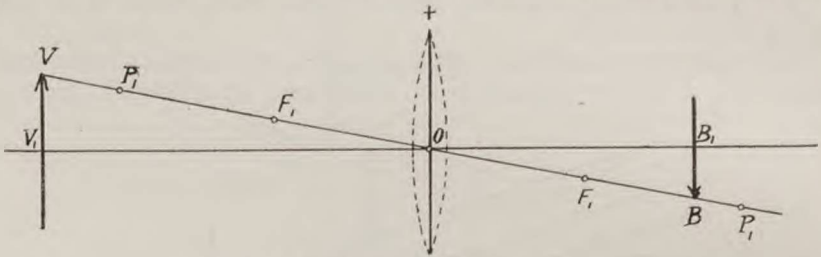


Fig. 386. Beeld op bijas.

de hoofdas staande, lijn  $BB_1$  getrokken door het beeldpunt  $B$  van een der (uiterste) lichtpunten  $V$  der lijn.

590. **Constructie van het beeld van een (willekeurig) voorwerp.** Volgens het voorgaande heeft men dus slechts te zoeken het beeldpunt van één der uiterste punten van het voorwerp. Men gebruikt daartoe twee stralen (fig. 387).

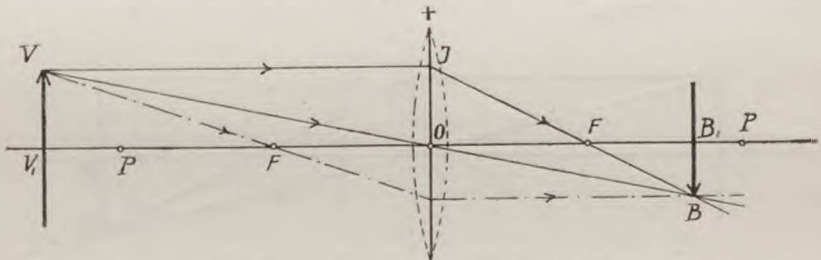


Fig. 387. Constructie van het beeld.

1e. Een lichtstraal door  $O$  gaande, die dan met de tot het lichtpunt  $V$  behorende bijas samensvalt en ongebroken door de lens gaat.

2e. Een lichtstraal die evenwijdig met de hoofdas op de lens valt en dan na breking door het hoofdbrandpunt  $F$  moet gaan.

In plaats van één dezer beide stralen zou men ook gebruik kunnen maken van den straal, die vóór de lens de richting naar het andere hoofdbrandpunt  $F$  heeft. Na de breking is de richting van dezen straal evenwijdig met de hoofdas.

591. **Vergrooting.** Onder de vergrooting verstaat men de verhouding der lineaire grootten van beeld en voorwerp, dus

$L = \frac{BB_1}{VV_1}$ . Wegens de gelijkvormigheid der driehoeken  $VOV_1$  en  $BOB_1$  is deze verhouding gelijk aan  $\frac{B_1O}{V_1O}$  zoodat

$$L = \frac{b}{v} \dots \dots \dots (147)$$

## 592. Verschillende standen van voorwerp en beeld.

## A. Bij convexe lenzen.

1. Voorwerp op oneindig vóór de lens. Reëel beeld in  $F$ . Zie fig. 388.

2. Voorwerp tusschen oneindig en  $P$  vóór de lens. Beeld tusschen  $F$  en  $P$  achter de lens: reëel, omgekeerd en verkleind. Zie fig. 387.

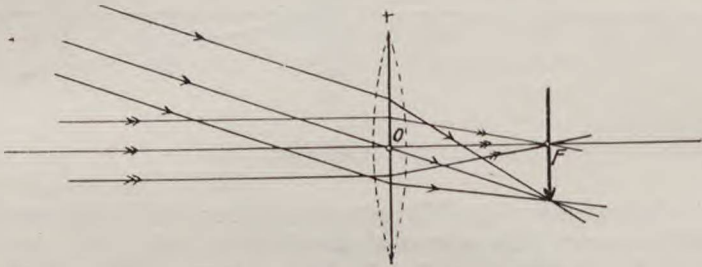


Fig. 388. Geval 1.

3. Voorwerp in  $P$  vóór de lens. Beeld in  $P$  achter de lens: reëel, omgekeerd en even groot. Zie fig. 389.

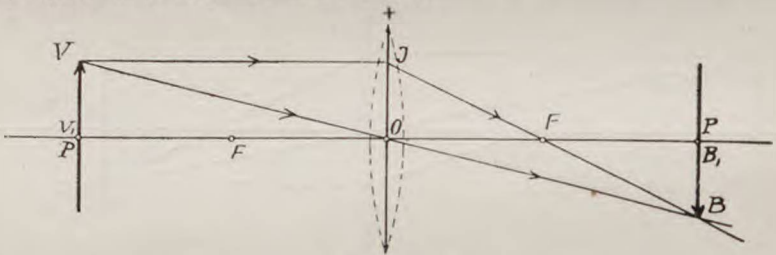


Fig. 389. Geval 3.

4. Voorwerp tusschen  $P$  en  $F$  vóór de lens. Beeld tusschen  $P$  en oneindig achter de lens: reëel, omgekeerd en vergroot. Zie fig. 390.

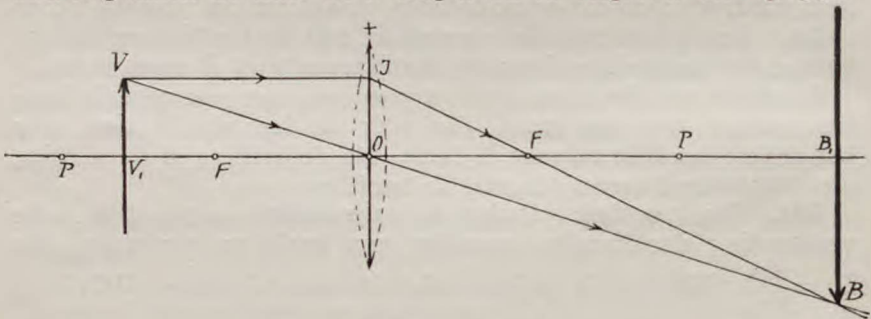


Fig. 390. Geval 4.

5. Voorwerp in  $F$  vóór de lens. De lichtstralen van een bepaald

punt  $V$  of  $V'$  van het voorwerp uitgaande loopen na breking evenwijdig aan de bijas  $VO$  of  $V'O$  van het betreffende punt. Zie fig. 391.

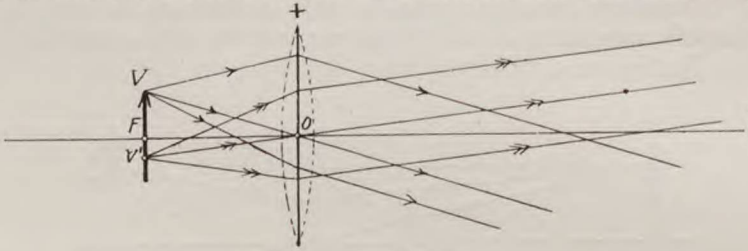


Fig. 391. Geval 5.

6. Voorwerp tusschen  $F$  en de lens (binnen brandpuntsafstand). Beeld tusschen oneindig vóór de lens en de lens: virtueel, rechtopstaand en vergroot. Zie fig. 392. Dit is de werking van de loupe of het vergrootglas.

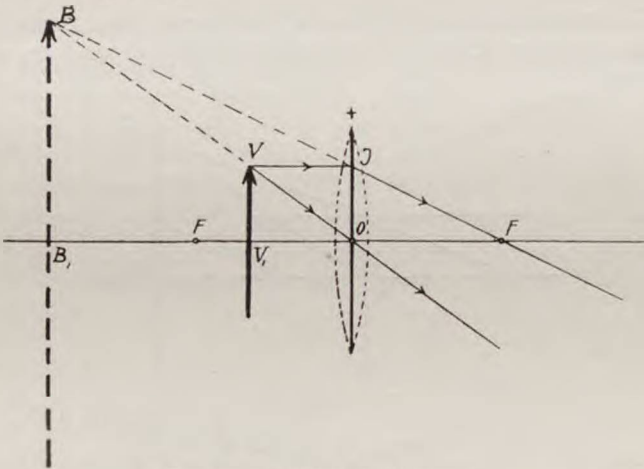


Fig. 392. Geval 6 (Loupe).

7. Voorwerp (virtueel) tusschen de lens en oneindig achter de lens. Beeld tusschen de lens en  $F$  achter de lens: reëel, rechtopstaand en verkleind. Zie fig. 393.

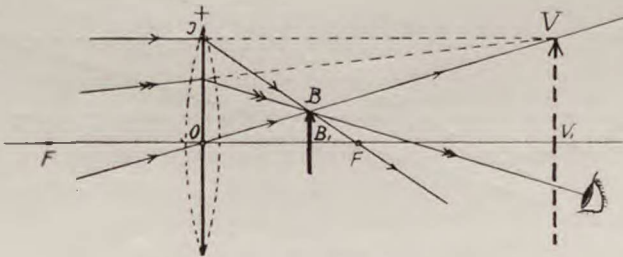


Fig. 393. Geval 7.

**B. Bij concave lenzen.** Wij zullen hier slechts enkele gevallen behandelen:

2. Voorwerp tusschen oneindig vóór de lens en de lens. Beeld tusschen  $F$  vóór de lens en de lens: virtueel, rechtopstaand en verkleind. Zie fig. 394.

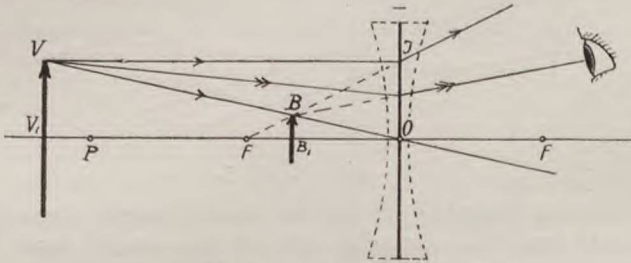


Fig. 394. Geval 2.

3. Voorwerp tusschen de lens en  $F$  achter de lens. Beeld tusschen de lens en oneindig achter de lens: reëel, rechtopstaand en vergroot. Zie fig. 395.

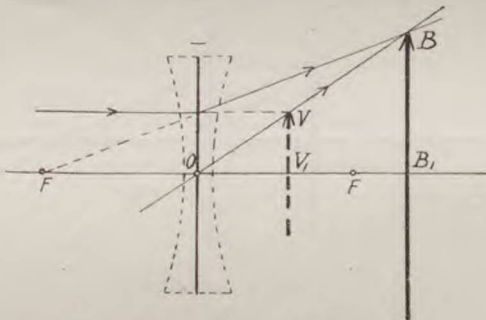


Fig. 395. Geval 3.

5. Voorwerp tusschen  $F$  en  $P$  achter de lens. Beeld tusschen oneindig en  $P$  vóór de lens: virtueel, omgekeerd en vergroot. Zie fig. 396.

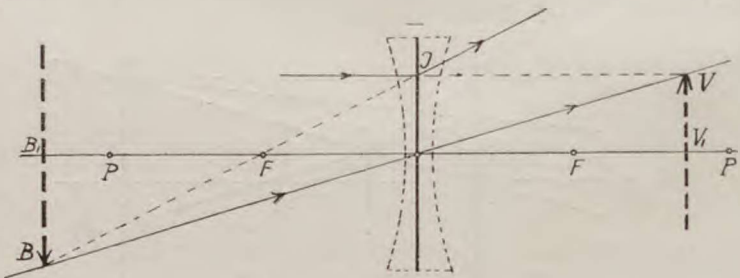


Fig. 396. Geval 5.

7. Voorwerp tusschen  $P$  en oneindig achter de lens. Beeld tusschen  $P$  en  $F$  vóór de lens: virtueel, omgekeerd en verkleind. Zie fig. 397.

**Opmerking:** In geval 6 (voorwerp in  $P$  achter de lens en beeld in  $P$  er voor) zijn voorwerp en beeld evengroot.

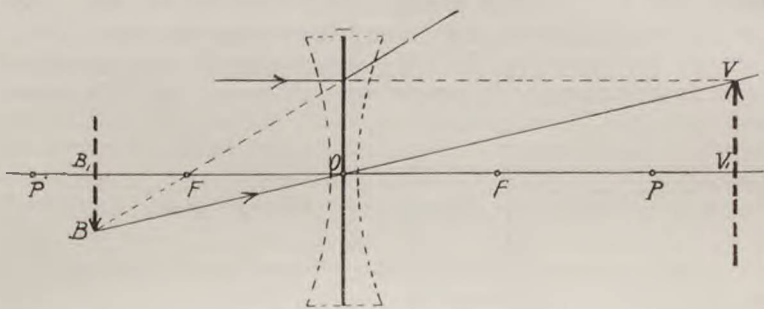


Fig. 397. Geval 7.

593. **Gecentreerd lenzenstelsel.** Als een beeld gevormd wordt door twee (of meer) lenzen met **gemeenschappelijke hoofdas** (gecentreerde lenzen), dan geldt een overeenkomstige regel als bij twee spiegels. Men bepaalt het beeld van de eerste lens, alsof de tweede lens niet aanwezig is. Daarna beschouwt men dit beeld als reëel of virtueel voorwerp voor de tweede lens alsof de eerste lens er niet is. In fig. 398 vindt men een voorbeeld, dat geen moeilijkheden zal opleveren. Van voorwerp  $V$  geeft lens I het virtueele beeld

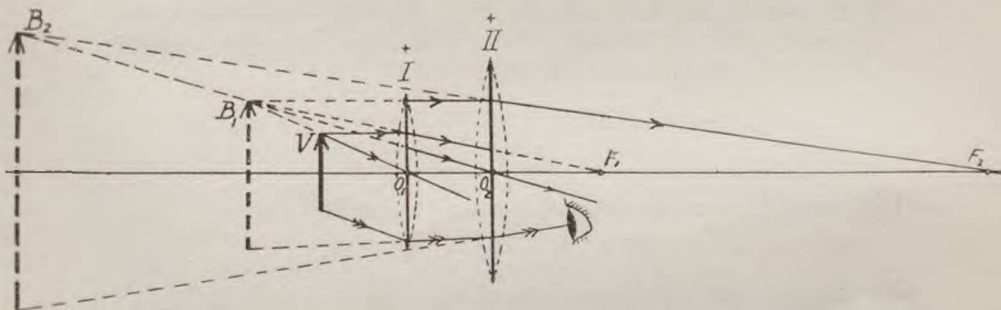


Fig. 398. Gecentreerd lenzenstelsel.

$B_1$ . Dit is reëel voorwerp voor lens II, zoodat  $B_2$  het virtueele beeld van het lenzenstelsel wordt.

De gang van een lichtstraal, die van het onderste punt van het voorwerp een achter de tweede lens geplaatst oog bereikt, is door dubbele pijlspitsen aangegeven. Men past dan eerst voor de tweede en daarna voor de eerste lens de in § 558 (kleine letters) bedoelde constructie toe.

Voor de duidelijkheid is in fig. 398 geteekend de gang van den lichtstraal komende van het *onderste* punt der pijl.

De vergrooting is  $L = \frac{b_1}{v_1} \times \frac{b_2}{v_2} \dots \dots \dots (148)$

**594. Hoofdbrandpuntsafstand van een gecentreerd lenzenstelsel.** Dit is de afstand van de laatste lens tot het punt, waar de evenwijdig met de hoofdas op de eerste lens vallende stralen zich verenigen, in fig. 399 dus  $O_2F$ . Het brandpunt  $F_1$  der eerste lens is het (reëele of virtueele) lichtpunt voor de tweede lens. Constructief

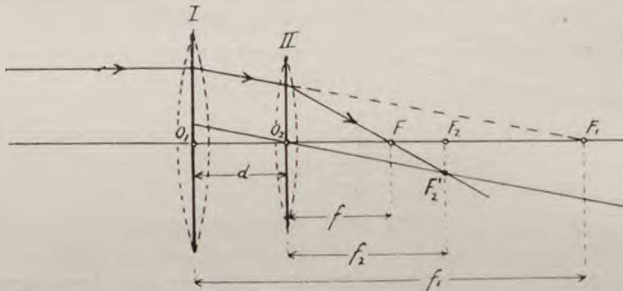


Fig. 399. Hoofdbrandpuntsafstand van een lenzenstelsel.

wordt  $F$  als volgt verkregen. Een evenwijdig aan de hoofdas op I vallende straal wordt gebroken naar  $F_1$ . Trek nu voor II de bijas nieraan evenwijdig, dan zal de op II vallende straal naar 't brandpunt  $F_2$  op deze bijas gebroken worden. Het snijpunt van deze straal met de hoofdas is het gevraagde hoofdbrandpunt  $F$  van het lenzenstelsel.

Zij de afstand der beide lenzen =  $d$ , dan ligt  $F_1$  op een afstand —  $(f_1 - d)$  vóór de tweede lens. Den hoofdbrandpuntsafstand  $f = O_2F$  vindt men dus uit de vergelijking:

$$\frac{1}{d - f_1} + \frac{1}{f} = \frac{1}{f_2}$$

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1 - d} + \frac{1}{f_2} \dots \dots \dots (149)$$

Liggen de lenzen op elkaar ( $d = \text{nul}$ ), dan heeft men:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} \dots \dots \dots (150)$$

De sterkte van het lenzenstelsel is gelijk aan de algebraïsche som der sterkten van de beide lenzen.

**595. Sferische aberratie.** Door de randstralen zal bij lenzen *sferische aberratie* (§ 548) ontstaan, als de invalshoeken dier stralen te groot zijn, om daarop de bij centrale stralen geoorloofde benaderingen toe te passen. Om de sferische aberratie op te heffen heeft men de volgende middelen:

1. Men kan de randstralen terughouden door diaphragma's.
2. Men kan lenzen zóó slijpen, of stelsels van lenzen zóó construeeren, dat de aberratie verdwijnt. Men spreekt dan van een **aplanatisch lenzenstelsel** *planao = ik dwaal af*).



## V. Kleurschifting (Dispersie).

596. **Spectrum.** Door een fijne horizontale spleet  $O$  (fig. 400) laten wij wit licht (zonlicht) in een donkere kamer treden. Wij vangen de stralen door een wit scherm  $S$  op. Op dit scherm vertoont zich dan een beeld  $B$  der spleet.

Plaatsen wij nu tusschen spleet en scherm een prisma  $P$ , waarvan de brekende ribbe naar boven gekeerd is, dan verdwijnt het beeld der spleet, terwijl wij lager op het scherm een gekleurden lichtband  $rv$  waarnemen. De breedte hiervan is gelijk aan die van het ongekleurde beeld  $B$ . De gekleurde lichtband heet **spectrum**. Wij onderscheiden daarin van boven naar beneden volgens Newton zeven hoofdkleuren: **rood, oranje, geel, groen, lichtblauw, indigo en**

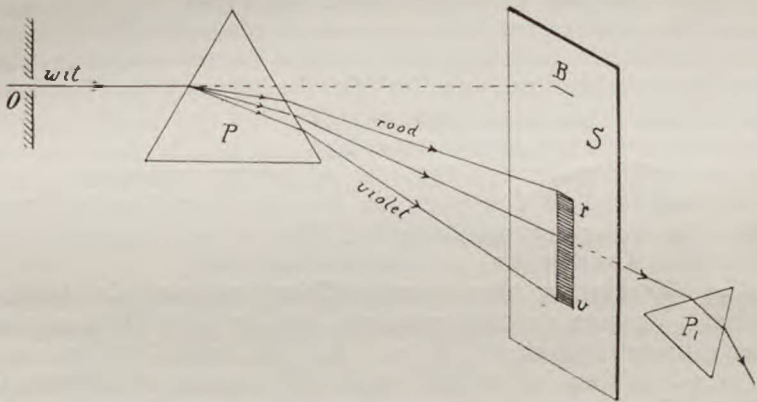


Fig. 400. Kleurschifting.

**violet**, terwijl wij van het uiterste rood tot het uiterste violet tallooze in elkander overgaande tinten waarnemen. Dit verschijnsel noemt men **kleurschifting** of **kleurverstrooiing**, **dispersie**. De kleuren, die men na den doorgang van het licht door het prisma waarneemt, heeten **spectraalkleuren**.

597. **Verschillende breekbaarheid der stralen.** De verklaring, die Newton van dit verschijnsel gaf, is de volgende. In wit licht zijn al de genoemde kleuren aanwezig. Zij worden echter door ons oog niet afzonderlijk waargenomen, maar maken samen den indruk van **wit** licht. De splitsing door het prisma bewijst, dat de samenstellende stralen **verschillende breekbaarheid** hebben. **Rood** licht heeft den kleinsten en **violet** licht den grootsten brekingsaanwijzer.

Het spectrum moet beschouwd worden, als een reeks van evenveel **gekleurde beelden der spleet**, als er verschillende tinten in het wit licht aanwezig zijn.

De uitdrukkingen „stralen van verschillende kleur” en „stralen

van verschillende breekbaarheid'' hebben dus dezelfde beteekenis.

Bovenstaande is proefondervindelijk aan te toonen:

1e Maakt men divergeerende gekleurde stralen door middel van een convexe lens of een concave spiegel convergent, dan wordt op de plaats, waar de stralen samenkomen, wederom een wit beeld der spleet gevormd.

2e Door te kijken naar een snel ronddraaiende schijf, die in sectoren is verdeeld, welke gekleurd zijn overeenkomstig de hoofdkleuren van het spectrum. Houdt men het oog gericht op een bepaald punt, dan verkrijgt het oog achtereenvolgens de indrukken van elk der kleuren. Wegens de zoogenaamde „nawerking'' van het oog (§ 618) verkrijgt het reeds den indruk van den volgenden sector, als die van den voorafgaanden nog niet verdwenen is. De indrukken vallen dus over elkaar en geven den indruk van een witte schijf.

3e Laat men een gekleurde straal van bepaalde tint door een tweede fijne spleet in het scherm op een tweede prisma  $P_1$  (fig. 400) vallen, dan heeft daardoor geen verdere kleurverandering plaats. Maar wel bezit de straal een deviatie, die bij een bepaalden invalshoek des te grooter is, naarmate de kleur van den straal dichter bij het violette einde van het spectrum ligt.

Is de tweede spleet zóó fijn, dat zij slechts stralen van één bepaalde breekbaarheid doorlaat, dan kan dit licht door het tweede prisma niet verder verstrooid worden. Men noemt zulk licht daarom **enkelvoudig (homogeen) of monochromatisch**.

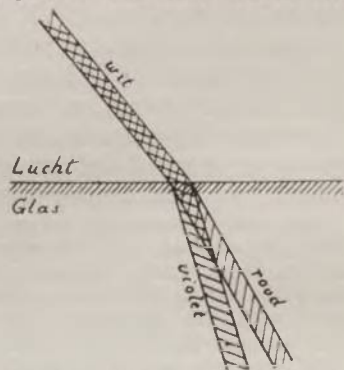
**598. Verklaring der kleurschifting volgens de trillings-theorie.** Volgens de trillingstheorie, die het licht als transversale aethertrillingen beschouwt (§ 520), kan het verschil in kleur alleen zijn grond hebben in **verschil van trillingsgetal of trillingstijd**. In wit licht komen dus te gelijker tijd aethertrillingen van alle mogelijke (binnen de grenzen der zichtbaarheid geldende) trillingstijden voor.

Zoo lang zulk een straal zich in de **luchtledige ruimte** (in den vrijen aether) beweegt, mogen wij de voortplantingssnelheid voor stralen van alle trillingstijden **even groot** onderstellen. Dit geldt nagenoeg ook in de lucht. De voortplantingssnelheid bedraagt  $3 \times 10^{10}$  cm. Uit de formule  $v = N \cdot \lambda$  volgt, daar  $v$  constant is, dat de golflengte  $\lambda$  *omgekeerd evenredig is met het trillingsgetal  $N$* . Nu is gebleken dat **de golflengte van rood licht** ongeveer  $0.8 \mu$  (1 micron = 0.001 mm) = 0.00008 cm bedraagt. Voor **violet licht is de golflengte  $\lambda = 0.4 \mu = 0.00004$  cm**, d.i. de helft van die van rood licht. Dus het trillingsgetal van violet licht is  $2 \times$  zoo groot als dat van rood licht. Men noemt violet wel „de octaaf'' van rood licht. De trillingsgetallen van violet en van rood licht bedragen

volgens de formule  $N = \frac{v}{\lambda}$  respectievelijk

$$\frac{3 \times 10^{10}}{8 \times 10^{-5}} = \frac{3}{8} \times 10^{15} \text{ en } \frac{3}{4} \times 10^{15}.$$

Men neemt echter aan, dat in een **brekende middenstof** door de werking der moleculen de vrije beweeglijkheid van den aether verminderd is. Men wil op die wijze verklaren, dat de snelheid van alle stralen gewijzigd wordt, maar niet evenveel. Het minst wordt gewijzigd de snelheid der stralen van grootere golflengte (roode stralen, zie fig. 401), het meest die der stralen van kleinere golflengte (violette stralen).



**Kleur** en **toonhoogte** zijn analoge begrippen. Evenals een toon door zijn trillingsgetal bepaald wordt, kan men ook een (homogene) kleur ondubbelzinnig aanwijzen door het trillingsgetal (den trillingstijd) of door den (absoluten, d.w.z. ten opzichte van het luchtledig) brekingsaanwijzer voor een bepaalde brekende stof.

Fig. 401. Breking en kleurschifting.

Het trillingsgetal van een bepaalden (enkelvoudigen) toon blijkt steeds even groot, terwijl zijn golflengte (wegens het verschil in voortplantingssnelheid in verschillende stoffen) afhankelijk is van de middenstof, waarin het geluid zich voortplant. Zoo is ook het trillingsgetal van een bepaalde enkelvoudige kleur steeds even groot. De golflengte echter hangt af van de middenstof, waarin het licht zich voortplant.

Terwijl het oor een geluid in enkelvoudige tonen ontleedt, kan echter het oog *samengesteld licht niet in enkelvoudige kleuren splitsen*.

Het oor neemt meerdere octaven waar, het oog verkrijgt slechts indrukken van trillingen over één octaaf.

**599. Complementaire kleuren.** Oderschept men bij de eerste der in § 597 genoemde proeven stralen van een bepaalde kleur, dan wordt het door alle overige stralen gevormde beeld der spleet gekleurd. De weggenomen kleur en de kleur van het beeld der spleet zouden samen wit licht geven. Men noemt ze daarom **complementaire** (aanvullings-) **kleuren**. Zulke kleuren zijn rood en groen, oranje en blauw, geel en indigo.

**600. Absorptie-spectrum.** Gekleurd licht is dus niet noodzakelijk homogeen. Bedekken wij de spleet, waardoor het zonlicht indringt, met een gekleurd glas, dan is het door het glas doorgelaten licht (nagenoeg) homogeen, indien het geheele spectrum verdwijnt tot op een enkel smal beeld der spleet in de kleur van het doorgelaten licht. Is het doorgelaten licht niet homogeen, dan wordt het door het prisma in zooveel stralenbundels gesplitst, als er verschillende kleuren in voorkomen. Die plaatsen van het spectrum, waar de niet doorgelaten (geabsorbeerde) kleuren beelden der spleet zouden vormen, blijven donker. Wij nemen door zulk een glas kijkende een mengsel van kleuren waar. Het maakt op ons oog echter den indruk van een enkele kleur, die in het algemeen niet overeenkomt met een der spectrale kleuren. Ook hier blijkt weer, dat het oog het licht niet kan analyseeren, zooals het oor dit doet met een samengesteld geluid.

**601. Kleur der lichamen.** De kleur, waarin de niet zelflich-

tende lichamen zich aan ons vertoonen, hangt af 1) van de geschiktheid der lichamen, om stralen van bepaalde kleuren terug te werpen, te absorbeeren of door te laten; 2) van de samenstelling van het op de lichamen vallende licht.

Wij noemen een lichaam wit, als het alle stralen van het zonlicht, die er op vallen, terugkaatst; zwart, als het al die stralen absorbeert. Wij noemen het rood, als het of slechts homogene roode stralen terugwerpt, of een mengsel van stralen, dat in ons oog den indruk van rood teweeg brengt, enz.

Een rood lichaam, dat in een donkere kamer door het homogene gele licht eener natriumvlam (niet-lichtende vlam van een Bunsenbrander, waarin chloornatrium verhit wordt) bestraald wordt, kan zich of geel of zwart voordoen. Geel, als het de invallende stralen terugwerpt. Zwart, als het ze absorbeert. In het eerste geval is geel een der kleuren, die de roode kleur van het lichaam (in het daglicht) samenstellen. In het tweede geval niet.

Bij kaarslicht en (geel) gaslicht vertoonen zich sommige blauwe stoffen groen, omdat in dit licht weinig blauwe stralen voorkomen, terwijl de bedoelde stoffen ook groene stralen terugwerpen.

De kleuren der verfstoffen zijn in 't algemeen niet enkelvoudig. Daarom is de kleur van een mengsel van twee verfstoffen een andere dan die, welke men door samenstelling van de overeenkomstige spectraalkleuren verkrijgt. Bekend is, dat men door een mengsel van donker blauwe en gele verfstoffen groen verkrijgt.

**Opmerking.** De terugkaatsing van invallend licht geschiedt bij sommige stoffen direct door de buitenste oppervlaks laag. Zulke stoffen vertoonen **glans**, als (nagenoeg) alle, of *glanzende oppervlakskleuren*, als slechts stralen van bepaalde kleur teruggekaatst worden (fuchsine). Bij andere stoffen dringen stralen ook tot diepere lagen door en worden ook door deze teruggekaatst; dientengevolge wordt de terugkaatsing diffuus (krijt).

