

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT
VOOR NATUURKUNDE

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT

VOOR

NATUURKUNDE

REDACTIE

M. MINNAERT, E. OOSTERHUIS,
B. VAN DER POL, C. ZWIKKER

VIERDE JAARGANG



'S-GRAVENHAGE
MARTINUS NIJHOFF
1937

Copyright 1937 by Martinus Nijhoff, The Hague, Holland
All rights reserved, including the right to translate or to reproduce this
book or parts thereof in any form

PRINTED IN HOLLAND

INHOUD

	Blz.
Boekbesprekingen . . .	31, 56, 88, 96, 127, 155, 189, 222, 255, 308
Boer, J. H. de, Interpretatie van moleculaire verschijnselen door middel van Potentiaalkrommen, II en III . .	276
Burgers, W. G., Optische demonstratie van eenige verschijnselen, welke optreden bij de verstrooiing van Röntgen- en electronenstralen door kristallen.	1, 33
Coelingh, M. B. en M. Minnaert, De optische eigenschappen van rijwielreflectoren	225
Crommelin, C. A., Het uurwerk met den balansslinger van Christiaan Huygens.	172
Crommelin, C. A., Over lenzen met niet-sphaerische oppervlakken.	193
Debye, Prof. Dr. P., Johannes Diderik Van der Waals.	257
Denier van der Gon, H. A. C., Over de didactiek der Natuurkunde als leervak aan de Universiteit	97
Dissertaties.	30, 108, 188, 220, 290
Elenbaas, W., Ontladingen in kwikdamp van hooge druk. <i>Met 2 platen</i>	65
Fokker, Prof. Dr. A. D., Verslag van de Internationale Conferentie voor Akoestiek te Parijs van 30 Juni tot 3 Juli 1937.	249
Gisolf, J. H., Electronentellers.	129
Groot, W. de, Interpretatie van moleculaire verschijnselen door middel van Potentiaalkrommen	109
Groot, W. de, Het verband tusschen doordringingsvermogen en snelheid voor verschillende Elementaire deeltjes.	268
Kosten, C. W. Isolatie van mechanische trillingen. .	291
Mededeelingen	48, 149, 254, 267
Snoek, J. L., Strooiing van Röntgenstralen aan geleidings- electronen in metalen.	236
Ter bespreking ontvangen boeken	123
Uyterhoeven, W., Gasontladingslampen met „Lage druk”	199

	Blz.
Vermeulen, D., Methoden voor spectraalfotometrie. . .	15
Vermeulen, D., Het probleem der lichteenheid. . . .	49
Verslagen van de algemeene vergaderingen der Nederlandsche Natuurkundige Vereeniging 53, 89, 120, 150, 181, 217, 245	
Waals Jr., J. D. van der, Jaarverslag van het Van der Waals-fonds. 1 Sept. 1935-1 Sept. 1936.	183
Wiersma, E. C., W. J. de Haas 1912-1937. <i>Met portret</i>	161
Alphabetisch register	311

OPTISCHE DEMONSTRATIE VAN EENIGE VERSCHIJNSELEN, WELKE OPTREDEN BIJ DE VERSTROOING VAN RÖNTGEN- EN ELECTRONEN-STRALEN DOOR KRISTALLEN

door W. G. BURGERS

§ 1. *Inleiding.*

De verstrooiing van röntgenstralen door kristallen heeft zich in de vijf-en-twintig jaar, welke sinds de ontdekking van dit verschijnsel verlopen zijn, tot een onmisbaar hulpmiddel bij het onderzoek der vaste stoffen ontwikkeld. Sedert eenige jaren moet ook de verstrooiing van snelle kathodestralen door kristallijne stoffen als zoodanig beschouwd worden. Zooals bekend, kunnen kathodestralen van een snelheid v opgevat worden als een electromagnetische golfbeweging van een golflengte λ , bepaald door $\lambda = h/mv$, waarin h de constante van P l a n c k en m de massa van het electron voorstelt²⁾. Ook deze „stralen” worden door kristalroosters verstrooid en geven daarbij aanleiding tot soortgelijke diffractiebeelden als met röntgenstralen verkregen worden.

Er bestaat echter een belangrijk verschil tusschen beide stralensoorten wat betreft de aard der wisselwerking met de atomen van het kristalrooster. Terwijl bij röntgenstralen de door een atoom verstrooide intensiteit slechts een zeer gering gedeelte der opvallende straling uitmaakt, is de directe wisselwerking tusschen de electronen en de atomen zoo sterk, dat enkele atoomlagen voldoende zijn om tot zeer intensieve interferentie verschijnselen aanleiding te geven, welke, indien de verstrooide stralen op een fluoresceerend scherm worden opgevangen, zonder meer zichtbaar zijn.

Een tweede gevolg van het bovengenoemde onderscheid in wissel-

1) Bovenstaand artikel is geschreven naar aanleiding van te Eindhoven, Delft en Amsterdam gehouden voordrachten. Een beschrijving der demonstratie-apparatuur, waarbij eenerzijds een groot aantal literatuurgegevens betreffende het reciproke kristalrooster en anderzijds nog meerdere toepassingsmogelijkheden vermeld zijn, is, in samenwerking met J. J. A. P l o o s v a n A m s t e l, gepubliceerd in het Zeitschrift für Kristallographie, **95**, 54 (1936).

2) Zie bijv. H. M a r k en R. W i e r l, Die experimentellen und theoretischen Grundlagen der Elektronenbeugung (Berlin, 1931).

werking tusschen stralen en kristalrooster is het groote verschil in doordringingsvermogen in dit rooster: röntgenstralen dringen betrekkelijk diep naar binnen, althans over een zeer groot aantal atoomlagen; daarentegen worden kathodestralen van bijv. 50 KV (spanningsverschil tusschen kathode en anode) reeds door een micalaag van $0,3 \mu$ dikte tot op 1% geabsorbeerd¹⁾. Zij kunnen dus gebruikt worden om zeer dunne laagjes eener stof te onderzoeken, zooals deze bijv. door opdampen op dunne collodionvliesjes kunnen worden aangebracht. Vallen zij op een massief praeparaat, dan verschaffen zij alleen inlichtingen over een uiterst dunne oppervlakte-laag, terwijl bij gebruik van röntgenstraling in het algemeen gegevens omtrent de inwendige structuur verkregen worden. Dien-tengevolge vullen beide stralensoorten elkaar, wat betreft hun geschiktheid als hulpmiddel voor het structuuronderzoek van vaste stoffen, uitstekend aan.

Voor hun doelmatige toepassing tot dit doel is tweeërlei vereischt:

- 1°. een apparatuur voor het opwekken der straling en het nemen der diffractiefoto's;
- 2°. de interpretatie van deze laatsten.

Wat het eerste punt betreft, voor het structuuronderzoek met röntgenstralen kunnen we kort zijn. Hiertoe zijn sinds eenige jaren kleine toestellen ontworpen, welke niet veel meer plaats innemen dan een normaal laboratorium-apparaat en zeer eenvoudig bediend kunnen worden. Een voorbeeld hiervan vormt het Philips' „Mikrometalix-apparaat" dat ingericht is voor het opnemen van röntgendiffractiefoto's volgens de gebruikelijke methoden van von Laue, Debije—Scherer, enz.

§ 2. *Electronendiffractie-apparaat.*

Bij electronendiffractieonderzoek liggen de omstandigheden eenigszins anders. Tengevolge van de boven reeds genoemde kleine doorlaatbaarheid van vaste stoffen zelfs voor snelle electronen, moet het te onderzoeken praeparaat in dezelfde (luchtledige) ruimte aanwezig zijn, waarin de electronen opgewekt worden; dit geldt vanzelfsprekend ook voor de fotografische plaat of het fluorescentiescherm, die de verstrooide stralen moeten opvangen.

1) F. Kirchner, Ann. d. Phys. 13, 38 (1932).

Het diffractie-apparaat kan dus niet in geëvacueerde en afgesmolten toestand gebruikt worden, doch moet met de pomp verbonden zijn. Dit en ook andere moeilijkheden (zooals bijv. het vervaardigen van geschikte praeparaten) maken, dat vooralsnog het toepassen van de electronendiffractie-methode meer experimenteele vaardigheid vereischt dan voor röntgenografisch structuuronderzoek noodig is.

Fig. 1 laat een apparatuur voor het nemen van electronendiffractiefoto's zien, welke veel overeenkomst vertoont met de door Finch¹⁾ en medewerkers in het Imperial College of Science and Technology te Londen aangegevene. Fig. 2 stelt schematisch het toestel voor. De electronen, welke door de kathode (gloeijende wolfraamdraad) worden uitgezonden, vliegen tengevolge van de tusschen kathode en anode aangelegde spanning van bijv. 30—50 KV met groote snelheid naar de op weinige mm ertegenover opgestelde anode *b*. Deze laatste is, evenals de geheele apparatuur beneden de kathode, geaard, en voorzien van een nauwe opening van bijv. 0,1 mm diameter. De hierdoor uittredende divergente bundel kathodestralen wordt door de, van buiten met stelschroeven verstelbare, magneetspoel *c* op het

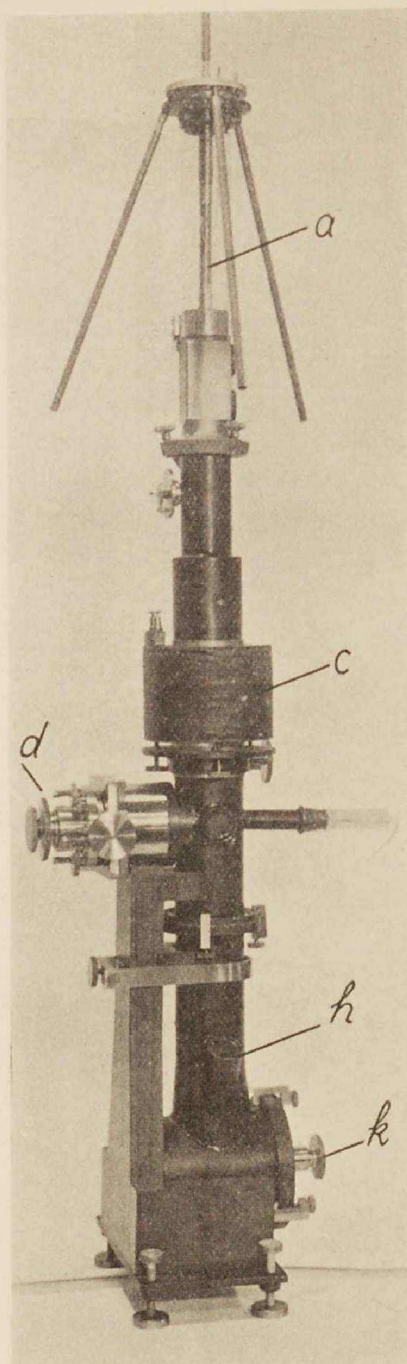


Fig. 1. Apparatuur voor het vervaardigen van electronendiffractiefoto's (vergelijk de schematische teekening van Fig. 3).

1) G. I. Finch en A. G. Quarrell, Proc. Roy. Soc. A **141**, 398 (1933); Proc. Phys. Soc. **46**, 148 (1934).

fluorescentiescherm l (of, nadat de plaathouder k door middel

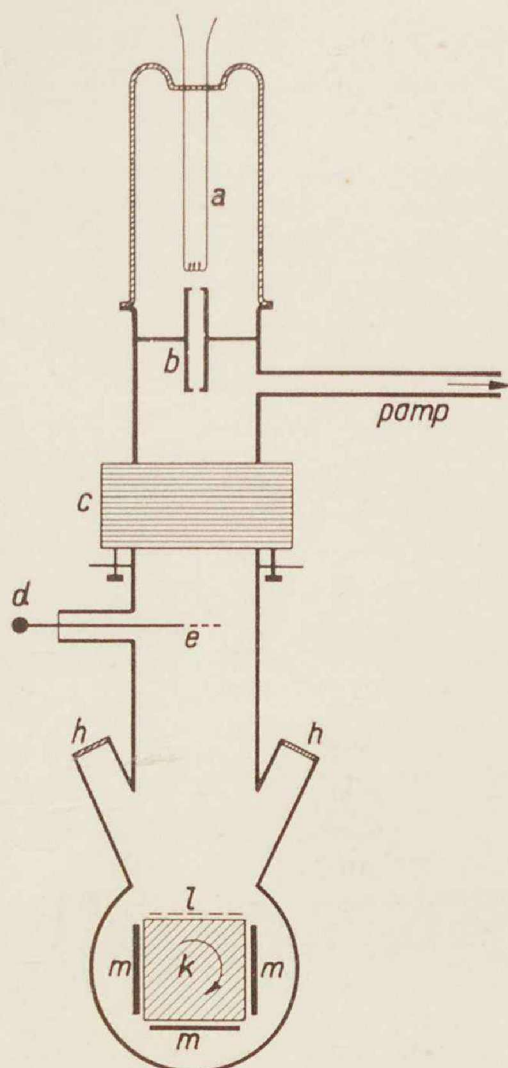


Fig. 2. Schematische voorstelling van een apparaat voor diffractie van snelle electronen

- a = in glas gemonteerde kathode (gloeidraad), welke de electronen uitzendt.
- b = anode (tevens diafragma). Tusschen a en b ligt een spanningsverschil van bijv. 30—50 KV .
- c = magneetspoel, welke de uit b uittredende divergente bundel electronenstralen focusseert op het fluorescentiescherm l , of, na draaiing der plaathouder k , op een der fotografische platen m .
- d = verstelbare praeparaathouder, welke aan zijn uiteinde het praeparaat e draagt (bijv. een dun met de te onderzoeken stof bedampt — zaponlakkvliesje, hetwelk op een messingring is uitgespannen).
- h = kijkvenster, om het diffractiebeeld op het fluorescentiescherm l te bekijken.

van een slijpstuk een kwart slag is gedraaid) op een fotografische plaat *m* tot een kleine scherpe stip gefocusseerd: hiertoe moet bij een bepaalde snelheid der electronen een zeer bepaalde stroom door de spoelwindingen gaan. Bij *e* bevindt zich het te onderzoeken praeparaat in de baan der kathodestralen. Is het zeer dun, dan kunnen de electronen er doorheen geschoten worden; anders is het noodzakelijk hen er rakelings langs te schieten: de ruwheid van het oppervlak is veelal van dien aard, dat de electronen door dunne uitsteeksels heen kunnen gaan. In verband met de mogelijkheid, dat verschillende gedeelten van eenzelfde praeparaat verschillen kunnen in hun doorlaatbaarheid van de electronen, kan de kathodestralenbundel magnetisch verplaatst worden (door de stand der magneetspoel met behulp der genoemde stelschroeven een weinig te veranderen) en wordt tevens het praeparaat aan een in vele richtingen verstelbare en draaibare praeparaathouder *d* bevestigd. Deze is in Fig. 1 duidelijk zichtbaar. Opvallend is de groote afstand tusschen praeparaat en fotografische plaat: deze is bijv. in het afgebeelde apparaat 35 cm, tegenover enkele cm bij röntgencamera's. Dit hangt hiermede samen, dat in het algemeen met electronen van 30—50 KV gewerkt wordt. Voor electronen van deze snelheid volgt uit de in het begin van dit artikel medegedeelde betrekking tusschen snelheid en golflengte

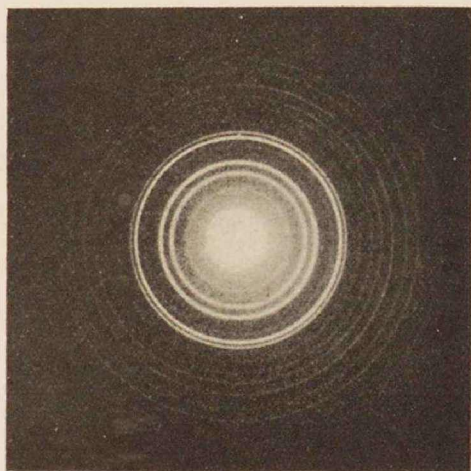


Fig. 3. Electronendiffractie-foto van een op een dun zaponlakvliesje gesublimeerd laagje kalomel, opgenomen met electronen van 30 KV „snelheid”. De belichtingstijd was $\frac{1}{10}$ sec., de afstand praeparaat-fotografische plaat 35 cm.

voor laatstgenoemde een waarde van $0.07-0.05 \text{ \AA}$, d.w.z. een ongeveer 20 maal zoo kleine waarde als de golflengte der voor structuuronderzoek gebruikte röntgenstralen ($1-2 \text{ \AA}$). Aangezien volgens de formule van Bragg $\sin \vartheta/2 = \lambda/2d$ (ϑ = diffractiehoek; d = afstand van twee opvolgende roostervlakken) de sinus-sen der diffractiehoeken evenredig zijn met λ , is het duidelijk, dat bij electronenstralen een zeer groot aantal interferentielijnen aan zeer kleine waarden van ϑ (van de orde van grootte van enkele graden) zullen beantwoorden en dus een groote afstand praeparaat-fotografische plaat vereischt is, opdat de lijnen niet te dicht om de centrale stip zullen vallen. Ter illustratie is in fig 3 een electronen-diffractie-foto van een op een dun zaponlakvliesje gesublimeerd laagje kalomel (Hg_2Cl_2) gereproduceerd, welke met electronen van 30 KV „snelheid” en een belichtingstijd van $1/10$ seconde verkregen is. De foto laat duidelijk een groot aantal zeer scherpe en intensieve interferentie-ringen zien; hun intensiteit is zoo groot, dat de ringen zonder eenige moeite op het fluorescentiescherm waargenomen kunnen worden (hiertoe kijkt men door een der kijkgaten h in Fig. 2) ¹⁾.

§ 3. Interpretatie der diffractie-foto's.

Interferentievoorwaarden voor één-, twee- en drie-dimensionale roosters.

We komen nu tot het tweede in § 1 genoemde punt, de interpretatie der diffractiebeelden. Deze kan in twee gedeelten gesplitst worden:

- a) die der geometrische eigenaardigheden, welke tot uiting komen in de *plaats* der interferentie-lijnen of -stippen op de foto's, en
- b) die der waargenomen *intensiteiten*.

De interpretatie der intensiteiten vormt in zekere zin verreweg het moeilijkste gedeelte, aangezien deze feitelijk een volledige kennis der wisselwerking tusschen straling en kristalrooster vereischt. Wij zullen deze kant van het interpretatievraagstuk hier niet behandelen, en ons alleen met de geometrische zijde ervan bezig houden. Dit is in zooverre gerechtvaardigd, omdat in vele gevallen, bijv. bij het onderzoek van stoffen of praeparaten, waarbij

1) Een verzameling van een groot aantal reproducties van electronendiffractie-foto's bevindt zich bijv. in een artikel van G. I. Finch, A. G. Quarrell en H. Wilman in Trans. Faraday Soc. **31**, 105 (1935).

bepaalde voorkeursoriëntaties der samenstellende kristallieten optreden, reeds een geometrische analyse der diffractie-foto's tot belangrijke conclusies betreffende de opbouw kan leiden.

De bedoeling van hetgeen volgt is nu te laten zien, hoe de invoering van het begrip „reciprook rooster” het mogelijk maakt het verband tusschen de richtingen der invallende en der verstrooide stralenbundels op een algemeene en eenvoudige wijze te overzien, en uiteen te zetten op welke wijze dit verband met behulp eener optische demonstratie aanschouwelijk voorgesteld en aan een auditorium vertoond kan worden. Met het oog op de in dit tijdschrift beschikbare ruimte kan dit slechts voor enkele zeer eenvoudige gevallen onder weglating van te groote complicaties geschieden.

Om ons doel te bereiken, kunnen we het best uitgaan van de algemeene, door v o n L a u e gegeven afleiding der interferentie-verschijnselen bij een drie-dimensionaal rooster. Hierbij wordt dit laatste opgevat als samengesteld uit drie één-dimensionale „lineaire” roosters volgens de drie kristalassen. Voor het drie-dimensionale rooster is slechts een interferentierichting mogelijk, welke tegelijkertijd voldoet aan de interferentievoorwaarden, beantwoordende aan de drie genoemde lineaire roosters. Aan de hand der figuren 4a-5a-6a willen we dit bekende feit in het kort toelichten.

In Fig. 4a stelt de rij stippen een *één-dimensionaal rooster* met periode a voor. Valt een straal I met golflengte λ (kleiner dan a) loodrecht op dit rooster, dan is interferentie mogelijk in alle richtingen, welke met het rooster een hoek φ_n insluiten, bepaald door $\cos \varphi_n = n \cdot \lambda/a$ waarin n een geheel getal, de orde der interferentie, voorstelt. De meetkundige plaats van deze richtingen vormen een aantal kegels met halve tophoek φ_n : de kegels der eerste en tweede orde zijn in de figuur aangegeven (d.w.z. voor de helft, zij strekken zich vanzelfsprekend ook naar de linkerzijde der figuur uit). Het zal wel zonder meer duidelijk zijn, dat de stand der kegels t.o.v. de opvallende stralenbundel (bij eenzelfde kristal en onveranderde golflengte) varieert met de richting, waarin de bundel het rooster treft ¹⁾: wordt bij vasthouden der richting der opvallende straling

1) Is de hoek tusschen opvallende stralenbundel en lineair rooster niet (zooals in Fig. 4a) 90° , maar heeft deze een willekeurige waarde φ_0 , dan wordt hoek φ_n bepaald door

$$(\cos \varphi_n - \cos \varphi_0) = \frac{n \cdot \lambda}{a}.$$

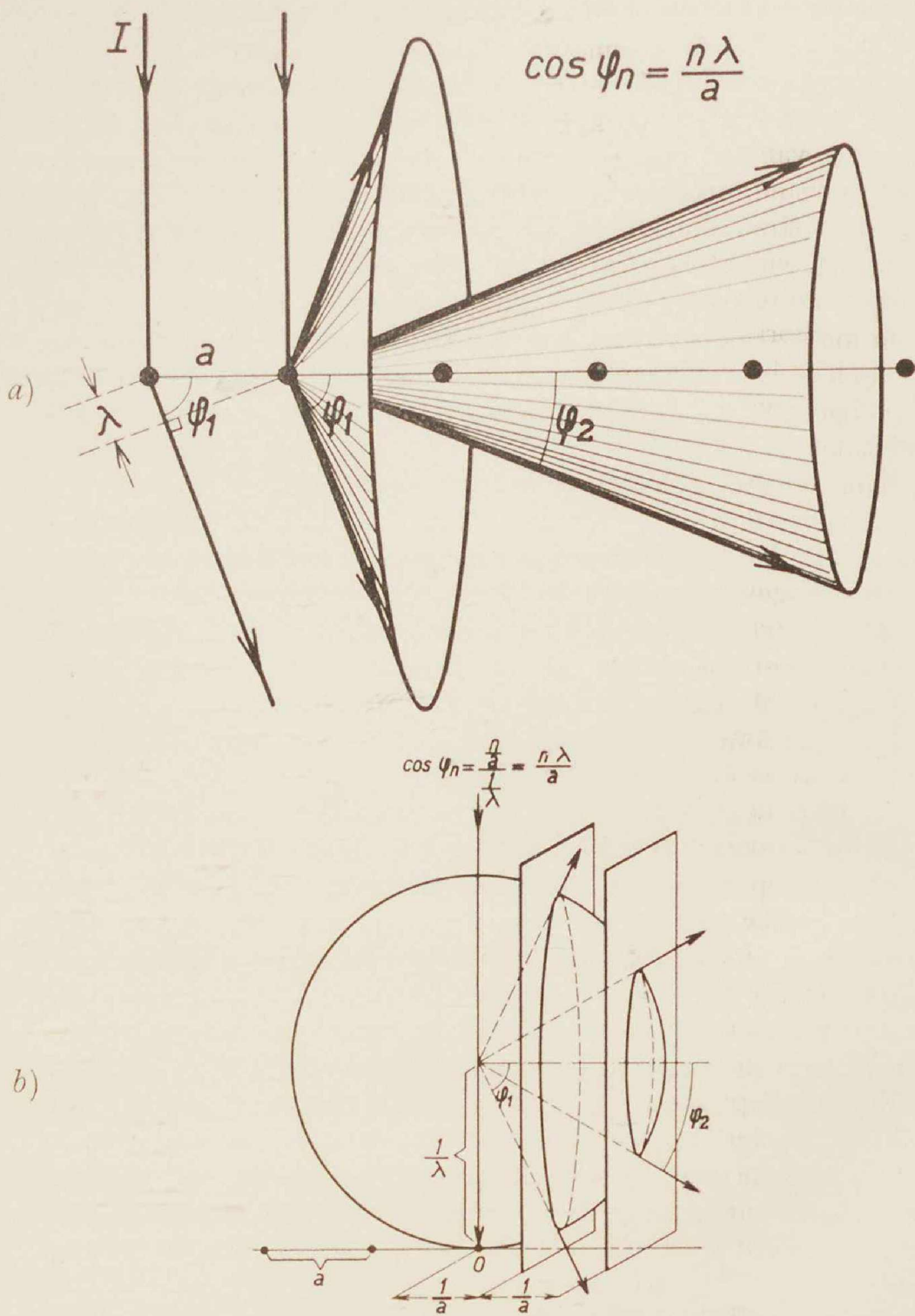


Fig. 4. Diffractie door een één-dimensionaal rooster.

a) normale voorstelling;

b) constructie der interferentiekogels met behulp van een „reciprook” rooster.

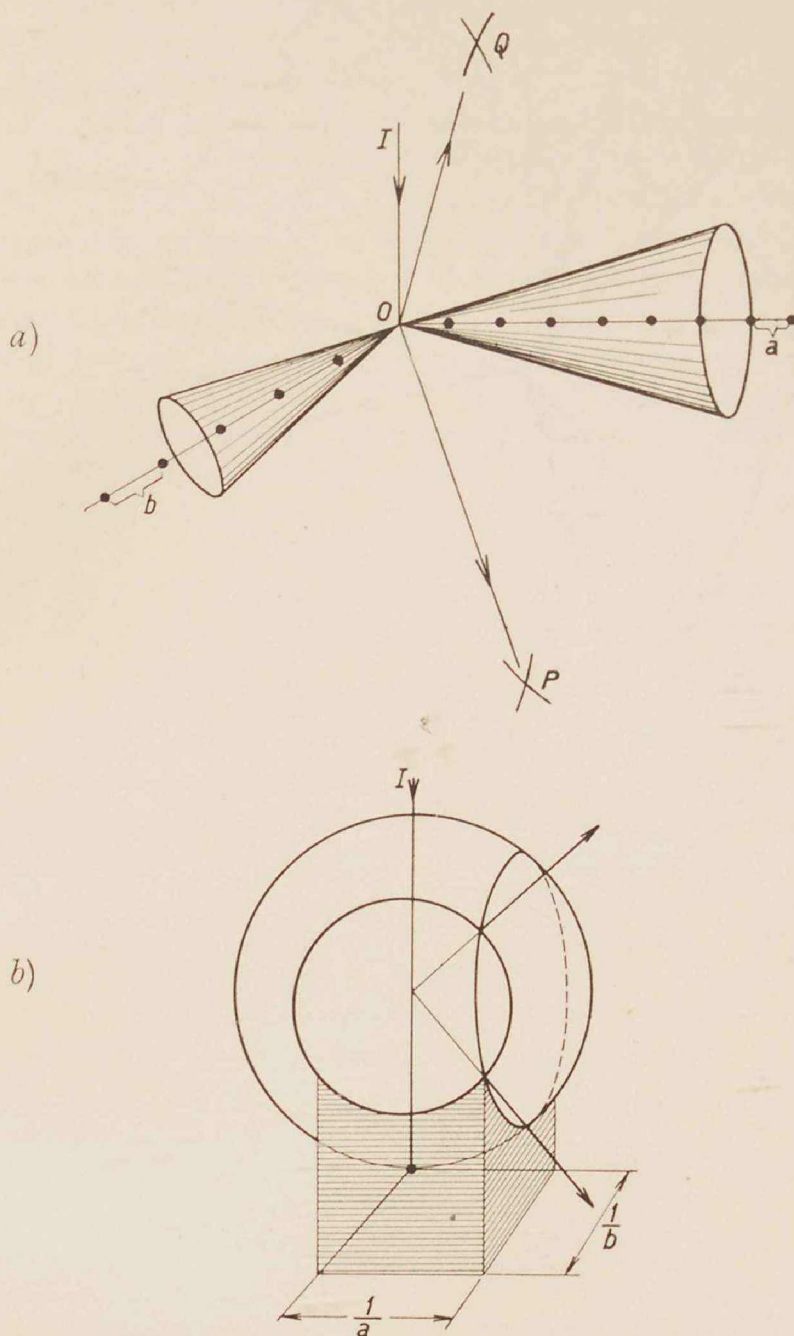


Fig. 5. Diffractie door een twee-dimensionaal rooster.

a) normale voorstelling;

b) constructie der interferentiekegels met behulp van een „reciprook” rooster.

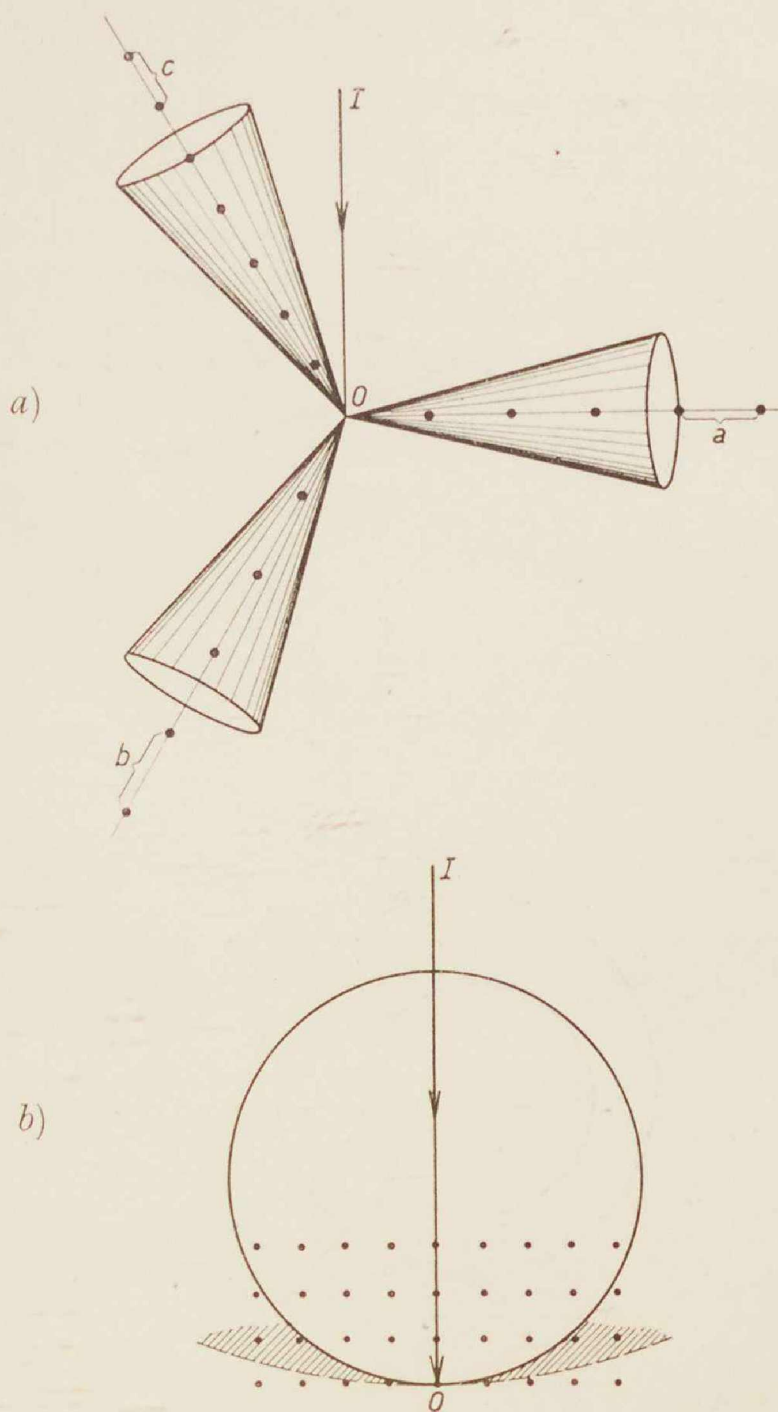


Fig. 6. Diffraction door een drie-dimensionaal rooster.

a) normale voorstelling;

b) constructie der interferentiekegels met behulp van een „reciprook” rooster (de gestippelde cirkel en het gearceerde gebied hebben betrekking op de in de tekst (zie blz. 33) gegeven verklaring van het ontstaan eener „polychromatische” L a u e-foto).

het rooster gedraaid, dan draaien op een bepaalde wijze ook de kegels.

Gaan we nu over tot een *twee-dimensionaal rooster* (zg. „kruis-tralie”), zooals schematisch voorgesteld in fig. 5a, dan geldt voor elke der beide samenstellende lineaire roosters een betrekking als boven is opgesteld: voor ieder lineair rooster op zich zelf beschouwd is dus interferentie alleen mogelijk langs een stel kegels om het rooster als as. Hun halve tophoeken zijn nu $bg \cos n.\lambda/a$ resp. $bg \cos n.\lambda/b$, wanneer a en b de perioden der beide roosters voorstellen. Voor het twee-dimensionale rooster als geheel stellen alleen de snijlijnen van twee kegels (bijv. OP en OQ in Fig. 5a) mogelijke interferentierichtingen voor: zij vormen een stel discrete straal-richtingen, welke, opgevangen op een fotografische plaat, tot een patroon van afzonderlijke stippen, een „kruis-tralie-spectrum”, aanleiding geven. In het algemeen zullen bij een gegeven rooster bij monochromatische bestraling in een willekeurige richting een aantal kegels elkaar snijden, en zal dus een dergelijk spectrum op kunnen treden.

Deze laatste mogelijkheid vervalt nu echter, wanneer we ten-slotte naar het uiteindelijke *drie-dimensionale rooster* overgaan (Fig. 6a). Een mogelijke interferentierichting moet nu opgevat kunnen worden als de gemeenschappelijke snijlijn van *drie* kegels om de drie samenstellende lineaire roosters: het optreden hiervan is bij een gegeven relatieve stand van opvallende stralenbundel en drie-dimensionaal rooster een toeval. M.a.w., wordt een kristal „stilstaande” door een bundel stralen van een golflengte bestraald, dan zal in het algemeen in het geheel geen interferentie optreden.

Om de mogelijkheid voor interferentie te scheppen, staan twee wegen open:

- a) we gebruiken polychromatische (z.g. „witte”) straling,
- b) we veranderen tijdens de bestraling het kristal van stand, bijv. door het om een zijner kristallografische assen rond te draaien.

In het eerste geval (polychromatische straling) beantwoordt aan elk der drie samenstellende lineaire roosters een reeks van interferentiegebieden, ieder ingesloten door twee kegels met halve top-hoek $bg \cos n.\lambda_{\min}/a$ en $bg \cos n.\lambda_{\max}/a$ (waarbij λ_{\min} en λ_{\max} de kortste resp. langste golflengten voorstellen, die in de polychroma-

tische straling voorkomen): voor verschillende discrete waarden van λ zullen drie binnen deze gebieden liggende kegels een gemeenschappelijke snijlijn kunnen hebben en dus tot interferentie aanleiding geven: op deze wijze is het optreden der polychromatische L a u e-foto verklaard.

Wordt in het tweede geval, bij gebruik van monochromatische straling, het kristal tijdens de bestraling om een zijner assen rondgedraaid, dan veranderen de aan de drie lineaire roosters beantwoordende interferentiekegels continu van stand: diensgevolge zal van tijd tot tijd een gemeenschappelijke snijding van drie kegels plaats vinden en dus eveneens een interferentiestraal kunnen ontstaan: zoo ontstaat een zg. monochromatische „draaikristalfoto” volgens Schiebold en Seemann.