**602. Fraunhofer'sche lijnen.** Laten wij door de fijne horizontale spleet *O* van fig. 402 zonlicht in een donkere kamer treden,

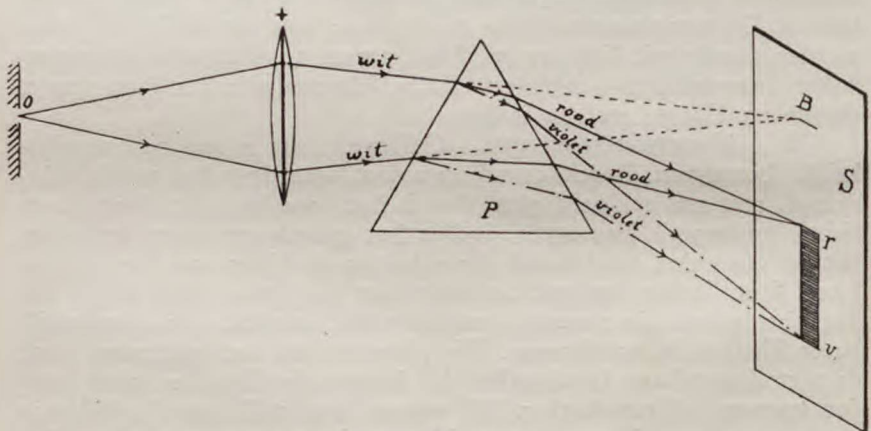


Fig. 402. Zonnespectrum.

dan moeten we er rekening mede houden, dat de zon niet een enkel lichtpunt is. Door elk punt der spleet gaat dan een (achter de spleet) divergerende stralenbundel. Daardoor verkrijgt men vele elkaar ge-

deeltelijk bedekkende spectra, zoodat het kleurenbeeld op het scherm niet duidelijk wordt. Men verkrijgt een zuiverder spectrum, indien men de door de spleet ingevallen stralen opvangt op een convexe lens (fig. 402). Deze is zóó geplaatst, dat op 't scherm een scherp spectrum  $rv$  ontstaat. Men ziet dan, dat

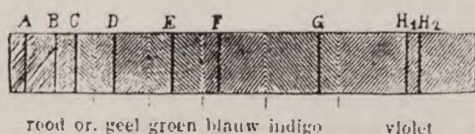


Fig. 403. Fraunhofer'sche lijnen.

strepen in 't zonnenspectrum bewijst, dat in het zonlicht stralen van bepaalde breekbaarheid ontbreken. **Het zonnenspectrum is dus een absorptie-spectrum.** Het aantal dier strepen is zeer groot. De meest in het oog vallende heeft men door de letters A en H aangeduid (fig. 403, ook op de bijgevoegde spectraalplaat vindt men onder 3 het zonnenspectrum).

Over de verklaring der strepen zie § 658.

**603. Bepaling brekingsaanwijzer voor de verschillende kleuren.** Een Fraunhofer'sche lijn is het beste hulpmiddel, om licht van die breekbaarheid aan te wijzen, die op de plaats der streep zou gevonden worden, als het spectrum door de strepen niet „afgebroken” was. Men maakt daarvan gebruik, om op de in § 578 beschreven wijze de brekingsaanwijzers voor de verschillende in wit licht voorkomende stralen te bepalen. Zorgt men, dat in het gevormde spectrum een der Fraunhofer'sche strepen het *minimum van deviatie* vertoont, dan kan men den brekingsaanwijzer bepalen voor den (gekleurden) straal, waarvan de plaats door de streep wordt aangewezen.

**604. Kleurschiftend vermogen.** Op bovenstaande wijze heeft men gevonden:

1) Voor ongelijksoortigestoffen is het verschil der brekingsaanwijzers van de uiterste violette en de uiterste roode stralen, waardoor het *kleurschiftend vermogen* der stoffen bepaald wordt, ongelijk. M.a.w. prisma's van verschillende stoffen (b.v. crown glas

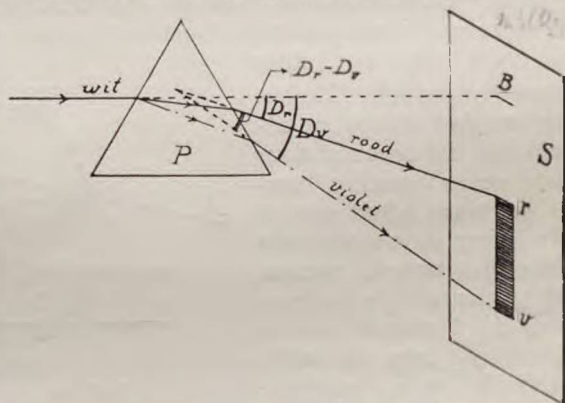


Fig. 404. Kleurschiftend vermogen =  $D_v - D_r$ .

van verschillende stoffen (b.v. crown glas

en flintglas) geven bij gelijke brekende hoeken spectra, die niet even lang zijn.

2) Bij ongelijksoortige stoffen zijn de lengten van de door een bepaalde kleur (b.v. groen) ingenomen gedeelten der spectra niet evenredig met de lengten van de geheele spectra. De spectra zijn dus niet gelijkvormig.

Als we mogen aannemen dat bij benadering minimum deviatie optreedt zoowel voor de roode als voor de violette stralen, en we geven deze aan door  $D_v$  en  $D_r$ , dan stelt  $D_v - D_r$  het **kleurschiftend vermogen** voor (fig. 404). Volgens formule 136 is bij benadering dan  $D_v = (n_v - 1) \cdot \beta$  en  $D_r = (n_r - 1) \cdot \beta$ , waarin  $n_r$  en  $n_v$  resp. de brekingsaanwijzers zijn voor roode en voor violette stralen, dus

$$D_v - D_r = (n_v - n_r) \cdot \beta \dots \dots \dots (151)$$

Voor crownglas is  $n_v - n_r = 0,0204$ , voor flintglas  $0,0433$  (zie tabel hieronder). Het spectrum door flintglas is dus ongeveer tweemaal zoo lang als dat door crownglas. Water geeft slechts een smal spectrum, want  $n_v - n_r = 0,0123$ , zwavelkoolstof daarentegen een lang spectrum, want hier is  $n_v - n_r = 0,0849$ .

In de volgende tabel heeft men een overzicht van de (absolute, d.i. ten opzichte van het luchtledig) brekingsaanwijzers voor stralen, die overeenkomen met de Fraunhofer'sche lijnen:

	B (rood)	D (geel)	E (groen)	F (blauw)	H (violet)	Kleurschiftend vermogen
Zwavelkoolstof	1,6162	1,6289	1,6417	1,6538	1,7011	0,0849
Flintglas . . .	1,6278	1,6350	1,6420	1,6483	1,6711	0,0433
Crownglas . . .	1,5243	1,5280	1,5314	1,5343	1,5447	0,0204
Water . . .	1,3309	1,3336	1,3357	1,3378	1,3432	0,0123

**605. Achromatisch prisma.** Als een *homogene* lichtstraal achtereenvolgens twee prisma's doorloopt, waarvan de brekende hoeken  $\beta_1$  en  $\beta_2$  (fig. 405) naar tegenovergestelde kanten liggen, dan wordt de afwijking, die de straal door het eerste prisma verkrijgt, verminderd met de afwijking, veroorzaakt door het tweede prisma. Men kan nu de verhouding der brekende hoeken  $\beta_1$  en  $\beta_2$  van de twee prisma's van ongelijksoortige stoffen zóó kiezen, dat bij den doorgang van wit licht twee willekeurige stralen, b.v. de roode (B) en de violette (H) straal dezelfde afwijking ondergaan. Als deze beide stralen dus samen-

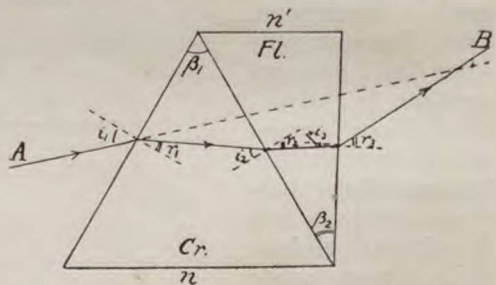


Fig. 405. Achromatisch prisma.

dezelfde afwijking ondergaan. Als deze beide stralen dus samen-

vallen, bestaat voor hen geen kleurschifting. Men noemt zulk een stel prisma's **achromatisch**. Zijn  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  en  $i_1$  klein, dan is bij benadering de afwijking voor den rooden straal:  $D_r = (n_r - 1) \beta_1 - (n_r^1 - 1) \beta_2$  en voor den violetten straal:  $D_v = (n_v - 1) \beta_1 - (n_v^1 - 1) \beta_2$ . Daar deze gelijk moeten zijn, moet voldaan worden aan de voorwaarde:

$$\frac{\beta_1}{\beta_2} = \frac{n_v^1 - n_r^1}{n_v - n_r} \dots \dots \dots (152)$$

Is de brekende hoek van het crownglasprisma  $\beta_1 = 5^\circ$ , dan moet die van het flintglasprisma zijn  $\beta_2 = 2^\circ.4$  (ong.). Substitueert men deze waarden in de formules voor  $D_r$  en  $D_v$ , dan vindt men de afwijking van beide stralen  $D_v - D_r = 1^\circ.2$  (ong.).

606. Wilde men een stel prisma's uit crownglas en flintglas vervaardigen, dat achromatisch is voor groene (E) en voor roode (B) stralen, dan zou men voor de verhouding der beide brekende hoeken niet volkomen dezelfde waarde vinden, als b.v. voor violette en roode stralen. Dit komt, omdat de verhouding van de verschillen der brekingsaanwijzers voor de groene en roode stralen bij de beide glassoorten niet gelijk is aan de verhouding van de verschillen der brekingsaanwijzers voor de violette en de roode stralen (wegens de ongelijkvormigheid der spectra; vergelijk § 604): M.a.w. *een stelsel, dat voor roode en violette stralen achromatisch is, is dit niet tevens voor andere stralen*. Volkomen achromatisme is dus onmogelijk. De afwijking is echter zoo gering, dat men een dergelijk stelsel in de praktijk als volkomen achromatisch kan beschouwen.

607. **Chromatische aberratie bij lenzen.** Daar de kleurschifting ook plaats heeft bij den doorgang van wit licht door lenzen, worden de door lenzen gevormde beelden onscherp. Immers de plaats van 't beeld is voor elke kleur anders. Denkt men zich een evenwijdig aan de hoofdas van een lens invallenden bundel witte lichtstralen (fig. 406). Elke straal heeft nu zijn eigen brandpunt wegens

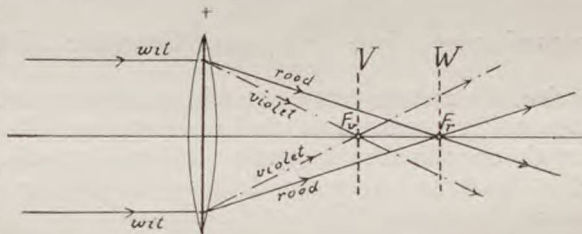


Fig. 406. Chromatische aberratie bij lenzen.

de veranderlijkheid van  $n$  in  $\frac{1}{f} = (n - 1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$ . Nu is  $n_v > n_r$ , dus  $f_v < f_r$ . Een scherm V vertoont een rooden rand, een scherm W een violetten rand. In 't algemeen vertoont een door een scherm opgevangen beeld gekleurde randen.

De **chromatische aberratie** (afdwaling wegens kleurschifting) is veel hinderlijker dan de sferische aberratie (§ 595).

608. **Achromatisch lenzenstelsel.** Men kan de chromatische aberratie opheffen door twee lenzen van verschillende stoffen tot een achromatisch stel samen te stellen. Moet dit werken als een convexe

lens, dan bestaat het gewoonlijk uit een convexe crownglaslens en een concave flintglaslens. Nemen wij aan dat de lenzen dicht op elkaar liggen, dan geldt voor den brandpuntsafstand van het stelsel de formule 150

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}$$

waarin  $f_1$  en  $f_2$  (negatief) de brandpuntsafstanden der convexe crownglaslens en der concave flintglaslens zijn. De brandpuntsafstanden van het stel lenzen voor de roode en de violette stralen vinden wij nu uit de betrekkingen:

$$\frac{1}{f_r} = (n_r - 1) \left\{ \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right\} + (n^1_r - 1) \left\{ \frac{1}{R_3} + \frac{1}{R_4} \right\}$$

$$\frac{1}{f_v} = (n_v - 1) \left\{ \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right\} + (n^1_v - 1) \left\{ \frac{1}{R_3} + \frac{1}{R_4} \right\}$$

Zal het stelsel voor roode en violette stralen achromatisch zijn, dan moeten deze beide waarden gelijk zijn. Door gelijkstelling vindt men

$$n_r \left\{ \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right\} + n^1_r \left\{ \frac{1}{R_3} + \frac{1}{R_4} \right\} = n_v \left\{ \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right\} + n^1_v \left\{ \frac{1}{R_3} + \frac{1}{R_4} \right\}, \text{ of:}$$

$$\frac{-\left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)}{\left( \frac{1}{R_3} + \frac{1}{R_4} \right)} = \frac{n^1_v - n^1_r}{n_v - n_r} \dots \dots \dots (153)$$

Als de kromtestralen  $R_1$  en  $R_2$  eener biconvexe crownglaslens gegeven zijn, kan men dus de negatieve som der

krommingen  $\left( \frac{1}{R_3} + \frac{1}{R_4} \right)$  eener biconcave flintglaslens

vinden, die met de eerste een achromatisch stelsel vormt. Gewoonlijk neemt men de kromtestralen ( $R_2$  en  $R_3$ ) van de op elkander liggende vlakken der beide lenzen gelijk. Vaak is bovendien de flintglaslens plan-concaaf, zoodat  $R_4 = \infty$  (fig. 407). Formule 153 gaat dan over in:

$$\frac{\frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}}{\frac{1}{R_2}} = \frac{n^1_v - n^1_r}{n_v - n_r} \dots \dots \dots (154)$$

**Opmerkingen.** De opmerkingen over de onvolkomenheid van het achromatische bij prisma's (§ 606) gelden ook voor lenzen.

Had men niet met twee verschillende glassoorten te doen, dan zou (formule 153)  $\frac{n^1_v - n^1_r}{n_v - n_r} = 1$  zijn, dus  $\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = 0$ . Evenwijdige stralen zouden na den doorgang door de lenzen evenwijdig blijven. In dit geval zou dus met de kleurschifting ook de afwijking verdwijnen.

De mogelijkheid om een stel lenzen te maken, dat b.v. voor roode en violette stralen achromatisch is, berust op de ongelijke kleurschifting bij verschillende glassoorten



Fig. 407. Achromatisch lenzenstelsel.



De onmogelijkheid om een stel lenzen te maken, dat voor alle kleuren tegelijk achromatisch is, berust op de ongelijkvormigheid der spectra bij verschillende glassoorten.

**609. Regenboog.** De regenboog ontstaat door de kleurschifting, die het zonlicht bij de breking in regendruppels ondergaat. Wij moeten de regenwolk

vóór ons en de helder schijnende zon achter ons hebben. Een zonnestraal  $SJ$  (fig. 408) die aan het oppervlak van den (bolvormigen) druppel bij  $J$  invalt, wordt daar gebroken, bij  $B$  teruggekaatst en bij  $E$  wederom gebroken.

Men kan nu de afwijking vinden, die een straal van bepaalde kleur ondergaat, als de invalshoek  $i$  gegeven is. Doen wij dit bij alle mogelijke invalshoeken<sup>1)</sup> voor een roode straal, terwijl wij voorloopig de zon als een enkel lichtpunt beschouwen. Wij vinden dan, dat dicht

bij elkaar invallende stralen na het uittreden uit den druppel in 't algemeen sterk divergeeren, zoodat zij wegens vermindering der lichtsterkte niet kunnen waargenomen worden. Slechts bij zulke invalshoeken, waaronder de hoek ( $2\beta$ ) tusschen den invallenden zonnestraal en den uit den druppel tredenden straal ongeveer  $42^\circ$  wordt, divergeeren dicht bij elkaar invallende stralen zóó weinig, dat een oog in

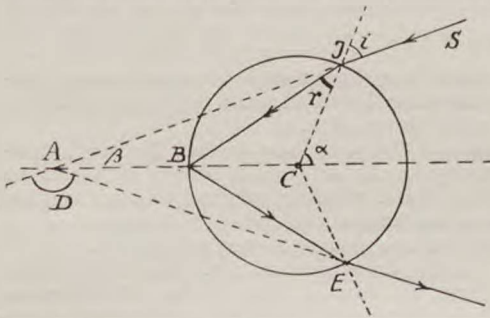


Fig. 409. Ontstaan van den regenboog.

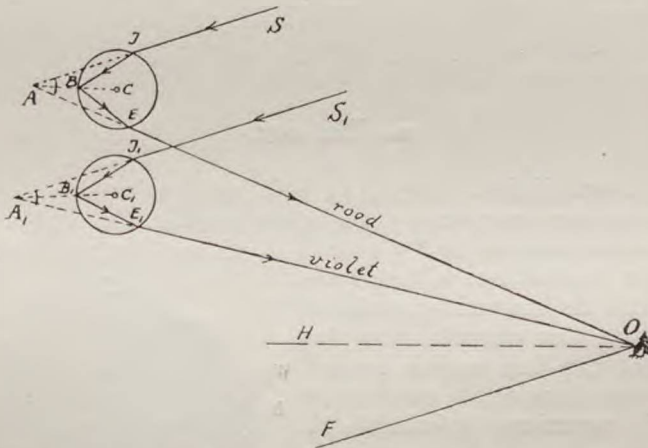


Fig. 409. Ontstaan van den regenboog.

$O$  (fig. 409) den indruk van rood licht verkrijgt. Aan de voorwaarde  $\beta = 21^\circ$  of  $2\beta = 42^\circ$  zullen nu alle druppels voldoen, die op een kegelmantel liggen, waarvan de door het oog evenwijdig met de richting der zonnestrallen getrokken lijn  $OF$  de as.  $OA$  de beschrijvende lijn en  $SAO = AOF = 2\beta$  de halve tophoek is. Hiermede is de cirkelvorm van den regenboog verklaard. Daar de zon niet een enkel

<sup>1)</sup> De invalshoeken veranderen met de plaats ( $J$ ), waar de evenwijdige zonnestrallen den druppel treffen.

lichtpunt is, maar een schijnbare middellijn van  $32'$  bezit, moet de roode boog eveneens een breedte van  $32'$  hebben.

Hetzelfde geldt ook voor de violette stralen. Daar echter voor deze de brekingsaanwijzer grooter is dan voor roode stralen blijkt uit de berekening, dat voor violette stralen het bedoelde minimum van divergentie plaats heeft, als  $2\beta = 40\frac{1}{4}^\circ$  is. De regendruppels, die violet licht geven, liggen dus op een kegelmantel, waarvan de halve tophoek  $A_1OF = 40\frac{1}{4}^\circ$  is. De breedte van den violetten boog is weer  $32'$ .

Tusschen de rooden en den violetten boog liggen nu de door de overige spectraalkleuren gevormde bogen. Daar de enkele bogen elkander gedeeltelijk bedekken, zijn de kleuren van den regenboog mengsels van kleuren.

Staat de zon in den horizon, dan valt  $OF$  samen met de door het oog getrokken horizontale lijn  $OH$ . De regenboog bereikt de grootste hoogte en vormt een halven cirkel. Hoe hooger de zon staat, des te minder graden zal de regenboog bevatten. Als het hoogste punt der zon een hoogte van  $42^\circ + 32'$  bereikt, valt de lijn  $OA$  in het vlak van den horizon en kan geen regenboog gezien worden.

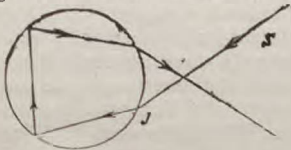


Fig. 410.  
Tweede regenboog.

Somtijds vertoont zich nog een tweede regenboog, die ontstaat door stralen, die in regendruppels tweemaal gebroken en tweemaal teruggekaatst worden (fig. 410). De volgorde der kleuren is omgekeerd als bij den eersten boog. Daar bij elke breking en terugkaatsing niet al het invallende licht gebroken en teruggekaatst wordt, is de tweede boog minder helder dan de eerste.

De kringen voor zon en maan ontstaan door breking in ijsnaalden, die zich in hoogere kringen van den dampkring bevinden.

## VI. Het oog en de optische toestellen.

### a. Het oog.

**610. Beschrijving.** Fig. 411 stelt een horizontale doorsnede van het (rechter) oog voor (van boven gezien). De oogbol is omgeven door den witten *harden oogrok*  $R$ , die aan den voorkant overgaat in het doorschijnende *hoornvlies*  $H$ , waarvan de kromming sterker is dan die van den oogrok. Aan den binnenkant van den oogrok bevindt zich een tweede vlies, de met zwarte kleurstof voorziene *aderhuid*  $A$ . Daar, waar de oogrok overgaat in het hoornvlies, verdeelt een tamelijk vlak, gekleurd en ondoorschijnend vlies, het *regenboogvlies*  $I$  (iris), de inwendige ruimte van het oog in twee ongelijke deelen. Het kleinere deel tusschen regenboogvlies en hoornvlies is gevuld met een *waterachtig vocht*  $W$ , het grootere bevat de *kristallens*  $L$  — een biconvex lichaam, waarvan de achterzijde sterker gekromd is dan de vóórzijde — en een geleijachtige stof,

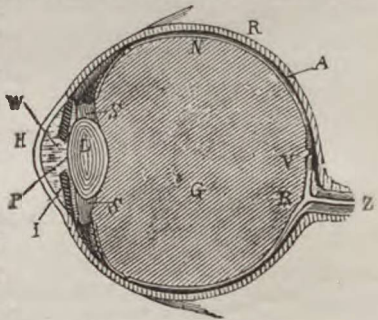


Fig. 411. Het oog.

het *glasachtig lichaam* G. De door W, L en G aangeduide stoffen zijn alle doorschijnend. In het midden van het regenboogvlies bevindt zich een opening, *pupil* P, die zich zwart vertoont, omdat de daarachter gelegen ruimte van het oog donker is. De *gezichts-zenuw* Z treedt van achteren (iets naar den kant van den neus) door den oogrok en de aderhuid in het oog. Haar uitbreiding aan den binnenkant der aderhuid vormt het *netvlies* N. Dit netvlies is aan den achterkant van het oog het dikst en bevat de voor het licht gevoelige deelen, talloze dunne *staafjes* en dikkere *spoelvormige lichaampjes*.

Beide ontbreken op de *blinde vlek* B, de plaats, waar de gezichts-zenuw in den oogbol treedt. Deze plaats is dus ongevoelig voor licht, vadaar de naam. De aanwezigheid der blinde vlek is als volgt te constateeren. Men plaatst twee kleine voorwerpen (muntstukjes) op een tafel (in een lijn, evenwijdig met de verbindingslijn der beide oogen) op den onderlingen afstand van 7—8 cm. Na sluiting van het linkeroog beschouwt men het links liggende voorwerp met het rechteroog, terwijl dit zich ongeveer 25 cm boven de tafel bevindt. Het rechts liggende voorwerp verdwijnt dan uit het gezicht, omdat zijn beeld zich nu op de blinde vlek vormt.

Alleen de spoelvormige lichaampjes zijn aanwezig op een lichter dan de omgeving gekleurde plaats van het netvlies, de *gele vlek* V. Deze ligt tegenover de pupil. De gele vlek is het meest gevoelige deel van het netvlies (Donders). Als wij een lichtpunt duidelijk willen zien, brengen wij de gele vlek, het midden der pupil en het lichtpunt in één rechte lijn. Het beeld vormt zich dan op de gele vlek. Andere lichtpunten, waarvan de beelden naast de gele vlek vallen, zien wij wel, maar niet zoo duidelijk en scherp, als die waarop wij den blik richten. De lijn, die het middelpunt der pupil en het middelpunt der gele vlek verbindt, heet *gezichtsas* (oogas).

De oogbol kan door zes spieren bewogen (gedraaid) worden.

**611. Het oog als lens.** Men kan het oog beschouwen als een combinatie van de drie lensvormige lichamen W, L en G, waardoor de van een lichtgevend voorwerp invallende stralen zóó gebroken worden, dat een omgekeerd reëel beeld zich op het achterste grensvlak der derde stof (het netvlies) vormt.



Fig. 412. Lenswerking.

Dit is namelijk voor het duidelijk zien noodig. Voor de constructie der op het netvlies gevormde beelden kan men zich echter de verschillende brekende stoffen vervangen denken door een enkele sterk gekromde *convexe lens*.

Het punt C (knooppunt), waarheen de invallende stralen moeten gericht zijn, om zonder afwijking het netvlies te bereiken, beschouwt men als optisch middelpunt van het oog. Het ligt dicht

vóór de achtervlakte der kristallens (fig. 412).

De lijnen, die de uiterste punten van een voorwerp met het knooppunt C verbinden, vormen den hoek ( $VCV_1$ ), dien men den *gezichtshoek* of de *schijnbare grootte* van het voorwerp noemt.

**612. Accomodatievermogen.** Zoolang de brekende stoffen in het oog geenerlei verandering (van vorm) ondergaan, moet een voorwerp een bepaalden afstand van het oog hebben, om een *scherp* beeld op het netvlies te ontwerpen, m.a.w. om duidelijk gezien te worden. Achtereenvolgens kan echter elk oog voorwerpen op *verschillende afstanden duidelijk zien*. Dit wordt mogelijk, omdat wij door verandering van de spanning der spier S (fig. 411), die den rand der kristallen omgeeft, in staat zijn, de kromming van de voorvlakte der kristallens zóó te veranderen, dat bij zeer verschillende afstanden van een voorwerp het beeld zich steeds op het netvlies vormt. Men noemt dit vermogen het *accomodatievermogen* van het oog.

Een ver van het oog verwijderd voorwerp en een dicht bij het oog gelegen voorwerp kunnen wij niet *tegelijktijd* duidelijk zien.

Cramer heeft de verandering in kromming van de voorvlakte der kristallens bewezen. Hij toonde aan, dat het beeld ener vóór een oog geplaatste vlam, gevormd door de voorvlakte der lens als convexe spiegel, kleiner is, als het oog een dichtbij gelegen, en grooter, als het een ver verwijderd voorwerp duidelijk ziet.

**613. Normaal (emmetroop) oog. Nabijheids- en vertepunt. Afstand van duidelijk zien.** Het accomodatievermogen is niet onbegrensd. Een normaal (emmetroop) oog kan zich accomodeeren voor punten gelegen tusschen oneindig en ongeveer 15 cm, d.i. binnen de *gezichtswijdte* van het normale oog.

In 't algemeen verstaat men onder gezichtswijdte den afstand tusschen 't meest nabijzijnde punt (**nabijheidspunt**, punctum proximum) en 't verste punt (**vertepunt**, punctum remotum) dat door een oog scherp kan worden waargenomen.

Een normaal oog, waarvan de spieren geheel **ontspannen** zijn en dus de kristallens niet opzettelijk gekromd is, is geaccomodeerd voor **oneindigen afstand** (Donders), d.w.z. het vereenigt evenwijdig invallende stralen op het netvlies. Hoe kleiner de afstand is, waarvoor het oog zich accomodeert, des te meer moet de kristallens gekromd worden.

Door de gewoonte, bij het zien het oog te accomodeeren voor een afstand van ongeveer 24—25 cm (d.i. de afstand, waarop men bij het lezen het boek plaatst), gevoelen wij de inspanning, die het accomodeeren kost, op dezen afstand nagenoeg niet. Men heeft den bedoelden afstand, ofschoon onjuist, meer bepaald „**afstand van duidelijk zien**” (voor een normaal oog) genoemd. Bij het zien door kijkers enz. accomodeert men het oog zóó, dat het virtueele beeld op dezen afstand vóór het oog gezien wordt.

Proef van Chr. Scheiner. Men maakt in een stuk karton twee openingen, waarvan de onderlinge afstand kleiner is dan de middellijn der pupil. Men be-

schouwt door de beide vóór een oog geplaatste openingen een naald. Dan neemt men twee beelden der naald waar, zoolang haar afstand tot het oog *kleiner* is dan de *kleinste afstand*, waarvoor het oog zich kan accomodeeren. De beide van de naald uitgaande en door de openingen in het oog vallende lichtbundels zouden elkaar eerst achter het netvlies snijden. Het netvlies wordt dus door beide bundels in verschillende punten getroffen. Sluit men de rechtsche opening, dan verdwijnt op het netvlies het aan onze rechterzijde gelegen beeld, d.i. het linksche van de waargenomen beelden. Verwijderd men de naald langzaam van het oog, dan treden de beelden eerst achter bij elkaar. Zij vallen samen, als de kleinste afstand, waarvoor het oog zich kan accomodeeren, bereikt is. Voor elken grooteren afstand der naald ziet een normaal oog een enkel beeld.

**614. Oudziend (presbyoop) oog.** Op hoogerem leeftijd wordt de kristallens door vermindering der elasticiteit minder geschikt om sterk gekromd te worden. De kleinste afstand, waarvoor het oog zich kan accomodeeren, wordt dan grooter. Evenzoo de afstand van duidelijk zien: het oog wordt **oudziend** (presbyoop). De oorzaak der oudziendheid is dus niet, zooals bij de bijziendheid en de verziendheid blijken zal, een fout in den bouw van het oog, maar de vermindering van het accomodatievermogen. Deze vermindering neemt met de jaren toe (tenslotte kan het oog alleen evenwijdig invallende stralen op het netvlies vereenigen).

Wil een ongewapend oudziend oog een scherp beeld op het netvlies vormen, dan moet het voorwerp (boek) dus verder van het oog gehouden worden, dan bij een normaal oog. Dit heeft echter het nadeel, dat het netvliesbeeld te klein wordt. Door het gebruik van een **convexe lens** als bril kan men intusschen nog stralen op het netvlies vereenigen, die van een dichter bij het oog gelegen lichtpunt uitgaan. Om stralen van ver verwijderde voorwerpen op het netvlies te vereenigen, heeft men geen bril noodig. Door den bril zouden zulke stralen zich vóór het netvlies vereenigen. Oudziende personen moeten dus, om verwijderde voorwerpen duidelijk te zien, den bril afleggen of daarover heen zien.

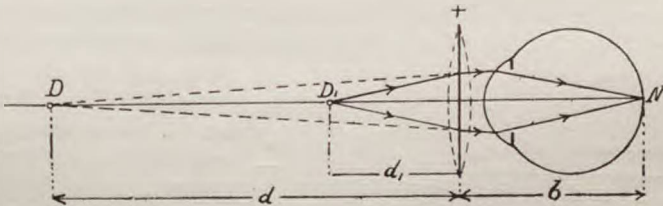


Fig. 413. Oudziend oog met convexe bril.

Men kan de brandpuntsafstand der convexe lens als volgt berekenen (fig. 413). Zij  $D$  het punt op den afstand van duidelijk zien  $d$  van het oog zonder bril. Wenscht men nu dien afstand  $d$  tot den normalen afstand van duidelijk zien  $d_1$  te verminderen door middel van een bril, dan geldt:

voor 't oog zonder bril:  $\frac{1}{d} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$

en voor 't oog met bril:  $\frac{1}{d_1} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} + \frac{1}{f_1}$

Aftrekking geeft:  $\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d} = \frac{1}{f_1} \dots \dots \dots (155)$

Voor  $d = 50$  cm en  $d_1 = 25$  cm wordt  $f_1 = 25$  cm.

### 615. Fouten in den bouw van het oog. Bijziendheid en vèrziendheid.

Is bij een oog de afstand der kristallens tot het netvlies te groot, dan kan het oog in ontspannen toestand **evenwijdige** stralen niet op het netvlies vereenigen. Zij vereenigen zich reeds **vóór** het netvlies in  $N^1$  (fig. 414). Het vertepunt  $V$  ligt op een bepaalden (soms slechts enkele decimeters bedragenden) afstand vóór het oog. Men noemt zoo'n oog **bijziend** (brachymetrop of myoop). Het oog kan slechts **divergeerende** stralen op het netvlies vereenigen. Door middel eener **concave lens** (bril), waarvan de brandpuntsafstand gelijk is aan den afstand van het vertepunt, kunnen ook evenwijdige stralen op het netvlies vereenigd worden. Deze vallen immers door de werking van den bril **divergeerend** in 't oog alsof zij kwamen van het (voorste) hoofdbandpunt der lens. Bij het gebruik van den bril wordt de gezichtswijdte van het bijziende oog gelijk aan die van het normale oog. Zonder bril ziet het bijziende oog nog duidelijk op kleineren afstand dan het normale.

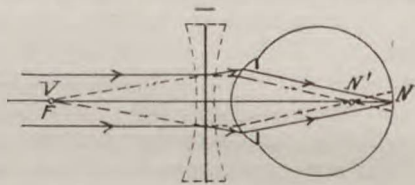


Fig. 414. Bijziend oog.

Is bij een oog de afstand der kristallens tot het netvlies te klein, dan kan ook dit oog in ontspannen toestand evenwijdige stralen niet op het netvlies vereenigen. Zulke stralen zouden zich

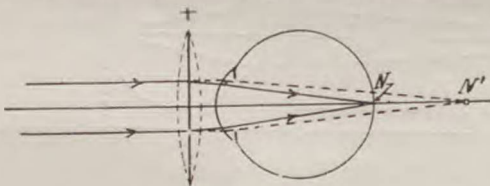


Fig. 415. Vèrziend oog.

eerst **achter** het netvlies vereenigen in  $N^1$  (fig. 415). Men noemt zoo'n oog **vèrziend** (hypermetrop).

Om, zooals een normaal oog, voorwerpen op oneindigen afstand scherp te kunnen zien, moet het

oog de evenwijdig invallende stralen door het gebruik van een **convexen bril** convergent maken, zóó dat zij op het netvlies van het oog samenkomen.

Voor elk oog kan het nabijheidspunt gevonden worden door de proef van Scheiner (§ 613). Voor een bijziend oog kan eveneens het vertepunt daardoor bepaald worden. Verwijdert men n.l. de naald verder dan het vertepunt van het

bijziende oog, dan ziet men weer twee beelden. Sluit men nu de rechtsche opening, dan verdwijnt het rechtsche van de waargenomen beelden. De afstand van duidelijk zien kan ongeveer gevonden worden door een wijziging dezer proef. Door de beide openingen beschouwt men een dunnen witten draad, die op een zwart plankje gespannen is. Men ziet dan op den afstand van duidelijk zien den draad enkel, op kleine en grootere afstanden dubbel.

**616. Sterkte van het brilleglas.** De waarde, die  $\frac{1}{f}$  verkrijgt, als  $f$  in meters uitgedrukt wordt, noemt men **het aantal dioptrieën (de sterkte)** van een bril.

Dus, de sterkte in dioptrieën =

$$\frac{1}{f \text{ in meters}} = \frac{100}{f \text{ in cm.}}$$

Een bril, waarvan  $f = 25$  cm is, heeft dus 4 dioptrieën.

**617. Astigmatisch oog.** Een veel voorkomende fout in den bouw van het oog is het **astigmatisme**. Het oog wordt astigmatisch genoemd, als de kromming van de lens of van het hoornvlies in verschillende door de oogas gelegde vlakken niet even groot is. Een astigmatisch oog kan b.v. een vertikale en een horizontale lijn op gelijken afstand niet even scherp zien. Het astigmatisme kan verholpen worden door eigeenaardig (cilindervormig) geslepen lenzen.

**618. Werkingen van elk normaal oog.**

1. **Chromatische aberratie.** Deze is bij 't oog zeer gering.

2. **Sferische aberratie.** Deze is eveneens gering. De brekingsaanwijzers van het waterachtig vocht en van het glasachtig lichaam verschillen slechts weinig van elkaar en van dien van water (1,34). De kristallens bestaat uit concentrische laagjes, waarvan de brekingsaanwijzers grooter zijn, naarmate de laagjes meer naar binnen liggen. De gemiddelde brekingsaanwijzer der kristallens (1,43) ligt tusschen die van crownglas en van water. Door de genoemde eigenschap der kristallens worden de centrale stralen sterker gebroken, dan het geval zou zijn, als de brekingsaanwijzer van het middelste deel der lens niet grooter was dan die van den rand. Hierdoor wordt de *sferische aberratie gedeeltelijk opgeheven*.

3. **Irradiatie** Een gevolg van de sferische aberratie (waardoor de van een lichtpunt uitgaande stralen niet volkomen in één punt van het netvlies samenkomen) is, dat het netvliesbeeld van een lichtend voorwerp te groot is. Wij zien daarom heldere voorwerpen op donkeren achtergrond te groot, donkere voorwerpen op lichten achtergrond te klein. Men noemt dit verschijnsel **irradiatie**. B.v.: wit krijgt op een zwart bord. De smalle maansikkel (kort vóór of na Nieuwe Maan) schijnt tot een grooteren cirkel te behooren, dan het overige gedeelte der maanschijf, dat door van de aarde teruggeworpen zonnestralen zwak verlicht wordt.

4. **Nawerking.** De gewaarwording van het licht verdwijnt niet plotseling met het ophouden der prikkeling van de oogzenuw. Was het licht niet al te zwak, dan kan de gewaarwording nog ongeveer  $\frac{1}{3}$  seconde na het verdwijnen van het licht aanhouden. Voorbeelden: schijnbare duur van den bliksem. Ronddraaiende schijf met gekleurde sectoren (§ 597). Kinematograaf.

5. **Nabeeld.** Een sterke prikkeling van de gezichtszenew door stralen van bepaalde kleur maakt haar voor eenigen tijd minder gevoelig voor deze stralen. Hebben wij een tijdlang een gekleurd helder voorwerp beschouwd, en richten wij daarna het oog op een grijs vlak, dan zien wij een **nabeeld** van het lichaam in de complementaire kleur.

**619. Waarneming van kleuren.** Om het waarnemen der verschillende kleuren door het oog te verklaren, heeft men aangenomen, dat in het netvlies drie soorten van gevoelige elementen voorkomen, n.l. elementen, die respectievelijk voor roode, voor groene en voor blauwe (of violette) stralen gevoelig zijn. Al naarmate de kleur, die men waarneemt, samengesteld is, zullen deze drie soorten van zenuwuiteinden met verschillende intensiteit meertillen, zoodat door de verschillende

combinaties dezer trillingen elke kleurschakeering kan waargenomen worden (Yung — Helmholtz). Kleurenblindheid treedt op, als een der drie soorten ontbreekt.

**620. Waarneming van diepte; perspectief.** Richten wij bij het zien met twee oogen (door zijdelingsche draaiing van beide oogbollen) den blik op een lichtpunt, dan geven de op beide gele vlekken gevormde beeldpunten slechts een enkele gewaarwording. Wij zien het lichtpunt enkel.

Richten wij den blik op een van twee voorwerpen, die wij naast elkaar op ongeveer gelijken afstand voor onze oogen houden, dan zien wij beide enkel. Zijn de voorwerpen achter elkaar op verschillende afstanden van de oogen geplaatst, dan zien wij het voorwerp, waarop wij den blik richten, enkel, het andere dubbel (en minder scherp).

Ons oordeel omtrent de afstanden van verschillende voorwerpen of van verschillende punten van één voorwerp (waarneming van diepte; perspectief) wordt bepaald:  $1^\circ$  door de kromming, die wij aan de kristallens moeten geven, om een duidelijk beeld waar te nemen;  $2^\circ$  door de schijnbare grootte van het voorwerp ( $\angle VCV_1$ , fig. 412) als wij zijn werkelijke grootte kennen of uit bijkomende omstandigheden kunnen afleiden;  $3^\circ$  bij het zien met twee oogen door den hoek, dien de beide gezichtsassen met elkaar maken;  $4^\circ$  door de meerdere of mindere helderheid.

Men beproeve, na één oog gesloten te hebben, van op zijde een staafje door een opgehangen ring te steken. De hoogte van een boom beoordeelen wij naar de grootte van een daarnaast staand persoon.

**621. Stereoscoop.** Bij het zien met twee oogen zijn de beelden, die op de beide netvliezen gevormd worden, niet gelijk. Met het rechteroog zien wij meer van het naar onze rechterzijde gelegen deel van een lichaam, met ons linkeroog meer van het links gelegen deel van het lichaam. Terwijl wij deze beide ongelijke beelden tot een enkele gewaarwording vereenigen, verkrijgen wij den indruk dat het voorwerp in de richting der gezichtsassen uitgebreidheid bezit, m.a.w. dat het geen vlakke figuur is, maar een lichaam, waaraan wij diepte-afmeting toekennen.

Hetzelfde tracht men te bereiken met den bekenden **stereoscoop**. Daarmede worden de beide ongelijke beelden, die elk voor den stand van één oog geteekend of opgenomen zijn, tot één beeld vereenigd.

Men beziet n.l. de beide naast elkaar geplaatste beelden door twee stukken van bolle lenzen, die met de randpunten naar elkaar toegekeerd zijn (fig. 416).

De stereoscoop ondervindt toepassing bij het opsporen van nadrukken (valsche bankbiljetten) en in de astronomie (stereocomparateur).

Men kan diepte-werking ook als volgt verkrijgen. Het beeld voor het linkeroog wordt in rood, dat voor het rechteroog in groen geteekend of afgedrukt. Nu bekijkt men de beide beelden, die zich op hetzelfde stuk papier bevinden, maar even ten opzichte van elkaar verschoven (zooals de beelden verspringen als men beurtelings alleen het linker en het rechteroog openhoudt), terwijl men een rood glas (dat groen absorbeert) voor het linker en een groen glas (dat rood absorbeert) voor het rechteroog houdt. Er ontstaat zoodoende hetzelfde effect van dieptebewerking als hierboven beschreven is.

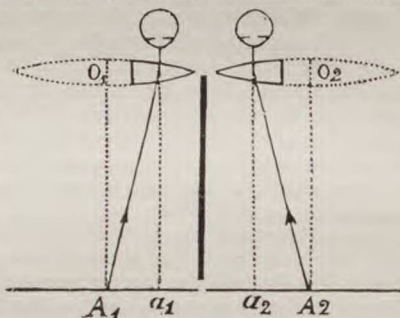


Fig. 416. Stereoscoop.

## b. Optische vergrootingstoestellen.

**622.** Is het op ons netvlies ontworpen beeld van een voorwerp te klein, dan kunnen wij de bijzonderheden van het beeld niet voldoende waarnemen. Men zou nu het netvliesbeeld groter kunnen



maken door den afstand van het voorwerp tot ons oog te vermindern. Deze afstand kan echter niet kleiner gemaakt worden dan de afstand van het nabijheidspunt. Immers, houden wij het lichaam nog dichter voor het oog, dan zouden de van elk lichtpunt in het oog vallende stralen zich eerst achter het netvlies vereenigen en dus het netvlies niet in één punt, maar in een cirkeltje treffen. Daardoor wordt het ontstaan van een scherp beeld onmogelijk. Men heeft daarom optische toestellen vervaardigd, waardoor het netvliesbeeld vergroot wordt, terwijl het toch de noodige scherpte en helderheid behoudt. Naarmate deze toestellen bestemd zijn om dichtbij gelegen kleine voorwerpen of verwijderde (grootere) voorwerpen duidelijk te zien, onderscheidt men **microscopen** en **verrekijkers**.

### Microscopen.

623. Tot de microscopen behooren:

1) **Projectie-toestellen**, die van een voorwerp een vergroot reëel beeld geven, dat op een scherm wordt opgevangen. Zij bestaan

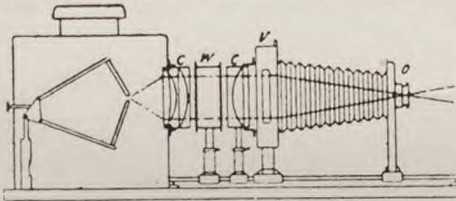


fig. 253.

Fig. 417. Projectie-toestel.

uit een als convexe lens werkend achromatisch lenzenstelsel  $O^1$ ) (figuren 417 en 418), de **projectielens** geheeten, dat het beeld vormt en een stelsel convergente lenzen, den **condensor**  $CC$  die het gebruikte (electric) licht op het voorwerp  $V$  (het lantaarnplaatje) con-

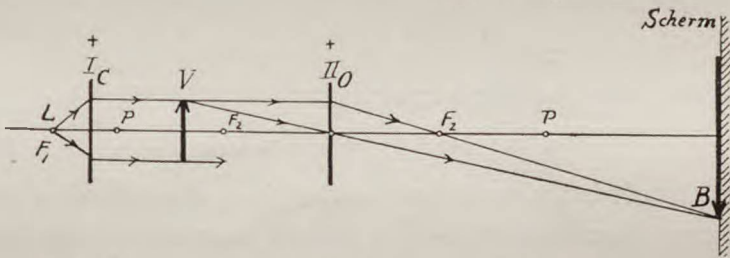


Fig. 418. Stralengang bij het projectie-toestel.

centreert. Dit laatste staat tusschen  $f$  en  $2f$  van de projectie-lens.  $W$  is een vat met water, dat dient om de warmtestralen te absorbeeren.

De vergrooting ( $L = \frac{b}{v}$ ), die men aan het beeld kan geven, hangt

<sup>1)</sup> Enkelvoudige lenzen zijn bij microscopen en kijkers niet bruikbaar. Waar in het vervolg korthedshalve van oculairlenzen, objectieflenzen enz. gesproken wordt is steeds bedoeld een achromatisch lenzenstelsel.

af van de lichtsterkte, die het voorwerp verkrijgt. Het beeld is omgekeerd.

624. 2) **Vergrootglazen**, die vóór het oog gehouden worden en een vergroot **virtueel** beeld doen zien. Hiertoe behooren het enkelvoudig microscoop of de loupe en het samengesteld microscoop.

### De loupe.

De loupe is een convexe lens van geringen brandpuntsafstand. Het virtueele rechtstaande beeld wordt gewoonlijk gevormd op den afstand van duidelijk zien  $d = OB_1$  (fig. 419) van de lens. Den

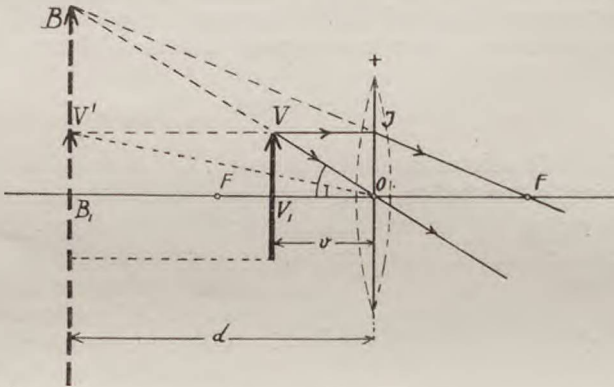


Fig. 419. Loupe.

afstand van lens tot oog zullen wij verwaarloozen. Het voorwerp moet dus binnen brandpuntsafstand staan, op een afstand  $v$  van de lens, gegeven door

$$\frac{1}{v} - \frac{1}{d} = \frac{1}{f} \text{ of } \frac{1}{v} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}$$

Hieruit volgt, voor de vergrooting:

$$L = \frac{d}{v} = d \left( \frac{1}{d} + \frac{1}{f} \right) = 1 + \frac{d}{f} \dots \dots (156)$$

d.w.z. wordt het virtueel beeld gevormd op een afstand  $d$  van de lens, dan is het **lineair**  $1 + \frac{d}{f}$  maal zoo groot als 't voorwerp. Of ook: wordt het beeld gevormd op een afstand  $d$  van de lens, dan is de hoek waaronder men het ziet,  $1 + \frac{d}{f}$  maal zoo groot als de hoek, waaronder men het voorwerp **op dienzelfden afstand  $d$  ziet** (**hoekvergrooting**, of **angulaire vergrooting**); zie fig. 419

$$\frac{\angle BOB_1}{\angle V'OB_1}$$

Gewoonlijk stelt men  $d = 25$ , om de vergrooting eener loupe aan te geven. Deze bedraagt dus  $1 + \frac{25}{f}$ , als  $f$  is uitgedrukt in centimeters.

Om een sterke vergrooting te verkrijgen, moet de brandpuntsafstand der lens klein, d.i. de kromming der oppervlakken sterk zijn. Daardoor wordt echter de sferische aberratie groot. Men kan dit vermijden door in plaats van één lens twee of meer gecentreerde lenzen te gebruiken, waarvan elke dan minder sterk gekromd behoeft te zijn (doubletten, tripletten). Bekend is het *oculair van Ramsden*.

Hetgeen het oog overziet van een vlak, dat ter plaatse van het voorwerp loodrecht op de hoofdas gebracht is, noemt men het **gezichtsveld**.

**Opmerking.** Bij benadering neemt men wel aan dat het oog niet geaccomodeerd is, zoodat men 't voorwerp in 't brandpunt veronderstelt, dus  $v = f$ . De vergrooting zou dan zijn

$$L = \frac{\angle BOB_1}{\angle V_1 O B_1} = \frac{tg BOB_1}{tg V_1 O B_1}$$

$$= \frac{VV_1}{V_1 B_1} = \frac{d}{v} = \frac{d}{f} \quad (157)$$

**625. Het samengesteld microscoop.** Dit bestaat uit een objectief en een oculair met gemeenschappelijke hoofdas (fig. 420). Het objectief  $O_1$  bestaat uit een aplanatisch en achromatisch lenzenstelsel, dat als een sterk bolle lens werkt. Van het even buiten brandpuntsafstand geplaatste voorwerp  $V$  zou het objectief een reëel, vergroot, omgekeerd beeld  $B_1$  vormen. Dit beeld  $B_1$  staat echter binnen brandpuntsafstand van het oculair  $O_2$ , zoodat de convexe ooglenzen  $O_2$  als loupe werkt. Daardoor ontstaat een virtueel beeld  $B_2$  op den afstand van duidelijk zien. Het waargenomen beeld  $B_2$  is wederom omgekeerd ten opzichte van het voorwerp.

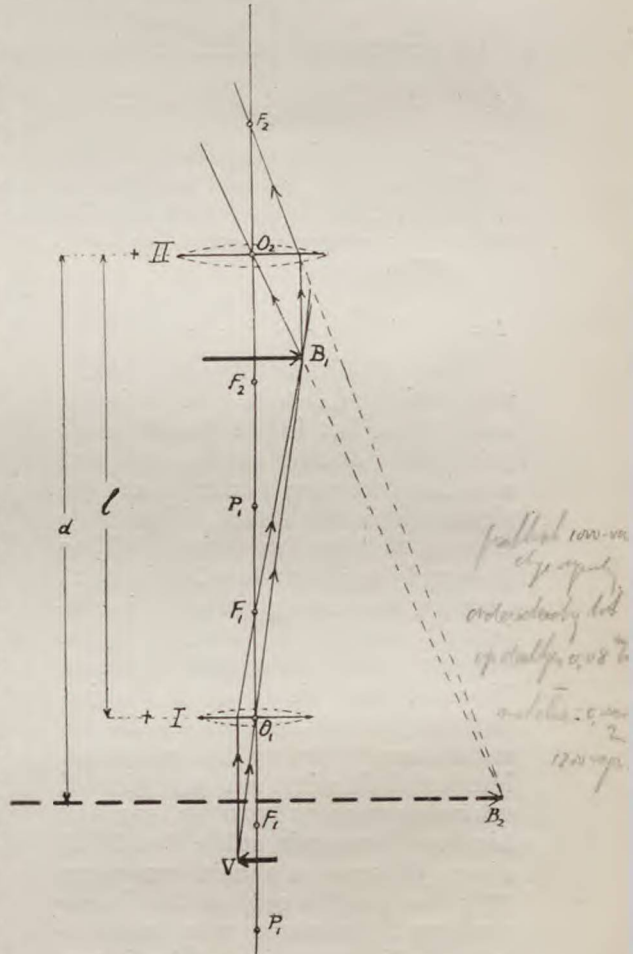


Fig. 420. Samengesteld microscoop.

Voor de objectieflens  $O_1$  geldt de formule

$$\frac{1}{v_1} + \frac{1}{b_1} = \frac{1}{f_1}$$

Zij  $O_1O_2 = l$ , en bij benadering  $b_1 = l - f_2$ , dan is

$$\frac{1}{v_1} = \frac{1}{f_1} - \frac{1}{l-f_2} = \frac{l-f_1-f_2}{f_1(l-f_2)}$$

Nu is de lineaire vergrooting van het objectief:

$$L_1 = b_1 \times \frac{1}{v_1} = (l-f_2) \times \frac{l-f_1-f_2}{f_1(l-f_2)} = \frac{l-f_1-f_2}{f_1}$$

De vergrooting van het oculair is  $L_2 = \frac{d}{f_2}$ , dus

$$\text{de lineaire vergrooting } L = \frac{(l-f_1-f_2) \times d}{f_1 \times f_2} \dots \dots \dots (158)$$

Voor een sterke vergrooting moeten  $f_1$  en  $f_2$  klein zijn (formule 158);  $l$  kan niet te groot worden om de microscoopbuis niet te lang te maken. Daar  $f_1$  en  $f_2$  dus toch klein zijn, kan men formule 158 nog vereenvoudigen door  $l-f_1-f_2 = a$  (= de gereduceerde tubuslengte) te stellen:

$$L = \frac{a}{f_1} \times \frac{d}{f_2} \dots \dots \dots (159)$$

**626. Veldlens.** Bij een sterke vergrooting  $L_1$  van het objectief wordt door het kleine (want: sterk gekromde) oculair slechts een deel van het voorwerp gezien: het **gezichtsveld is verkleind**. Meestal is daarom tusschen het objectief  $O_1$  en de eigenlijke oculair-lens  $O_3$  (fig. 421) nog een convexe **collectief- of veldlens**  $O_2$  aangebracht, die met  $O_3$  het **oculair van Huygens** vormt. Voordat dus de door de objectieflens gebroken stralen in  $B_1$  samenkomen, vallen zij op de veldlens. Het beeld  $B_1$  dient nu als virtueel voorwerp voor de bedoelde lens. Het hierdoor gevormde reële beeld  $B_2$  dient wederom als reël voorwerp voor de eigenlijke ooglenzen  $O_3$  (loupewerking), waardoor weer een virtueel beeld  $B_3$  op den afstand van duidelijk zien ontstaat (dit laatste beeld is in fig. 421 niet meer geconstrueerd). Fig. 421 geeft duidelijk aan, dat door de **convergeerende werking der veldlens**  $O_2$  nog stralen (b.v. a en b) van zulke punten

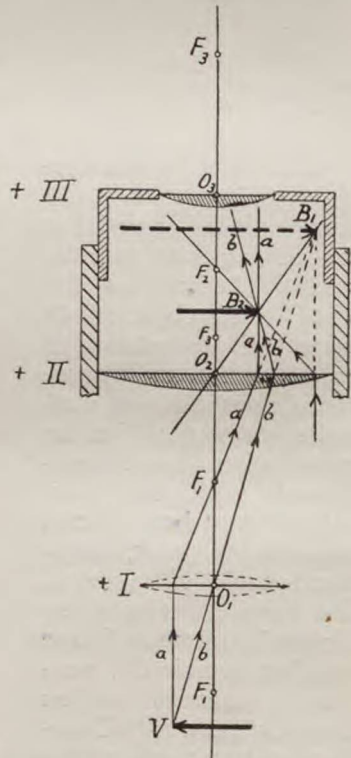


Fig. 421. Veldlens. Oculair van Huygens.

van het voorwerp naar de ooglenzen  $O_3$  gebracht worden, die deze anders niet zouden bereiken. De veldlens vergroot dus het gezichtsveld, maar ten koste van de vergrooing van het beeld. Doordat nu echter lichtstralen naar  $O_3$  geconvergeerd worden, die zonder de veldlens, het oculair niet zouden treffen, kan als oculair een sterker gekromde en dus sterker vergrootende lens gebruikt worden. Dit weegt weer op tegen 't zooveen genoemde verlies aan vergrooing door de veldlens.

Tevens dient de veldlens, om de sferische en chromatische aberratie nog meer op te heffen.

De lineaire vergrooing is gelijk aan 't product van de vergrooingen der enkele lenzen:

$$L = \frac{b_1}{v_1} \times \frac{b_2}{v_2} \times \frac{b_3}{v_3}$$

Men kan  $L$  echter ook proefondervindelijk bepalen door gebruik te maken van een camera lucida.

**627. Camera lucida** (heldere kamer). Dit is een toestel, waarvan men zich bij het nateekenen van microscopische beelden bedient. Van de verschillende camera's die men vervaardigd heeft, vermelden wij die van Nobert (fig. 422).

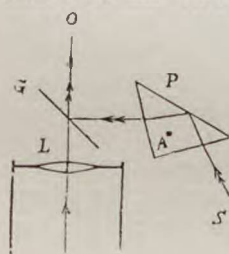


Fig. 422.  
Camera lucida.

Boven het oculair  $L$  van het microscoop is een dunne glazen plaat  $G$  geplaatst, zóó dat de as van het microscoop een hoek van  $45^\circ$  met de plaat maakt. Zijdellings van de plaat bevindt zich een prisma  $P$ , dat om een door  $A$  (loodrecht op het vlak van teekening) gaande as kan gedraaid worden. Het prisma wordt zóó geplaatst, dat stralen, die van een naast het microscoop in de richting van  $S$  liggend papier uitgaan, binnen het prisma totaal teruggekaatst worden en zóó op de plaat  $G$  vallen, dat zij (gedeeltelijk) door deze in de richting van de as van het microscoop teruggekaatst worden. Een oog in  $O$  ziet dus door de glazen plaat het microscopische beeld en tevens in dezelfde richting het papier en de daarmede in aanraking gebrachte teekeningen. Met

de laatste behoeft men de lijnen van het beeld slechts te volgen.

Om de vergrooing  $L$  van het microscoop proefondervindelijk te bepalen door middel van een camera lucida gebruikt men als voorwerp onder de objectieflens een glazen plaatje. Hierop is een schaalverdeling aangebracht in honderdste of duizendste millimeters, terwijl men door de camera tegelijkertijd een schaalverdeling in millimeters waarneemt, die naast het microscoop geplaatst is. Men behoeft slechts na te gaan hoeveel deelen der eerste schaal overeenkomen met één deel der tweede.

**628.** In fig. 423 ziet men de inrichting van een gewoon microscoop. De eerste, ruwe instelling geschiedt met vandrad en kam. De fijne instelling met de micrometerschroef. Met behulp van een draaibaren spiegel worden de stralen eener lichtbron weerkaatst naar de collector-lenzen onder het voorwerp.