§ 4. *Afleiding der interferentievoorwaarden met behulp van het reciproke rooster.*

Het vraagstuk, dat ons nu bezighoudt, is de rangschikking der interferentievlekken op dergelijke foto's, dus het interferentiepatroon, voor een bepaalde wijze van bestralen te begrijpen. Hiertoe moeten we in staat zijn de richting der verstrooide stralen t.o.v. de opvallende bundel op overzichtelijke wijze vast te leggen. Om dit doel te bereiken, gaan we opnieuw de interferentie bij de drie roosters beschouwen, nu echter met behulp van een andere geometrische constructie, welke de aanleiding zal vormen tot invoering van het begrip reciprook rooster. Te dien einde beschouwen we nu de figuren 4b-5b-6b.

Uit Fig. 4b blijkt, dat we de in figuur 4a weergegeven interferentiekegels van een *één-dimensionaal rooster* ook kunnen construeeren op de volgende wijze: het lineaire puntrooster met periode a wordt vervangen door een reeks vlakken, loodrecht op de richting van het rooster staande op onderlinge afstand $1/a$. Verder slaan we om de invallende straal als middellijn een bol met straal $1/\lambda$ (λ = golflengte der straling) zoodanig, dat deze door de oorsprong (dat is een willekeurig roosterpunt O) van het lineaire rooster gaat. De zoo juist ingevoerde vlakken snijden deze bol volgens een reeks evenwijdige (kleine) cirkels (in de figuur zijn er twee geteekend; de overige vlakken verlopen hier buiten de bol). Verbinden we deze cirkels met het middelpunt van de bol, dan blijken de zoo gevormde kegels identiek te zijn met de

interferentiekegels van fig. 4a; immers, een beschouwing van fig. 4b leert onmiddellijk, dat hun halve tophoeken gelijk zijn aan

$$bg \cos \frac{n \cdot \frac{1}{a}}{\frac{1}{\lambda}} = bg \cos \frac{n \cdot \lambda}{a}.$$

Noemen we de reeks evenwijdige vlakken op afstand $1/a$ het *reciproke* van een lineair rooster met periode a , en de bol met straal $1/\lambda$ om de opvallende stralenbundel de *bol van reflectie*, dan kunnen we het bovenstaande als volgt formuleeren: *de interferentie-richtingen van een lineair rooster bij bestraling met monochromatische straling kunnen gevonden worden door de snijlijnen van het reciproke rooster met de bol van reflectie met het middelpunt van deze bol te verbinden* ¹⁾.

Om op overeenkomstige wijze de interferentie-richtingen voor een *twee-dimensionaal* rooster te construeeren, vervangen we dit (zie fig. 5b) door *twee* stellen evenwijdige vlakken met onderlinge afstand $1/a$ resp. $1/b$, ieder stei loodrecht op het overeenkomstige lineaire rooster. Zij snijden de bol van reflectie volgens twee groepen van evenwijdige cirkels (de figuur toont één cirkel van iedere groep). In verband met wat bij het lineaire rooster is uiteengezet, is het nu duidelijk, dat de verbindingslijn der snijpunten van twee dergelijke cirkels met het middelpunt van de bol een mogelijke interferentie-richting van het twee-dimensionale rooster voorstelt. Aangezien bedoelde snijpunten echter (zie fig. 5b) samenvallen met de punten, waar de snijlijn der twee „reciproke” vlakken de bol van reflectie snijdt, zijn voor de constructie der richtingen der verstrooide stralen alleen deze snijlijnen essentieel. Beschouwen we daarom als het reciproke van een twee-dimensionaal rooster met periodes a en b een systeem van evenwijdige lijnen, loodrecht op het vlak van het rooster en welke de snijlijnen zijn van de hierboven genoemde twee reeksen vlakken met onderlinge afstanden $1/a$ en $1/b$, dan geldt ook hier: *de interferentie-richtingen van een twee-dimensionaal rooster bij monochromatische bestraling kunnen worden*

1) Dat het bovenstaande niet alleen geldt voor het in de figuur voorgestelde geval, dat de opvallende bundel het rooster „loodrecht” treft, maar voor elke willekeurige hoek, zal men zich zonder veel moeite duidelijk kunnen maken.

gevonden door de snijpunten van het reciproke rooster met de bol van reflectie met het middelpunt van deze bol te verbinden.

Wat tenslotte de overeenkomstige constructie voor het drie-dimensionale rooster betreft, kunnen we na het voorgaande kort zijn. Het reciproke rooster bestaat in dit geval uit de snijpunten van drie reeksen onderling evenwijdige vlakken, welke reeksen loodrecht staan op de drie lineaire roosters, waaruit we het ruimte-rooster opgebouwd kunnen denken; de onderlinge afstanden der vlakken in de drie reeksen zijn $1/a$, $1/b$ en $1/c$, wanneer a , b en c de perioden der drie lineaire roosters voorstellen. Voor het geval deze laatste roosters orthogonaal zijn, kunnen we dit resultaat misschien eenvoudiger als volgt uitdrukken: het reciproke rooster van een orthogonaal drie-dimensionaal puntrooster met perioden a , b en c is wederom een orthogonaal puntrooster met perioden $1/a$, $1/b$ en $1/c$, waarvan de „assen” evenwijdig aan die van het normale rooster verlopen ¹⁾. Construeeren we nu om de opvallende stralenbundel de bol van reflectie zoodanig, dat deze door de oorsprong van het drie-dimensionale rooster (= het kristal) gaat [in Fig. 6b is zoowel van deze bol (volgetrokken cirkel) als van het reciproke rooster alleen de doorsnede met het vlak van teekening weergegeven], dan is een conditio sine qua non voor het optreden van een interferentiestraal deze, dat een reciprook roosterpunt juist op de bol van reflectie ligt ²⁾. Is dit het geval, dan geeft de verbindinglijn van het reciproke roosterpunt met het middelpunt van de bol wederom de richting der overeenkomstige verstrooide straal aan.

Het bovenstaande kan ook als volgt uitgedrukt worden: *de diffractiefoto, welke ontstaat, indien een kristal door monochromatische stralen getroffen wordt, wordt verkregen door die punten van het reciproke rooster, welke op de bol van reflectie liggen, vanuit het middelpunt van de bol op de fotografische plaat of film te projecteeren.*

1) Zie voor een algemeene (vectorieele) definitie van het drie-dimensionale reciproke rooster: P. P. Ewald, Kristalle und Röntgenstrahlen (1923) p. 246 e.v. Een samenvattend overzicht van de toepassingsmogelijkheden voor het interpreteren van röntgen- en electronendiffractie-foto's is gegeven door E. Schiebold, Kolloid Zeitschrift, **69**, 266 (1934); men zie ook M. von Laue, Ann. d. Phys. **26**, 55 (1936).

2) Het kan gemakkelijk worden aangetoond, dat, indien aan deze voorwaarde voldaan wordt, een bepaald kristalroostervlak juist onder een hoek $\vartheta/2$ getroffen wordt, welke voldoet aan de volgens de formule van Bragg vereischte voorwaarde voor reflectie.

(Wordt vervolgd).

METHODES VOOR SPECTRAALFOTOMETRIE ¹⁾

door D. VERMEULEN

Physische karakteristiek van straling.

Stralingsbronnen worden, al naar den aard der uitgezonden energie, monochromatisch of continu genoemd. Bekijkt men het spectrum van een monochromatische lichtbron, hetgeen geschieden kan met behulp van een spectroscop, waarvan fig. 1 een schematische voorstelling geeft, dan ziet men, dat de straling saamgesteld is uit straling bij een bepaald aantal golflengten. De straling wordt fysisch gesproken, gekarakteriseerd door de opgave van de hoeveelheid energie, die bij de verschillende golflengten uitgezonden wordt.

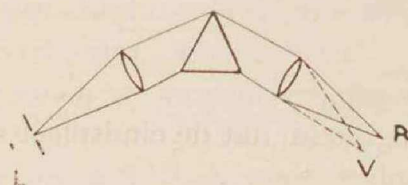


Fig. 1. Spectroscop.

Een continue lichtbron daarentegen, zendt straling bij elke golflengte uit. Het spectrum is niet op te lossen in een aantal spectraallijnen. Wij kunnen dan ook niet spreken van een hoeveelheid energie bij een bepaalde golflengte, alleen van een hoeveel-

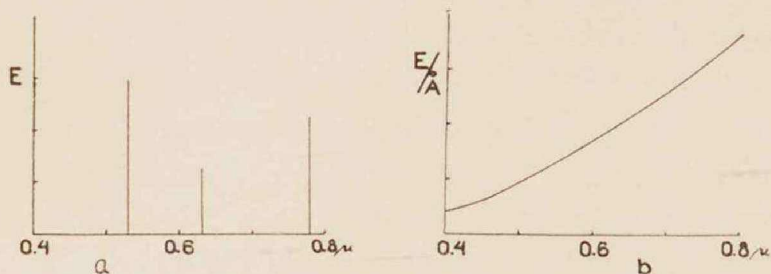


Fig. 2. Spectrale energieverdeeling.

a. van een monochromatische lichtbron;

b. van een continue lichtbron.

heid energie uitgezonden in een golflengtegebied. De continue-straling wordt gekarakteriseerd door bij de verschillende golf-

¹⁾ Lezing, gehouden voor de Vacantieleergang voor Verlichtingskunde, gehouden te Utrecht in Augustus 1936.

lengten de straling per golflengtegebied van 1 Å te beschouwen. Een grafische voorstelling van de straling van een monochromatische lichtbron wordt in fig. 2a gegeven, van een continue lichtbron in fig. 2b.

*Algemeen schema voor stralingsmetingen*¹⁾.

Teneinde de spectrale energieverdeeling van een monochromatische straler te bepalen, gaat men als volgt te werk. De te onderzoeken lichtbron wordt voor een combinatie spectraalapparaat-stralingsontvanger geplaatst, zooals fig. 3 weergeeft. Als spectraalapparaat kan een monochromator dienen, d. i. een spectroscop met een verschuifbare spleet in het vlak van het spectrum.

Om de energie, uitgestraald in de golflengte λ_0 van de te onderzoeken lichtbron te meten, wordt de monochromator zoodanig ingesteld, dat de eindspleet samenvalt met het beeld van de intreespleet voor λ_0 . Het aanwijsinstrument van de stralingsontvanger verkrijgt indien deze bestraald wordt, een uitslag u_1 waarvoor we kunnen schrijven:

$$u_1 = E_{\lambda_0 X} \times b \times l \times d_{\lambda_0} \times G_{\lambda_0} \quad (1)$$

als $E_{\lambda_0 X}$ = de energie dichtheid voor de golflengte λ_0 op de eerste spleet van de monochromator bij bestraling met de te meten lichtbron,

b = spleetbreedte,

l = spleethoogte,

d_{λ_0} = doorlatingsfactor van de monochromator,

G_{λ_0} = gevoeligheidsfactor van de stralingsontvanger.

Uit de betrekking (1) is de gevraagde grootte $E_{\lambda_0 X}$ te vinden, indien de factor $d_{\lambda_0} \times G_{\lambda_0}$ bekend is. Deze grootte is met behulp van een standaardlamp, d. i. een lamp, waarvan de stralingskarakteristiek bekend is, te bepalen. Beschikken wij over een monochromatische standaardlamp, die eveneens een spectraallijn bezit bij de golflengte λ_0 , dan zal bij bestraling van het aanwijsinstrument, als de te meten lichtbron door de standaardlamp vervangen is, het aanwijsinstrument een uitslag u_2 verkrijgen, waarvoor we kunnen schrijven:

$$u_2 = E_{\lambda_0 S} \times b \times l \times d_{\lambda_0} \times G_{\lambda_0} \quad (2)$$

1) Wij beperken ons uitsluitend tot de beschrijving van die methodes, welke in het Utrechtsche laboratorium ontwikkeld of in gebruik zijn.

waarin $E_{\lambda_0}S$ = energie voor λ_0 van de standaardlamp voorstelt. Uit de betrekkingen (1) en (2) vinden we de gevraagde grootheid. Deze betrekking geldt alleen, als de lichtwegen bij bestraling met de te onderzoeken lichtbron en met de standaardlamp identiek zijn.

De spectrale energieverdeeling van een monochromatische lichtbron is dus op eenvoudige wijze met behulp van een monochromatische standaardlamp te bepalen. Echter is op het oogenblik de monochromatische standaardlamp nog niet voldoende uitgewerkt, en worden als zoodanig vrijwel uitsluitend wolfraamlampen gebruikt, waarvan de energie per Å. sec. als functie van de golflengte bekend is.

Zooals we opmerkten, is uit vergelijking (1) de energie $E_{\lambda_0}X$ der te onderzoeken lichtbron te bepalen, indien we de factor $d_{\lambda_0} \times G_{\lambda_0}$ kennen. Wij zullen thans nagaan hoe deze met behulp van een continue standaardlamp te bepalen is.

De instelling van de monochromator is zoodanig, dat het beeld van de eerste spleet voor de golflengte λ_0 samenvalt met de eindspleet. De energie voor de golflengte λ_0 , die uit de eindspleet treedt is

$$E_{\lambda_0}S \times b \times l \times d_{\lambda_0}, \text{ waarin}$$

$E_{\lambda_0}S$ = energie per cm.² op de eerste spleet,

b = spleetbreedte,

l = spleethoogte,

d_{λ_0} = doorlatingsfactor.

Het beeld van de eerste spleet voor de golflengte λ_1 valt, zooals

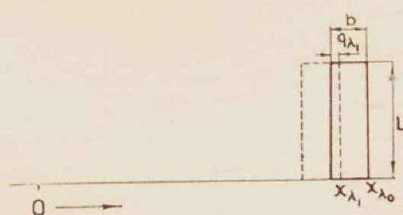


Fig. 4.

de gestippelde rechthoek van fig. 4 aangeeft, waarin de getrokken rechthoek de eindspleet voorstelt. De energie per cm² voor de golflengte λ_1 in het vlak van de eindspleet bedraagt:

$$E_{\lambda_1}S \times d_{\lambda_1}.$$

De hoeveelheid energie, die uit de monochromator treedt, voor de golflengte λ_1 bedraagt:

$$E_{\lambda_1}S \times d_{\lambda_1} \times q_{\lambda_1} \times l.$$

De energie, die in het doorgelaten golflengtegebied

$$(\lambda_0 + \Delta \lambda, \lambda_0 - \Delta \lambda)$$

uit de monochromator treedt bedraagt

$$\int_{\lambda_0 - \Delta \lambda}^{\lambda_0 + \Delta \lambda} E_{\lambda S} \times d\lambda \times q_{\lambda} \times l \times d\lambda.$$

Voor de aanwijzing u_S van het aanwijzingsinstrument bij bestraling met een continue lichtbron kunnen we schrijven:

$$u_S = \int_{\lambda_0 - \Delta \lambda}^{\lambda_0 + \Delta \lambda} E_{\lambda S} \times d\lambda \times q_{\lambda} \times l \times G_{\lambda} \times d\lambda.$$

Is het doorgelaten golflengtegebied voldoende klein, dan is de doorlatingsfactor d_{λ} , die de verliezen tengevolge van reflectie en absorptie verdisconteert, als een constante te beschouwen. Zijn bovendien $E_{\lambda S}$ en G_{λ} in het golflengtegebied als constanten te beschouwen, dan geldt:

$$u_S = E_{\lambda_0 S} \times d_{\lambda_0} \times G_{\lambda_0} \times l \times \int_{\lambda_0 - \Delta \lambda}^{\lambda_0 + \Delta \lambda} q_{\lambda} d\lambda \quad \dots \dots (3)$$

Uit de betrekking (1) en (3) vinden we:

$$E_{\lambda_0 X} = \frac{u_1}{u_S} E_{\lambda_0 S} \int_{\lambda_0 - \Delta \lambda}^{\lambda_0 + \Delta \lambda} q_{\lambda} d\lambda \quad \dots \dots (4)$$

De bepaling van de grootte

$$\int_{\lambda_0 - \Delta \lambda}^{\lambda_0 + \Delta \lambda} q_{\lambda} d\lambda$$

kan volgens twee manieren geschieden.

a) *Uit de dispersie kromme.*

Deze geeft aan het verband tusschen de golflengte en de plaats in het spectrum $\lambda = f(x)$.

Voor de afstand q_{λ} voor de spectraallijn λ is te schrijven, zie fig. 4.

$$\begin{aligned} q_{\lambda} &= b + (x_{\lambda} - x_{\lambda_0}) && \text{voor } \lambda < \lambda_0, \\ q_{\lambda} &= b - (x_{\lambda} - x_{\lambda_0}) && \text{voor } \lambda > \lambda_0. \end{aligned}$$

Voor $\lambda = f(x)$ is in de omgeving van λ_0 te schrijven:

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{d\lambda}{dx} (x_{\lambda} - x_{\lambda_0}),$$

zoodat

$$q_{\lambda} = b \pm \frac{\lambda - \lambda_0}{\frac{d\lambda}{dx}} \text{ en } \Delta \lambda = b \frac{d\lambda}{dx} \text{ is.}$$

q_{λ} is als functie van de golflengte door een driehoek voor te stellen, zie fig. 5.

$$\int_{\lambda_0 - \Delta\lambda}^{\lambda_0 + \Delta\lambda} q_{\lambda} d\lambda = b^2 \frac{d\lambda}{dx}.$$

Deze waarde in betrekking (4) gesubstitueerd geeft

$$E_{\lambda_0 X} = \frac{u_1}{u_S} b \frac{d\lambda}{dx}.$$

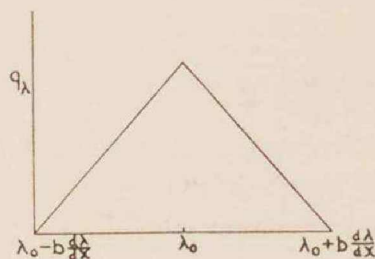


Fig. 5.

b) Door directe meting volgens de methode der gekruiste prisma's (2). Bij deze methode wordt de monochromator met een lijnenlichtbron bestraald. In het vlak van de eindspleet liggen de afbeeldingen der eerste spleet voor verschillende golflengten, zooals in fig. 6a aange-

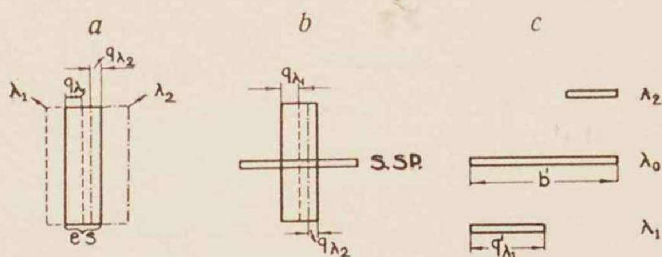


Fig. 6.

geven is, waar de getrokken rechthoek de eindspleet voorstelt en de daarmee samenvallende afbeelding der eerste spleet voor λ_0 , de stippelrechthoek het beeld der eerste spleet voor λ_1 en de streep-punt-rechthoek het beeld voor λ_2 .