De deugdelijkheid van een microscoop wordt beoordeeld door voorwerpen met uiterst fijne teekening (proefplaatjes van Nobert).

**Aflezingsmicroscopen** (zie deel I § 264) bezitten een kruis van spinragdraden op de plaats, waar het reële beeld gevormd wordt. Het snijpunt ligt in de hoofdas der lenzen.

**629. Ultra-microscoop van Siedentopf.** Ofschoon een lichtstraal zelf onzichtbaar is, kan men wel eens een lichtbundel, van een automobiellantaarn b.v., zien. Door diffuse terugkaatsing tegen de stofdeeltjes in de lucht bereikt dan het

licht het oog. Men moet dus kijken in een richting loodrecht op de richting van den lichtbundel om de stofdeeltjes, die door den lichtbundel getroffen worden, waar te nemen.

Bij de ultra-microscop wordt nu een lichtbundel gezonden in de ruimte, waarin men de aanwezigheid van kleine deeltjes (te klein om door een gewone microscop waargenomen te worden) vermoedt. Men kijkt dan in een richting loodrecht op de richting van den lichtbundel. Zsigmondy heeft zoodoende geconstateerd dat robijn glas het goud in deeltjes bevat. Ook de Brownsche bewegingen (deel I) der zwevende guttegomdeeltjes van Perrin zijn door middel van de ultra-microscop goed waarneembaar.

### Verrekijkers.

#### 630. De astronomische verrekijker.

Deze bestaat uit een (grootte) achromatische objectieflens  $O_1$ , (fig. 424) met grooten brandpuntsafstand  $f_1$ , die van het beschouwde voorwerp (een hemellichaam, dus op afstand oneindig) een reëel omgekeerd beeld  $B_1$  (in  $F_1$ ) ontwerpt. Voorts uit een oculair  $O_2$  als loupe, waardoor van het objectiefbeeld  $B_1$  een virtueel, vergroot recht beeld  $B_2$  op den afstand van duidelijk zien  $d$  gevormd wordt. Dit beeld is dus omgekeerd ten opzichte van het voorwerp. In plaats van een enkel achromatisch oogglas  $O_2$  kan men ook het oculair van Ramsden of dat van Huygens gebruiken.

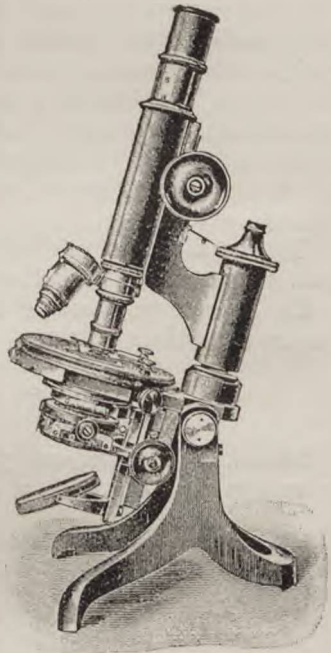


Fig. 423. Microscop.

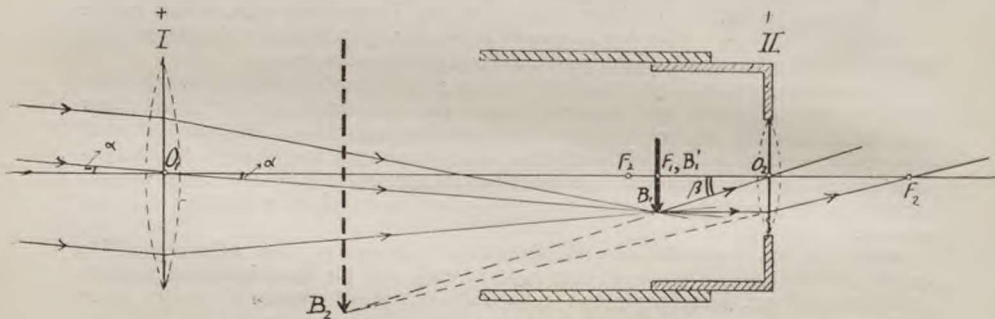


Fig. 424. Astronomische verrekijker.

Van een enkel lichtpunt (b.v. een vaste ster) verkrijgt men een enkel lichtpunt in het brandpunt. Het beeld van een voorwerp (b.v. maan, planeten) heeft zekere grootte. Men kan deze grootte bepalen, indien men bedenkt, dat dit beeld en het voorwerp, uit het

optische middelpunt  $O_1$  van het objectief beschouwd, gelijke schijnbare grootte ( $2\alpha$ ) hebben. Daaruit volgt:

$$\frac{B_1B_1^1}{f} = \text{tg}\alpha. \dots \dots \dots (160)$$

of  $B_1B_1^1 = f_1 \times \text{tg}\alpha$ .

**631. Lengte van den kijker.** De lengte van den kijker is  $O_1O_2 = O_1B_1^1 + B_1^1O_2$ . Nu is  $O_1B_1^1 = f_1$ . Is  $f_2$  klein, dan moet  $B_1^1$  dicht bij  $F_2$  liggen, om op den afstand van duidelijk zien een beeld te vormen. Men kan dus bij benadering  $B_1^1O_2 = f_2$  stellen. De lengte van den kijker wordt dan

$$l = f_1 + f_2. \dots \dots \dots (161)$$

De lengte van den kijker moet veranderd worden,  $1^\circ$  omdat bij het richten op een voorwerp op eindigen afstand ook de waarde  $O_1B_1^1$  verandert, en  $2^\circ$  omdat voor verschillende oogen (met verschillende waarden van  $d$ ) de waarde van  $B_1^1O_2$  verandert. Het oculair moet dus verschuifbaar zijn. Geeft de kijker een scherp beeld voor een normaal oog, dan moet voor een bijziend oog, waarvoor  $d$  kleiner is, ook  $B_1^1O_2$  kleiner worden. Het oculair moet dus ingeschoven worden. Voor een verziend oog moet het uitgetrokken worden.

**632. Vergrooting.** Hieronder verstaat men de verhouding der hoeken  $\beta$  en  $\alpha$  (fig. 424), waaronder het (in  $O_2$  geplaatste oog) het beeld, en waaronder het ongewapende (b.v. in  $O_1$  geplaatste) oog het voorwerp ziet. Daar  $\beta$  en  $\alpha$  klein zijn, mag men er de tangenten voor in de plaats stellen. Derhalve

$$L = \frac{\text{tg}\beta}{\text{tg}\alpha} = \frac{\frac{B_1B_1^1}{F_1O_2}}{\frac{B_1B_1^1}{O_1F_1}} = \frac{O_1F_1}{F_1O_2} = \frac{f_1}{f_2} \dots \dots \dots (162)$$

Uit deze formule blijkt, waarom de objectieflens een grooten brandpuntsafstand dient te hebben.

Proefondervindelijk kan de vergrooting bepaald worden door den kijker te richten naar een verwijderde schaal met duidelijk zichtbare deelstrepen (ook de steenen van een muur, de pannen van een dak kunnen dienen). Terwijl men met het ééne oog door den kijker ziet, beschouwt men tegelijkertijd de schaal met het andere ongewapende oog. Men behoeft dan slechts na te gaan, hoeveel deelen der schaal, zonder kijker gezien, samenvallen met één deel van het door den kijker waargenomen beeld.

Richt men den kijker naar den helderen hemel, dan kan men op een scherm achter het oculair een scherp beeld van den rand der objectieflens opvangen. Men noemt dit beeld den *oogring* (fig. 425; de constructie-stralen die van het voorwerp-objectiefrand het beeld-oogring geven door middel van het oculair zijn weggelaten). Men kan nu gemakkelijk bewijzen, dat de vergrooting van den kijker gelijk is aan de verhouding der middellijnen  $D_1$  en  $D_2$  van objectief en oogring. Dus:

$$L = \frac{f_1}{f_2} = \frac{D_1}{D_2} \dots \dots \dots (163)$$

Het objectief vervult dezelfde functie als de pupil van het oog. De objectiefrand begrenst de doorsnede van den invallenden stralencilinder. Men neemt nu aan, dat

de oogpupil samenvalt met den oogring. Het oog ontvangt dan door het objectief (dat veel grooter oppervlakte bezit dan de oogpupil) van een voorwerp veel meer stralen dan zonder kijker. Een lichtcilinder, die op het

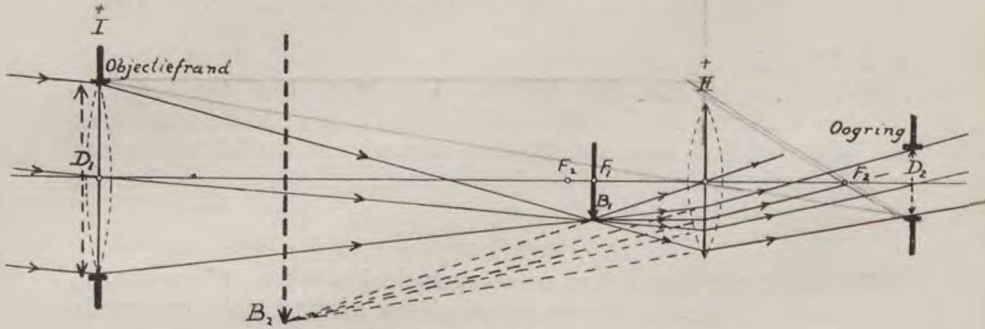


Fig. 425. Objectieftrand en oogring.

objectief valt krijgt door den kijker bij uittreding een kleinere doorsnede (zie fig. 425), zoodat de lichtstralen door den kijker worden „verdicht”. Vandaar dat b.v. door een kijker sterren zichtbaar worden, die met het bloote oog niet gezien kunnen worden.

633. Zoeker. Bij sterke vergrooting wordt het gezichtsveld klein, zoodat de kijker niet gemakkelijk op een voorwerp ingesteld kan worden. Men verbindt daarom met een sterk vergrootend kijker een kleineren met zwakke vergrooting en met een groot gezichtsveld, zóó dat de assen der beide kijkers evenwijdig zijn. De kleinere kijker, *zoeker* genaamd, wordt dan gebruikt om het instrument op het voorwerp te richten.

#### Aardsche verrekijker.

634. Het beeld, dat door den astronomischen kijker van een voorwerp gevormd wordt, is omgekeerd. Dit maakt den kijker minder geschikt voor waarneming van aardsche voorwerpen. Men brengt daarom achter het reële objectiefbeeld  $B_1$  nog één of twee convexe lenzen aan, die van dat beeld nogmaals een reël omgekeerd beeld  $B_2$  vormen. Is er één *omkeeringslens*  $O_2$  (fig. 426), dan staan

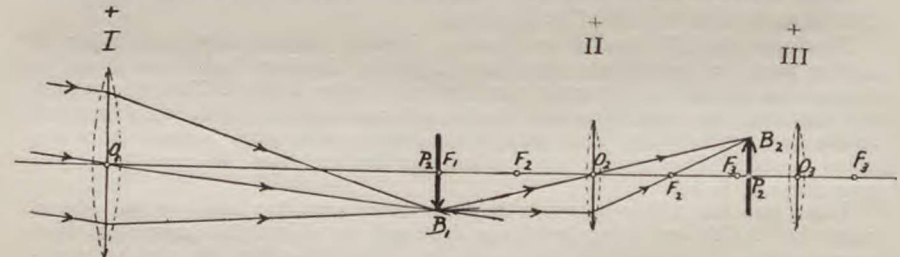


Fig. 426. Aardsche verrekijker. Omkeeringslens.

$B_1$  en  $B_2$  op dubbelen brandpuntsafstand van de lens. Het aardsche oculair is nu  $4 f_2$  centimeter langer dan het astronomische. Zijn er, zooals in fig. 427 twee omkeeringslenzen  $O_2$  en  $O_3$ , dan kan de lengte van het oculair  $f_2$  centimeter bekort worden. Het beeld  $B_1$  staat dan op brandpuntsafstand vóór  $O_2$ , terwijl lens  $O_3$  zich op



brandpuntsafstand achter  $O_2$  bevindt ( $f_2 = f_3$ ), zoodat 't omgekeerde beeld  $B_2$  ontstaat op brandpuntsafstand achter  $O_3$ .

Door het oculair  $O_3$  in fig. 426 of  $O_4$  in fig. 427 wordt dan een recht beeld van het voorwerp op den afstand van duidelijk zien gevormd (deze laatste beeldvorming is in de figuren achterwege gelaten). Aldus veranderd heet de toestel aardsche verrekijker.

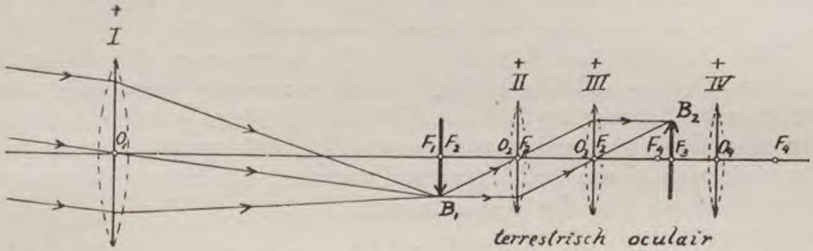


Fig. 427. Omkeeringsstelsel.

Ga zelf na welke lenzen verschuifbaar moeten zijn (en in welke richting) om op een dichterbij staand voorwerp den kijker scherp te kunnen instellen.

**Vergrooting.** Daar het omkeeringsstelsel geen verandering in de grootte van het beeld teweegbrengt, is de vergrooting dezelfde als bij den astronomischen kijker:

$$L = \frac{f_{\text{objectief}}}{f_{\text{oculair}}} \dots \dots \dots (164)$$

**De Hollandsche kijker** (Jansen, Lippersheij, Galilei).

635. Deze bestaat uit een convexe objectieflens  $O_1$  en een concave oculairlens  $O_2$  (fig. 428). Door de eerste zou van een ver verwijderd (op oneindig) voorwerp een reël omgekeerd beeld  $B_1$

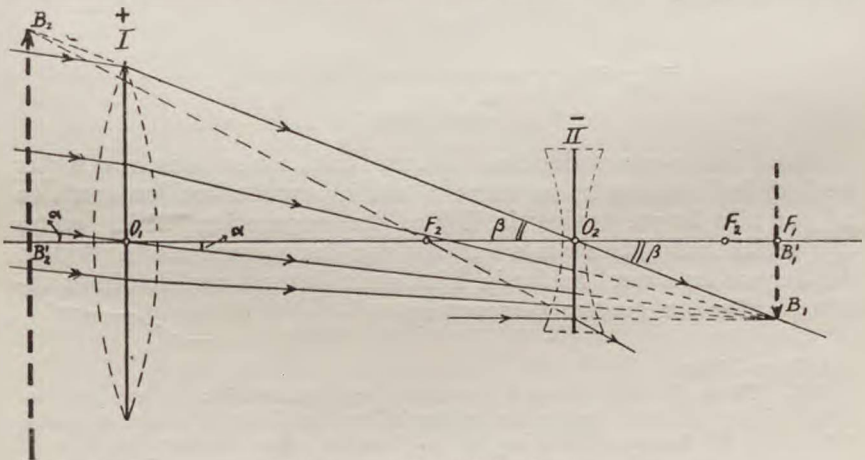


Fig. 428. Hollandsche kijker.

nagenoeg in het brandpunt  $F_1$  gevormd worden. Voordat de stralen zich echter vereenigen, worden zij door de concave oculairlens gebroken. Deze is zóó geplaatst, dat het door het objectief gevormde beeld voor haar dient als virtueel voorwerp, *welks afstand tot de lens grooter is dan de brandpuntsafstand  $f_2$* . Men heeft dus het geval 5 (§ 592, fig. 396). Daar het tweede, op den afstand van duidelijk zien  $d$  gevormde beeld ten opzichte van het eerste omgekeerd is, wordt het ten opzichte van het voorwerp zelf recht.

**636. Lengte van den kijker.** De lengte van den kijker is  $O_1O_2 = -O_1B_1^1 - B_1^1O_2$ . Is het voorwerp zeer ver verwijderd, dan kan men bij benadering  $O_1B_1^1 = O_1F_1 = f_1$  stellen. Is verder  $f_2$  klein, dan mag  $OB_1^1$  niet veel van  $f_2$  verschillen, wil op den afstand van duidelijk zien  $d$  een beeld gevormd worden. De benaderde waarde voor de lengte van den kijker is dus

$$l = f_1 - |f_2| \dots \dots \dots (165)$$

(Door  $|f_2|$  wordt de *absolute* waarde van  $f_2$  aangeduid).

De lengte van den hollandschen kijker moet om dezelfde redenen als bij den astronomischen kijker (§ 631) veranderd kunnen worden. Is de kijker scherp gesteld voor een normaal oog, dan moet voor een bijziend oog, waarvoor  $d$  kleiner is,  $O_2B_1^1$  grooter worden, zoodat het oculair, evenals bij den astronomischen kijker, moet ingeschoven worden. Voor een verziend oog moet het uitgetrokken worden.

Moet het oculair worden in- of uitgeschoven, als de kijker (voor een normaal oog) gericht wordt op een dichterbijstaand voorwerp?

**637. Vergrooting.** Hieronder verstaat men evenals bij den astronomischen kijker de verhouding der hoeken  $\beta$  en  $\alpha$ , waaronder het (in  $O_2$  geplaatste) oog het beeld, en waaronder het ongewapende (b.v. in  $O_1$  geplaatste) oog het voorwerp ziet. Men vindt wederom bij benadering:

$$L = \frac{\beta}{\alpha} = \frac{tg \beta}{tg \alpha} = \frac{B_1B_1^1}{O_2B_1^1} = \frac{f_1}{f_2} \dots \dots \dots (166)$$

**638. Vóór- en nadeelen.** Boven den astronomischen kijker heeft de hollandsche kijker voor: 1° dat hij **rechte beelden** geeft, en 2° dat zijn lengte **gering** is. Bij gelijke vergrooting blijkt echter zijn gezichtsveld kleiner zijn dan dat van den astronomischen kijker, dat bovendien overal helder is. Men geeft daarom aan den hollandschen kijker een geringe vergrooting.

**Prisma-kijker.**

**639.** De in § 638 genoemde voordeelen van hollandschen en van astronomischen kijker zijn vereenigd in den **prismakijker van Zeiss**. Objectief en oculair zijn zooals bij den astronomischen kijker. Voordat echter de door het objectief invallende stralen zich tot een reëel beeld vereenigen, ondergaan zij door totale terugkaatsing in twee glazen prisma's  $P_1$  en  $P_2$  (fig. 429), waarvan de lood-

rechte doorsneden rechthoekige gelijkbeenige driehoeken zijn ( $\alpha = 90^\circ, \beta = 90^\circ$ ), vier keer een verandering in richting van  $90^\circ$ . Door bepaalde standen aan de beide

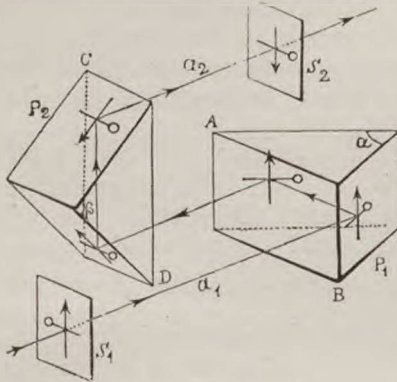


Fig. 429. Prisma-kijker.

tweede prisma de richting „boven-beneden“. Door deze omkeeringen wordt dus het door het objectief gevormde beeld **recht**. Het wordt dus door het oculair als loupe waargenomen.

De verkorting, die de astronomische kijker op deze wijze ondergaat, is afhankelijk van den onderlingen stand der beide prisma's.

De hoofdasen van objectief en oculair vallen nu niet meer samen, maar loopen evenwijdig. Het zijn de door  $a_1$  en  $a_2$  aangewezen lijnen.

### Telescopen.

640. Dit zijn kijkers, waarbij de vorming van een reëel beeld geschiedt door **sferische spiegels**. Het gevormde beeld wordt door een enkelvoudig of samengesteld oculair waargenomen, zoodat een virtueel beeld op een afstand van duidelijk zien verkregen wordt. Het door spiegels gevormde beeld is **vrij van chromatische aberratie**.

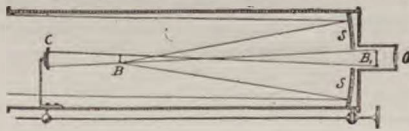


Fig. 430. Telescoop.

Bij alle telescopen bevindt zich aan het uiteinde eener buis een groote concave metaalspiegel  $S$  (fig. 430), die bij oneindigen afstand van het voorwerp een klein reëel omgekeerd beeld  $B$  op den afstand van het hoofdbrandpunt vormt.

Gregory bracht nog een tweede verplaatsbaar concaaf spiegel  $C$  in de buis aan op een afstand van den grooten spiegel, iets grooter dan diens brandpuntsafstand. De beide spiegelende vlakken zijn naar elkaar toegekeerd, en de beide hoofdasen vallen samen. Het door den grooten concaven spiegel gevormde reële beeld dient nu als reëel voorwerp, waarvan door het kleine spiegel  $C$  wederom een (vergroot) reëel beeld  $B_1$  gevormd wordt. De groote spiegel is in het midden doorboord. Het oculair  $O$ , waardoor het tweede beeld wordt waargenomen, bevindt zich achter deze opening. Daar beide beelden omgekeerd zijn, is het waargenomen beeld recht.

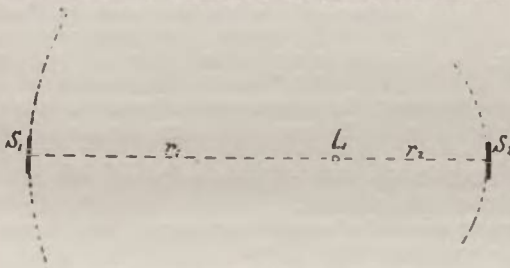
Foucault heeft de metaalspiegels vervangen door een spiegelend laagje zilver, dat op de voorzijde van een parabolisch geslepen glas chemisch neergeslagen wordt. De zilverspiegels geven helderder beelden dan de gewone metaalspiegels (legering van koper, tin en arsenicum), terwijl bovendien het gewicht van het toestel geringer wordt.

De vergrooting, d.i. de verhouding der hoeken, waaronder men het beeld in den telescoop en het voorwerp met ongewapend oog ziet, wordt op overeenkomstige wijze bepaald als bij den astronomischen kijker.

## D. FOTOMETRIE.

641. Ten gevolge van de rechtlijnige voortplanting van het licht wordt de van één lichtpunt uitgaande energie  $I$  (lichtsterkte) verdeeld over bol-oppervlakken, die steeds groter worden. Daar het oppervlak van een bol (met straal  $r$ )  $4 \pi r^2$  bedraagt, zal dus elke  $\text{cm}^2$  van het boloppervlak aan energie  $S = \frac{I}{4\pi r^2}$  ontvangen. We noemen  $S$  de verlichtingssterkte of de belichtingssterkte van zoo'n vlakje ter grootte van  $1 \text{ cm}^2$ . De vlakjes, die wij beschouwen, zijn ten opzichte van den straal van het bolvlak waartoe zij behooren, zóó klein, dat we ze als platte vlakjes mogen opvatten.

Wanneer 2 vlakjes van gelijke grootte zich op verschillende afstanden  $r_1$  en  $r_2$  van een lichtpunt  $L$  (fig. 431) bevinden, dan is de verhouding der verlichtingssterkten:



$$S_1 : S_2 = \frac{I}{4\pi r_1^2} : \frac{I}{4\pi r_2^2}$$

of  $S_1 : S_2 = r_2^2 : r_1^2$  (167)

Fig. 431.  $S_1 : S_2 = r_2^2 : r_1^2$ .

De verlichting van een vlak van bepaalde grootte is omgekeerd evenredig met het vierkant van zijn afstand tot het lichtpunt. Dit geldt ook bij lichtbronnen, waarvan de afmetingen ten opzichte van den afstand tot het verlichte vlak verwaarloosd kunnen worden.

642. Als een vlak  $AB$  (fig. 432) waarvan de grootte  $O \text{ cm}^2$  bedraagt, door een bundel evenwijdige stralen (energie  $I$ ) loodrecht getroffen wordt, dan is de verlichtingssterkte  $S = \frac{I}{O}$ .

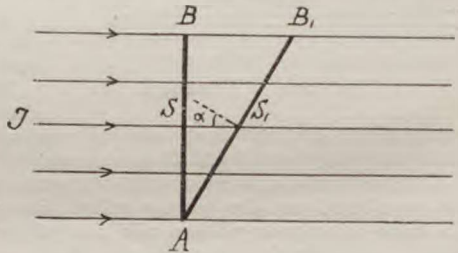


Fig. 432.  $S_1 = S \cos \alpha$ .

Voor een vlak  $AB_1$ , waar de stralen onder een hoek  $\alpha$  invallen, en waarvan het oppervlak  $O_1$  bedraagt, is dan de verlichtingssterkte  $S_1 = \frac{I}{O_1}$ . Nu blijkt uit de figuur  $AB_1 = \frac{AB}{\cos \alpha}$  dus ook  $O_1 = \frac{O}{\cos \alpha}$  zoodat

$$S_1 = \frac{I}{O} \cos \alpha \text{ of } S_1 = S \cos \alpha$$

Wordt een vlak door evenwijdige stralen getroffen, dan is de verlichting evenredig met den cosinus van den invalshoek.

Uit bovenstaande volgt: de verlichtingssterkten van 2 vlakken, die zich op afstanden  $r_1$  en  $r_2$  van de lichtbron bevinden, en wier normalen met de verbindinglijn van het midden van het vlak met de lichtbron respectievelijk hoeken  $\alpha$  en  $\beta$  maken (fig. 433), verhouden zich als volgt:

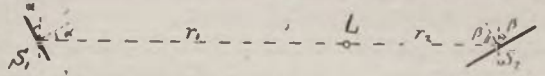


Fig. 433.  $S_1 : S_2 = r_2^2 \cos \alpha : r_1^2 \cos \beta$

$$S_1 : S_2 = \frac{I}{4 \pi r_1^2} \cos \alpha : \frac{I}{4 \pi r_2^2} \cos \beta = r_2^2 \cos \alpha : r_1^2 \cos \beta \quad (168)$$

643. Heeft men nu twee lichtbronnen  $L_1$  en  $L_2$  (zie fig. 434) met energie (lichtsterkte) resp.  $I_1$  en  $I_2$ , dan zullen ze gelijksoortige vlakken (bij gelijke invalshoeken der stralen) niet even sterk verlichten als hun afstanden tot het vlak verschillend zijn. De verlichtingssterkte die het vlak verkrijgt van  $L_1$  is  $S_1 = \frac{I_1}{4\pi r_1^2}$ , en van  $L_2$  is  $S_2 = \frac{I_2}{4\pi r_2^2}$ . Beide lichtbronnen zullen nu het vlakje even sterk verlichten, als

$$S_1 = S_2$$

$$\text{of } \frac{I_1}{4\pi r_1^2} = \frac{I_2}{4\pi r_2^2}$$

$$\text{dus } I_1 : I_2 = r_1^2 : r_2^2 \quad (169)$$

**Gelijksoortige (kleine) oppervlakken worden door verschillende lichtbronnen bij gelijke invalshoeken der stralen even sterk verlicht, als de sterkten der lichtbronnen recht evenredig zijn met de vierkanten van haar afstanden tot de verlichte vlakken.**

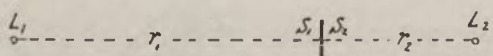


Fig. 434.

$$I_1 : I_2 = r_1^2 : r_2^2$$

644. **Beginsel der fotometers.** Uit bovenstaande volgt dat men dus de lichtsterkten van twee lichtbronnen kan vergelijken door de verhouding van haar afstanden tot twee gelijksoortige vlakken te bepalen, die zij onder dezelfde omstandigheden **even sterk** verlichten. Bij gelijke verlichtingssterkte der beide vlakken ontvangt een op gelijke afstanden daarvan geplaatst oog van even groote stukken der beide vlakken evenveel stralen. D.w.z. de **helderheid** der beide vlakken is gelijk. Daar het oog zeer gevoelig is voor kleine verschillen in helderheid van twee dicht bij elkaar geplaatste vlakken, kan men gemakkelijk den afstand der ééne lichtbron tot het door haar verlichte vlak zoo lang wijzigen, totdat de helderheid, en dus ook de verlichtingssterkte, van beide vlakken gelijk is. Zijn dan de afstanden der lichtbronnen tot de door haar verlichte vlakken respectievelijk  $r_1$  en  $r_2$  cm, dan verhouden zich de lichtsterkten als  $r_1^2 : r_2^2$ . Hierop berusten de **fotometers**. Kent men dan de lichtsterkte van één der lichtbronnen, dan is de andere daarin uit te drukken.