De lengten q_{λ} worden rechtstreeks met behulp van de volgende opstelling gemeten. De eindspleet van de monochromator wordt vergroot afgebeeld op de spleet van een spectroscop, die zoodanig is opgesteld dat de spleet s.s.p. loodrecht op de afbeelding van de bekken der eindspleet staat, zie fig. 6b. Een spectraallijn, die de eindspleet juist vult zien we in de spectroscop als een rechthoekje waarvan de hoogte $b' = b \times v$ is, als v de vergrooting voorstelt. Spectraallijnen, die de eindspleet slechts ten deele vullen, zien we

als kleine rechthoekjes, waarvan de hoogten $q'_\lambda = q_\lambda \times v$ zie fig. 6c. De hoogten van deze rechthoekjes worden met een oculair micrometer gemeten, de daarbij behorende golflengten vindt men in internationale tabellen.

De integraal

$$\frac{1}{b} \int q_\lambda d\lambda = \int \frac{q'_\lambda}{b'} d\lambda$$

is volgens een grafische methode te bepalen.

Volgens het aangegeven schema voor stralingsmetingen wordt de straling van een te meten lichtbron voor de verschillende golflengten rechtstreeks met de straling van een standaardlamp vergeleken. De selectieve eigenschappen van spectraalapparaat en stralingsontvanger worden op deze wijze geëlimineerd. Het schema is algemeen voor elke stralingsontvanger van toepassing.

Stralingsontvangers.

We noemen thans de diverse methodes voor stralingsmetingen, die in het Utrechtsche laboratorium in gebruik zijn en zullen het principe van de stralingsontvangers beschrijven. Naar het beginsel der stralingsontvangers worden de meetmethodes in de volgende groepen verdeeld:

- a. thermische,
- b. foto-electrische,
- c. visueele,
- d. fotografische,
- e. geigerteller.

a. Thermische stralingsontvangers.

Hiertoe behooren thermozuilen en bolometer. Bij beide instrumenten verkrijgt een dun metaalbandje door de geabsorbeerde straling een temperatuurverhoging. Bij de thermozuilen wordt deze temperatuurverhoging van het bandje, dat uit twee metalen is samengesteld, met behulp van het verschijnsel der thermo-electriciteit gemeten, zooals fig. 7 schematisch weergeeft.

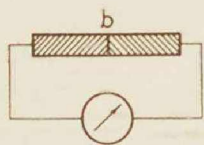


Fig. 7. Schema van thermo-element.

De temperatuurverhoging van het bolometerbandje meet men door de weerstandsverandering, die deze tengevolge heeft. In den

regel bezit een bolometer twee gelijke bandjes, waarvan er één bestraald wordt. De weerstandsverandering wordt dan met behulp van een brugschakeling volgens *Wheatstone* gemeten. Fig. 8 geeft het schakelschema; hierin zijn b_1 en b_2 de beide bolometerbandjes.

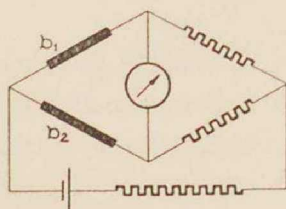


Fig. 8. Schema van bolometer.

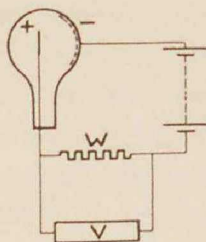


Fig. 9. Schema van fotocel.

b. Fotocel.

De werking berust op het foto-electrisch effect. Valt licht op een metaallaagje van b.v. kalium, dan worden hieruit electronen vrijgemaakt, die zich door een aangelegde spanning, zie het schema in fig. 9, van het metaaloppervlak m naar een ring r bewegen. De electriche stroom veroorzaakt een potentiaalverschil tusschen de einden van de hooge weerstand W , dat met behulp van een versterkeropstelling V gemeten wordt (3, 4).

c. Visuele stralingsmetingen.

Bij visuele stralingsmetingen wordt elke golflengte afzonderlijk de straling van de te meten lichtbron met die van een standaard-lamp vergeleken, waarbij het oog de rol van stralingsontvanger vervult. De methode is dus gekarakteriseerd door de eigenschappen van het oog. Zoo bezit zij een groot voordeel, door het feit, dat het oog in staat is intensiteitsmetingen in een groot energiegebied te verrichten. Met dezelfde nauwkeurigheid is een intensiteit 1 als een intensiteit 10^4 te meten, terwijl de meting van zeer uiteenloopende intensiteiten met de reeds genoemde methodes aanzienlijk moeilijker is.

Als nadeel van de visuele methode wordt dikwijls aangevoerd, dat de instelling met behulp van het oog geschiedt en het meetresultaat beïnvloed zal worden door de toevallige eigenschappen van het oog van den waarnemer. Men noemt de meetmethode dan ook subjectief, in tegenstelling met de reeds genoemde methode,

waarbij de stralingsontvanger een aanwijsinstrument doet uitslaan, in welk geval men van objectief spreekt.

Bij de beoordeeling van objectieve met subjectieve meetmethodes moet men zich niet laten misleiden door de suggestie die van de woorden objectief en subjectief uitgaat. Subjectief suggereert onnauwkeurig, afhankelijk van den waarnemer; objectief daarentegen nauwkeurig en betrouwbaar.

Het lijkt ons dan ook gewenscht de meetnauwkeurigheid te vermelden. Zooals we reeds aangaven hebben we bij de hier bedoelde visuele methodes met monochromatische fotometrie te doen, waarvan de meetnauwkeurigheid minstens 1% bedraagt.

Als voorbeelden van visuele stralingsmetingen noemen we:

- 1) Spectraalfotometrie met den spectraalpyrometer.
- 2) Spectraalfotometrie met behulp van successieve waarneming.

De werking van de spectraalpyrometer (6) willen we met fig. 10 toelichten. De te meten lichtbron wordt op het gloeidraadje *g*

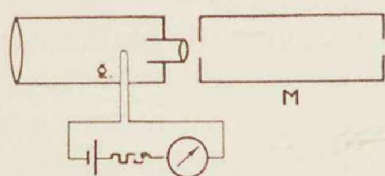


Fig. 10. Spectraalpyrometer.

van een pyrometerlampje afgebeeld. Het oog achter de monochromator *M* geplaatst ziet gelijktijdig het gloeidraadje en de te meten lichtbron. Door de stroomsterkte van het gloeidraadje te varieeren worden gloeidraadje en achtergrond op gelijke helderheid ingesteld. Uit de ijking met behulp van een standaardlamp kent men de helderheid, die voor verschillende golflengten bij de stroomsterkte van het gloeidraadje behooren.

Bij de successieve waarneming (7) geschiedt de instelling op gelijke helderheid niet bij gelijktijdige waarneming van de te meten lichtbron en de standaardlamp, maar bij achtereenvolgende waarneming. Met behulp van een spiegel *Sp* (fig. 11) die om een as *p* loodrecht op zijn vlak draait, wordt een monochromator *M* afwisselend met licht be-

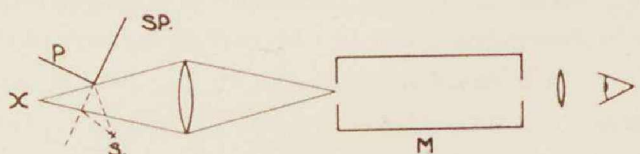


Fig. 11. Schema voor spectraalfotometrie volgens het beginsel van de successieve waarneming

straald van de te meten lichtbron en van een standaardlamp. De eindspleet ziet men afwisselend helder en donker; de stan-

daardlamp wordt zoodanig ingesteld, dat de intensiteitswisselingen verdwijnen. Deze methode is ook voor intensiteitsmetingen in het ultra violet toe te passen. Daarbij wordt de eindspleet van de monochromator op een fluorescentie scherm afgebeeld, en geschiedt de waarneming door middel van het zichtbare fluorescentie verschijnsel.

d. Fotografische spectraalfotometrie.

De fotografische intensiteitsmeting berust op het feit, dat gelijke zwartingen bij gelijke belichtingstijd en golflengte verkregen zijn door gelijke intensiteiten.

De inwerking van straling op de fotografische plaat is van geheel andere aard, dan bij de reeds genoemde physische instrumenten. Daar is het immers zoo, dat bij bestraling het aanwijsinstrument een uitslag vertoont en deze niet grooter wordt bij langere bestralingsduur. Langere bestraling van de fotografische plaat geeft een grootere zwarting. Men noemt dit de cumulatieve werking van de fotografische plaat. Door lange belichtingstijden te kiezen, is het dan ook mogelijk lichtzwakke verschijnselen te fotografeeren.

Een tweede belangrijk voordêel van de fotografische plaat is het groot oplossend vermogen. Moet men de intensiteit van twee dicht bij elkaar gelegen spectraallijnen meten, dan is het noodzakelijk de spleetbreedte zoodanig te kiezen, dat de spectraallijnen gescheiden zijn. Tengevolge van de smalle spleet is de energie uit het spectraalapparaat klein en in zeer vele gevallen te gering om met de genoemde methoden aangetoond te worden. In zulke gevallen is de fotografische plaat onmisbaar. Zij biedt het groote voordeel dat de zwarting alleen afhankelijk is van de dichtheid der opvallende energie en niet van de grootte van het bestraalde oppervlak. De monochromatische beelden van een breede spleet en een smalle spleet zijn gelijk zwart.

Door de cumulatieve werking en het groote oplossend vermogen is de fotografische plaat een onmisbaar hulpmiddel voor spectrale intensiteitsmeting.

De verkregen zwarting hangt op ingewikkelde wijze van belichtingstijd, intensiteit, golflengte en ontwikkeling af. Dit maakt het dan ook noodzakelijk elke plaat met behulp van een standaardlamp te ijken, waardoor de fotografische intensiteitsmeting zeer bewerkelijk is.

Zij vereischt de volgende werkzaamheden:

- 1) Het fotografeeren van de te onderzoeken spectraallijn.
- 2) Het fotografeeren van het spectrum van de standaardlamp.
- 3) Ontwikkelen, fixeeren, spoelen, drogen.
- 4) Het meten der zwarting, met behulp van een microfotometer.
- 5) Uitmeten.

Voor de details der verschillende werkzaamheden verwijzen we

naar „Objektive Spektralfotometrie”, L. S. Ornstein, W. J. H. Moll en H. C. Burger, alleen de meting der zwarting willen wij even bespreken. Deze is gedefinieerd als

$$S = \log \frac{I_0}{I},$$

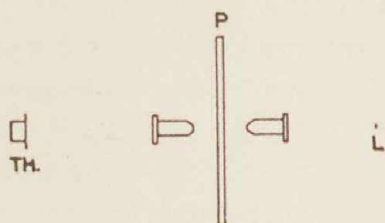


Fig. 12. Schema van microfotometer.

L = lichtbron.

P = fotografische plaat.

Th = thermozuil.

als I_0 het door de blanke plaat doorgelaten licht voorstelt en I het doorgelaten licht van het zwarte deel. De zwarting wordt gemeten met behulp

van de microfotometer volgens Moll (1) waarvan de werking door een schematische figuur toegelicht wordt, fig. 12.

e. Geigerteller.

De werking berust op het foto-electrisch effect (8). Valt ultra violet licht op metalen dan worden hieruit electronen vrijgemaakt, die volgens het principe van de Geigerteller geteld worden. Fig. 13 geeft een schema der opstelling. Tegenover een metalen plaat m , waarop licht valt, staat een metalen naald p , die beide in een ballon met een gasvulling van eenige cm kwik zijn ingesmolten. Tusschen punt en plaat is een spanning aangelegd, vlak onder de doorslagspanning van het vulglas. Komt een electron in de ballon dan ontstaat een kort durende ontlading, die een spanningsverschil aan de hoge weerstand R opwekt, dat met behulp van een versterker V een telwerk doet aanslaan. Bij constante bestraling hangt de aanwijzing van het telwerk van de bestralingstijd af. Evenals bij de fotografische plaat

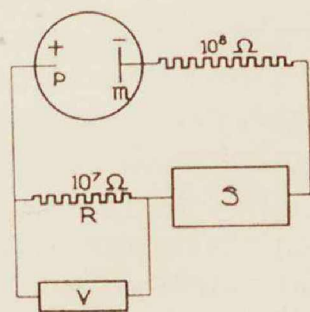


Fig. 13. Geigerteller.

is de werking cumulatief en kunnen door lange waarnemingstijden te kiezen zeer zwakke lichtverschijnselen gemeten worden.

Vergelijking der methodes.

Een onderzoek over de gevoeligheid en de nauwkeurigheid der methodes is door Z a a l b e r g v a n Z e l s t (9) in zijn dissertatie beschreven, waaraan wij teneinde slechts een idee over het onderlinge gedrag der methodes te geven, het schema van fig. 14 ont-

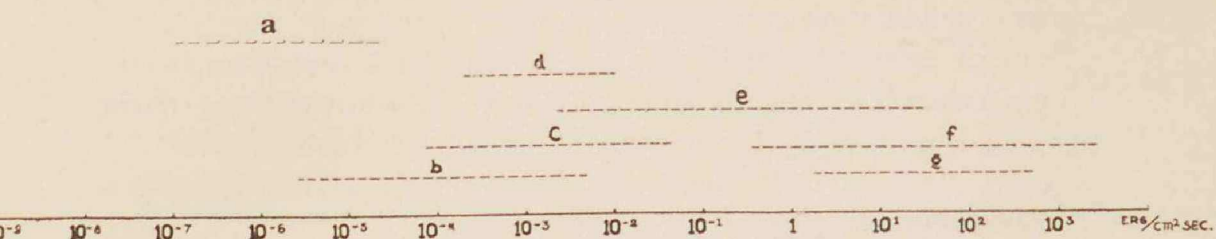


Fig. 14. Vergelijking der verschillende methodes voor stralingsmeting.

- | | |
|-------------------------|------------------------|
| a. Geigerteller. | e. spectraalpyrometer. |
| b. successieve methode. | f. fotospanningscel. |
| c. fotocel. | g. thermozuil. |
| d. fotografische plaat. | |

leenen. Boven de intensiteitsschaal, die aangeeft de energie per $\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$. ter plaatse van de stralingsontvanger, is door stippelkrommen het intensiteitsgebied aangegeven, waarin met één meting in een waarnemingstijd van 10 sec. een nauwkeurigheid van minstens 2% te bereiken is. Voor andere waarnemingstijden geldt een geheel ander schema.

Het gedrag der methodes voor de verschillende golflengtegebieden is in tabel I weergegeven. De tweede kolom geeft het

TABEL I

thermozuil	niet ingesmolten: overall in glas: $3800 \text{ \AA} - 2\mu$ in kwarts: $2000 \text{ \AA} - 2,5\mu$ in fluoriet: $1400 \text{ \AA} - 10\mu$ in steenzout: $- 20\mu$ in sylvin: $- 30\mu$	selectiviteit weinig en te bepalen door meting reflectie- vermogen
thermo-element		
bolometer		
fotocel.		
fotospanningscel .		
visuele methode.	$< 1,2\mu$ $4000 \text{ \AA} - 9000 \text{ \AA}$ zichtbaar	} selectief
fotografische plaat		
geigerteller		

golflengtegebied aan, waarin zij bruikbaar zijn, terwijl in de derde kolom vermeld is of de gevoeligheid sterk van de golflengte afhankelijk is.

Ijking van Standaardlampen.

Uit het voorafgaande blijkt, dat standaardlampen een onontbeerlijk hulpmiddel zijn voor de spectraalfotometrie. Wij merkten reeds op, dat vrijwel uitsluitend wolframbandlampen als standaardlampen gebruikt worden.

Van de twee belangrijkste ijkmethodes, die in het Utrechtsche laboratorium in gebruik zijn, zullen we een korte beschrijving geven.

1. Temperatuurmeting en absorptiecoëfficiënten.

Deze ijkmethode berust op het feit, dat de straling van gloeiende vaste lichamen met de wet van Kirchhoff te beschrijven is, die zegt, dat de uitgestraalde energie gedeeld door de absorptiecoëfficiënt een functie van golflengte en temperatuur is onafhankelijk van den aard der stof.

$$\frac{E_X(\lambda T)}{e_X(\lambda T)} = E_Z(\lambda T) \dots \dots \dots (1)$$

waarin $E_X(\lambda T)$ = straling van het lichaam X voor de temperatuur T in de golflengte λ .

$e_X(\lambda T)$ = absorptiecoëff. van het lichaam X .

Uit de vergelijking volgt, dat de straling van lichamen met een absorptiecoëff. gelijk aan één, voldoet aan de functie $E_Z^*(\lambda T)$, die bekend is onder de naam van zwarte stralingsformule. P l a n c k heeft hiervoor afgeleid, dat

$$E_Z(\lambda, T) = C_1 \frac{1}{\lambda^5 (e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1)},$$

waarin c_1 en c_2 constanten zijn, welke formule de energieuitstraling (per Å en per cm²) van een zwart lichaam aangeeft als functie van de temperatuur en de golflengte.

De energieuitstraling van een gloeiend lichaam is dus te berekenen, indien de temperatuur en de absorptiecoëfficiënt bekend zijn.