645. **Fotometer van Bunsen.** Een vetvlek op een wit, niet geheel ondoorschijnend papier, vertoont zich donker op een helderen achtergrond, als men haar beschouwt van die zijde, van waar het papier verlicht wordt. Daarentegen helder op een donkeren achtergrond, als men het papier tusschen het oog en de lichtbron houdt. Het vette papier laat n.l. meer licht door en werpt minder licht terug dan het niet vette (zie § 524). Een vetvlak  $a$  op een

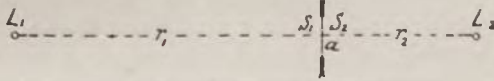


Fig. 435. Fotometer van Bunsen.

papierscherf (fig. 435), dat door een lichtbron  $L_2$  aan de achterzijde verlicht wordt, vertoont zich dus — van de vóorzijde gezien — helder op een donkeren achtergrond. Verlicht men nu de voorzijde door een andere lichtbron  $L_1$ , dan zal bij een **bepaalden** afstand  $r_1$  van  $L_1$  tot het scherm de vetvlek, van de vóorzijde gezien, onzichtbaar worden. Bij een kleineren afstand vertoont zij zich donker op een helderen

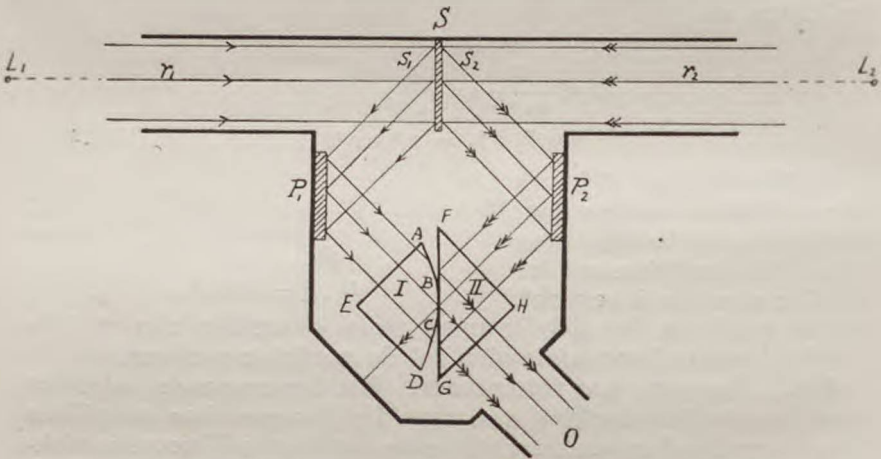


Fig. 436. Fotometer van Lummer en Brodhun.

achtergrond, bij een grooteren afstand helder op een donkeren achtergrond.

Om de sterkte van twee lichtbronnen  $L_1$  en  $L_2$  te vergelijken, wordt in een donker vertrek de achterzijde van een papierscherf met vetvlek door een constante lichtbron  $L$  verlicht. De voorzijde wordt nu achtereenvolgens verlicht door  $L_1$  en  $L_2$ , die men op afstanden  $r_1$  en  $r_2$  cm vóór het scherm plaatst, zóó dat — van de vóorzijde gezien — de vetvlek in beide gevallen onzichtbaar wordt. De lichtbronnen  $L_1$  en  $L_2$  verlichten dan de vóorzijde van het scherm even sterk, en haar lichtsterkten verhouden zich (bij gelijke invalshoeken) als  $r_1^2 : r_2^2$ .

In plaats van een papier met vetvlek gebruikt men ook drie op elkaar liggende vellen mailpapier, waarvan het middelste een cirkelvormige uitsnijding heeft.

**646. Fotometer van Lummer en Brodhun.** In fig. 436 ziet men, dat loodrecht op de verbindinglijn der beide lichtbronnen  $L_1$  en  $L_2$  zich een wit scherm  $S$  bevindt, dat de stralen diffuus terugkaatst. Door middel van de spiegels  $P_1$  en  $P_2$  valt het licht loodrecht op de zijvlakken  $AE$  en  $FH$  van 2 glasprisma's. Van het eene prisma is het zijvlak  $ABCD$  aan de hoeken afgerond ( $AB$  en  $CD$ ) zoodat het slechts ter lengte  $BC$  met het zijvlak  $FG$  van het andere prisma samenvalt. De afrondingen zijn bovendien zwart gemaakt. Het licht van  $L_1$ , dat het vlak  $AE$  treft, zal dus, voor zoover het tusschen  $B$  en  $C$  valt, geheel doorgaan. Voor zoover het  $BA$  en  $CD$  treft, wordt het door deze zwarte begrenzingsvlakken geabsorbeerd. Het op  $FH$  vallende licht wordt totaal teruggekaatst, voor zoover het valt op  $BF$  en  $CG$ . Het tusschen  $B$  en  $C$  vallende licht gaat recht door en wordt door de zwarte binnenwand van het kastje geabsorbeerd. Het in  $O$  geplaatste oog neemt dus (achter een loupe) twee scherp gescheiden bundels licht waar, de binnenste afkomstig van  $L_1$ , daaromheen licht afkomstig van  $L_2$ . Men heeft nu  $L_1$  zoodanig te verschuiven, dat geen verschil in helderheid meer wordt waargenomen. Dan geldt weer:

$$I_1 : I_2 = r_1^2 : r_2^2.$$

#### 647. Eenheden.

**1. Eenheid van lichtsterkte. a. Violle.** Als eenheid van lichtsterkte heeft **Violle** voorgesteld de hoeveelheid licht, die door een oppervlakte van  $1 \text{ cm}^2$  gesmolten platina bij de stellingstemperatuur loodrecht op het oppervlak uitgestraald wordt. Daar deze hoeveelheid, **1 Violle** genaamd, voor het practische gebruik te groot is, neemt men in Frankrijk het twintigste deel daarvan als eenheid aan (bougie décimale).

**b. Hefnerkaars.** De in Duitschland gebruikelijke eenheid van lichtsterkte is die eener lamp van bepaalde constructie (**Hefnerkaars H.K.** of Hefnerlamp), waarin amylocetaat met een vlamhoogte van  $40 \text{ mm}$  verbrandt. In Engeland wordt op een soortgelijke wijze gebruik gemaakt van een lamp, waarin pentaan verbrandt.

**c. Normaalkaars.** Soms wordt nog de sterkte eener lichtbron uitgedrukt in die van zorgvuldig vervaardigde kaarsen (**normaalkaarsen N.K.**) *Tegenwoordig gebruikt men veel de internationale kaars*

Ter vergelijking diene:  $1 \text{ Violle} = 16 \text{ HK} = 19 \text{ NK}$ .  $1 \text{ HK} = 0,900 \text{ k}$

**2. Eenheid van verlichtingssterkte.** Als eenheid van verlichtingssterkte heeft men gekozen de **Meterkaars of Lux**, d.i.: **de verlichting, die één Hefnerkaars op een meter afstand bij loodrechte bestraling geeft.** Om goed te kunnen zien bij lezen en schrijven is een verlichting van  $50 \text{ Meterkaarsen}$  noodzakelijk. Daartoe kan zich dus een lichtbron van  $50 \text{ H.K.}$  sterkte op een afstand van  $1 \text{ meter}$  van het papier bevinden, of een lichtbron

van  $4 \times 50 = 200$  H.K. op een afstand van 2 meter, of een lichtbron van  $\frac{50}{4} = 12\frac{1}{2}$  H.K. op een afstand van  $\frac{1}{2}$  meter enz.

**Opmerking.** Bij de fotometers bezit één der beide lichtbronnen b.v.  $L_2$ , steeds een bekend aantal H.K.;  $L_1$  is dan in H.K. uit te drukken.

## E. VOORTPLANTINGSSNELHEID VAN HET LICHT.

648. Onder de voortplantingssnelheid van het licht verstaat men den weg, waarover zich de evenwichtsverstoring van den aether in één secunde voortplant. Deze weg kan op verschillende manieren bepaald worden.

**Methode van Römer (1675).** Deze is slechts van historische beteekenis. De omlooptijd der tweede maan van Jupiter  $J$  (fig. 437), afgeleid uit den tijd, waarin een groot aantal omloopen voltooid wordt, is  $42^u 28^m 35^s$ . Wilde men dezen omlooptijd bepalen door — als de aarde  $A$  in haar baan om de zon  $Z$  zich in de richting naar Jupiter toe beweegt — twee op elkaar volgende keeren (in  $A_1$  en in  $A_2$ ) het verdwijnen (intreden,  $i$ ) dezer maan in den schaduwkegel van Jupiter waar te nemen, dan zou men daarvoor ongeveer 14 seconden minder vinden dan het genoemde bedrag. De oorzaak van dit verschijnsel is, dat bij het waarnemen der tweede verduistering (als de aarde zich in  $A_2$  bevindt) het licht een korteren weg heeft af te leggen om de aarde te bereiken, dan bij het waarnemen der eerste verduistering in  $A_1$ .

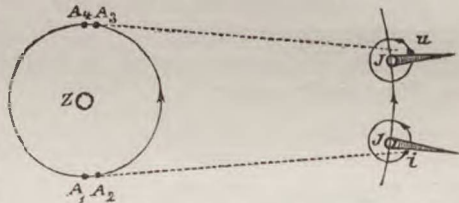


Fig. 437. Methode van Römer.

In 14 seconden legt dus het licht een weg af, gelijk aan het verschil dezer beide wegen ( $A_1A_2$ ), of gelijk aan den weg, dien de aarde in ongeveer  $42^u 28^m 35^s$  aflegt. Kent men derhalve dezen weg, dan kan men de snelheid van het licht daaruit afleiden.

Beweegt zich eenigen tijd later de aarde van Jupiter af, dan kan men (in  $A_3$  en  $A_4$ ) het uittreden ( $u$ ) der maan uit den schaduwkegel waarnemen. Het tijdsverloop tusschen de oogenblikken, waarop dit twee op elkaar volgende keeren plaats heeft, is nu ongeveer 14 seconden grooter dan de ware omlooptijd der maan, omdat de afstand der aarde van Jupiter bij de tweede waarneming grooter is dan bij de eerste.

649. **Methode van Fizeau (1848).** Een lichtstraal  $LA$  van een lichtbron  $L$  uitgaande (fig. 438) <sup>1)</sup> valt onder een hoek van  $45^\circ$  op een glazen plaat  $GG_1$  en wordt (gedeeltelijk) onder een gelijken hoek in de richting  $AB$  teruggekaatst. De teruggekaatste straal valt dan loodrecht op een ver verwijderden spiegel  $SS_1$ , zóó dat hij langs den omgekeerden weg  $BA$  naar de plaat teruggekaatst wordt (de enkele pijlen wijzen de richting van den heengaannden, de dubbele die van den terugkeerenden lichtstraal aan). De terugkeerende straal gaat (gedeeltelijk) door de plaat en kan door een oog  $O$ , achter de plaat, waargenomen worden. Men plaatst nu een getand rad  $R$ , dat zeer snel om zijn met  $AB$  evenwijdige as  $aa$  ge-

<sup>1)</sup> Men beschouwe vooreerst slechts de getrokken lijnen in de figuur.



draaid kan worden, zóó dat bij de draaiing de getande rand door een punt  $C$  van den straal  $AB$  gaat. Dan zal het oog bij zeer langzame draaiing van het rad afwisselend het teruggekaatste licht zien en niet zien, naarmate het heengaande licht door een opening tusschen twee tanden doorgelaten of door een tand onderschept wordt.

Bij eenigszins snellere draaiing van het rad, waarbij de door een opening heengaande straal echter nog door dezelfde opening terugkomt, zal het oog voortdurend licht waarnemen, al wordt het heengaande licht gedeeltelijk door de tanden van het rad teruggehouden. Dit is een gevolg van de eigenschap van ons oog, dat de lichtindruk nog cenigen tijd voortduurt, nadat de prikkeling onzer gezichtszenew door het licht reeds opgehouden heeft („nawerking”

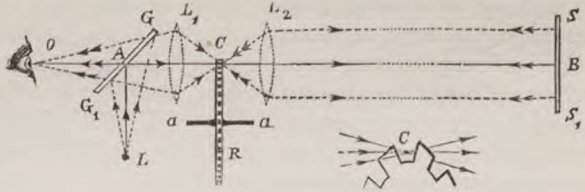


Fig. 438. Methode van Fizeau.

van het oog § 618). Vermeerdert men de omwentelingssnelheid van het rad voortdurend, dan komt er eindelijk een oogenblik, waarop het oog geen licht meer waarnemen kan. Dit is het geval, als het licht, dat door het midden eener opening tusschen twee tanden heengaat, bij zijn terugkomst het midden van den volgenden tand ontmoet. M.a.w. als het licht den weg  $CB + BC = 2s$  in denzelfden tijd aflegt, waarin het midden van een tand een boog, gelijk aan den afstand van het midden eener opening tot het midden van den naburigen tand, eenparig doorloopt. Neemt men het oogenblik waar, waarop het teruggekaatste licht geheel onderschept wordt, dan vindt men den bedoelden tijd uit het aantal omwentelingen  $n$  per seconde en het aantal tanden  $m$  van het rad. Daar de afstand  $CB = s$  bekend is, leidt men dan de voortplantingsnelheid van het licht af uit de betrekking:

$$2s = v \times \frac{1}{2mn}$$

of  $v = 4mns \dots \dots \dots (170)$

Verdwijnt het door den spiegel teruggekaatste licht bij een bepaalde omwentelingssnelheid van het rad geheel, dan kan het bij een tweemaal zoo groote snelheid wederom in de oorspronkelijke sterkte waargenomen worden. Want dan ontmoet het licht, dat door het midden eener opening heengaat, bij zijn terugkomst het midden der volgende opening. Bij een driemaal zoo groote snelheid is het weer totaal verdwenen, enz.

Bij de laatste volgens deze methode genomen proeven (Cornu) bedroeg de afstand  $BC$  ongeveer 46 km. Men kon het licht tot 22 keer toe laten verdwijnen en weer verschijnen.

Bij deze proeven wordt niet van een enkelen lichtstraal  $LA$  gebruik gemaakt, maar met behulp van de lenzen  $L_1$  en  $L_2$  worden de stralen, die van de lichtbron

$L$  in alle richtingen op de glazen plaat  $GG_1$  vallen, naar den verwijderden spiegel en van daar in omgekeerde richting naar het oog gezonden (men zie de gestippelde lijnen in de figuur). De rand van het rad gaat door de plaats ( $C$ ), waar al deze lichtstralen door de werking der lenzen  $L_1$  en  $L_2$  nagenoeg in een punt vereenigd worden.

**650. Methode van Foucault (1850).** Het beginsel dezer methode, die de bepaling der voortplantingssnelheid zelfs bij niet zeer groote afstanden mogelijk maakt, willen wij met behulp van fig 439 duidelijk maken.

Men stelle zich het vlak van teekening als horizontaal voor. Door een kleine opening  $O$  in den wand eener donkere kamer treedt een lichtstraal horizontaal in de kamer en valt op een vertikaal geplaatsten spiegel  $S_1$ . Bij een bepaalden stand 1 van dezen spiegel wordt de lichtstraal door een opening in een scherm  $D$  naar een tweeden spiegel  $S_2$  teruggekaatst, zóó dat hij loodrecht op  $S_2$

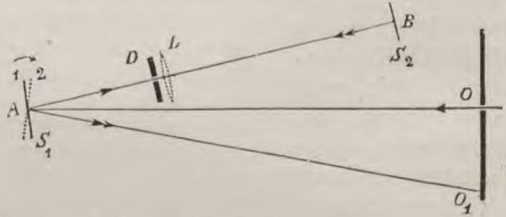


Fig. 439. Methode van Foucault.

valt. Na de tweede terugkaatsing bereikt de straal langs den omgekeerden weg wederom den spiegel  $S_1$  en gaat van daar weer door de opening  $O$  naar buiten. <sup>1)</sup>

Laat men den spiegel  $S_1$  om een vertikale as  $A$  met een zeer groote snelheid eenparig wentelen, dan zal bij elke omwenteling de spiegel een oogenblik weer in den stand komen, waarin hij het licht door de opening in scherm  $D$  naar den spiegel  $S_2$  terugkaatst (de niet door de opening  $D$  gaande stralen worden onderschept). Van  $S_2$  terugkomende, ontmoet dit licht echter den spiegel  $S_1$  in een anderen stand (2), die met den eersten een zeer kleinen hoek  $\alpha$  maakt. Volgens de wetten van terugkaatsing volgt het licht nu niet meer den weg  $AO$ , maar een anderen weg  $AO_1$ , zóó dat  $\angle OAO_1 = 2\alpha$  is (zie § 535). De lichtstraal treft dus den wand in  $O_1$ . Men meet den afstand  $OO_1$ , die des te grooter is, naarmate  $AB$  en de omwentelingssnelheid van den spiegel grooter zijn. Uit de vergelijking  $\frac{OO_1}{OA} = \text{tg } 2\alpha$  vindt men  $\alpha$  en berekent uit het aantal omwentelingen per secunde den tijd waarin de spiegel  $\alpha^\circ$  gedraaid is. Dat is echter ook de tijd, waarin het licht den bekenden weg  $AB + BA$  heeft afgelegd, zoodat men de voortplantingssnelheid kan vinden.

Door tusschen de beide spiegels een kolom water in te voegen, die door het licht doorloopen moest worden, vond Foucault, dat bij onveranderde omwentelingssnelheid van  $S_1$  de afstand  $OO_1$  grooter werd. De tijd, waarin het licht de waterkolom doorloopt, is dus

<sup>1)</sup> Om de verspreiding der door  $O$  in de kamer tredende stralen tegen te gaan, plaatst men tusschen  $A$  en  $B$  een lens  $L$  zóó dat de teruggekaatste stralen ter plaatse van de opening  $O$  een scherp beeld dezer opening zouden doen ontstaan.

grooter dan die, waarin het een even lange luchtkolom doorloopt. Of: **de voortplantingssnelheid van het licht in water is kleiner dan die in de lucht.** Uit dergelijke proeven heeft men afgeleid, dat de verhouding van beide snelheden 3 : 4 is. Ook met andere doorschijnende stoffen zijn proeven genomen. Over het belang dezer proeven vergelijk § 574.

**651. Uitkomsten.** Door de methode van Römer wordt de voortplantingssnelheid van het licht in de (luchtledige) wereldruimte, dus in den vrijen aether, bepaald. Door de overige methoden die in de dampkringslucht. Door de methode van Foucault ook die in andere doorschijnende lichamen. Daar bij alle methoden de voortplantingssnelheid moet afgeleid worden uit waarnemingen of berekeningen van zeer kleine grootheden (tijden, hoeken), moet men een groot aantal waarnemingen verrichten, waaruit dan ten slotte de voortplantingssnelheid van het licht met vrij groote nauwkeurigheid is berekend. Het (kleine) verschil, dat bestaan moet tusschen de voortplantingssnelheid in de **luchtledige ruimte** en in de **lucht**, blijkt uit de uitkomsten niet duidelijk. Als **benaderde waarde voor beide** nemen wij  $3 \times 10^{10}$  cm per sec., of 300 000 km per sec.

Beter dan door deze methoden, kan de verhouding der voortplantingssnelheden in de luchtledige ruimte en in de dampkringslucht gevonden worden uit de theorie der breking van het licht. Zij bedraagt 1,00029 : 1. Ook voor andere stoffen wordt deze verhouding op dezelfde wijze bepaald.

---

## F. STRALING.

**652.** De thermische energie der moleculen of atomen van verwarmde lichamen kan overgaan in stralingsenergie van den omringenden aether, en omgekeerd kan de stralingsenergie van den aether in het door de stralen getroffen lichaam thermische energie voortbrengen. Hoe deze overgangen plaats hebben, heeft men nog niet nauwkeurig kunnen aanwijzen. De **uitstraling** geschiedt bij alle temperaturen. Daalt daardoor de temperatuur van het lichaam niet, dan bewijst dit, dat evenveel warmte door **bestraling** van de omgeving opgenomen wordt, als door uitstraling verloren gaat.

**653. Infra-roode en ultra-violetten stralen.** Om de stralen, die een lichaam uitzendt, te onderzoeken maakt men gebruik van het **spectrum**. Verstrooit men de door een wit gloeiend lichaam uitgezonden stralen door middel van een prisma, dan bevinden zich aan weerskanten van het **zichtbare spectrum** nog **onzichtbare stralen**. Dit zijn de **infra-roode stralen**, van mindere breekbaarheid dan die der roode, en de **ultra-violetten stralen**, van grootere breekbaarheid, dan die der violette.

Men kan het bestaan van het **infra-roode spectrum** aantonen,

door buiten het roode einde van het (zichtbare) spectrum een gevoelig instrument te plaatsen, dat door absorptie der onzichtbare stralen verwarmd wordt. Hiervoor kan dienen een smalle *thermo-electrische zuil* of nog beter de *bolometer* (zie de leer der Electriciteit).

De infra-roode stralen zijn dus **thermische stralen**.

Het bestaan van het **ultra-violette spectrum** kan men aantonen met behulp van lichamen, die door absorptie dezer stralen scheikundig veranderen (§ 664) of zelflichtend worden (fluoresceeren § 666).

De ultra-violette stralen zijn **chemische stralen**.

Beneden een bepaalde (niet voor alle lichamen gelijke) temperatuur zendt een verwarmd lichaam slechts infra-roode stralen uit. Wordt de temperatuur langzamerhand hooger, dan verschijnen eerst de roode en oranje stralen (roodgloeihitte boven  $500^{\circ}$ ), later ook de stralen der andere kleuren van geel tot violet (grootste intensiteit der witgloeihitte, ca.  $1600^{\circ}$ ) eindelijk de ultra-violette stralen.

Volgens nieuwere onderzoekingen ontstaat reeds, voordat men de roode kleur waarneemt, bij een temperatuur iets boven  $400^{\circ}$  de eerste gewaarwording van licht, het „grauwe” lichtschijnsel.

**654. Golflengten.** De infra-roode stralen brengen geen chemische werking, de ultra-violette stralen bijna geen thermische werking voort. Men mag echter hieruit niet besluiten, dat infra-roode, zichtbare en ultra-violette stralen drie verschillende soorten van stralen zijn.

Zij onderscheiden zich alleen door de **grootere of kleinere golflengte** en de daarvan afhankelijke kleinere of grootere breekbaarheid.

Of een lichaam een of meer van de **drie werkingen (warmte, licht en chemische werking)** voortbrengt, hangt af van het lichaam, dat door den straal getroffen wordt.

Bepaalt men (op een later te bespreken wijze) de golflengte der verschillende stralen, dan vindt men: golflengte voor de uiterste roode stralen = ongeveer  $0,8 \mu$  (meer nauwkeurig =  $0,76 \mu = 0,00076$  mm), voor de uiterste violette stralen  $0,4 \mu$ . De grootste helderheid vertoonen de gele stralen.

Thermische werking heeft men waargenomen bij golflengten tusschen  $56 \mu$  en  $0,4 \mu$ , de sterkste werking heeft men gevonden in het infra-roode spectrum.

Chemische werking vindt men bij golflengten tusschen  $0,8 \mu$  en  $0,1 \mu$ . De gewone in de fotografie gebruikte platen zijn gevoelig voor de ultra-violette en de zichtbare stralen van groote breekbaarheid, niet echter voor roode, oranje en infra-roode stralen (rood licht in de donkere kamer bij ontwikkelen).

## I. Het zichtbare spectrum.

**655. De spectroscop.** Om het zichtbare spectrum nauwkeurig te onderzoeken vangt men het niet op een scherm op, maar

bedient zich van den **spectroscop**, waarvan fig. 440 een horizontale doorsnede voorstelt. Op een tafeltje  $T$  is een prisma  $P$  geplaatst (men zie ook fig. 441), waarvan de brekende ribbe  $A$  vertikaal is. De as der cilindrische buis, de **collimator**, (in fig. 440 :  $C$ , 441 :  $A$ ), gaat door het midden van het eerste brekend vlak  $AB$ . De buis is aan het naar het prisma gekeerde einde gesloten door een convexe lens  $l_1$ , aan het andere einde door een plaat met een fijne verticale spleet. Het hoofdbrandpunt der lens valt met de spleet samen. Lichtstralen, die van de lichtbron  $L_1$  door de spleet invallen, treden dus door de lens  $l_1$  evenwijdig uit en worden dan door het prisma gebroken. Alle stralen van **gelijke kleur** (of breekbaarheid), die in dezen lichtbundel voorkomen <sup>1)</sup>, door-

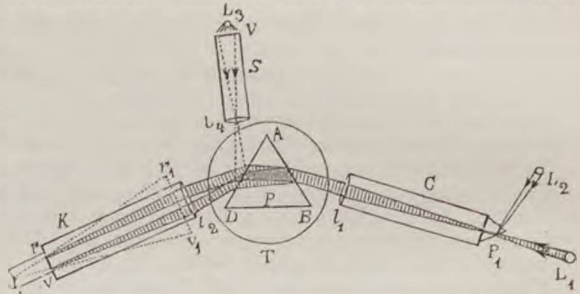


Fig. 440. Spectroscop.

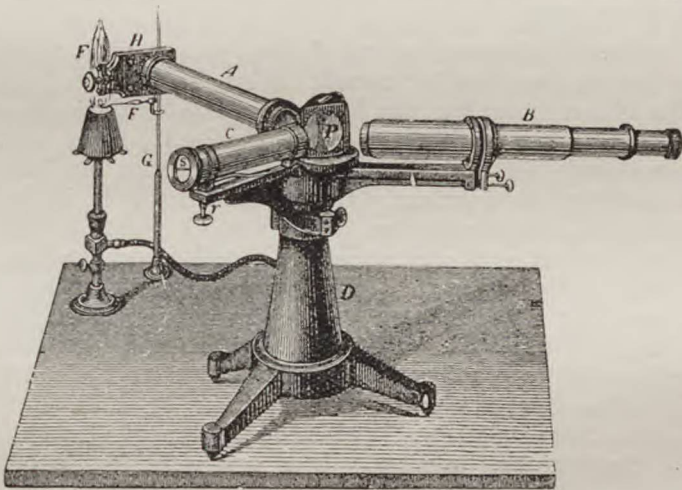


Fig. 441 Spectroscop.

loopen ook het prisma evenwijdig, treden evenwijdig uit het brekende vlak  $AD$  van het prisma. Ze worden door het objectief  $l_2$  van den astronomischen kijker  $K$  (die voor een voorwerp op oneindigen afstand gesteld is; in fig. 441 :  $B$ ) tot een reëel beeld op den af-

<sup>1)</sup> In deze figuur zijn slechts de uiterste roode en de uiterste violette lichtbundel aangewezen.

stand van het hoofdbrandpunt van het objectief vereenigd. Hier ontstaat dus een gekleurde beeld der spleet. De naast elkaar liggende spleetbeelden van verschillende kleuren vormen het spectrum  $rv$ , waarvan men door het oculair  $l_3$  een vergroot beeld  $r_1v_1$  op den afstand van duidelijk zien waarneemt.

Vervangt men het oculair door een fotografische plaat, dan heeft men een „spectrograaf”.

Het prisma  $P$  plaatst men gewoonlijk zóó, dat de middelste (groene) straal van het spectrum de minimum deviatie ondergaat.

Men kan de kleurschifting sterker maken, als men het licht achtereenvolgens door twee of meer prisma's laat gaan, voótdat het in den kijker valt.

Bij het beschreven toestel maakt de richting, waarin men waarneemt, een hoek met de richting van het invallende licht. Men heeft ook **rechtziende** spectroscopen vervaardigd door eenige prisma's (meestal twee van flintglas en drie van crown-glas) tot een stelsel samen te voegen, zóó dat de middelste straal van het spectrum (Fraunhofer'sche lijn  $E$ ) geen afwijking verkrijgt.

Om de spectra van twee lichtbronnen direct te kunnen vergelijken, plaatst men voor de onderste helft der spleet een (*vergelijkings-*) *prisma*  $P_1$ , zóó dat het licht eener zijdelings zich bevindende lichtbron  $L_2$  na de totale terugkaatsing in  $P_1$  door het onderste deel der spleet in den collimator treedt, terwijl de stralen van  $L_1$  door het bovenste vrije deel der spleet intreden. Daar de kijker omgekeerde beelden geeft, neemt men het spectrum der tweede lichtbron boven dat der eerste waar.

Een andere cilindervormige buis  $S$  (in fig. 441 : C), waarvan de as naar het midden van het tweede brekende vlak van het prisma  $P$  gericht is, bevat aan het van het prisma afgekeerde einde een (op glas gefotografeerde) schaalverdeling  $V$  (in fig. 441 : S). Aan het andere einde der buis  $S$  bevindt zich wederom een lens  $l_3$ . De schaalverdeling, die door een vlam  $L_3$  verlicht wordt, bevindt zich op brandpuntsafstand vóór lens  $l_3$ . De van elk punt der schaal uitgaande stralen treden dus evenwijdig uit de lens en worden als een bundel evenwijdige stralen door het vlak  $AD$ , dat als een spiegel werkt, naar het objectief van den kijker teruggekaatst. Hierdoor wordt een reëel beeld der schaal verkregen op de plaats, waar ook het spectrum  $rv$  gevormd wordt. Men ziet dus een beeld der schaal tegelijkertijd met dat van het spectrum en kan bepaalde stralen aanwijzen door de schaalstrepen, waarmede zij samenvallen.

**656. Soorten van spectra.** Men onderscheidt 3 soorten van spectra:

- 1e het **doorlopend** of **continu** spectrum.
- 2e het **lijnen**-spectrum (onder bepaalde omstandigheden: bandenspectrum).
- 3e het **absorptie**-spectrum.

De beide eerstgenoemde spectra worden verkregen van het door verschillende lichtbronnen **uitgestraalde** licht en heeten daarom wel **uitstralings-** of **emissie-spectra**.

1. Het spectrum van een witgloeiend vast of vloeibaar lichaam is een doorlopend (continu) spectrum, d.w.z. het bevat

stralen van alle mogelijke kleuren zonder dat stralen van bepaalde breekbaarheid daarin ontbreken (dus zonder Fraunhofer'sche lijnen). Zie spectraalplaat (1).