Meting van de absorptiecoëfficiënt.

De formule (1) geeft aan op welke wijze de absorptiecoëfficiënt te meten is. We hebben daartoe de verhouding van de straling uitgezonden door een zwart lichaam en wolfram van gelijke temperatuur te bepalen, waarbij men als volgt te werk gaat. De spleet in een cylindertje van wolfram blik, waarvan fig. 15 een doorsnede voorstelt, voldoet aan de definitie van een zwart lichaam; een lichtstraal, die door de spleet binnenvalt, zal na eenige reflecties geheel geabsorbeerd zijn. De verhouding van de straling afkomstig van het wolfram blik en de spleet geeft de absorptiecoëfficiënt.



Fig. 15.
Beginsel
zwart li-
chaam.

Volgens deze methode is de meting der absorptiecoëfficiënt met geen groote nauwkeurigheid uit te voeren.

Een andere methode ter bepaling van het absorptievermogen heeft *H a m a k e r* aangegeven, die het groote voordeel biedt, dat hiermede metingen aan bandlampen mogelijk zijn. Volgens de door hem aangegeven methode zijn reflectiometingen aan diffuus reflecteerende oppervlakken mogelijk, die met de bekende betrekking, dat de som van absorptievermogen en reflectievermogen gelijk één is, het absorptievermogen geven. Voor de beschrijving van het principe der meetmethode verwijzen we naar de dissertatie *H a m a k e r* (5).

Temperatuurmeting.

Met een spectraalpyrometer wordt een gaatje van een holle ruimte (zwart lichaam) waarin zich een gouddraadje bevindt, gefixeerd. Het zwarte lichaam wordt met behulp van een oven langzaam verwarmd. Op een gegeven moment heeft het lichaam de smelttemperatuur van goud, die uit gasthermometrische metingen bekend is, bereikt en zal het draadje doorsmelten. Op het moment van doorsmelten beschikken we over een zwarte straler van bekende temperatuur. De stroomsterkte van het pyrometerlampje, die bij de helderheid hoort van de zwarte straler bij de smelttemperatuur van goud, wordt gemeten.

Nu wordt de spectraalpyrometer op een wolframbandlamp gericht, waarvan de helderheid zoodanig verzwakt wordt, dat deze gelijk helder is als het zwarte lichaam bij de smelttemperatuur van goud. Voor dit geval geldt:

$$B_z(\lambda, T_g) = v B_W(\lambda, T_x)$$

waarin $B_z(\lambda, T_g)$ de helderheid van de zwarte straler voorstelt bij de smelttemperatuur goud en de golflengte λ .

$B_W(\lambda, T_x)$ = helderheid wolfram bij te meten temperatuur
 v = verzwakkingsfactor.

Volgens de wet van Planck kunnen we hiervoor schrijven:

$$e^{-\frac{c_2}{\lambda T_x}} = v e^{\lambda T_x} e^{-\frac{c_2}{\lambda T_g}},$$

$$\frac{1}{T_x} = \frac{\lambda}{c_2} \log v e^{\lambda T_x} + \frac{1}{T_g}.$$

Op deze manier wordt de temperatuur van wolframbandlampen bepaald.

2. Monochromatormethode en Absolute Bolometer.

Het principe voor deze ijkmethode, dat door Prof. Ornstein is aangegeven (10,2) zullen wij met behulp van fig. 16 toelichten.

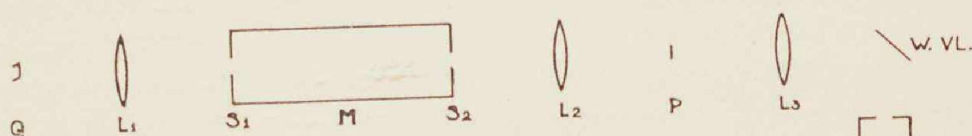


Fig. 16. Monochromatormethode.

Een hulplamp Q (wolframbandlamp) bestraalt de eerste spleet S_1 van een monochromator M , de eind-spleet S_2 wordt in P afgebeeld. De intensiteit van de gekleurde beelden in P wordt met een bolometer, waarvan de absorptiecoëfficiënt bekend is, in relatieve maat gemeten. Uit de gemeten intensiteit en het doorgelaten golflengtegebied, dat volgens de methode der gekruiste prisma's gemeten wordt, zie blz. 19, vinden wij de energie per Å van de beelden in P als functie van de golflengte. De beelden in P , verschaffen ons zodoende een lichtbron van bekende spectrale verdeling, waarmee een te ijken lichtbron gestandariseerd wordt. Daartoe wordt de apparatuur, de lens L_3 , het witte vlak $w.vl.$ het spectraalapparaat Sp en de stralingsontvanger $S.O.$ met behulp van de energetisch bekende beelden P voor verschillende golflengten geijkt. Door de te ijken lichtbron in P te plaatsen, is hiervan de energieverdeling in relatieve maat te bepalen.

Door een kleine wijziging van de opstelling, die hier niet nader beschreven zal worden, en door het gebruik van een absoluut geijkte bolometer is de energieverdeeling in absolute maat te bepalen. Als bolometer dient dan een vacuumbolometer, die aangepast is aan de gebruikte opstelling en welke absoluut geijkt is met behulp van de door J. Wouda (11) geconstrueerde absolute bolometer. Voor de details en constructie verwijzen we naar de dissertatie van Wouda, wij kunnen hier slechts het principe vermelden.

Een gezwart dun metaalbandje absorbeert opvallende straling, waardoor dit een temperatuur verhooging verkrijgt, die b.v. met een thermo-element en galvanometer gemeten wordt. Dezelfde temperatuursverhoging kan ook verkregen worden, door de energie met behulp van een elektrische stroom toe te voeren. Is de stroom die nodig is om een zelfde temperatuursverhoging te geven als bij bestraling gelijk aan i , dan is de elektrisch toegevoerde energie per tijdseenheid gelijk aan de geabsorbeerde stralingsenergie per tijdseenheid, of in formule

$$i \times r^2 = E \times 0 \times a$$

waarin r = de weerstand van het bolometerbandje,

0 = het oppervlak van het bandje,

a = de absorptiecoëfficiënt,

E = de energie per cm^2 ter plaatse van het bandje.

Uit deze betrekking is E te bepalen, en wel met een nauwkeurigheid van 0,1%.

Voor de ijking van standaardlampen staan ons twee methodes ter beschikking:

- 1e. Met behulp van temperatuurmeting en emissiecoëfficiënten. Deze methode geeft de energieverdeeling in absolute maat in het golflengtegebied $0,2\mu - 2\mu$. Voor de nauwkeurigheid verwijzen we naar de tabel op blz. 72 van de dissertatie van Hamaker.
- 2e. De monochromatormethode, die de energieverdeeling in relatieve maat voor het gebied $0,42\mu - 0,7\mu$ geeft en tot een nauwkeurigheid van 0,1% uitgewerkt is. Voor het ultraviolette golflengtegebied wordt zij thans uitgewerkt.

De monochromator en de absolute bolometer geven de energie-verdeeling in absolute maat en is voor het zichtbare golflengte-gebied tot een nauwkeurigheid van 0,1% uitgewerkt.

LITERATUUR

1. L. S. Ornstein, W. J. H. Moll en H. C. Burger. Objektive Spektralfotometrie.
2. D. Vermeulen, dissertatie 1935.
3. J. F. H. Custers, Zs. f. techn. Phys. 1933, bz. 154.
4. J. M. W. Milatz en L. S. Ornstein, Physica, 1935, II, blz. 355.
5. H. C. Hamaker, dissertatie 1934.
6. L. S. Ornstein, Mej. J. G. Eymers en D. Vermeulen, Zs. f. Phys. 1932, 75, 575.
7. D. Vermeulen, J. G. Hagedoorn, Proc. Amsterdam, 1936.
8. M. W. F. Schregardus, dissertatie Utrecht, 1936.
9. J. J. Zaalberg van Zelst, dissertatie Utrecht, 1936.
10. L. S. Ornstein, Scripta Univ. atque Bibl. Hierosolym, 1923.
11. J. Wouda, dissertatie Utrecht 1935.

DISSERTATIES

J. C. Scheffer: Gekorreltheid van fotografische Negatieven in absolute Maat. (Utrecht, 23 November 1936).

De hier bestudeerde gekorreltheid ontstaat doordat de zilverkorrels ener ontwikkelde fotografische plaat ietwat ongelijk verdeeld zijn. Met behulp van een toestel dat op een mikrofotometer lijkt, wordt ΔK , de gemiddelde zwartingsschommeling per lengte-eenheid, gemeten; deze wordt ook in een intensiteitsschommeling per lengte-eenheid $\frac{\Delta K}{\gamma}$ omgerekend.

Voor 4 plaatsoorten en 8 ontwikkelaars worden deze grootheden als functie van de zwarting bepaald; ΔK neemt altijd monotoon met de zwarting toe, tot een flauw maximum in de buurt van de zwarting 1 bereikt wordt; $\frac{\Delta K}{\gamma}$ neemt snel af tot bij een zwarting van de orde 0,3 en verandert daarna niet veel meer. De invloed van de ontwikkelaar is in het algemeen het grootst bij grofkorrelige emulsies, hij is praktisch nul bij fijnkorrelige emulsies; de paraphenyleen-diamine-ontwikkelaar werkt het fijnkorreligst. De ontwikkeling doet ΔK toenemen maar is zonder invloed op $\frac{\Delta K}{\gamma}$. Met „fijnkorrelontwikkelaars” zijn geen betere resultaten verkregen dan met gewone ontwikkelaars.

W. A. M. Dekkers: Meting van Intensiteitsverhoudingen in het Zeeman-Effect. (Utrecht, 16 November 1936).

Intensiteitsmetingen aan de componenten van magnetisch gesplitste spektraallijnen van *Cr*, *Cs*, *Th*, *Ni*, *Fe*. De gekozen lijnen behoren gedeeltelijk tot multipletten waarbij afwijkingen van de somregel optraden. Zoals

te verwachten was vertoonden de intensiteiten der Zeeman-componenten geen anomalieën, de theoretische formules werden volkomen bevestigd gevonden, uitgezonderd in het geval van een paar ijzerlijnen die beginnend Paschen—Bac k-effekt vertoonden.

BOEKBESPREKING

E. Persico, Fondamenti della meccanica atomica, 510 blz., 48 fig. — Nicola Zanichelli. Bologna. 1935. Prijs lire 80.

Dit boek geeft een overzicht van de atoommechanica, eenigszins in de trant van Sommerfeld + *Ergänzungsband*, maar minder wijdloopig, zooals reeds uit het bladzijden aantal blijkt. De stijl is helder en eenvoudig, haast als het opstel van een scholier, maar dan van een zeer bekwame.

Het werk bestaat uit drie gedeelten, waarvan het eerste de voornaamste verschijnselen en de fundamenteele proeven behandelt. Dit deel eindigt met een beschouwing over de crisis in de modeltheorieën en een inleiding tot de opvattingen van Heisenberg, De Broglie, Schrödinger en Dirac (weer aan de hand van proeven over electronenbuiging).

Het tweede deel brengt ons na een mathematisch inleidend hoofdstuk (over homogene lineaire diff. vgl. van de 2e orde) in kennis met de golfmechanica. Dit deel eindigt met de benaderingsmethode van Wenzel—Kramers—Brillouin, waaruit bij wijze van benaderd resultaat de quantum-voorwaarden worden afgeleid. Hierna volgt dan een overzicht over de theorie van Bohr en Sommerfeld. Door deze gelukkig gekozen rangschikking worden herhalingen vermeden en kunnen naast de uitkomsten der oude quantentheorie onmiddellijk de quantummechanische correcties worden toegelicht.

Deel III eindelijk geeft allereerst de matrixrekening en de quantummechanische behandeling der atoomproblemen en verder de relativistische theorie van het electron volgens Dirac waarin ook de materialisatie van het quantum en de eigenschappen van het positieve electron even worden besproken, en ten slotte eenige opmerkingen over systemen van meerdere gelijke deeltjes.

De bibliographie bevat de meest bekende groote werken op dit gebied; een uitvoerig register sluit het werk af.

M.i. hebben wij hier een goed geslaagde, evenwichtige samenvatting voor ons, die allereerst de Italiaansche studenten ten goede zal komen, maar ook voor van ieder van belang is, die zich op dit gebied wil oriënteren, afgezien nog van het nut als oefening van het lezen van wetenschappelijke lectuur in deze taal.

D. G.

Lee A. Dubridge, New Theories of the Photoelectric Effect, 56 blz., 26 fig., Hermann & Cie, Paris, 1935, prijs frs. 12.

(Actualités scientifiques et industrielles No. 268).

Het boekje is uitstekend voor zoover men onder „new theories” verstaan

wil de theorieën van Fowler en Dubridge, die eigenlijk simpele toepassing van Sommerfelds metaaltheorie, waarbij men dank zij vele hypothesen en het gebruik van niet te hoge lichtfrequenties tot de bepaling van uittreepotentialen enz. komen kan. Fowler gebruikt het experimentele verband tusschen fotostroom en opgeworpen frequentie; Dubridge dat tusschen stroom en de temperatuur der belichte plaat. Het wezen van het foto-effect is daarmee echter nog allerm minst verklaard, daar de wisselwerking tusschen licht en electron hierbij niet mathematisch opgenomen werd. Des te verwonderlijker is het dan ook dat in een boekje van bovenstaande titel niet even kort geschetst worden theorieën van Fröhlich en Tammen en Schubin, die toch wel veel dieper op het wezen van het foto-effect ingaan al mag hun numeriek resultaat nog niet groot zijn. Zij bevatten echter in theoretisch opzicht essentieel nieuwe gezichtspunten, die hoewel niet ongewijzigd van groot belang blijken te zijn. Voor de climax in de door hen gevolgde lijn heeft nu Mitchell gezorgd, wiens theorie even voor het verschijnen van dit boekje gepubliceerd werd, waarbij de fotostroom nu zelfs voor lichtfrequenties ver van de drempelwaarde berekend kan worden en zelfs ook daar typische verschijnselen van het experiment verklaren kan.

Zooals gezegd behandelt het boekje de methoden van Fowler en Dubridge ter verkrijging van uittreepotentialen en het beschrijft uitvoerig de desbetreffende metingen. Ook worden er theoretisch behandeld de beide opstellingen van Dubridge, waarbij de foto-electronen worden opgevangen door een vlakke plaat evenwijdig aan de belichte of door een bolvormige schaal in welks centrum het belichte metaalstuk staat. Het boekje is zeer duidelijk geschreven.

K. F. N.

M. E. Nahmias, Analyse des Matières Cristallisées au moyen des rayons X, Actualités scientifiques et industrielles No. 332, 41 blz. — Hermann, Paris, 1936. Prijs 15 frs.

Het werkje bespreekt de toepassing der Debye—Scherrer methode voor kwalitatieve en kwantitatieve analyse en de bepaling der deeltjesgrootte van kristallijne poeders. Het boekje lijkt niet zeer geschikt (ofschoon waarschijnlijk wel bedoeld) om als inleiding tot dit gebied van onderzoek gebruikt te worden: daardoor is het te weinig evenwichtig, in dien zin, dat bepaalde kwesties (bijv. van geometrisch kristallographische aard) in het geheel niet besproken of slechts terloops genoemd worden, andere, als experimentele details van enkele speciale methodes, veel uitvoeriger vermeld worden. Ook de meer uitvoerig besproken voorbeelden, waarmee een en ander toegevoegd wordt, en voornamelijk aan eigen werk van den auteur over de analyse van kwarts en silicaatpoeders ontleend zijn, zijn voor een boekje van deze omvang feitelijk te speciaal. Voor den röntgenografisch onderlegden chemicus kan de samenvatting, in het bijzonder de bespreking van de moeilijkheden eener kwantitatieve analyse van een poedermengsel met behulp der Debye—Scherrer methode, en van de formules betreffende de deeltjesgroottebepaling (recensent heeft echter niet nagegaan, of deze alle juist zijn), wel van waarde zijn.

W. G. B.

OPTISCHE DEMONSTRATIE VAN EENIGE VERSCHIJNSELEN, WELKE OPTREDEN BIJ DE VERSTROOIING VAN RÖNTGEN- EN ELECTRONEN-STRALEN DOOR KRISTALLEN

door W. G. BURGERS

(Slot).

§ 5. Toepassing van het reciproke rooster bij de verklaring van röntgenfoto's.

Gebruik makend van de in het eerste deel uiteengezette constructie met het reciproke rooster kunnen we nu een aantal geometrische bijzonderheden van verschillende interferentiefoto's verklaren. Wij zullen dit aan de hand van enkele uitgekozen voorbeelden toelichten.

Beschouwen we eerst de verstrooiing van röntgenstralen. Hier is de golflengte λ , zooals gezegd, van de orde van grootte van 1 \AA d.w.z. van dezelfde orde van grootte als de afstanden der atomen in de kristallen. Dit geldt dus ook voor de reciproken dezer grootheden, dus zoowel voor de straal van de bol van reflectie als voor de onderlinge afstanden der reciproke roosterpunten. In fig. 6b is dit reeds verwezenlijkt en de met een volgetrokken lijn aangegeven bol van reflectie in deze figuur geldt dus voor het geval dat *röntgenstralen* van een bepaalde golflengte uit een bepaalde richting op een kristal vallen. De sterke kromming van de bol maakt het zeer onwaarschijnlijk, dat de bol door meerdere roosterpunten heengaat: m.a.w., we vinden de in § 3 afgeleide conclusie terug, dat bij bestraling van een stilstaand kristal met monochromatische röntgenstralen in het algemeen geen interferentie optreedt.