## 2. De spectra van lichtende gassen en dampen zijn:

a) bij hooge temperatuur **lijnspectra**, d.w.z. zij bestaan uit smalle heldere lijnen, die door donkere tusschenruimten van elkaar gescheiden zijn. Zie spectraalplaat (2). Kleur en plaats dezer lijnen zijn afhankelijk van de soort van het lichtende gas. Hun aantal is bij eenige stoffen zeer gering, bij andere zeer groot. Verhooging van temperatuur en verandering der dichtheid van het lichtende gas veranderen ook het aantal en de helderheid der lijnen.

b) bij lagere temperatuur **bandenspectra**, die uit breede lichtende banden (zuilen) bestaan, waarvan de helderheid van de eene (roode) zijde naar de andere afneemt. Bij sterke kleurverstrooiing blijken deze banden te bestaan uit tal van fijne lichtende lijnen, die aan den helderen kant dichter bij elkaar liggen dan aan den minder helderen.

c) Onder hooge drukking en bij zeer hooge temperatuur kunnen gassen een **continu spectrum** leveren.

Een gas kan men lichtend maken door daarin een electriche ontlading te doen plaats hebben. Het gas moet daartoe bij geringen druk (1—3 mm) in een glazen buis (Geissler'sche buis, fig. 442) opgesloten worden (zie de leer der Electriciteit).

Gloeende metaaldampen verkrijgt men als men een druppel van de oplossing van een zout, dat het metaal bevat, door middel van een platinadraad in de niet-lichtende vlam van een Bunschenschen brander brengt. Men kan ook een electriche vonk tusschen twee stukken van het metaal doen overspringen, of een metaalzout op de koolspitsen eener electriche booglamp brengen.

Het lijnspectrum van **natriumdamp** bestaat uit twee lijnen in het geel, die zoo dicht bij elkaar liggen, dat zij bij niet sterke kleurschifting slechts één lijn schijnen te vormen. (Zie spectraalplaat 2a).



Fig. 442. Geissler'sche buis.

In Geissler'sche buizen vertoont kalium een lijn in het rood en een in het violet, thallium een enkele lijn in het groen. **Waterstof** vertoont vier lijnen in het rood, het lichtblauw, het indigo en het violet. Zie spectraalplaat (2b). Ijzerdamp levert bij

sterke kleurschifting meer dan tweeduizend lijnen.

Het natriumspectrum vertoont bij de temperatuur van het electriche booglicht 15 strepen. Bij een druk van 40 atmosferen is het spectrum van waterstof doorlopend.

657. **3. Absorptiespectrum.** Voor het spectroscopisch onderzoek van het licht, dat door doorschijnende lichamen **doorge-** **laten** wordt, brengt men een doorlopend spectrum (b.v. door middel van een witgloeijenden platinadraad) voort en plaatst men het absorbeerende lichaam vóór de spleet van den spectroscop. Verminderde lichtintensiteit, donkere lijnen of banden in het spectrum wijzen dan aan, welke stralen geabsorbeerd worden (**absorptie-** **spectrum, ondoorlopend of discontinu spectrum**). De absorptie

neemt toe met de dikte van het absorbeerende lichaam.

Rood glas (door koperzout gekleurd) absorbeert, o.a. de gele stralen die de breekbaarheid van de stralen der natriumvlam hebben, terwijl het de violette stralen, die de breekbaarheid van de stralen der kaliumvlam hebben, doorlaat.

**658. Wet van Kirchhoff.** Is het absorbeerende lichaam een gloeiend gas (damp), en heeft het lichaam, dat het doorlopend spectrum zou leveren, een veel hogere temperatuur dan het gas, dan schijnen in het op de beschreven wijze verkregen spectrum juist die stralen te ontbreken, die het gloeiend gas zelf uitstraalt. De heldere lijnen in het uitstralingspectrum (lijnspectrum) van het gloeiend gas gaan over in donkere lijnen bij het absorptiespectrum.

Laat men b.v. het licht eener electriche booglamp door een natriumvlam van betrekkelijk lage temperatuur in den spectroscop vallen, dan vertoont zich in het spectrum een enkele donkere lijn op dezelfde plaats, waar de natriumdamp een heldere gele lijn (D) zou voortbrengen. Zie spectraalplaat (3). Men noemt dit **het omkeeren der natriumlijn**.

Dit verschijnsel bewijst, dat een damp vooral die stralen absorbeert, die hij zelf in gloeienden toestand uitstraalt, ter verhooging van eigen trillingsgraad en warmte-capaciteit. (Wet van Kirchhoff). Het wordt verklaard door de wet van het medetrillen (resonantie), die wij bij het Geluid (§ 514) leerden kennen. De in het witte licht voorkomende gele stralen vermeerderen de bewegingsenergie der natriumdeeltjes in de vlam, daar zij denzelfden trillingstijd hebben. Zij verdwijnen dus voor het grootste gedeelte uit het witte licht. Deze aethertrillingen hebben door de hooge temperatuur een groot amplitudo (snelheid). Het geabsorbeerde arbeidsvermogen kan echter de snelheid der natriumdeeltjes, waarvan de massa betrekkelijk groot is, slechts weinig vermeerderen, zoodat hun lichtsterkte niet veel toeneemt. De natrium deeltjes zenden nu hun slechts weinig versterkt licht als gele aetherstralen naar alle richtingen uit. Hetgeen daarvan in den spectroscop valt heeft veel geringere lichtsterkte dan het overige door de lichtbron van hooge temperatuur in het toestel gezonden licht, zoodat het **door het contrast met de naburige heldere stralen** zich donker (als zwarte streep) vertoont.

**659. Spectraal-analyse.** Ofschoon de emissie-spectra de absorptie-spectra niet onder alle omstandigheden onveranderlijk zijn, blijven zij toch een voor de soort der verschillende lichtende gassen (dampen) of der absorbeerende lichamen **karakteristiek voorkomen** behouden. Zoo bleek het Kirchhoff en Bunsen mogelijk, **om uit de verkregen spectra te besluiten tot de soort der uitstralende of absorbeerende stoffen: de spectraal-analyse.** Zij behoeften slechts het door een onbekende stof verkregen emissiespectrum of absorptiespectrum te vergelijken met de bekende lijnspectra der verschillende elementen resp. met de bekende absorptiespectra door de verschillende stoffen verkregen.

De spectraal-analyse is een buitengewoon gevoelige methode waarmede tal van



nieuwe stoffen (rubidium, calcium, helium, enz.) ontdekt zijn. Het **helium** werd als volgt ontdekt. Tijdens de zonsverduistering in 1868 bleken in het zonnespectrum gele strepen voor te komen, die men aanvankelijk hield voor de gele natriumlijnen. Een nader onderzoek toonde de onmogelijkheid hiervan aan, zoodat men moest denken aan een nieuw, onbekend, element. Omdat dit in het zonnespectrum was waargenomen, en op aarde onbekend was, kreeg het den naam van helium. Pas in 1882 nam men de aanwezigheid van helium waar in de uitbarstingsproducten van de Vesuvius. Eerst in 1895 kreeg Ramsay, de medewerker van Lord Rayleigh, het edelgas zelf in handen.

Met de spectraal-analyse vallen ook geringe bloedsporen aan te toonen en vervalschingen op te sporen.

**660. Verklaring der Fraunhofer'sche lijnen. Het zonnespectrum als absorptiespectrum.** Kirchhoff heeft de spectraalanalyse toegepast op de hemellichamen. Hij beschouwde het **spectrum van het zonlicht** met het groot aantal Fraunhofer'sche strepen als een **absorptie-spectrum**. De zon is volgens hem een wit gloeiend lichaam, dat een doorlopend spectrum zou leveren. **Door de absorbeerende werking der in den dampkring der zon voorkomende stoffen (van lagere temperatuur) ontstaan dan de Fraunhofer'sche lijnen.** Om het voorhanden zijn eener bepaalde stof in den dampkring der zon te constateeren, behoeft men slechts na te gaan, of de lichtende strepen in het lijnenspectrum der stof veroorzaakt worden door stralen van dezelfde breekbaarheid (golflengte), als door sommige Fraunhofer'sche lijnen in het zonnespectrum aangegeven wordt. Op deze wijze heeft men reeds gevonden, dat meer dan de helft der bekende elementen op de zon voorkomt.

De gele lijn, waaruit het spectrum van natrium bestaat, ligt op dezelfde plaats als de Fraunhofer'sche lijn *D*. De vier lijnen van het spectrum van waterstof vallen samen met de lijnen *C*, *F*, *h* en een dicht bij *G* gelegen lijn. Zie spectraalplaat (2) en (3).

Enkele Fraunhofer'sche lijnen hebben haar ontstaan te danken aan absorptie door den dampkring der aarde. Zij worden des te duidelijker, naarmate de zon lager staat.

Belangrijk is het spectroscopisch onderzoek van het licht van vaste sterren, planeten, kometen en nevelvlekken.

**661. Verschuiving der lijnen in het lijnenspectrum. Beginsel van Doppler.** Rooskleurige uitsteeksels (protuberanzen) aan den rand en op de schijf der zon heeft men door het lijnenspectrum, dat men daarvan heeft weten te verkrijgen, erkend als uitbarstingen van waterstof (en metaaldampen). Hierbij doet zich somtijds het verschijnsel voor, dat de lijnen iets naar den violetten of naar den rooden kant verschoven zijn, m.a.w. dat de golflengte der stralen zich kleiner of grooter vertoont, dan zij werkelijk is (b.v. in het waterstofspectrum, dat met behulp eener Geissler'sche buis verkregen wordt). Men verklaart dit verschijnsel door aan te nemen, dat de gassen zich met groote snelheid naar ons toe of van ons af bewegen, waardoor ons oog **meer** of **minder** trillingen opvangt, dan indien de lichtbron stilstond (**beginsel van Doppler**, zie Geluid).

Op deze wijze heeft men ook de snelheid van vaste sterren in de richting der gezichtslijn kunnen bepalen. Bij **spectroscopische dubbelsterren** verplaatsen de lijnen zich periodiek heen en weer.

**662. Golflengte van het licht als eenheid van lengte.** Als eenheid van lengte bezit men den meterstaaf te Parijs (§ 10). Deze is een **willekeurig** gekozen eenheid, die wel door natuurkrachten (brand, cycloon) verwoest kan worden. Zoo is de „Imperial Standard Yard” van Engeland bij den brand van het parlamentsgebouw te Londen in 1834 verloren geraakt. Bovendien, al is de standaardmeter zeer duurzaam, niemand kan garandeeren, dat hij in den loop der tijden niet zoodanige (zij het ook geringe) veranderingen ondergaat, dat men de lengte niet meer als constant mag rekenen.

Men wenschte dan ook voor lengte-eenheid een aan de **natuur** te ontleenen grondslag te nemen, welke (onafhankelijk van den standaardmeter) door proefnemingen en metingen op elk willekeurig oogenblik weer opnieuw bepaald kan worden.

Zoo werd reeds in 1889 voorgesteld om den meter te vergelijken met de golflengte van het licht, omdat deze een standvastige grootheid is. Men bedoelt natuurlijk de golflengte van een bepaalde lichtsoort, n.l. van één der Fraunhofer'sche lijnen in het spectrum.

Om praktische redenen koos men nu als **lengte-eenheid** de *golflengte van den rooden straal in het cadmiumspectrum, indien dit in droge lucht van 15° en 76 cm druk wordt waargenomen*. De meterstaaf blijkt nu 1533164 maal zoo groot te zijn.

(Zie ook § 675).

## II. Het infra-roode spectrum.

**663.** De warmte voortbrengende stralen, onverschillig of zij onzichtbaar of zichtbaar zijn, hebben wij reeds in de leer der Warmte besproken.

De **wetten der terugkaatsing** zijn voor de (donkere) warmtestralen dezelfde als voor de lichtstralen. Men toont dit aan met behulp van een vlakken of sferischen spiegel. Op de plaats van 't lichtpunt brengt men een warmtebron. In 't snijpunt der warmtestralen na terugkaatsing, dus op de plaats van het beeld, plaatst men dan een toestel, dat gevoelig is voor warmtestralen. De gewone thermometer is dat gewoonlijk niet. Men moet daartoe gebruiken een differentiaal-thermometer, een thermomultiplicator of een bolometer (zie de Electriciteitsleer).

Ook de **breking** der (donkere) warmtestralen geschiedt volgens dezelfde wetten als de lichtstralen. De gang der gebroken stralen wordt weer aangetoond door een der bovengenoemde toestellen. Glazen lenzen en prisma's zouden echter veel warmtestralen absorbeeren. Men moet daarom de stralen eener warmtebron op lenzen of op prisma's laten vallen, die uit **een diathermane stof** (b.v. **steen- of klipzout**) vervaardigd zijn.

Ook voor het verkrijgen van het infra-roode spectrum (het „warmte-spectrum”) moet men gebruik maken van een prisma, dat vervaardigd is uit een diathermane stof (steenzout).

### III. Het ultraviolette spectrum.

664. Ook de ultraviolette stralen volgen de wetten van terugkaatsing en breking der lichtstralen. Alleen moeten de lenzen en prisma's vervaardigd zijn van een stof, **die ook stralen van zeer kleine golflengte doorlaat (kwarts)**.

Zoo bedient men zich, om het ultraviolette spectrum (het „chemisch" spectrum) te verkrijgen, van een kwartsprisma of flintglasprisma. Een crownglasprisma of zwavelkoolstofprisma zou de meest ultraviolette stralen absorbeeren.

De chemische werking der stralen onderzocht men door het (zichtbare en onzichtbare) spectrum op een scherm op te vangen, dat met een stof bedekt is, waarin de stralingsenergie chemische veranderingen kan teweeg brengen (gevoelige plaat in de fotografie). Op het scherm verkrijgt men aldus een (zichtbaar) fotogram van het spectrum der chemisch werkende stralen. De werking is bij de gewoonlijk in de fotografie gebruikte stoffen (zilerverbindingen) beperkt tot de blauwe, violette en ultraviolette stralen.

Evenals een enkele lens voor verschillend gekleurde stralen verschillende hoofdbrandpuntsafstanden heeft, is dit ook het geval voor de verschillende onzichtbare stralen. Men stelt daarom de lens eener fotografische camera zóo samen, dat de brandpuntsafstanden voor de helderste zichtbare (gele) en de sterkst werkende chemische stralen (uiterste violette tot ultraviolette stralen) gelijk worden. Op de plaats in de camera, waar het beeld zich scherp vertoont, wordt dan de gevoelige plaat aangebracht.

665. Behalve op de uit de chemie bekende verschijnselen, waarbij het licht een rol speelt, zij hier nog gewezen op den overgang van stralingsenergie in chemische energie door ontleding van koolzuur en waterdamp, waardoor de voor de vorming der planten benoodigde koolstof en waterstof verkregen wordt.

666. **Fluorescentie.** De stralen, die een lichaam absorbeert, kunnen den bewegingstoestand der kleinste deeltjes van het lichaam wijzigen, zóo dat de golflengte de stralen, die het lichaam uitzendt, een andere wordt dan die der geabsorbeerde stralen. Zoo heeft de absorptie van lichtende stralen door een zwart lichaam uitstraling van donkere (warmte-) stralen tengevolge.

Een bijzonder geval van het verschijnsel, dat stralen, die een stof ten gevolge van absorptie uitzendt, een andere breekbaarheid kunnen hebben dan de geabsorbeerde stralen is het volgende.

Er zijn stoffen, die stralen van bepaalde breekbaarheid (golflengte) absorbeeren en daarvoor **lichtstralen** van andere, **kleinere breekbaarheid** (grootere golflengte) uitzenden. **Als dit uitstralen alleen gedurende de bestraling plaats heeft, noemt men dit verschijnsel fluorescentie** (van fluorcalcium, vloeispaath, afgeleid). Hoofdzakelijk zijn het ultraviolette stralen, die door de bedoelde stoffen als 't ware in zichtbare stralen veranderd worden.

Fluoresceerende stoffen zijn: vloeispaath, uraanglas, niet gezuiverde petroleum, oplossing van zwavelzure chinine, chlorophyl, platinbariumcyanuur enz.

Het ultraviolette gedeelte van het spectrum van zonlicht, ver-

kregen door middel van een kwartsprisma of flintglasprisma, wordt zichtbaar, als men het op een fluoresceerend scherm opvangt. Het vertoont Fraunhofer'sche lijnen.

Vormt men door middel eener kwarts lens een lichtkegel van de stralen eener lichtbron, die veel ultraviolette stralen bevat (zonlicht, electrisch licht), en plaatst men een fluoresceerend lichaam zóó, dat de top van den lichtkegel binnen het lichaam valt, dan worden de ultraviolette stralen zichtbaar in een kleur, die van de gewone kleur van het lichaam verschilt. De lichtkegel is bij (geel) uraanglas groen, bij petroleum lichtblauw, bij (groen) vloeispaath donkerblauw enz. Deze kleuren vertoonen zich reeds als een eigenaardige gloed aan de oppervlakte der lichamen, als men ze beziet van die zijde, van waar zij door het daglicht beschenen worden. Men heeft dus in fluorescentie een eenvoudig middel om te onderzoeken of een lichtbron vele ultraviolette stralen uitzendt.

Zonlicht of electrisch licht, dat door een fluoresceerend lichaam heen gegaan is, heeft zijn ultraviolette stralen verloren, kan dus niet nogmaals fluorescentie voortbrengen.

**667. Phosphorescentie.** Stralen echter de stoffen de opgeslorpte stralen langzaam weer uit, zoodat zij na de bestraling korteren of langeren tijd in het donker nalichten, dan noemt men het verschijnsel **phosphorescentie**. De werkzame stralen zijn wederom de violette en de ultraviolette.

Phosphoresceerende stoffen zijn o.a. de verbindingen van zwavel met alkalische aarden (zwavelcalcium enz.). Lichtende verfstoffen.

**668. Luminiscentie.** Al de gevallen, waarin de stoffen licht uitzenden, terwijl haar temperatuur **beneden die der gloeihitte is**, vat men samen onder het begrip **luminiscentie**. In deze gevallen wordt het licht dus zonder (veel) warmte uitgestraald. Behalve door de reeds besproken absorptie van lichtstralen (fluorescentie, phosphorescentie) kan de energie der uitstraling ook verkregen worden door chemische werking (langzame oxydatie van phosphorus, dwaallicht, glimwormen), of door de werking eener electrische ontleding in verdunde gassen.

---

## G. INTERFERENTIE, POLARISATIE, DUBBELE BREKING.

**669. Interferentie.** Als de golftheorie juist is, dan moeten op een plaats, waar twee (of meer) golfstelsels elkander ontmoeten, **interferentie-verschijnselen** optreden, zooals wij die in de leer der elastische trillingen hebben leeren kennen. Het werkelijk voorkomen van zulke verschijnselen (het eerst door Grimaldi, 1665, waargenomen) heeft de theorie van Huygens over die van Newton doen zegevieren.

**670. Spiegelproef van Fresnel.** Fresnel (1816) verkreeg interferentie met behulp van twee spiegels  $S_1$  en  $S_2$  (fig. 443), die een stompen hoek met elkander maken.  $V$  stelt een lichtpunt voor, dat homogeen licht uitstraalt, en  $B_1$  en  $B_2$  de beelden van  $V$  door de beide spiegels verkregen. De van  $V$  op de spiegels vallende stralen worden door deze zóó teruggekaatst, als werden zij van  $B_1$  en  $B_2$ , *steeds met gelijke phase, uitgezonden*. Door de kunstgreep met de beide spiegels werden dus als 't ware **twee** lichtbronnen verkregen met steeds gelijke phase. Alle aetherdeeltjes (b.v.  $C$ ) gelegen op de lijn  $AC_1$ , die  $B_1B_2$  loodrecht middendoor deelt, worden elk oogenblik in beweging gebracht door twee trillingen, die in dezelfde

phase verkeer, daar  $B_1C = B_2C$  is. In al deze punten wordt dus door interferentie het amplitudo der trilling (de lichtsterkte) grooter dan bij verlichting door slechts één der punten  $B_1$  en  $B_2$ . Een deeltje  $D$  daarentegen, dat vóór de spiegels zóó gelegen is, dat  $B_1D$  een halve golfengte grooter is dan  $B_2D$ , wordt elk oogenblik in beweging gebracht door twee trillingen, waarvan het verschil in phase  $\frac{1}{2}$  is. In zulke punten wordt dus het amplitudo der trilling nul; het licht wordt uitgedoofd. Versterking heeft echter ook plaats in alle punten, waarvan de afstanden tot  $B_1$  en  $B_2$  1, 2, 3, enz. geheele golfengten verschillen; verzwakking in alle punten, waarvan deze afstanden  $1\frac{1}{2}$ ,  $2\frac{1}{2}$ ,  $3\frac{1}{2}$  enz. golfengte verschillen. Trekt men dus in het vlak van teekening uit elk der punten  $B_1$  en  $B_2$  als middelpunten concentrische cirkels, waarvan de stralen telkens met een halve golfengte toenemen, zóó dat b.v. voor een bepaald oogenblik de getroffen cirkels de plaatsen aanwijzen, waar de achterdeeltjes de grootste afwijking naar den éénen kant, en de gestippelde cirkels de plaatsen, waar zij de groote afwijking naar den anderen kant bereiken, dan wijzen de punten, waarin twee getrokken of twee

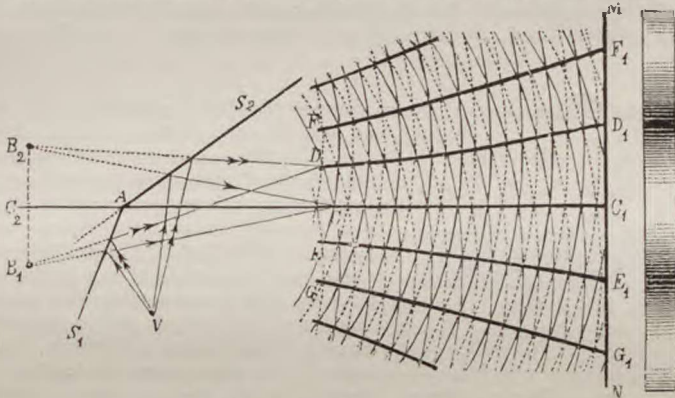


Fig. 443. Interferentie.

gestippelde cirkels elkander snijden, de plaatsen aan, waarin de intensiteit van het licht door interferentie vermeerderd wordt, terwijl de snijpunten van een getrokken en een gestippelden cirkel de plaatsen aanwijzen, waarin de intensiteit verminderd wordt. Wel is waar verplaatsen zich deze cirkels bij beide golfstelsels (in de figuur naar rechts); de lijnen  $CC_1$ ,  $FF_1$ ,  $GG_1$  enz., waarin het amplitudo versterkt wordt, en de lijnen  $DD_1$ ,  $EE_1$  enz., waarin het amplitudo verzwakt wordt, behouden echter haar plaatsen. Deze lijnen zijn, uitgezonderd de lijn  $CC_1$  die recht is, stukken van hyperbolen. — Plaast men nu een scherm  $MN$  loodrecht op  $CC_1$ , dan zullen de punten, waarin de lijnen  $CC_1$ ,  $FF_1$ ,  $GG_1$  enz. het scherm treffen, verlicht worden, terwijl de punten, waarin de lijnen  $DD_1$ ,  $EE_1$  enz. het scherm treffen, donker blijven. De veranderingen in de verlichting van het scherm tusschen een punt van sterkste verlichting en een punt van sterkste verzwakking zijn geleidelijk, niet plotseling, daar de amplituden der samengestelde trilling aldaar eveneens gedurig veranderen.

Het enkel lichtpunt  $V$  vervangt men door een verlichte spleet, die evenwijdig is met de lijn (door  $A$ ), waarin de beide spiegels elkaar snijden; op het scherm, dat in den regel een stuk matglas is, vertoonen zich dan afwisselende lichtende en donkere strepen, die men van achteren door een loupe beschouwt, daar de lichtende en donkere strepen wegens de kleine waarden der golfengten dicht bij elkander liggen.

Een prisma, waarvan de doorsnede loodrecht op de ribben een stomphoekige gelijkbeenige driehoek is, kan voor deze proef dienen in plaats van de beide spiegels. Stralen, die van eene lichtbron op het grootste zijvlak van het prisma vallen, interfereeren na het uit treden uit de beide kleinere zijvlakken, alsof zij van twee verschillende lichtbronnen afkomstig waren.

671. Het verschil der afstanden van het punt  $D_1$ , waarin de lijn  $DD_1$  het scherm treft, tot  $B_1$  en  $B_2$  is de halve golflengte van het homogeen licht. Herhaalt men de proef met homogeen licht van andere kleur, dan blijkt (uit den afstand van  $D_1$  tot  $C_1$ ), dat de *golflengte van rood tot violet licht gaandeweg afneemt*. Als men dezelfde proef met wit licht doet, dan zullen dus in de lijn  $CC_1$  trillingen van alle mogelijke golflengten versterkt worden; men verkrijgt dus in het midden van het scherm wit licht. Ook aan weerskanten van deze lijn vertoont zich tot op eenigen afstand nog wit licht, zoolang namelijk de afstanden der punten van het scherm tot  $B_1$  en  $B_2$  te weinig van elkander verschillen, om uitdooving van een der gekleurde stralen (het eerst der violette) te weeg te brengen. Nemen wij aan dat in de lijn  $DD_1$  de trillingen van de golflengte der violette stralen uitgedoofd worden, dan kunnen in dezelfde lijn niet ook trillingen van de overige golflengten uitgedoofd worden. In het punt, waarin deze lijn het scherm treft, wordt dit dus niet donker, maar verlicht door een samengestelde kleur. Zoo zal in elk buiten het witte veld gelegen punt een bepaalde kleur door interferentie verdwijnen. Bij het gebruik eener lichtende lijn als lichtbron ziet men in het midden van het scherm een witten band, aan weerskanten omgeven door verschillend gekleurde banden.

672. Ook de kleuren van uiterst **dunne vliesjes** (zeepbellen enz.) berusten op interferentie (Young 1840). Als in een punt C (fig. 444) van het oppervlak van een vliesje  $V$  twee teruggekaatste stralen tot interferentie komen, waarvan de eene ( $S_1C$ ) van dit punt direct teruggekaast wordt, de andere echter ( $S_1ABC$ ) denzelfden weg  $CH$  volgt, nadat hij de dikte van het vliesje heen en weer (na terugkaatsing van den anderen wand van het vliesje) doorloopen heeft, dan kunnen deze stralen verdwijnen, als zij een verschil in phase van  $\frac{1}{2}$  krijgen. Bij een bepaalde dikte van het vliesje zullen slechts stralen van bepaalde golflengte (kleur) uitgedoofd worden; de andere geven samen een gemengde kleur.

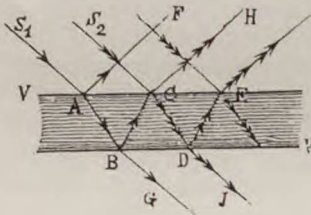


Fig. 444. Dunne vliezen.

Bij homogeen licht kunnen de vliesjes geen andere kleur vertoonen dan die van het licht; het hangt van de dikte van het vliesje op een bepaalde plaats af, of dit zich daar helder of donker vertoont. Bij wit licht wordt bij een bepaalde dikte van het vliesje en bij een bepaalden invalshoek slechts een straal van bepaalde golflengte uitgedoofd, niet echter de overige stralen; het vliesje moet dus een samengestelde kleur vertoonen. Heeft het vliesje niet overal dezelfde dikte, dan verandert met de dikte ook de golflengte (kleur) van dien straal (in wit licht), die door interferentie verdwijnen kan; dus ook de samengestelde kleur, die het vliesje vertoont. — Kleuren van een dun laagje olie op water, van paarlemoer, op oude vensterruiten.

Ook bij het doorgelaten licht treedt interferentie op.

**Ringens van Newton.** Op overeenkomstige wijze als een vliesje werkt ook de lucht, die zich bevindt tusschen een plan-convexe lens (met zeer grooten kromtestraal) en een vlakke glazen plaat, waarop men de lens met haar convexe oppervlakte gelegd heeft (fig. 445). Bij van boven invallend homogeen licht ontstaat door interferentie der aan het bovenste en aan het onderste grensvlak der luchtlaag teruggekaatste stralen rondom een donkere centrale vlek een stelsel van concentrische, afwisselend heldere en donkere ringen, die wegens de naar buiten toenemende dikte der luchtlaag des te dichter bij elkander liggen, naarmate zij verder van het midden (raakpunt der beide glazen) verwijderd zijn. — De onderlinge afstand der ringen is grooter bij rood dan

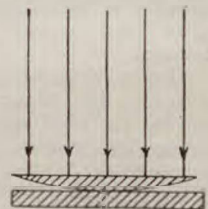


Fig. 445  
Ringens van Newton.

— De onderlinge afstand der ringen is grooter bij rood dan

bij violet licht; berekent men met behulp van den kromtestraal der gebogen oppervlakte der lens en van de middellijn van een der heldere of donkere ringen den afstand der beide glazen op de plaats, waar de ring gezien wordt, dan kan men daaruit de golflengte van het gebruikte homogene licht vinden. — Daar op de plaats, waar een straal van bepaalde kleur uitgedoofd wordt, de andere niet uitgedoofd worden, ziet men bij wit licht gekleurde ringen, de *Newton'sche kleuringen*.

**673. Staande lichtgolven.** Als een homogene lichtbundel loodrecht op een vlakken metaalspiegel valt, dan ontstaan door interferentie der aankomende en der teruggekaatste golven *staande lichtgolven* vóór den spiegel. Vlakken, evenwijdig met den spiegel, op afstanden van 1, 2, 3 enz. halve golflengten van dezen, zijn „knoopvlakken”, terwijl zich op afstanden van  $\frac{1}{4}$ ,  $\frac{3}{4}$ ,  $\frac{5}{4}$  enz. golflengten „buikvlakken” vormen. Wiener (1890) heeft dit aangetoond met behulp van een met een zilverzout doortrokken collodiumvliesje, dat 20 tot 40 keer dunner was dan de golflengte van het gebruikte homogene licht, en welks vlak hij met dat van den spiegel een zeer kleinen hoek liet maken. De verschillende buikvlakken en knoopvlakken snijden dan het vliesje op verschillende plaatsen in onderling evenwijdige lijnen; door fotografische werking worden de snijlijnen van het vliesje met deze vlakken aangewezen, daar het zilverzout op de plaatsen der buikvlakken ontleed wordt, niet echter op die der knoopvlakken.

De meting der afstanden van de knoopvlakken tot den spiegel toonde aan, dat aan den spiegel zelf een knoop gevormd wordt, zoodat bij de terugkaatsing, hetgeen wij trouwens aangenomen hebben, de phase der trilling met  $\frac{1}{2}$  verandert.

**674. Buiging van het licht.** Laat men een bundel evenwijdige homogene lichtstralen door een nauwe spleet loodrecht op een wit scherm vallen, dan bemerkt men, dat het verlichte deel van het scherm breeder is dan de spleet, juist alsof de door de spleet gaande stralen gedeeltelijk naar buiten gebogen werden. Men noemt daarom dit verschijnsel *buiging* van het licht (Grimaldi, 1665). — De verklaring, die Young van de buiging gaf, berust op het beginsel van Huygens. Zoodra de aetherdeeltjes in de spleetopening  $S_1S_2$  (fig.

446) door een golffront bereikt worden, beginnen zij, alle met dezelfde phase, te trillen en vormen nieuwe trillingsmiddelpunten, van waar zich aethertrillingen naar alle richtingen uitbreiden. Of een punt van het scherm  $MN$  licht ontvangt, wordt bepaald door het daar ter plaatse al of niet in beweging geraken van de aetherdeeltjes tengevolge van de interferentie van al deze golfstelsels: blijft er een resulterende trilling over, dan hangt de verlichtingssterkte af van het verkregen amplitudo. Trekt men door de randen der spleet  $S_1S_2$  de lijnen  $S_1A$  en  $S_1B$  in de richting der invallende stralen, dan zal elk aetherdeeltje op de lijn  $AB$  door evenveel trillingen aangedaan worden, die nagenoeg in dezelfde phase verkeren: immers, als het scherm ver genoeg van de spleet verwijderd is, verschillen de afstanden, die een punt  $AB$  tot de verschillende punten van  $S_1S_2$  heeft, te weinig van elkander, om de verschillende golfstelsels met een merkbaar verschil in phase in het bedoelde punt te doen aankomen. Het scherm vertoont zich tusschen  $A$  en  $B$  gelijkmatig verlicht.

Voor de punten van het scherm links van  $A$  en rechts van  $B$  wordt het verschil der wegen, die de enkele van de aetherdeeltjes tusschen  $S_1$  en  $S_2$  afkomstige trillingen hebben af te leggen om deze punten te bereiken, grooter, zoodat de te gelijker tijd in deze punten aankomende golven gaandeweg een grooter verschil in phase vertoonen en het scherm minder verlichten. In een punt  $P_1$ , dat zóó gelegen

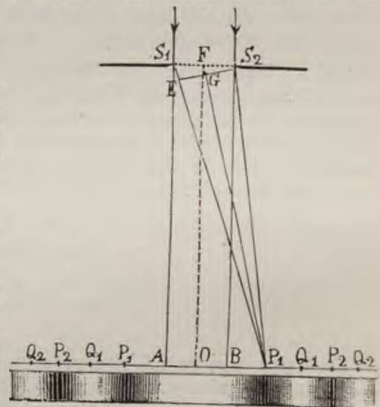


Fig. 446. Buiging van het licht.

is, dat het verschil zijner afstanden tot de punten  $S_1$  en  $S_2$  juist één golflengte  $\lambda$  bedraagt ( $P_1S_1 - P_1S_2 = S_1F = \lambda$ ), blijft het scherm donker. Immers, verdeelt men de rij aetherdeeltjes  $S_1S_2$  in twee gelijke groepen  $S_1F$  en  $FS_2$ , dan is  $P_1F - P_1S_2 = FG$  nagenoeg een halve golflengte, en dan bereiken de van  $S_2$  en van  $F$  uitgaande trillingen het punt  $P_1$  op elk oogenblik met een verschil in phase  $\frac{1}{2}$ . Daar hetzelfde het geval is met de trillingen afkomstig van elke twee aetherdeeltjes, die evenveel links van  $S_2$  en links van  $F$  gelegen zijn, blijft het aetherdeeltje in  $P_1$  in rust. Dit gebeurt eveneens in de punten  $P_2, P_3$  enz., die zóó gelegen zijn, dat hun afstanden tot  $S_1$  en  $S_2$  twee, drie enz. golflengten verschillen. Om dit in te zien, behoeft men zich de van aetherdeeltjes tusschen  $S_1$  en  $S_2$  uitgaande golfstelsels slechts in vier, zes enz. gelijke groepen verdeeld te denken, waarvan de groepen 1 en 2, 3 en 4, enz. elkanders werking op  $P_2$  enz. opheffen.

Anders is het in het punt  $Q_1$ , dat zóó gelegen is, dat het verschil zijner afstanden tot  $S_1$  en  $S_2$   $1\frac{1}{2}\lambda$  bedraagt. Verdeelt men namelijk de rij aetherdeeltjes  $S_1S_2$  in drie gelijke groepen, dan zullen wederom de uitwerkingen van de trillingen van twee dezer groepen elkander in  $Q_1$  door interferentie opheffen. Het scherm ontvangt in  $Q_1$  slechts  $\frac{1}{3}$  van alle stralen; bovendien bestaat tusschen deze stralen nog een merkbaar verschil in phase; de verlichting van  $Q_1$  is dus zwakker dan die van een punt van  $AB$ . Tusschen  $Q_1$  en  $P_2$  neemt de verlichting van het scherm af, van  $P_2$  neemt zij weer toe tot een punt  $Q_2$ , dat zóó gelegen is, dat het verschil zijner afstanden tot  $S_1$  en  $S_2$   $2\frac{1}{2}\lambda$  bedraagt. Dat zich in  $Q_2$  wederom een maximum lichtsterkte vertoont (die echter kleiner is dan die in  $Q_1$ ), vindt men gemakkelijk, als men de golfstelsels in vijf gelijke groepen verdeelt.

Rechts en links van  $AB$ , waar de sterkste verlichting gevonden wordt, neemt men dus afwisselend maxima van donkerheid en maxima van helderheid waar; de lichtsterkte der laatste neemt echter met den afstand tot  $AB$  af.

Hoe nauwer de spleet is, des te verder moeten de punten  $P_1, Q_1, P_2$  enz. van  $AB$  en van elkander verwijderd zijn, om het noodige verschil in lengte tusschen  $P_1S_1$  en  $P_1S_2$  enz. te verkrijgen.

Bij bredere spleten liggen de punten  $Q_1Q_2$  enz. zóó dicht bij  $B$  resp.  $A$ , dat alleen het deel  $AB$  van het scherm licht schijnt te ontvangen; de zijdelingsche uitbreiding wordt dus door de interferentie verhinderd.

675. Neemt men dezelfde proef bij onveranderde breedte der spleet achtereenvolgens met homogene licht van verschillende kleuren, dan zijn de onderlinge afstanden der heldere en donkere plaatsen op het scherm *het grootst bij rood en het kleinst bij violette licht*. De reden hiervan is, dat de *golflengte der roode stralen grooter is dan die der violette*. Deze proef doet ons een geschikt middel aan de hand om de golflengte  $\lambda$  der verschillende homogene lichtstralen te bepalen. In fig. 446 is namelijk  $\triangle FGS_2 \infty \triangle P_1OF$ ; hieruit volgt:

$$FG : FS_2 = P_1O : P_1F,$$

$$FG = \frac{1}{2}\lambda = \frac{FS_2 \times P_1O}{P_1F}.$$

De halve breedte  $FS_2$  der spleet en de afstand  $P_1O$  van  $P_1$  tot het midden van  $AB$  kunnen gemeten worden; uit  $P_1O$  en den bekenden afstand  $FO$  van het scherm tot de spleet wordt ook  $P_1F$  gevonden.

In de volgende tabel zijn de golflengten van eenige stralen en de daaruit met behulp der formule  $v = N\lambda$  afgeleide trillingsgetallen opgegeven ( $v = 3 \times 10^{10}$  cm per sec.;  $1 \mu\mu = 0.000001$  mm):

rood (Fraunh. lijn A)	$\lambda = 760 \mu\mu$	$N = 395 \times 10^{12}$
geel ( " " D)	589 "	$509 \times 10^{12}$
blauw ( " " F)	486 "	$626 \times 10^{12}$
violet ( " " H)	396 "	$758 \times 10^{12}$

De opgegeven getallen zijn slechts benaderde. Men kan echter de metingen der golflengte zoo nauwkeurig verrichten, dat men de definitie: „de Meter is een



„platinastaaf, waarvan de lengte bij  $0^\circ$  gelijk is aan 1533164 maal de „golflengte van den rooden straal in het cadmiumspectrum, indien dit in „droge lucht van  $15^\circ$  en 76 cm druk waargenomen wordt” — voor nauwkeurig beschouwt tot op 0,000000 1 m (§ 662).

676. Wordt de buigingsproef met wit licht genomen, dan liggen de plaatsen, waar het licht uitgedoofd wordt, voor elke der samenstellende kleuren (wegens de verschillen in golflengte) anders; hieruit volgt dat het scherm nergens donker zal worden, maar dat zich aan weerskanten van de strook  $AB$ , die wit blijft, gekleurde banden zullen vertoonen.

Op buigingsverschijnselen berusten de kleuren, die men waarneemt, als men door mousseline of door gaas, door de haartjes der oogleden of door eene besaemde glasplaat naar eene heldere lichtbron ziet; de stralenkrans om den rand eener fijne opening in karton of bladtin, waardoor men naar eene vlam ziet, enz.

677. **Tralieschermen.** Van bijzonder belang zijn de buigingsverschijnselen, verkregen door zoogenaamde *tralieschermen*, bestaande uit tal van uiterst fijne en zeer dicht naast elkander gelegen spleten (glazen proefplaatjes van Nobert, metalen traliespiegels van Rowland). Wij zullen de theoretische beschouwing dezer verschijnselen niet nagaan, maar alleen de uitkomsten vermelden, die door de proeven bevestigd worden. 1) Laat men homogene evenwijdige stralen door een traliescherm gaan, dan worden de enkele zijdelingsche lichtende buigingsbeelden ( $Q_1$ ,  $Q_2$  enz.) teruggebracht tot sterk verlichte, smalle en scherp begrensde lichtstrepen, die door donkere tusschenruimten van elkander gescheiden zijn, en waarvan de onderlinge afstand evenredig is met de golflengte der homogene stralen. 2) Bij gebruik van wit licht ontstaan zijdelingsche *buigings-spectra*, ook *tralie-spectra* genaemd; het eerste tusschen de plaatsen, waar  $Q_1$  voor roode en voor violette stralen gelegen is; het tweede tusschen de plaatsen, waar  $Q_2$  voor deze beide uiterste stralen gelegen is enz.; het violet ligt bij deze spectra naar binnen (naar het witte veld  $AB$  toe), het rood naar buiten. 3) De afstand  $OQ_1$  voor roode stralen is kleiner dan de afstand  $OQ_2$  voor violette stralen; daarom is het eerste traliespectrum (overeenkomende met  $Q_1$ ) door een donkere tusschenruimte gescheiden van het tweede. Bij de volgende spectra is dit niet meer het geval; daar  $QQ_2$  voor roode stralen grooter is dan  $QQ_3$  voor violette, bedekken het roode einde van het tweede en het derde spectrum elkander; evenzoo is het bij elke twee andere op elkander volgende spectra. 4) Het eerste tralie-spectrum geeft (door een kijker waargenomen) de analyse van het gebruikte licht evengoed als een (door een prisma verkregen) dispersie-spectrum. Het heeft boven het laatstgenoemde dit voor, dat de absorptie van sommige stralen door de stof, waaruit het prisma vervaardigd is (§§ 663 en 664), hier vervalt; verder dat de afwijkingen der verschillende gekleurde stralen ( $OFQ_1$ ) evenredig zijn met de golflengten, terwijl in het dispersie-spectrum de ligging der verschillende stralen nog afhankelijk is van de brekende stof (§ 604, 2).

678. **Polarisatie bij terugkaatsing.** Licht, dat van een lichtbron direct op een spiegel van zwart glas valt, wordt, voor zoover het niet geabsorbeerd wordt, bij elken stand, dien de spiegel ten opzichte van den lichtstraal inneemt, teruggekaatsd. Dit is niet meer het geval met licht, dat reeds door een anderen soortgelijken spiegel onder bepaalde omstandigheden teruggekaatsd is.

Zij  $S_1$  (fig. 447) zulk een spiegel en  $LA$  een lichtstraal, die onder een invalshoek  $LAN = 54^\circ,5$  (ongeveer) op den spiegel valt. De straal wordt dan in het door  $LA$  en  $AN$  gebrachte vlak teruggekaatsd in de richting  $AB$ . In  $B$  treft hij een 2den spiegel  $S_2$ , waarvan het spiegelende vlak evenwijdig met dat van den eersten spiegel is, onder een gelijken invalshoek  $ABN^1$  en wordt wederom in hetzelfde vlak in de richting  $BC$  teruggekaatsd. Is het op  $S_1$  vallende licht b.v. afkomstig van den helderen hemel, dan

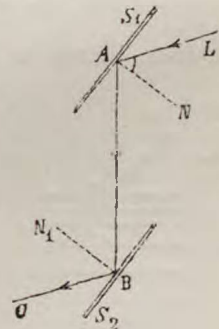


Fig. 447. Polarisatie.

ziet een in C geplaatst oog in de richting CB een helder gezichtsveld

Draait men nu den tweeden spiegel om de lijn AB als as, zóó dat de tweede invalshoek ( $ABN_1$ ) steeds even groot blijft, dan wordt voor het oog in C (dat nu ook van stand moet veranderen) het gezichtsveld hoe langer hoe donkerder; na een draaiing van  $90^\circ$ , is het gezichtsveld geheel donker; er wordt dus geen licht door den tweeden spiegel teruggekaatst. Bij de verdere draaiing van  $S_2$  van  $90^\circ$  tot  $180^\circ$  wordt het gezichtsveld weer helderder en bereikt bij den laatst bedoelden stand weder zijn volle helderheid. Draait men  $S_2$  verder van  $180^\circ$  tot  $270^\circ$ , dan neemt de helderheid weer regelmatig tot nul af, terwijl zij bij draaiing van  $270^\circ$  tot  $360^\circ$  wederom tot haar aanvankelijke sterkte toeneemt. Een maximum van terugkaatsing vindt men dus in de beide standen van  $S_2$  (ten opzichte van  $S_1$ ), waarvoor de beide invalsvlakken samenvallen: geen terugkaatsing heeft plaats in de beide standen van  $S_2$  (ten opzichte van  $S_1$ ), waarvoor deze beide vlakken loodrecht op elkander staan. — Het gewone (natuurlijke licht) zooals het van elke lichtbron uitgezonden wordt, heeft dus door de terugkaatsing aan den eersten spiegel een eigenaardige verandering ondergaan.

Men gebruikt spiegels van zwart glas of aan de achterzijde zwart gemaakte glazen platen, om bij de waarneming van het verschijnsel niet gestoord te worden door licht, dat van achteren door de platen dringt. — Men kan de spiegels ook uit andere stoffen vervaardigen § (680): *metaalspiegels* echter vertoonen het verschijnsel *niet* of slechts in geringe mate.

679. Licht, dat zich ten opzichte van bepaalde vlakken anders gedraagt dan ten opzichte van andere, noemt men **gepolariseerd** (Malus, 1808). De toetst, met behulp waarvan het natuurlijke licht gepolariseerd wordt (hier de eerste spiegel) heet **polarisator**; de toetst, waardoor men kan onderzoeken of het licht gepolariseerd is (de tweede spiegel), heet **analysator**. Het vlak, waarin de gepolariseerde straal onverzwakt blijft, noemt men het **polarisatievlak**; men zegt dat de straal *in dit vlak* gepolariseerd is; het **polarisatievlak van den** (door den eersten spiegel) **teruggekaatste straal valt dus samen met het vlak van terugkaatsing**. Eindelijk heet de invalshoek, dien de stralen moeten hebben, om (volledig) gepolariseerd te worden, de **polarisatiehoek**.

De polarisatie (waarneembaar door uitdooving van het licht in bepaalde standen van  $S_2$ ) is onvolledig, als de invalshoek bij den eersten spiegel meer of minder dan  $54^\circ.5$  bedraagt; zij heeft in het geheel niet plaats, als de stralen loodrecht invallen.

Laat men het licht den omgekeerden weg afleggen, dan is het ook gepolariseerd; de polarisator wordt nu analysator en omgekeerd.

Door een passende verbinding van een polariseerende en een analyseerende plaat verkrijgt men een **polarisatietoestel**. — Toestel van Nörrenberg.

680. De polarisatiehoek blijkt afhankelijk te zijn van de soort der stof, waar-

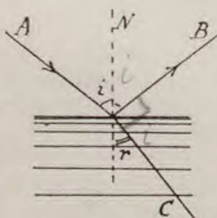


Fig. 448.  
Polarisatiehoek.

uit de polariseerende spiegel vervaardigd is. Brewster heeft gevonden, dat de polarisatiehoek voor elke stof die invalshoek (fig. 448) is, waardoor de teruggekaatste straal B en de gebroken straal C loodrecht op elkander staan. In dit geval is  $r = 90^\circ - i$ ; de formule 132 wordt dus

$$n = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin i}{\sin(90^\circ - i)} = \frac{\sin i}{\cos i} = \operatorname{tgi}, \quad \dots (171)$$

zoodat men met behulp van den polarisatiehoek  $i$  den brekingsaanwijzer eener stof zou kunnen bepalen.

Daar volgens form. 170 de polarisatiehoeken voor stralen van verschillende kleuren niet gelijk kunnen zijn, is een volkomen polarisatie van wit licht niet mogelijk.

681. Behalve door terugkaatsing kan licht ook gepolariseerd worden door *breking*. Vervangt men den polariseerenden spiegel  $S_1$  (fig. 447), door een stel van op elkander liggende doorschijnende glazen platen, waaraan men *denzelfden* stand geeft, dan zal natuurlijk licht, dat van boven komende door de platen is gegaan en daarna in de richting  $AB$  op den tweeden spiegel valt, blijken gepolariseerd te zijn. Om dit licht onverzwakt terug te kaatsen, of om het geheel uit te dooven, moet nu de spiegel  $S_2$  die standen innemen, waarbij voor het door *terugkaatsing* gepolariseerde licht de tegenovergestelde werking plaats heeft. Van een natuurlijke straal, die op een glazen plaat valt, wordt dus het gedeelte, dat gebroken wordt, gepolariseerd in een vlak loodrecht op dat, waarin het teruggekaatste deel van het licht gepolariseerd wordt; *het polarisatievlak van den gebroken straal is dus loodrecht op het vlak van breking*.

Zulk een stel glazen platen (glaszuil) kan als polarisator, maar ook als analyzer dienen.

Een enkele glazen plaat polariseert den gebroken straal slechts onvolkomen.

682. Neemt men aan, dat de aethertrillingen in een lichtstraal *longitudinaal* zijn, dan kan men zich geen door terugkaatsing of breking verkregen eigenschap van den lichtstraal voorstellen, zóó dat deze bij bepaalde standen van den tweeden spiegel wel en bij andere standen niet zou teruggekaatst worden; zijn de aethertrillingen echter **transversaal**, dan is dit wel het geval. Fresnel nam aan, dat in een natuurlijke lichtstraal transversale aethertrillingen plaats hebben in alle vlakken, die men door de voortplantingsrichting kan brengen, zonder dat een bepaald vlak boven de andere bevoorrecht is (fig. 449:  $LA$ ): dat echter door de polarisatie (bij den eersten spiegel) slechts *de componenten* van al deze trillingen in *één bepaalde richting* behouden blijven, terwijl die in een richting loodrecht op de eerste uitgedoofd worden. (Fig. 449:  $ABC$ . De cirkeltjes geven hier aan, dat de componenten der trillingen loodrecht staan op het vlak van tekening, dus evenwijdig zijn met de spiegelvlakken). Hebben nu de transversale trillingen van een gepolariseerden straal slechts in één vlak plaats, dan wordt het begrijpelijk, dat de stand van den tweeden spiegel voor de mogelijkheid van terugkaatsing niet onverschillig is.

In overeenstemming met genoemde hypothese is het feit, dat geen polarisatie plaats heeft, als een natuurlijke lichtstraal *loodrecht* op den eersten spiegel valt; de spiegel heeft dan ten opzichte van alle trillingsvlakken denzelfden stand.

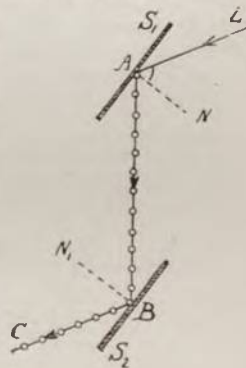


Fig. 449. Polarisatie.

683. Ten opzichte van het vlak, waarin de aetherdeeltjes in een gepolariseerden straal trillen, had Fresnel de keuze tusschen twee hypothesen; dat het *trillingsvlak samenvalt met het polarisatievlak* of dat het *daarop loodrecht is*. Fresnel nam het tweede aan; maar eerst in 1890 heeft Wiener aangetoond, dat Fresnel zich hierin niet vergist had.

Later heeft men gevonden, dat de licht voortbrengende aethertrillingen niet van elastischen maar van electrischen aard zijn. De **electro-magnetische theorie van het licht** toont aan, dat het trillingsvlak der genoemde trillingen loodrecht op het polarisatievlak staat.

684. **Polarisatie bij dubbele breking.** Laat men een lichtstraal vallen op een stuk IJslandsch kristal (kalkspaat) dan wordt die straal in 't algemeen in twee stralen gesplitst, die zich binnen het kristal in verschillende richtingen en dus met verschillende snelheden (§ 571) voortplanten. Men noemt dit verschijnsel *dubbele breking*. Een der beide stralen volgt de wetten van Snellius; men noemt dezen straal daarom den *gewonen* straal. De andere straal volgt de wet van Snellius niet; zoo zal hij in het algemeen buiten het vlak van inval treden en is de brekingsaanwijzer afhankelijk van den hoek, dien deze straal binnen het kristal met de hoofdas maakt; men noemt dezen straal daarom den *buitengewonen* straal.

Bij kalkspaat is de brekingsaanwijzer van den gewonen straal 1.65; die van den buitengewonen verandert van 1.48 tot 1.65, als het verschil in richting van den gebroken straal en de hoofdas verandert van  $90^\circ$  tot  $0^\circ$ .

Legt men een kalkspaat-rhomboëder met een zijner vlakken op een wit papier, waarop een zwart vlakje is aangebracht, dan ziet men van boven door het kristal twee beelden van het vlakje. Draait men het kristal om de (verticale) gezichtsrichting als as, dan blijft het ééne (gewone) beeld op zijn plaats, het andere (buitengewone) draait om het eerste. Hetzelfde kan men aantoonen, als men een zonnestraal door een nauwe opening loodrecht op een der vlakken van het kristal laat vallen en de uitredende stralen op een scherm opvangt.

685. De gewone en de buitengewone straal, waarin een natuurlijke lichtstraal bij het intreden in een dubbelbrekend kristal gesplitst wordt, zijn *gepolariseerd*, en wel in twee loodrecht op elkander staande vlakken. Door een spiegel (analysator) zóó te plaatsen, dat daardoor de gewone of buitengewone straal zoo volkomen mogelijk teruggekaatst of uitgedoofd wordt, toont men aan, dat de gewone straal gepolariseerd is in een vlak, evenwijdig met de kristallographische hoofdas (een *hoofdsnede*), de buitengewone in een vlak loodrecht op de hoofdsnede.

Het trillingsvlak van den gewonen straal is dus loodrecht op een hoofdsnede enz.

686. **Prisma van Nicol.** Een kalkspaatkristal zou als polarisator of als analysator gebruikt kunnen worden, als men een der beide stralen kon doen verdwijnen. Nicol heeft dit op de volgende wijze verkregen.  $ABCD$  (fig. 450) <sup>1)</sup> stelde de doorsnede voor van een langwerpig kristal van kalkspaat met een vlak, gebracht door twee tegenover elkander gelegen ribben  $AB$  en  $CD$ . De eindvlakken  $AD$  en  $BC$  worden zóó afgeslepen, dat de nieuwe eindvlakken  $AD_1$  en  $B_1C$  met de ribben  $AB_1$  en  $CD_1$  hoeken maken van  $68^\circ$ ; daarna wordt het kristal zóó

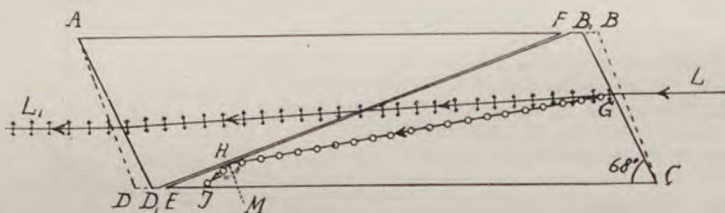


Fig. 450. Prisma van Nicol.

doorgesneden, dat de doorsnede  $EF$  loodrecht op de doorsnede  $AB_1CD_1$  en op de nieuwe eindvlakken  $AD_1$  en  $B_1C$  staat. De bij de doorsnijding verkregen vlakken worden gepolijst en met canadabalsem weder op elkander bevestigd. Een natuurlijke lichtstraal  $LG$ , die evenwijdig met de ribben  $AB_1$  enz. op het eindvlak  $CB_1$  valt, heeft een invalshoek van  $22^\circ$ ; hij wordt bij  $G$  gesplitst in den gewonen straal  $GH$  en den buitengewonen straal  $GL_1$ . De brekingsaanwijzer van canadabalsem (1.54) is kleiner dan die van kalkspaat voor den gewonen straal (1.65), maar bij den genoemden invalshoek grooter dan die voor den buitengewonen straal. Berekent men nu den hoek  $GHM$ , waaronder de gewone straal op de laag canadabalsem valt, dan vindt men een waarde grooter dan de grenshoek, zoodat deze straal in  $H$  totaal teruggekaatst wordt. De buitengewone straal kan echter door den canadabalsem heengaan en uit het tweede eindvlak van het prisma evenwijdig met zijn oorspronkelijke richting uit treden. De uitredende straal  $L_1$  is volkomen

<sup>1)</sup> De cirkeltjes stellen weer voor de richting der componenten, loodrecht op 't vlak van teekening. De dwarsstreepjes geven aan de richting der componenten in het vlak van teekening geleg.

gepolariseerd. — Het toestel is bekend onder den naam van prisma van Nicol of kortweg *Nicol*.

In een polarisatietoestel kan men den polariseerenden of den analyseerenden glaszuil of spiegel, of ook beide, door Nicols vervangen.

Ziet men door een Nicol naar de spiegelende oppervlakte van glas of water, terwijl men daarbij het prisma om zijne lengteas draait, dan worden de teruggekaatste stralen, voor zoover zij gepolariseerd zijn, in twee,  $180^\circ$  van elkander verschillende standen van het prisma uitgedoofd.

**687. Draaiing van het polarisatievlak.** Een kwartsplaat, die loodrecht op de hoofdas geslepen is, vertoont een merkwaardig verschijnsel, als zij in een polarisatietoestel door homogeen licht getroffen wordt. Bij die standen van polarisator en analysator, waarbij, indien het kwartsplaatje er niet was, het gezichtsveld donker zou zijn, blijft dit nog eenige helderheid vertoonen, als men het plaatje in den toestel brengt. Om dan het gezichtsveld donker te verkrijgen, moet bij sommige kwartsen de analysator eenige graden naar rechts, bij andere naar links gedraaid worden. Het is dus alsof bij den doorgang van den straal door het plaatje het trillingsvlak van den straal een wringing om de voortplantingsrichting naar rechts of links ondergaat. Men zegt, dat zulke stoffen **het polarisatievlak naar rechts of naar links draaien**. De grootte van den draaiingshoek is afhankelijk van de dikte van het plaatje *en van de golflengte* van het licht.

**Rechtsdraaiende en linksdraaiende** soorten eener stof van (gelijke chemische samenstelling) verschillen dikwijls ook door hun kristalvormen. — Men kent rechtsdraaiend en linksdraaiend wijnsteenzuur, waarvan de chemische samenstelling dezelfde is; de kristalvorm van het eene is echter het spiegelbeeld van dien van het andere. Beide kunnen zich verbinden tot druivenzuur, dat dus eveneens dezelfde chemische samenstelling bezit, doch het polarisatievlak niet draait.