Voor de *verklaring der Laue-foto* bij gebruik van „witte” röntgenstraling moet in fig. 6b, inplaats van één bol van reflectie, een continue reeks van dergelijke bollen geteekend worden, waarvan de stralen liggen tusschen $1/\lambda_{\min}$ en $1/\lambda_{\max}$, terwijl alle bollen door de oorsprong van het reciproke kristalrooster gaan. In de figuur is dit aangegeven door behalve de *volgetrokken* cirkel nog een *gestippelde* cirkel met grootere straal te teekenen ¹⁾: alle punten

1) Fig. 6b is analoog met Fig. 170 uit P. P. Ewald, Kristalle und Röntgenstrahlen. N. T. v. N. IV.

van het reciproke rooster in het gearceerde gebied tusschen de beide grens-bollen liggen vanzelfsprekend op een der oneindig vele bollen van reflectie, en geven dus tot een interferentiestraal aanleiding, waarvan de richting telkens gevonden wordt door ieder dezer roosterpunten met het middelpunt van de door het beschouwde punt gaande bol van reflectie te verbinden. Zoo is het ontstaan van de bekende *Laue*-foto's bij bestraling van een staand kristal met polychromatische röntgenstralen begrijpelijk.

Keeren we nu weer tot monochromatische röntgenstraling terug. Zooals reeds in § 3 gezegd is, zal het noodig zijn het kristal tijdens de bestraling meerdere standen te doen innemen. Immers, op deze wijze brengen we teweeg, dat voortdurend reciproke roosterpunten de bol van projectie passeeren. Gebeurt dit, dan ontstaat een interferentie-straal in de richting van de verbindingslijn roosterpunt-middelpunt van de bol, en *de uiteindelijke diffractie-foto kunnen we ons ontstaan denken door al die punten van de bol van reflectie, welke gedurende de bestraling met een reciprook roosterpunt samenvallen, uit het middelpunt op de fotografische plaat of film te projecteeren.*

Voor twee eenvoudigste gevallen willen we het resultaat van deze projectie nagaan. Veronderstellen we als eerste, dat het kristal tijdens de expositie om alle mogelijke assen door zijn oorsprong ronddraait: dit is geometrisch equivalent met de veronderstelling, dat het te onderzoeken praeparaat uit een „poeder” van willekeurig georiënteerde kristalletjes is opgebouwd. De meetkundige plaats (vgl. fig. 7) van elk reciprook roosterpunt *A* is dan een bol (*a*) om de oorsprong *O* van het kristalrooster. Elk dezer bollen snijdt de bol van reflectie (*b*) in een kleine cirkel (*c*). De zoo gevormde cirkels geven vanuit het middelpunt *M* van de bol van reflectie op een loodrecht op de opvallende stralenbundel staande fotografische film *f* geprojecteerd, tot een systeem van concentrische ringen aanleiding: op deze wijze is de monochromatische röntgenfoto van een kristalpoeder, de welbekende *Debye—Scherrer* foto, met behulp van het reciproke rooster verklaard.

Als tweede beschouwen we het in de praktijk veelvuldig toegepaste geval, dat een kristal tijdens de bestraling om een as wordt rondgedraaid, welke loodrecht op de opvallende stralenbundel staat en met een as van het kristalrooster, en dus ook van het reciproke rooster, samenvalt. Worden, zooals meestal geschiedt, ook

de verstrooide stralen weer op een vlakke film loodrecht op de

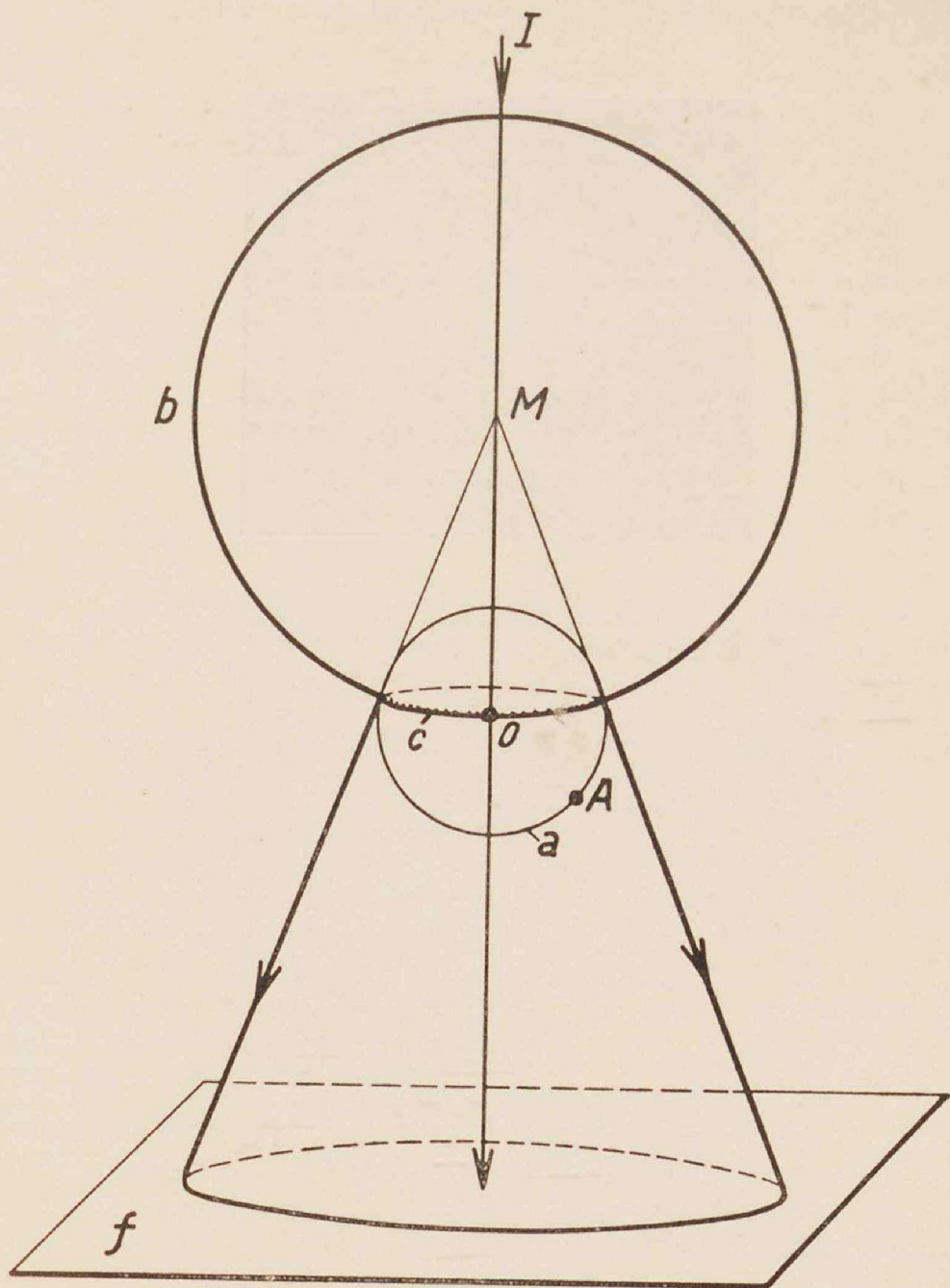


Fig. 7. Verklaring, met behulp van het reciproke rooster, van het ontstaan der interferentieringen bij bestraling van een kristalpoeder met monochromatische röntgenstraling (z.g. Debye—Scherrer-foto): zie tekst blz. 34.

opvallende bundel opgevangen, dan wordt een aan elke röntgenkristallograaf welbekend fototype verkregen, de zg. draaikristalfoto,

waarop de interferentiestippen volgens een systeem van hyperbolische lijnen gerangschikt zijn. Fig. 8 laat een dergelijke foto zien.

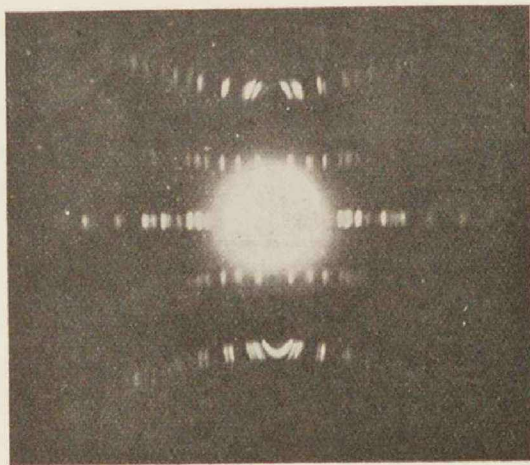


Fig. 8. Draaikristalfoto van manniet, verkregen door een tijdens de opname om een kristallografische as ronddraaiend kristal te bestralen met monochromatische röntgenstraling, en de verstrooide stralen op een loodrecht op de opvallende stralenbundel staande vlakke film op te vangen. De as van draaiing is evenwijdig aan de verticale middellijn der foto (vgl. de schematische teekening Fig. 9).

Het optreden der hyperbolen kan nu met behulp van het reciproke rooster als volgt duidelijk gemaakt worden. In fig. 9a (men moet zich in deze figuur voorloopig de met B en C aangegeven gedeelten afwezig denken: deze stellen het voetstuk en het gloeilampje van het in fig. 9b afgebeelde demonstratietoestel voor) stelt F de richting der opvallende stralen voor, A de bol van reflectie, D de as, waarom het (door de stippen aangegeven) reciproke rooster ronddraait, E de (vlakke) fotografische film. Gedurende een omwenteling van het rooster gaan een groot aantal roosterpunten achtereenvolgens door de bol van reflectie. Alle punten, die in een vlak loodrecht op de omwentelingsas D liggen, passeeren de bol ergens op een kleine (in de figuur horizontaal te denken) cirkel, nl. de cirkel, volgens welke het zoo juist genoemde vlak de bol snijdt. Een dergelijke cirkel, vanuit het middelpunt van de bol op de film E geprojecteerd, vormt daar een hyperbool, symmetrisch t.o.v. een verticale middellijn (de projectie van D op de film). Aangezien

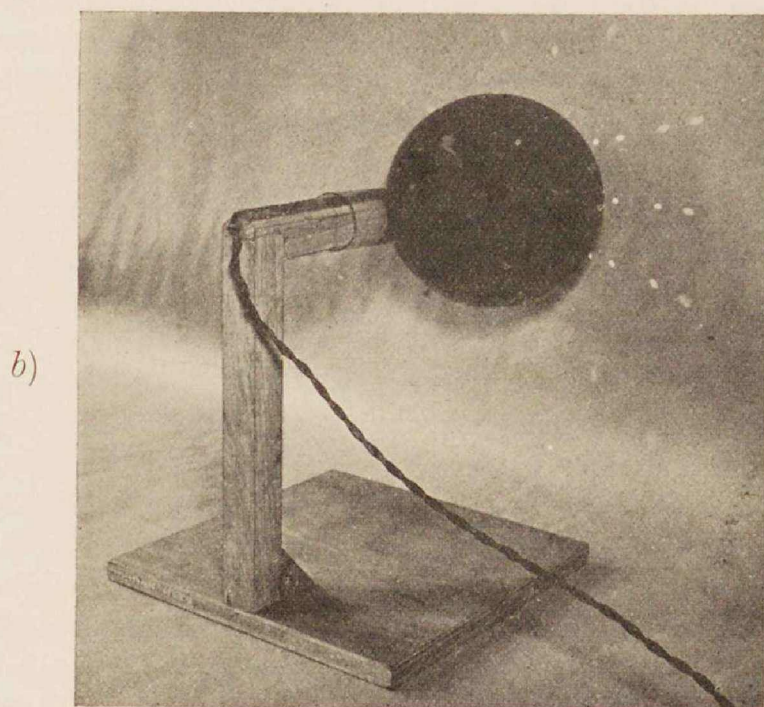
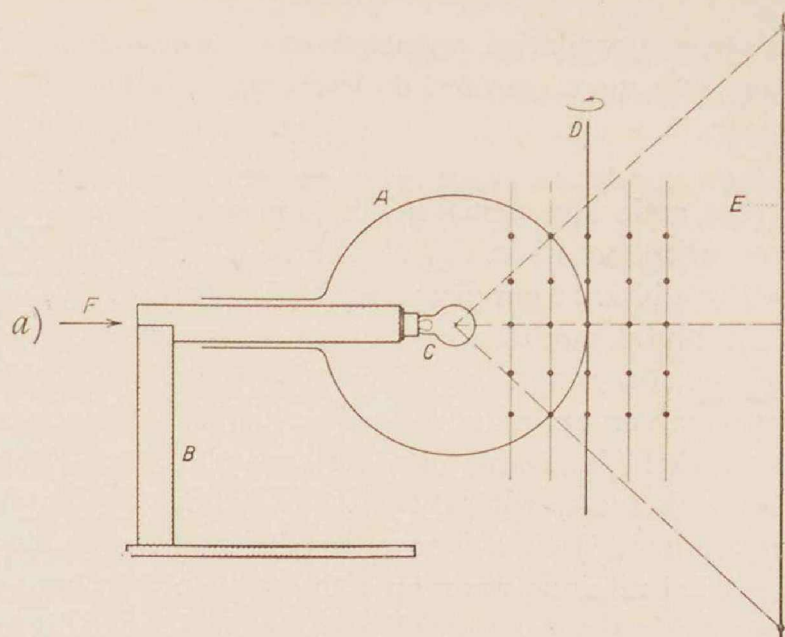


Fig. 9.

- a)* Verklaring van het ontstaan eener draaikristalfoto, als weergegeven in Fig. 8, met behulp van het reciproke rooster; tevens schematische voorstelling van het in Fig. 9*b* gereproduceerde „optische” demonstratie-apparaat.
- b)* Optische demonstratie van het optreden van volgens hyperbolen gerangschikte interferentiestippen bij een monochromatische draaikristalfoto, als weergegeven in Fig. 8.

alle reciproke roosterpunten op een reeks evenwijdige vlakken loodrecht op D kunnen worden ondergebracht, zullen de interferentiestippen over een systeem van dergelijke hyperbolen verdeeld liggen.

Het bovenstaande kan gemakkelijk „optisch” worden verduidelijkt op de wijze, zooals in fig. 9b zichtbaar is. Een groote bolvormige kolf van bijv. 20 cm diameter wordt zwart gelakt, waarna de lak in een aantal punten weer verwijderd wordt: deze punten moeten (vgl. fig. 9a) zoo gekozen worden, dat zij verdeeld liggen over een systeem van op onderling gelijke afstand aan weerszijden eener groote cirkel (de „aequator”) verloopende „parallelcirkels”, waarvan het vlak zoo wordt gekozen, dat het evenwijdig aan de hals der kolf verloopt ¹⁾. Schuift men deze bol nu over een horizontale arm, aan het uiteinde waarvan zich een klein gloeilampje bevindt (B resp. C in fig. 9a), daarbij zorg dragende, dat dit laatste zich ongeveer in het middelpunt van de bol bevindt, dan ontstaat op een op korte afstand achter de bol geplaatst projectiescherm (de „fotografische film”) een patroon van stippen, dat veel overeenkomst met een werkelijke draaikristalfoto, als weergegeven in fig. 8, vertoont.

§ 6. *Toepassing van het reciproke rooster ter verklaring van electronendiffractie-foto's.*

Bovenstaande voorbeelden mogen voldoende zijn om een indruk te geven van de principieele mogelijkheid, met behulp van het begrip reciprook rooster verschillende geometrische bijzonderheden van röntgendiffractie-foto's te verklaren. Wij willen nu een enkele toepassing op het gebied der verstrooiing van electronenstralen behandelen, welke in het bijzonder een oogenschijnlijk verschillend gedrag der beide stralensoorten wat betreft hun verstrooiing door een kristal kan duidelijk maken. Terwijl namelijk, zooals we hierboven gezien hebben, bij bestraling van een stilstaand kristal met röntgenstralen van een bepaalde golflengte, in het algemeen geen interferentie verwacht kan worden en ook niet waar-

1) Wat de verdeling van de punten over de verschillende cirkels betreft, zal men zich met behulp van fig. 9a wel duidelijk kunnen maken, dat de punten feitelijk de snijpunten vormen der parallelcirkels met cylindere, welke door de verbindingslijnen van verticaal boven elkaar liggende roosterpunten tengevolge van de wenteling om as D beschreven worden.

genomen wordt, blijkt dit wél het geval te zijn, indien kathodestralen gebruikt worden. Dit moge blijken uit de in fig. 13a gereproduceerde foto, welke verkregen is door een uiterst dun (ongeveer 0.1μ) micaplaatje in het diffractie-apparaat van fig. 1 volgens de richting loodrecht op zijn oppervlak te doorstralen. Men verkrijgt dan een foto, zooals deze het eerst door Kikuchi verkregen is, en welke een zestallig patroon van stippen laat zien: in tegenstelling met wat bij röntgenstralen waargenomen wordt, ontstaat met monochromatische electronenstralen dus wel een diffractie-foto.

Het ontstaan van een dergelijke foto hangt nu ten nauwste samen met het reeds op blz. 5/6 vermelde feit, dat de golflengte λ der in het algemeen gebruikte kathodestralen zoo zeer veel kleiner is dan die der röntgenstralen, nl. slechts ongeveer $1/10$ — $1/20 \text{ \AA}$ bedraagt. Willen we dus de richting der verstrooide stralen met behulp der bol van reflectie en het reciproke rooster bepalen, dan moeten we bedenken, dat $1/\lambda$ in dit geval ongeveer 10—20 maal zoo groot is als $1/a$, wanneer a de periode van het werkelijke kristalrooster is. D.w.z., teekenen we het reciproke rooster op dezelfde schaal als in fig. 6b, dan wordt de straal van de bol van reflectie zoo groot, dat het centrale gedeelte in de buurt van de oorsprong van het reciproke kristalrooster praktisch door een plat vlak vervangen mag worden. Treft nu de kathodestraalbundel het kristal in een richting loodrecht op een roostervlak, dan valt het centrale stuk van de bol van reflectie met groote benadering met dit roostervlak samen. Dit beteekent, dat een groot aantal roosterpunten nagenoeg op de bol van reflectie liggen, en dus tot interferentie-stralen aanleiding kunnen geven ¹⁾.

Om het eigenlijke diffractiepatroon te verkrijgen, moeten nu weer alle in aanmerking komende punten van het beschouwde reciproke roostervlak op de fotografische film uit het middelpunt van de bol van reflectie geprojecteerd worden. Voor het normale geval, dat de film loodrecht op de opvallende stralenbundel, en dus evenwijdig aan het beschouwde roostervlak staat, beteekent

1) In werkelijkheid vallen roostervlak en „bol” alleen in de oorsprong samen. Is het kristalroostervlak tengevolge van een geringe (enkele graden omvattende) kromte van het kristalplaatje niet volkomen „vlak”, dan is het bovenstaande exact vervuld. Men zal gemakkelijk begrijpen, dat hetzelfde ook het geval is, indien de opvallende stralenbundel niet volkomen parallel is.

dit, dat, wat de rangschikking der punten resp. interferentievlekken betreft, roostervlak en foto identiek zijn. Nu vormen de atomen in het aan het micaplaatje evenwijdige roostervlak een patroon, dat met groote benadering uit gelijkzijdige driehoeken opgebouwd kan worden (of dus uit ruiten met een hoek van 60° ; zie fig. 10,

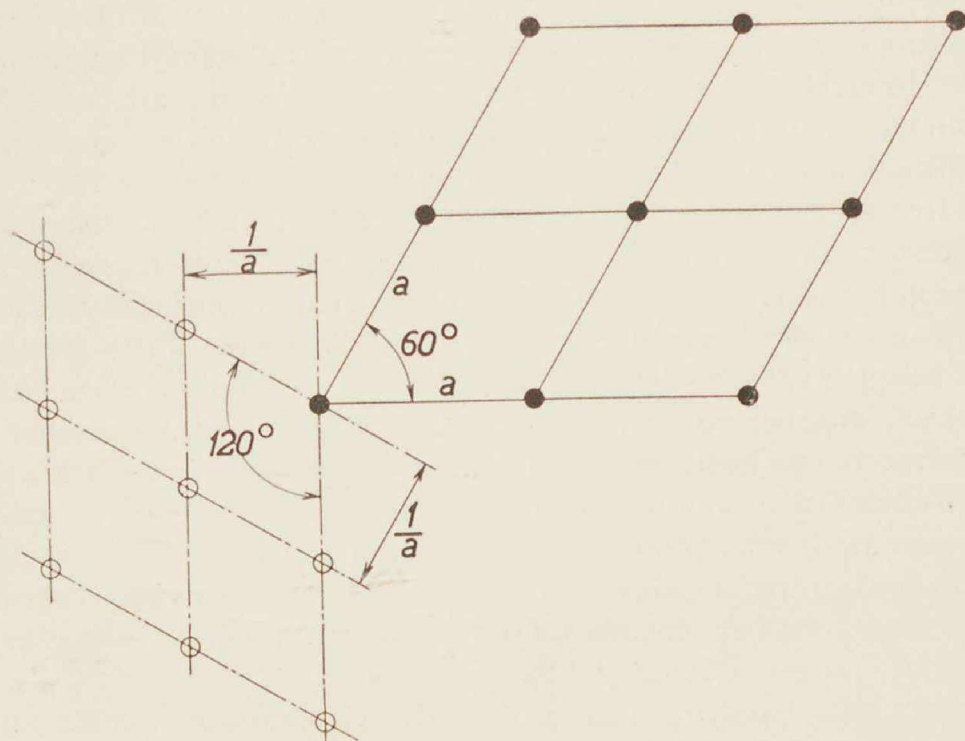


Fig. 10. Verband tusschen het normale (●) en het reciproke (○) rooster bij een hexagonaal kristal.

punten ●; het geheele micakristal bestaat uit een zeer groot aantal dergelijke lagen boven elkaar). In verband met hetgeen in § 4 over de constructie van het reciproke rooster gezegd is, zal men uit fig. 10 gemakkelijk kunnen afleiden, dat ook in het aan het micakristal beantwoordende reciproke rooster (punten ○ in fig. 10) de roosterpunten in platte vlakken evenwijdig aan het micaplaatje zelf gerangschikt zijn, en in die vlakken in de hoekpunten van gelijkzijdige driehoeken liggen. In verband met het bovenstaande beteekent dit, dat dus ook de diffractiefoto een dergelijk patroon moet laten zien. Hiermede is het optreden van een *electronen-Laue-foto* verklaard ¹⁾.

1) Vatten we het ontstaan der diffractiefoto's op als het gevolg van een „reflectie” der stralen aan de roostervlakken, dan komt het optreden dezer foto's hier op neer (vgl. p. 5/6),

§ 7. *Optische demonstratie van een electronen-Laue-foto.*

We willen nu laten zien, op welke wijze ook dit diffractie-effect door een betrekkelijk eenvoudige optische demonstratie verduidelijkt kan worden. Zooals we zoojuist gezien hebben, is het diffractiepatroon praktisch identiek met het centrale gedeelte (d.w.z. het gedeelte om de oorsprong) van het reciproke roostervlak, dat loodrecht op de opvallende stralenbundel staat. Indien de punten van dit speciale roostervlak zichtbaar waren, zou men een juiste indruk van het geometrische karakter der diffractiefoto verkrijgen door eenvoudig naar deze punten te kijken. Dit kan nu op de volgende wijze verwezenlijkt worden. Met behulp van een projectie-inrichting wordt een plat „lichtvlak” in een donker gemaakt vertrek geworpen: dit lichtvlak stelt het centrale gedeelte van de bol van reflectie voor. In de baan van dit vlak houdt men een model van het reciproke kristalrooster. De roosterpunten van dit model, waarvan de onderlinge rangschikking vanzelfsprekend met die van het te illustreeren kristal moeten overeenstemmen, bestaan uit een sterk lichtterugkaatsende stof. Houdt men dit rooster zoodanig, dat het lichtvlak juist door een zijner punten (de oorsprong van het rooster) gaat en samenvalt met een roostervlak, waarin de punten een driehoeksnet vormen, dan zal men in het donker alleen deze roosterpunten zien.

Een toestel, waarmee dit verwezenlijkt kan worden, is in fig. 11b afgebeeld en in fig. 11a schematisch voorgesteld. De projector bestaat uit een rechthoekige doos *B*, welke geheel is afgesloten, behalve aan de voorzijde, waar zich een enkele mm wijde spleet *C* bevindt. Achter in de doos bevindt zich een lamp met een rechte gloeidraad van ongeveer 20 cm lengte (een zg. etalage-lamp kan hiervoor gebruikt worden). Op deze wijze kan het uit de spleet *C* tredende lichtvlak *D* verkregen worden ¹⁾. Voor het reciproke

dat tgv. de zeer kleine golflengte der stralen in de formule van Bragg, $\lambda = 2d \sin \vartheta/2$, $\sin \vartheta/2$ zeer klein wordt, nl. van de orde van grootte van enkele graden. Dtg. zal een geringe divergentie van de opvallende stralenbundel of een geringe kromte van het kristalplaatje voldoende zijn, om te maken, dat een aantal roostervlakken loodrecht op het plaatje onder een hoek van enkele graden getroffen worden, en dus tot teruggekaatste stralen aanleiding kunnen geven.

1) In Fig. 11b is, zooals men ziet, de spleet veel wijder (enkele cm), en staat hiervoor een verticale cylinderlens. Hierdoor wordt inplaats van een „vlak” van licht, een „tweevlakshoek” van licht verkregen. Met behulp hiervan kunnen meer ingewikkelde verschijnselen, zooals deze tengevolge van een eventuele divergentie der opvallende bundel, of van een strooiing van meerdere kristallen om een gemiddelde stand op kunnen treden, geïllus-

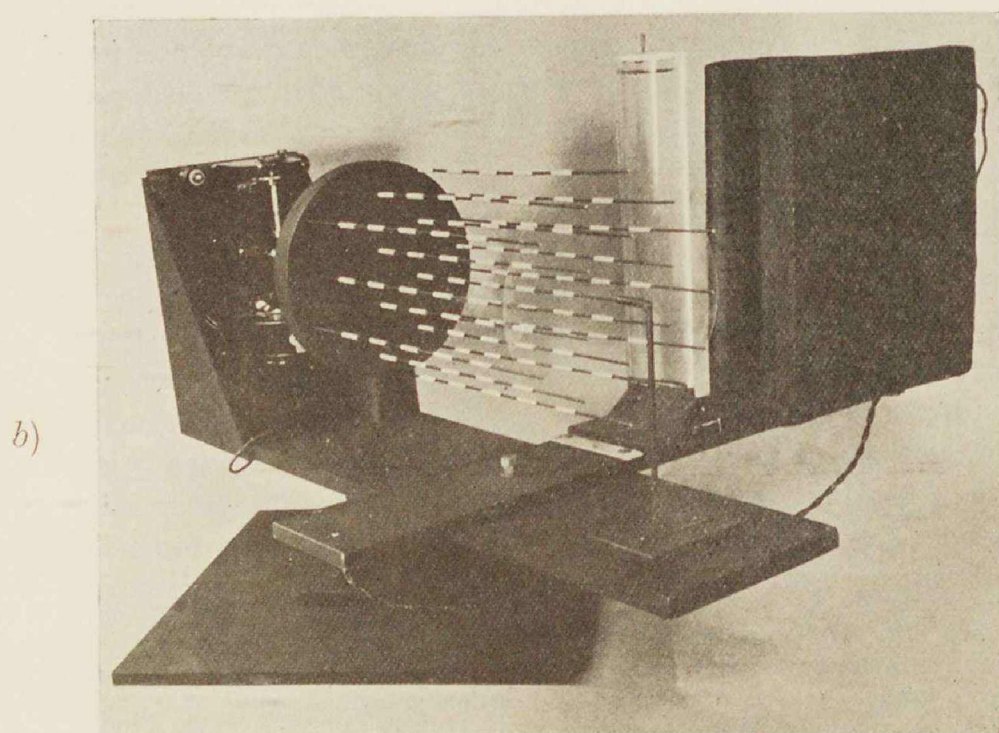
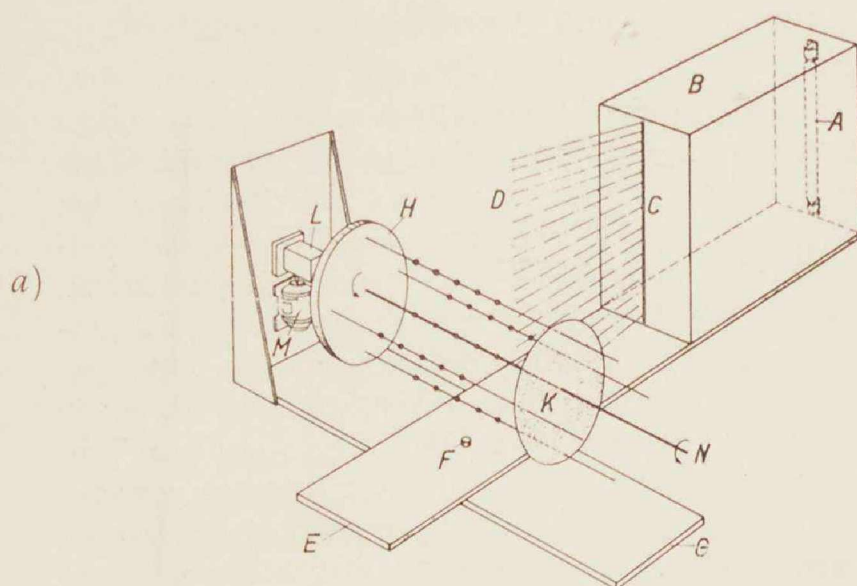


Fig. 11. Toestel voor optische demonstratie van electronendiffractie-foto's.

- a) schematische tekening;
b) het toestel.

rooster van mica dient een model, zooals in fig. 12 afgebeeld is. Het bestaat uit een aantal dunne staafjes (van hout of staal) van ongeveer 30 cm lengte, die in onderling evenwijdige stand met één uiteinde steken in een houten blok (H in fig. 11a), terwijl hun andere uiteinden in de juiste stand gehouden worden door een *doorzichtig* vel celluloid (of ander doorzichtig materiaal): zie K in fig. 11a. De onderlinge afstand der staafjes is enkele cm (in het afgebeelde model 4 cm), en hun rangschikking zoo, dat hun snijpunten met een loodrecht vlak een net van gelijkzijdige driehoeken vormen.

Op de staafjes, welke over hun geheele lengte dof zwart gemaakt zijn, zijn de eigenlijke roosterpunten met witte verf aangegeven. De onderlinge afstand dezer punten langs een bepaald staafje hangt, in verband met de wijze waarop het model geconstrueerd wordt (vgl. § 4), onmiddellijk samen met de voor de voor de onderlinge afstand der staafjes gekozen afstand (hier 4 cm). Voor mica wordt deze ongeveer 1.8 cm.

Het model kan nu (met behulp van een korte stang, welke aan de achterkant van het blok H , juist in het midden ervan, is aangebracht) in de houder L (fig. 11a) geklemd worden ¹⁾. Geschiedt dit zoo als in fig. 11a is voorgesteld, waar het lichtvlak D loodrecht op de as N van het model staat, en wel zoodanig, dat het juist door een roosterpunt gaat, dan valt het automatisch samen met een geheel vlak van volgens gelijkzijdige driehoeken gerangschikte roosterpunten: dtg. zullen in een donker vertrek alleen deze roosterpunten zichtbaar zijn. Fig. 13b laat het effect in werkelijkheid zien:

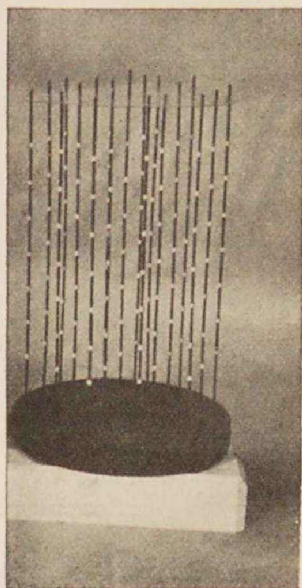


Fig. 12. Model van een reciproom kristalrooster ten gebruike bij het in Fig. 11 afgebeelde demonstratieapparaat.

treerd worden. In Fig. 15 wordt hiervan een voorbeeld gegeven. Het voert echter te ver om deze gevallen in het bestek van dit artikel uitvoerig te bespreken. Hiervoor moet naar ons reeds geciteerde artikel in het Zeitschrift für Kristallographie worden verwezen.

1) De houder L zit op de as van een electromotor M , zoodat het model, terwijl het door het lichtvlak D bestraald wordt, om zijn as kan ronddraaien. Evenals de in de vorige noot besproken lens is ook hierdoor de mogelijkheid geschapen met behulp der apparatuur ingewikkelde diffractiefoto's te illustreren als het hier besproken geval: een voorbeeld hiervan is weergegeven in Fig. 15.

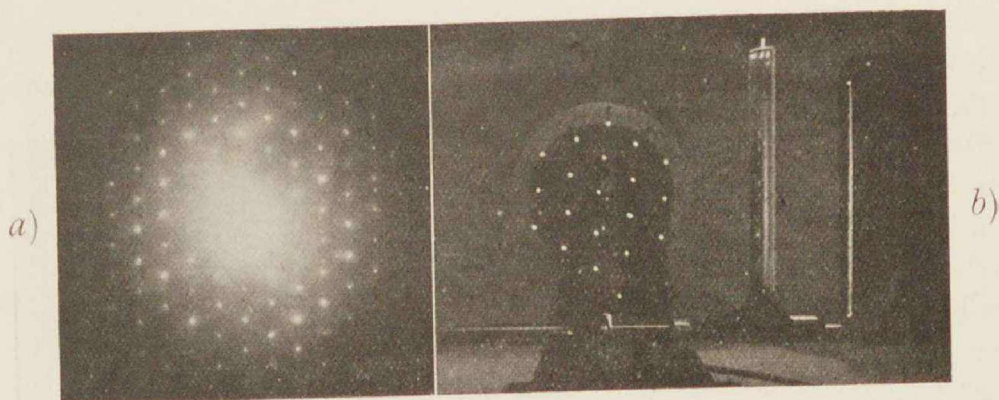


Fig. 13.

- a) electronendiffractie-foto van een dun mica splijtstukje bij doorstraling in een richting loodrecht op het oppervlak.
 b) Patroon, verkregen door het „hexagonale” roostermodel van Fig. 12 in een richting loodrecht op de hexagonale as in het in Fig. 11 afgebeelde demonstratieapparaat te bestralen.

de overeenkomst met de echte diffractiefoto van fig. 13a is opvallend.

§ 8. *Optische illustratie van „ingewikkelde” electronendiffractiefoto's.*

Het in de vorige paragraaf geïllustreerde geval van electronendiffractie is zoo eenvoudig, dat men zich dit ook zonder optische illustratie gemakkelijk kan duidelijk maken. Anders is het echter, wanneer we tot meer ingewikkelde gevallen overgaan, zooals optreden, indien een kristal niet in een zoo kristallografisch eenvoudige richting doorstraald wordt, als bij het micaplaatje het geval was; of indien het kristal tijdens de bestraling om een of andere richting gedraaid wordt; verder bij het onderzoek van zg. *geordende texturen* waar vele kleine kristallen om een bepaalde stand verstrooid liggen; tenslotte, indien men zich verschijnselen wil duidelijk maken, welke bij de diffractie aan zeer kleine kristallen met een „beperkt” oplossend vermogen optreden. In al dergelijke gevallen verschaft de invoering van het begrip „reciproom rooster” en „bol van reflectie” een mogelijkheid, althans ten deele in de dikwijls moeilijke geometrie van het interferentie-patroon inzicht te verkrijgen.