Behalve eenige vaste stoffen draaien ook sommige vloeistoffen en oplossingen het polarisatievlak. Daar bij de laatste de draaiing van het polarisatievlak (bij gelijke lengte der vloeistofzuil) evenredig is met den graad van concentratie, kan men dezen uit de grootte van den draaiingshoek bepalen. Toepassing bij suikeroplossingen: **saccharimeters** (*saccharum* = suiker).

## OVERZICHT DER BELANGRIJKSTE FORMULES.

(De tusschen haakjes geplaatste getallen corresponderen met de nummers der formules in den tekst).

### Hoofdstuk V. Warmte (vervolg).

Vochtigheidstoestand: 
$$e = \frac{f}{F} \dots \dots \dots (96)$$

Gewicht van vochtige lucht:

Gewicht droge lucht  $G_1 = V \times 0,001293 \times \frac{273}{T} \times \frac{H - eF}{76}$  gram

„ waterdamp  $G_2 = V \times 0,001293 \times \frac{273}{T} \times \frac{eF}{76}$  „

Gewicht vochtige lucht  $G = V \times 0,001293 \times \frac{273}{T} \times \frac{H - 0,377 eF}{76}$  gram (97)

Het mechanisch warmte aequivalent volgens Robert Mayer:

$V \times 0,001293 (c_p - c_v) \times t \times A = 76 \times 13,596 \times 981,2 \times V \times \frac{1}{273} t$  . (98)

Het mechanisch warmte aequivalent volgens Joule:

$P H - \frac{1}{2} \frac{P}{981,2} v^2 - p H = u(t_e - t) \cdot A \dots \dots \dots (99)$

Gevolg eerste hoofdwet der mechanische warmte theorie:

$W = w + i + u \dots \dots \dots (100)$

Kinetische gastheorie:

$P V = \frac{1}{3} N m v^2 \dots \dots \dots (102)$

Toestandsgelijking van Van der Waals:

$\left( P + \frac{a}{V^2} \right) (V - b) = R T \dots \dots \dots (105)$

### Hoofdstuk VI. Leer der trillingen.

Voortplantingssnelheid eener evenwichtsverstoring:

$v = N \lambda \dots \dots \dots (110)$

Formule van Laplace:

$v_l = \sqrt{\frac{P_0}{d_0} (1 + \alpha t) \cdot \frac{c_p}{c_v}} \dots \dots (112)$

### Hoofdstuk VII. Geluid.

Sirene:

$N = m \times n \dots \dots \dots (115)$

Snaren:

$v = \sqrt{\frac{P}{ds}}$  cm per sec. . . (117)

Orgelpijpen.

Open pijpen:  $N : N_1 : N_2 : N_3 : \dots = 1 : 2 : 3 : 4 : \dots$  enz. (119)

Gesloten pijpen:  $N : N_1 : N_2 : N_3 : \dots = 1 : 3 : 5 : 7 : \dots$  enz. (120)

- Beginsel van Doppler. De geluidsbron nadert:  $N^1 = \frac{V}{V-v} \times N$  (121)
- „ „ verwijderd zich:  $N^1 = \frac{V}{V+v} \times N$  (122)
- „ waarnemer nadert:  $N^1 = \frac{V+v}{V} \times N$  (123)
- „ „ verwijderd zich:  $N^1 = \frac{V-v}{V} \times N$  (124)

## Hoofdstuk VIII. Licht.

- Sferische spiegels:  $\frac{1}{v} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$ , waarin  $f = \frac{1}{2} R$ . (127)
- Vergrooting:  $L = \frac{b}{v}$  . . . . . (128)
- Wet van breking:  $\frac{\sin i}{\sin r} = n$  . . . . . (132)
- Beteekenis brekingsaanwijzer:  $n = \frac{v_1}{v_2}$  . . . . . (134)
- Minimum van deviatie:  $\sin(\frac{1}{2} D_m + \beta) = n \sin \frac{1}{2} \beta$  . . . . . (137)
- Lenzen:  $\frac{1}{v} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$ , . . . . . (145)
- waarin  $\frac{1}{f} = (n-1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$ . (144)
- Vergrooting:  $L = \frac{b}{v}$  . . . . . (147)
- Lenzenstelsel (lenzen op elkaar):  $\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}$  . . . . . (150)
- Dispergeerend vermogen:  $D_v - D_r = (n_v - n_r) \beta$  . . . . . (151)
- Vergrooting astronomische verrekijker:  $L = \frac{f \text{ objectief}}{f \text{ oculair}}$  . . . . . (162)
- „ aardsche „ : „ . . . . . (164)
- „ Hollandsche kijker: „ . . . . . (166)
- Verlichting van twee vlakjes:  $S_1 : S_2 = r_2^2 : r_1^2$  . . . . . (167)
- Gelijke verlichtingssterkte:  $I_1 : I_2 = r_1^2 : r_2^2$  . . . . . (169)

## REGISTER.

(De getallen wijzen de paragrafen aan).

### Warmte (Voortzetting).

- Adiabaat 377.  
Adiabatische veranderingen 377.  
Equivalent: Mechanisch — der warmte-eenheid 394. 397; Berekening van het — door Robert Mayer 395; Bepaling van het — door Joule 396.  
Aether 432.  
Andrews: isothermen van koolzuur 372.  
Appendages 409.  
Athermanestoffen 435.  
Avogadro; Getal van — 402. 403; Wet van — 402.  
  
Cailletet 376.  
Carburateur 422.  
Carnot; Wet van — 416.  
Cascade methode van Pietet 379.  
Condensatie-hygrometer 388.  
Condensatie; Meng — 412; Oppervlakte — 412.  
Condensatie van dampen en gassen 360. 368.  
Continuïteit van den vloeibaaren en den gasvormigen toestand 373.  
Cornwallketel 408.  
Clausius 416.  
  
Damp of gas 374.  
Dauw 392.  
Dauwpunt 388.  
Dewar 383; Vaten van — 381.  
Diathermane stoffen 435.  
Dieselmotoren 424.  
Distillatie 368.  
Doode stand 411.  
Drukcurve 367.  
Drijfstang 411.  
  
Effect; Nuttig — 414.  
Effectief vermogen 414.  
Excentrick 411.  
Expansie 413.  
  
Explosie-motoren 421. 422.  
Gloeikopmotoren 424.  
Gelijkdrukmotoren 421. 424.  
  
Haarhygrometer 389.  
Hagel 392.  
Helium; Vloeibaar maken van — 383; Vast — 383.  
Hoofdwet der mechanische warmtetheorie; Eerste — 394. 398; Tweede — 416.  
Hygrometer 384.  
  
Indicateur 414; — vermogen 414.  
Isotherm van koolzuur 372; — van een ideaalgas 367; — van water 367.  
Isothermische veranderingen 377; — processen 309.  
  
Joule-Thomson of Joule-Kelvin-effect 380.  
  
Kamerlingh Onnes 379. 383.  
Keesom 379. 383.  
Ketel; Vlampiep — 408; vuurbuis — 408; waterpijp — 408.  
Kinetische gastheorie 400.  
Koelmachines 370.  
Kritische druk 372; — temperatuur 371; kritisch volume 372.  
Kruishoofd 411.  
Kruk 411.  
Kryogeen laboratorium 383.  
  
Lancashire ketel 408.  
Locomotief 415. Turbine — 420.  
Loschmidt; Getal van — 402.  
Linde; Methode van 380. 381.  
Lucht; Vloeibaar maken van — 379. 381. 382; Vaste — 382.  
  
Machines 406 e.v.



- Mayer: Robert — 395.  
 Mechanisch equivalent der warmte-eenheid 394. 397: berekening van het — door Robert Mayer 395: proefondervindelijke bepaling van het — door Joule 396.  
 Mechanische theorie der warmte 393.  
 Meteorologische verschijnselen 392.  
 Mist 392.  
 Motoren 421 e.v.: explosie — 421. 422: gelijkdruk — 421. 424: tweetakt — 422: viertakt — 423.  
 Neerslag in den dampkring 392.  
 Nevel 392.  
 Newcomen: machine van — 406.  
 Nuttig effect eener stoommachine 414.  
 Overeenkomende toestanden: wet der — 403.  
 Permanente gassen 368. 372. 375.  
 Pictet 379.  
 Pyrheliometer 436.  
 Regen 392.  
 Rijp 392.  
 Sneeuw 392.  
 Stephenson 425.  
 Stoom: oververhitte — 407: verzadigde — 407: — kast 410: — ketel 408: — machine 406 e.v.: — locomotief 415: — schuif 410: — turbine 420.  
 Toestandsvergelijking van Van der Waals 403.  
 Tripelpunt 372.  
 Turbinelocomotief 420.  
 Verdichting van gassen en dampen tot vloeistof 366 e.v.  
 Verschil tusschen gassen en dampen 374.  
 Vliegwiél 411.  
 Vloeibaarmaken van dampen 366: — van gassen 368 e.v.: — van helium 383: — van lucht 379. 381. 382: — van zuurstof 378. 379: — waterstof 383.  
 Vochtigheidstoestand 386.  
 Waals: Wet van Van der — 403.  
 Warmte: — geleiding 426 e.v.: — straling 432 e.v.: — streaming 431.  
 Waterstof: vloeibaar maken van — 383: vaste — 383.  
 Watt: James — 406.  
 Wolken 392.  
 IJzel 392.  
 Zonneconstante 436.  
 Zonnewarmte 436.  
 Zuigerstang 411.  
 Zuurstof: vloeibaar maken van — 378. 379.

## Leer der trillingen — Geluid.

- Adiabatische veranderingen 456.  
 Amplitudo 438.  
 Analyse der tonen 516.  
 Bernouilli: Wetten van — 499.  
 Blaasinstrumenten 503.  
 Boventonen (harmonische) 487.  
 Buiken 460. 465. 501.  
 Bijtonen 504.  
 Chemische harmonica 498.  
 Chladni: knooplijnen van — 495.  
 Colladon en Sturm 505.  
 Cortische vezelen 475.  
 Doppler: beginsel van — 510.  
 Echo 512.  
 Echo-lood 513.  
 Elastische trillingen 437.  
 Enkelvoudige trilling 437 e.v.  
 Eustachius: buis van — 475.  
 Fagot 503.  
 Fluistergewelven 511.  
 Fonograaf 490.  
 Fourier: wet van 445: 488.  
 Geluid 474 e.v.  
 Gelijkzwevend: temperatuur 483  
 Geruisch 474.  
 Golfberg 447.  
 Golfdal 447.  
 Golflengte 447. 448. 460.  
 Golven: loopende — 446 e.v.: staand: — 458 e.v. 464.  
 Grammofoon 490.  
 Grondtoon 487.  
 Harmonische beweging 437 e.v.  
 Harmonische tonen 487.  
 Helmholtz: klankbollen van — 516.

- Hobo 503.  
 Hoogte van een toon 476.  
 Huygens; beginsel van — 473.
- Interferentie van trillingen 454, 460, 464, 517.  
 Interferentiebuis van Quincke 517.  
 Interferentie-gaffel 495.  
 Interval 478.
- Klank van een toon 487.  
 Klankbollen van Helmholtz 516.  
 Klarinet 503.  
 Klokken 496.  
 Knal 474.  
 Knoopen 460, 465, 501.  
 Knooplĳnen van Chladni 495.  
 König; manometrische vlammen van — 501.  
 Kundt; proeven van — 466.
- Laplace; constante van — 456, 470; factor van — 456, 470; formule van — 456.
- Lissajous; figuren van de — 444.  
 Longitudinale trillingen 451 e.v.  
 Longitudinale staande golven 464.  
 Luchtkolommen 497.
- Meetrilling 514.  
 Manometrische vlammen van König 501.  
 Menschelijke stem 504.  
 Mersenne; wetten van — 492.  
 Moll en van Beek 505.  
 Monochord 492.
- Nagalm 512.  
 Newton; formule van — 455.
- Onderwater-kloksignaal 509.  
 Oor 475.  
 Orgelpĳpen 498 e.v.
- Phase 440.  
 Phaseverschil 440.  
 Platen 495.  
 Prime 478.
- Quart 478.  
 Quint 478.
- Regnault; bepaling voortplantingsnelheid van het geluid door — 505.
- Resonantie 514.
- Samenstelling van trillingen 442 e.v.  
 Secunde 478.  
 Septime 478.  
 Sext 478.  
 Sinusoide 441.  
 Sirene 447.  
 Snaren 491 e.v.  
 Sonometer 492.  
 Staand; golven 458 e.v.  
 Staven 493.  
 Stembanden 504.  
 Stemvork 494.  
 Sterkte van een geluid 486.  
 Stooten 518.  
 Synthese der tonen 516.
- Temperatuur; gelijkzwevende — 483.  
 Terugkaatsing van trillingen 458 e.v.; — van het geluid 511.  
 Tongpĳpen 503.  
 Toon 474; — hoogte 476; — klank 487; — sterkte 486.  
 Toon; geheele en halve — 480.  
 Toonhoogte; bepaling van de — 477; verandering der — bij beweging 510.  
 Toonladders 479 e.v.  
 Transversale trillingen 446 e.v.; — staande golven 459 e.v.  
 Trilling; enkelvoudige — 437 e.v.; longitudinale — 451 e.v., 464; samengestelde — 442 e.v.; transversale — 446 e.v., 459 e.v.; veerkrachtige — 437.  
 Trillingsgetal 439; bepaling van het — 477.  
 Trillingstijd 439.  
 Trommelvlies 475.
- Veerkrachtige trilling 437.  
 Verdichtingen 451.  
 Verdunningen 451.  
 Voortplanting eener trilling 446 e.v.  
 Voortplantingssnelheid 448; — in vaste lichamen 466, 507; — in vloeistoffen 506; — in gassen 468, 469, 505, 507; directe metingen der — 505, 506; indirecte bepalingen der — 507.
- Xylofoon 493.
- Zwevingen 518.

## Licht.

- Aardsche verrekijker 634.  
 Aberratie; chromatische — 607, 618; sferische — 595, 618.  
 Absorptiespectrum 599, 602, 657, 660.

- Accomodatie 612.  
 Achromatisch lenzenstelsel 608; — prisma 605.  
 Aether 519.  
 Aethertrillingen 520.  
 Afleziingsmicroscop 628.  
 Afstand van duidelijk zien 613.  
 Afwijking door breking 576.  
 Alhidade 531.  
 Analysator 679.  
 Angulaire vergrooting 624.  
 Aplanatisch lenzenstelsel 595.  
 Astigmatisme 617.  
 Astronomische verrekijker 630.
- Beeld** 529: constructie van het — bij vlakke spiegels 532, 534: — bij sferische spiegels 545, 555: — bij lenzen 590.  
 Belichtingssterkte 641.  
 Blinde vlek 609.  
 Brachymetroop 615.  
 Brandlijn 548.  
 Brandpunt: hoofd — bij spiegels 542, 552: — bij lenzen 583.  
 Brandvlak 544.  
 Breekbaarheid 597.  
 Breking 559 e.v.: — door platen 570: — door prisma's 576: — door lenzen 579: verklaring der — 571: dubbele — 684.  
 Brekende hoek 576.  
 Brekende ribbe 576.  
 Brekingsaanwijzer 560: bepaling — 578: bepaling — voor de verschillende kleuren 602.  
 Brekingsindex (zie brekingsaanwijzer).  
 Buiging van het licht 674.  
 Bijas 538, 589.  
 Bijziendheid 615.
- Camera lucida 627: — obscura 527.  
 Chromatische aberratie 607, 618.  
 Collectieflens 626.  
 Collimator 655.  
 Complementaire kleuren 599.  
 Concaaf 535.  
 Concave spiegels 539 e.v.: — lenzen 585, 586, 592.  
 Condensor 623.  
 Constructie van Snellius 565.  
 Continu spectrum 656.  
 Convergente stralenbundel 526.  
 Convex 535.  
 Convexe spiegels 549 e.v.: — lenzen 585, 586, 592.
- Daglicht 529.  
 Deviatie 576.
- Dichtheid: optische — 562.  
 Diffuse terugkaatsing 528.  
 Dioptrieën 616.  
 Dispersie 596.  
 Divergente stralenbundel 520.  
 Doorlopend spectrum 656.  
 Doppler: beginsel van — 661.  
 Doubletten 624.  
 Draaiende spiegel 535.  
 Draaiing van het polarisatievlak 687.  
 Dubbele breking 684.  
 Dunne vliezen 672.  
 Duur van een lichtindruk 618.
- Eenheid** van lengte 662, 675.  
 Eenheid van lichtsterkte 647.  
 Electromagnetische theorie van het licht 683.  
 Emissie-spectrum 656.  
 Emissie theorie van Newton 573.  
 Emmetroop 613.  
 Enkelvoudig licht 598.
- Fata morgana 569.  
 Fizeau 649.  
 Fluorescentie 666.  
 Fresnel: spiegelproef van — 670.  
 Fraunhofer'sche strepen (of lijnen) 602, 660.  
 Fotografische lens 664.  
 Fotometer: — van Bunsen 645: — van Lummer en Brodhun 646.  
 Foucault 650.
- Gebroken kijker** 639.  
 Gecentreerde lenzen 593.  
 Gekleurde stralen 596.  
 Gele vlek 610.  
 Gezichthoek 611.  
 Gezichtsveld 624.  
 Glans 601.  
 Glasachtig lichaam 610.  
 Glasspiegel 529.  
 Golfengte der lichtstralen 598, 654.  
 Goniometer 531.  
 Grenshoek 567.
- Hefnerkaars** 647.  
 Helderheid 644.  
 Helium 659, 660.  
 Hoekvergrooting 624.  
 Hollandsche kijker 635.  
 Homocentrische stralenbundel 526.  
 Homogeen licht 598.  
 Hoofdass 538, 580.  
 Hoofdbrandpunt: — bij spiegels 542, 552: — bij lenzen 583.  
 Hoofdbrandpuntsafstand van een gecentreerd lenzenstelsel 594.

- Huygens: trillingstheorie van — 571.  
Hypermetroop 615.
- Infra-roode spectrum 663.  
Infra-roode stralen 658.  
Interferentie 669.  
Irradiatie 618.
- Kaustische lijn 548.  
Kleur van lichamen 601.  
Kleurschiftend vermogen 604.  
Kleurschifting 596.  
Kirchhoff; wet van — 658.  
Koppelbrandpunten (van spiegels) 543:  
(van lenzen) 582.  
Kristallens 610.
- Lenzen 579: — formule 584: soorten  
van — 585: sterkte van — 583: —  
stelsel 592.  
Licht 521: — bron 523: — bundel  
522: — kegel 525: — punt 526: —  
— straal 522: — sterkte 641.  
Lichtende waterstralen 569.  
Linksdraaiende stoffen 687.  
Loupe 623.  
Luchtspiegeling 569.  
Luminescentie 668.  
Lux 647.  
Lijnspectrum 656.
- Meterkaars 647.  
Microscop 622. 625 e.v.  
Minimum van deviatie 577.  
Monochromatisch licht 598.  
Myoop 615.
- Nabeeld 618.  
Nabijheidspunt 613.  
Nawerking 618.  
Netvlies 610.  
Newton: ringen van — 672.  
Nicol: prisma van — 686.  
Normaalkaars 647.  
Normaal oog 613.
- Objectief 625: — rand 632.  
Oculaire: — van Huygens 626: — van  
Ramsden 624.  
Omkeeren van een lijnspectrum 658.  
Omkeeringslens 634.  
Omkeeringsprisma 569.  
Oog 610: — as 610: — ring 632.  
Opening van een spiegel 538.  
Optisch middelpunt 584. 588.  
Oudziend oog 614.
- Perspectief 620.  
Phosphorescentie 667.
- Polarisatie van het licht: bij terugkaatsing  
678 e.v.: bij dubbele breking 684.  
Polarisatiehoek 679.  
Polarisatietoestel 679.  
Polarisatievlak 679.  
Polarisator 679.  
Presbyoop 614.  
Prismakijker 639.  
Projectieelens 623.  
Projectietoestel 623.  
Punctum proximum 613.  
Punctum remotum 613.
- Quanta; theorie der — 575.
- Rechtsdraaiende stoffen 687.  
Rechtziend spectroscop 655.  
Reël 533. 581.  
Reflexie 528 e.v.: totale — 568 e.v.  
Refractie 559 e.v.  
Regenboog 609: — vlies 610.  
Ringen van Newton 672.  
Römer 648.
- Saccharimeter 687.  
Schaduw 526.  
Schemering 529.  
Schijnbare grootte 611.  
Sextant 535.  
Sferische aberratie 548. 557.  
Siedetopf 629.  
Snellius; Wetten van — 560.  
Spectraal-analyse 659.  
Spectraalkleuren 596.  
Spectraallijnen: verschuiving der — 661.  
Spectrograaf 655.  
Spectroscop 655.  
Spectrum 596. 656: infra-roode —  
653: ultra-violette — 653: zichtbare  
— 655: absorptie — 657. 660: con-  
tinu — 656: lijnen — 656: uitstra-  
lings — 656: zonne — 602. 660:  
tralie — 677.
- Spiegel 528: concave — 539: convexe  
— 549: draaiende — 535: sferische  
— 537: vlakke — 530: — aflezing  
535: — formule 541. 557: — proef  
van Fresnel 670.
- Spiegeling 528.  
Stereoscoop 621.  
Sterkte: — van een lens 583: — van  
een brilleglas 615: — van een len-  
zenstelsel 592.  
Straling 652 e.v.
- Telescopen 640.  
Terugkaatsing: diffuse — 528: regel-  
matige — 528 e.v.: totale — 568 e.v.  
Traliespectrum 677.  
Trillingsgetallen 598.

- Trillingstheorie 571.  
 Tripletten 624.  
 Uitstralingspectrum 656.  
 Ultra-microscoop 629.  
 Ultra-violette spectrum 664.  
 Ultra-violette stralen 653.  
 Undulatie-theorie 571.
- V**eldens 626.  
 Vergelijkingsprisma 655.  
 Vergrootglas 624.  
 Vergrooing der beelden, bij spiegels 546.  
 556, 558: — bij lenzen 592, 593.  
 Verlichtingssterkte 641.
- Verrekijkers 630 e.v.  
 Verschuiving spectraallijnen 661.  
 Vertepunt 613.  
 Violle 647.  
 Virtueel 533, 581.  
 Vliezen: kleur van dunne 672.  
 Voortplantingssnelheid van het licht 648  
 e.v.  
 Voorwerp, reëel en virtueel 533, 581.
- W**armtestralen 658.
- Z**oeker 633.  
 Zonnenspectrum 602, 660.
-

## INHOUD.

	Blz.
<b>Hoofdstuk V. Warmte (vervolg).</b> . . . . .	5
VII. Vloeibaar maken van dampen en gassen . . . . .	5
a. Vloeibaar maken van dampen . . . . .	5
b. Vloeibaar maken van gassen . . . . .	7
c. Vloeibaar maken van permanente gassen . . . . .	15
VIII. Waterdamp in den dampkring. Hygrometrie . . . . .	22
IX. Mechanische theorie der warmte . . . . .	26
X. Machines . . . . .	39
A. De stoommachine . . . . .	39
B. De stoomturbine . . . . .	52
C. Motoren . . . . .	54
XI. Voortplanting der warmte . . . . .	58
A. Warmtegeleiding . . . . .	58
B. Strooming . . . . .	59
C. Warmtestraling . . . . .	60
<b>Hoofdstuk VI. Leer der trillingen</b> . . . . .	62
I. Enkelvoudige of harmonische trilling . . . . .	62
II. Samenstelling van enkelvoudige trillingen . . . . .	65
III. Voortplanting van trillingen in een oneindig lange rij moleculen (loopende golven) . . . . .	67
A. Transversale trillingen . . . . .	67
B. Longitudinale trillingen . . . . .	69
IV. Voortplantingssnelheid eener longitudinale trilling . . . . .	71
V. Terugkaatsing van trillingen (staande golven) . . . . .	73
A. Transversale staande golven . . . . .	73
B. Longitudinale staande golven . . . . .	76
VI. Proeven van Kundt . . . . .	77
VII. Voortplanting en terugkaatsing van golven in de ruimte . . . . .	80
<b>Hoofdstuk VII. Geluid</b> . . . . .	82
I. Eigenschappen van tonen . . . . .	82
II. Geluidsbronnen . . . . .	90
a. Snaren . . . . .	90
b. Staven . . . . .	92
c. Platen . . . . .	93

	Blz.
d. Klokken . . . . .	94
e. Luchtkolommen . . . . .	94
III. Bepaling der voortplantingssnelheid van het geluid . . . . .	99
IV. Terugkaatsing van het geluid . . . . .	101
V. Resonantie of meetrilling . . . . .	103
VI. Interferentie van het geluid . . . . .	105
<b>Hoofdstuk VIII. Licht.</b> . . . . .	<b>107</b>
A. Voortplanting van het licht . . . . .	109
B. Terugkaatsing van het licht . . . . .	111
I Vlakke spiegels . . . . .	112
II Sferische spiegels . . . . .	115
C. Breking van het licht . . . . .	126
I Brekingsaanwijzer . . . . .	126
II Verklaring der breking . . . . .	135
III Breking door prismatische lichamen . . . . .	137
IV Breking door lenzen . . . . .	139
V Kleurschifting . . . . .	155
VI Het oog en de optische toestellen . . . . .	164
a. Het oog . . . . .	164
b. Optische vergrootingstoestellen . . . . .	170
D. Fotometrie . . . . .	182
E. Voortplantingssnelheid van het licht . . . . .	186
F. Straling . . . . .	189
I Het zichtbare spectrum . . . . .	190
II Het infra-roode spectrum . . . . .	196
III Het ultra-violette spectrum . . . . .	197
G. Interferentie, polarisatie, dubbele breking . . . . .	198
Overzicht der belangrijkste formules . . . . .	209
Register . . . . .	211

Continu  
Spectrum.



a  
Lijnen  
Spectrum.



Natriumdamp

b



Waterstofgas

Absorptie.  
Spectrum.



Zonnespecti



**Opmerking.** Een stof, die optisch dichter is dan een andere, is niet altijd soortelijk dichter. Alcohol en benzine zijn optisch dichter, maar soortelijk minder dicht dan water.

**563. Toepassingen. 1.** Giet men water in een bak, op welks bodem een muntstuk ligt, dan schijnt, door het oppervlak van het water gezien (fig. 352), het muntstuk hoger te liggen. De richting, waarin wij het zien, is niet de verbindingslijn van ons oog en het muntstuk.

**2.** Een rechte staaf  $abc$  (fig. 353), gedeeltelijk onder water gehouden, vertoont zich naar de oppervlakte van het water gebroken ( $abd$ ).

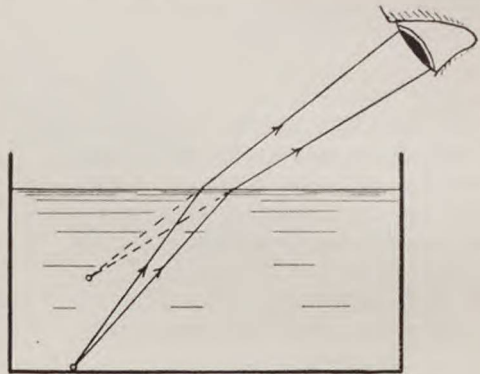


Fig. 352. Schijnbare opheffing.

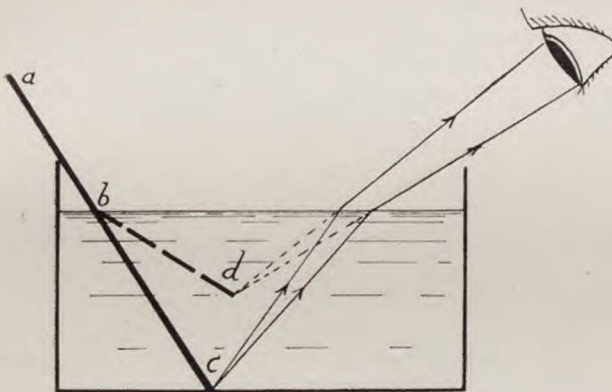


Fig. 353. Schijnbaar gebroken staafje.

**3. Atmosferische breking.** Een van een hemellichaam komende straal  $AB$  (fig. 354) treedt in voortdurend optisch dichter wordende luchtlagen om de aarde. Daardoor wordt de straal steeds naar de normaal op het grensvlak toe gebroken. De waarnemer in  $B$  meent het hemellichaam dus in de richting  $BC$  te zien, d.w.z. hoger, dan het zich in werkelijkheid bevindt.

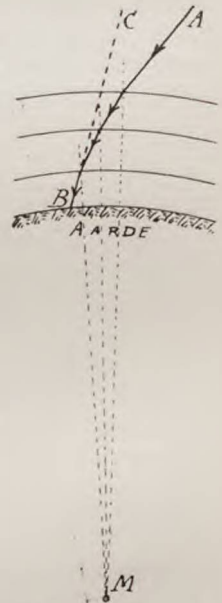


Fig. 354.

Atmosferische breking

**564. Breking uit water in lucht.** Na verwisseling van de standen der beide alhidaden kan hetzelfde toestel van figuur 351 dienen, om den gang van een straal waar te nemen, die uit **water in lucht** overgaat. Men maakt hierbij den invalshoek (in water) gelijk aan een der bij de vorige proef gevonden brekingshoeken. Nu blijkt de brekingshoek (in lucht) gelijk aan den bij dezelfde proef gebruikten invalshoek te zijn. De gang der lichtstralen is dus omkeerbaar. Hieruit volgt dat de brekingsaanwijzer bij den overgang van licht uit water in lucht gelijk