Het is in het bijzonder in dergelijke gevallen, dat de hierboven beschreven demonstratie-apparatuur dit inzicht veelal zeer vergemakkelijken en verduidelijken kan. Tot dat doel dienen verschil-

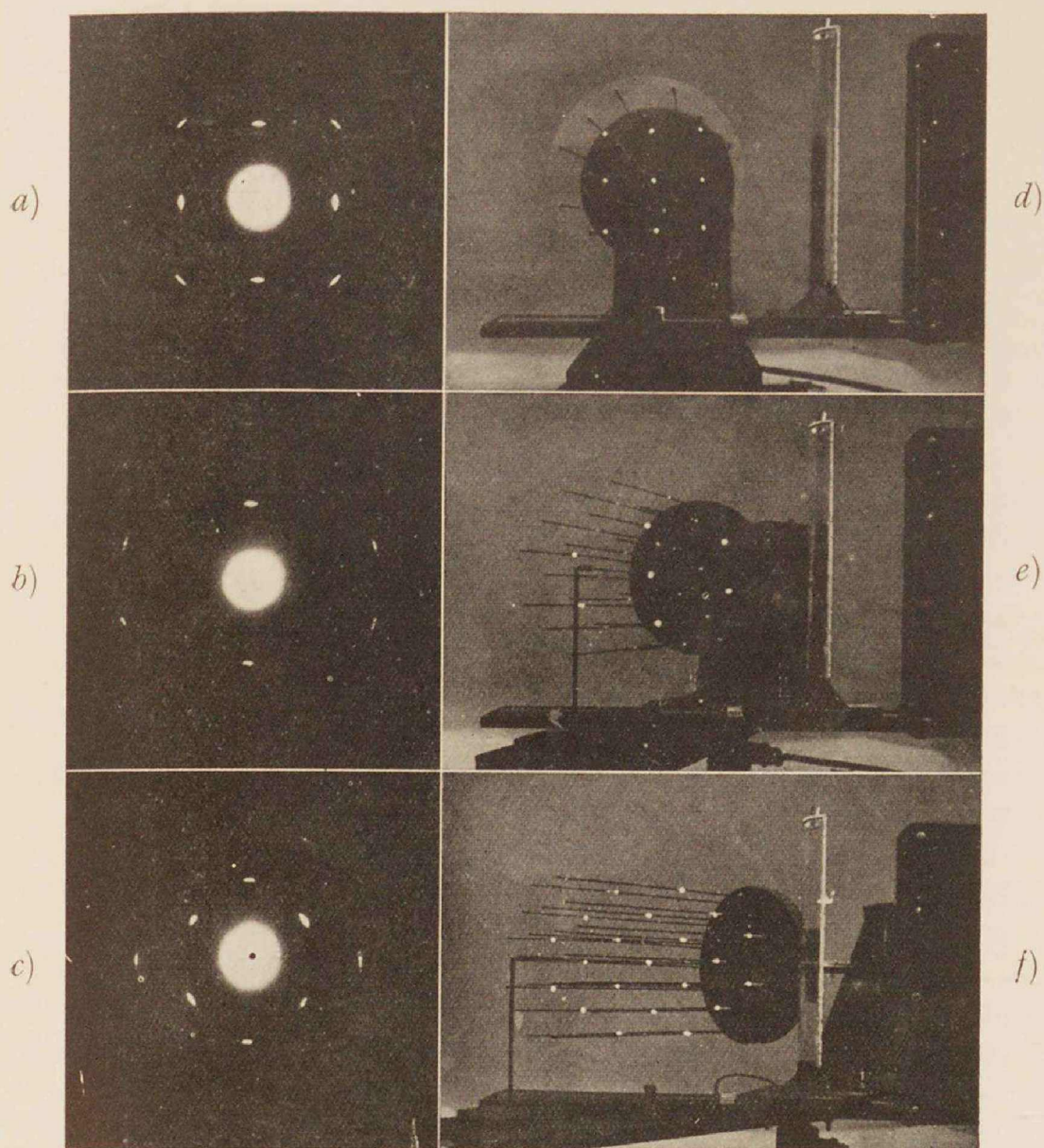


Fig. 14. Optische demonstratie van electronendiffractie-foto's, verkregen door een zeer dun (regulair) nikkelijzerkristalletje in drie verschillende richtingen te doorstralen.

a, b, c: werkelijke foto's;

d, e, f: patronen, verkregen door met behulp van het in Fig. 11 afgebeelde demonstratieapparaat een roostermodel van het type van Fig. 12 (echter is nu een „regulair” model gebruikt) in overeenkomstige richtingen te bestralen.

lende der hierboven reeds in de noten op blz. 41 en 43 aangegeven complicaties. Wij kunnen hier niet verder op ingaan, willen alleen volstaan met de weergave van enkele foto's, welke op dergelijke gevallen betrekking hebben.

Fig. 14*a*, *b* en *c* stellen drie „monochromatische” electronen-diffractiefoto's voor van een zeer dun regulair kristalliseerend, nikkel-ijzer kristalletje, dat in drie verschillende richtingen door de opvallende bundel doorstraald werd: terwijl in *a* de bundel loodrecht op een kubuszijvlak staat (en het kristal dus evenwijdig aan een viertallige as van symmetrie doorstraald werd), zijn de standen *b* en *c* verkregen door het kristal uit stand *a* om de in de figuur verticale lijn over ongeveer 20° resp. 45° te draaien.

De foto's *d*, *e* en *f* zijn nu verkregen door in het demonstratie-apparaat het overeenkomstige reciproke roostermodel, hetgeen zooals men gemakkelijk zal inzien, eveneens uit een kubische rangschikking van roosterpunten bestaat, met het lichtvlak te „belichten”. Het rooster is daartoe in *d* zoodanig in de houder *L* (fig. 11*a*) geplaatst, dat het loodrecht op de viertallige as door het lichtvlak *D* bestraald wordt; *e* en *f* zijn verkregen door het geheele model in zijn houder om een verticale as (*F* in fig. 11*a*) over dezelfde hoeken te draaien als zoojuist voor het echte kristal aangegeven waren. Het blijkt, dat hierdoor wederom vlakken met reciproke roosterpunten in het pad van het lichtvlak komen: een vergelijking der echte en der model-foto's toont, dat beide praktisch identiek zijn.

Tenslotte stelt fig. 15*a* een electronen-diffractiefoto voor, gepubliceerd door F. K i c h n e r ¹⁾, en afkomstig van een dun laagje op een vliesje gesublimeerde cadmiumjodide kristalletjes. Het laagje werd in een scheeve richting doorstraald (de hoek tusschen opvallende bundel en normaal op het laagje bedroeg 50°).

Cadmiumjodide is een hexagonaal kristal. Uit andere diffractiefoto's kan afgeleid worden, dat in het gesublimeerde laagje de meeste kristalletjes zoo georiënteerd liggen, dat hun zestallige as ongeveer loodrecht op de onderlaag staat. In ons model kunnen we dit voorstellen door een hexagonaal reciprook roostermodel (zooals voor het geval van mica gebruikt werd; alleen moet nu, bij eenzelfde afstand der staafjes onderling, een andere afstand

1) F. K i r c h n e r, *Ergebn. d. exakt. Naturwiss.* **11**, 64 (1932).

der punten langs een bepaald staafje genomen worden) tijdens de bestraling met het lichtvlak snel om zijn zestallige as rond te draaien:

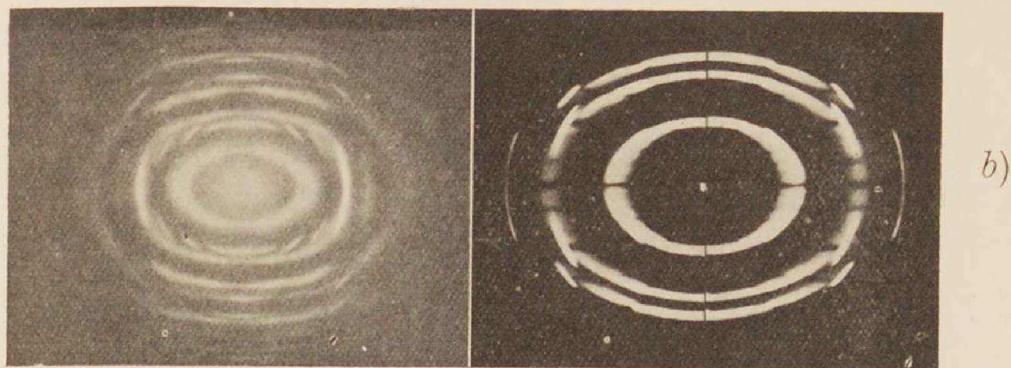


Fig. 15.

- a) Electronendiffractie-foto, afkomstig van F. Kirchner, van een op een collodiumhuidje gedampt laagje cadmiumjodide; de doorstralingsrichting maakt een hoek van 50° met de loodlijn op het laagje.
 b) Patroon, verkregen door met het in Fig. 11b afgebeelde demonstratie-apparaat een snel ronddraaiend reciprook roostermodel van het in deze figuur afgebeelde type, in „scheeve” richting te bestralen.

immers treden dan allen standen, welke in het zoojuist genoemde laagje voorkomen, in de loop der bestraling op. Foto 15b is nu verkregen door een op zoodanige wijze (met behulp der motor *M*: zie fig. 11a) snel draaiend model in *scheeve* stand met de projector te bestralen. In dit geval was echter bovendien de smalle spleet *C* (fig. 11a) door de in fig. 11b zichtbare lens vervangen, om (vgl. noot 1 op blz. 41) de strooiing der hexagonale as der verschillende CdI_2 -kristalletjes t.o.v. de normaal van het gesublimeerde laagje na te bootsen; tenslotte waren de roosterpunten van het model niet door *stippen* voorgesteld, maar door witte lijnen van een zekere lengte, zooals het in fig. 11b zichtbare model laat zien: door dit laatste kan tot uiting worden gebracht, dat de opgedampte cadmiumjodidekristalletjes zoo dun zijn, dat zij uit een onvoldoend aantal atoomlagen zijn opgebouwd om tot een volmaakt „oplossend vermogen” aanleiding te kunnen geven ¹⁾. De overeenkomst tusschen echte en model-foto is ook in dit geval tot op zekere hoogte voorhanden, in het bijzonder wat het optreden van ellipsvormige inter-

1) De reden hiervan kan hier niet nader uiteengezet worden; voor literatuur hieromtrent wordt naar het meermalen geciteerde artikel in het Zeitschrift für Kristallographie verwezen.

ferentielijnen met verbrede uiteinden aan de zijde der lange as betreft; verder vertoonen beide foto's scherpe cirkelvormige interferentielijnen. Vooral het aanschouwelijk optreden van eerstgenoemde lijnen, dat het gevolg is van het vervangen der roosterpunten door roosterlijnen en op de aanwezigheid van uiterst dunne cadmiumjodide-kristalletjes wijst, is opvallend. Het aanschouwelijk voorstellen van een dergelijk principieel geometrisch kenmerk eener diffractiefoto kan van nut zijn, of althans als een welkome bevestiging der exacte geometrische analyse worden beschouwd.

Eindhoven, 19 October 1936. Natuurkundig Laboratorium der
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken.
Eindhoven—Holland.

MEDEDEELING

VACANTIELEERGANGEN VAN HET KONINKLIJK INSTITUUT VAN INGENIEURS

Afdeeling voor Electrotechniek en Technische Natuurkunde
2, 3, 9 en 10 April 1937 te Delft.

De Afdeeling voor Electrotechniek en Technische Natuurkunde organiseert dit jaar in de week na Paschen en de daarop volgende week een aantal vacantieleergangen te Delft.

Het Bestuur koos hiervoor de volgende onderwerpen:

A. Versterkers.

Te behandelen door Prof. Dr. Ir. W. Th. Bähler, hoogleeraar aan de Technische Hoogeschool te Delft.

B. Acoustiek.

Te behandelen door Prof. Dr. C. Zwikker, hoogleeraar aan de Technische Hoogeschool te Delft.

C. Hoogspanningsschakelaars.

Te behandelen door Ir. G. de Zoeten, verbonden aan de N.V. tot keuring van Electrotechnische Materialen, Arnhem.

De kosten, verbonden aan het volgen der leergangen, bedragen voor iederen cursus f 10.—, terwijl voor het volgen van elken cursus méér door één persoon f 5.— per meerderen cursus verschuldigd is.

Aan de vacantieleergangen kan ook door niet-leden van het Koninklijk Instituut van Ingenieurs worden deelgenomen, zoodat de Directies van Fabrieken en Bedrijven in de gelegenheid zijn om het daarvoor in aanmerking komend personeel van hun staf de leergangen te doen volgen.

Aanmelding voor deelneming van de vacantieleergangen dient uitsluitend te geschieden door storting van het verschuldigde bedrag onder vermelding van de te volgen cursussen, op girorekening No. 70439 van Ir. J. Winkel, Adelheidstraat 14 te 's-Gravenhage, secretaris van de Afdeeling.

HET PROBLEEM DER LICHTEENHEID¹⁾

door D. VERMEULEN

Straling, die in het oog een lichtindruk veroorzaakt noemen wij kortweg licht. Om de verlichtingswaarde van licht uit te drukken, is een eenheid noodzakelijk, evenals voor lengte-meting een lengteenheid noodzakelijk is. In den tijd der kaarsverlichting was het logisch, dat de lichtuitstraling van een zorgvuldig geconstrueerde kaars als lichteenheid gekozen werd. Het probleem der lichteenheid ten tijde der kaarsverlichting was hiermede opgelost.

Met de ontwikkeling der olieverlichting bemerkte men, dat de gekozen eenheid weinig reproduceerbaar was en van omstandigheden afhing, die men niet beheerschte. De rol van lichteenheid werd dan ook spoedig door olielampjes overgenomen, die voldeden aan een voorgeschreven constructie en zuivere brandstoffen gebruikten. Zoo werd b.v. in Frankrijk de lichteenheid gerealiseerd door de lamp volgens *Carcel*, en in Duitschland door de thans nog in gebruik zijnde *Hefner*-lamp. Ook de lichteenheid door olielichtbronnen gerealiseerd voldoet niet aan den eisch van reproduceerbaar te zijn, de lichtuitstraling is o.a. zeer afhankelijk van de samenstelling der atmosfeer. Met de ontwikkeling der electrische gloeilamp werd dan ook in verschillende landen de lichteenheid vastgelegd aan de straling van zorgvuldig geconstrueerde kooldraadlampen, wier lichtuitstraling meer reproduceerbaar bleek te zijn. Deze kooldraadlampen worden in de nationale ijklaboratoria bewaard en alleen gebruikt voor de ijking van secundaire standaardlampen.

Door uitwisseling van standaardlampen zijn de hierdoor nationaal gedefinieerde eenheden, die door de verschillende nationale ijklaboratoria bewaard worden, onderling vergeleken en bij afspraak uitgedrukt in éézelfde eenheid, de internationale kaars. De lichteenheid is zodoende internationaal en wordt gerealiseerd door de gezamenlijke standaardlampen van de nationale ijklaboratoria. De aldus gedefinieerde lichteenheid is heden ten dage nog van toepassing. Vraagt men zich af, of de lichteenheid ook voor de toe-

1) Lezing, vacatiecursus leerstoel Verlichtingskunde, Utrecht, Augustus, 1936.

komst afdoend vastgelegd is, dan is het antwoord hierop één. Immers door structuurveranderingen der gloeidraden kan de lichtuitstraling bij hetzelfde opgenomen vermogen veranderen en daardoor de lichteenheid. De manier van conserveering en gebruik der primaire standaardlampen verkleinen de kans, dat de lichteenheid veranderen zou echter aanmerkelijk.

Toch blijft het probleem der conserveering van de lichteenheid zorg baren en om een oplossing vragen. In verschillende richtingen zijn dan ook onderzoeken gedaan om dit probleem op te lossen. Zoo tracht men in Frankrijk, Duitschland en Amerika de lichteenheid vast te leggen aan de zwarte straling bij een bekende smelttemperatuur b.v. die van Paladium. Door vergelijking met de thans geldende lichtstandaard kan men vaststellen hoe groot de helderheid van de zwarte straling bij de smelttemperatuur van *Pd* is, waarvoor we vinden, dat zij a kaars per cm^2 bedraagt. Bij internationale afspraak is nu de kaars per cm^2 te definieeren als een grootheid die gelijk is aan $1/a \times$ de helderheid van de zwarte straling bij smeltend *Pd*. De lichteenheid zou op deze wijze eens en voor altijd vastgelegd zijn en de conserveering niet langer een probleem blijven. De stand van zaken is zoo, dat de onderzoeken van verschillende ijklaboratoria steeds beter overeenstemmen. Het is dan ook zeer wel mogelijk, dat de lichteenheid in de naaste toekomst met behulp van de zwarte straling vastgelegd wordt ¹⁾.

Naast het probleem der lichteenheid doet zich het probleem der lichtmeting voor ²⁾. Het meten der lichtuitstraling van lampen, die dezelfde kleur bezitten als de straler waaraan de lichteenheid vastgelegd is, levert geen moeilijkheden op. Deze doen zich wel voor bij de lichtmeting van lichtbronnen van ongelijke kleur en in het bijzonder bij de moderne monochromatische lichtbronnen als kwik- en natriumlampen (het probleem der heterochrome fotometrie). Zonder op de details der heterochrome fotometrie in te gaan, willen we alleen vermelden, welke physiologische grootheid zij beoogt te meten.

Bij waarneming van twee gekleurde velden b.v. een rood en een blauw veld zal men in vele gevallen gemakkelijk kunnen aangeven, welk van de twee de grootste helderheidsindruk veroorzaakt.

1) Proc. — Verb. C. I. P. M. 16.

2) L. S. Ornstein, Rev. d'Opt. 1933, 385.

Na eenige oefening zal het zelfs mogelijk zijn de verlichting der beide velden zoodanig in te stellen, dat zij als gelijk helder worden waargenomen. Aan licht van verschillende kleur kan dan dus een zelfde helderheidsindruk worden toegekend.

Bij de heterochrome fotometrie, en dit geldt ook voor de flikker fotometrie, berust de meting op de instelling van gelijke helderheid van twee velden, waarvan de een door een standaardlamp en de ander door een te meten lichtbron bestraald wordt. De lumenwaarde van lichtbronnen, die volgens het beschreven meetbeginsel bepaald is, heeft dus alleen betrekking op de helderheidszin. Het is noodig dit scherp naar voren te brengen, aangezien in de practijk de onjuiste opvatting bestaat, dat de lumen de practische verlichtingswaarde karakteriseert. Het voorbeeld der wegverlichting demonstreert duidelijk, dat voor dit geval een lumen gloeilamplicht een geringere verlichtingswaarde bezit dan een lumen natriumlicht. Aan de redelijke eisch, die de practijk aan de definitie van de lichteenheid mag stellen, n.l. dat zij de practische verlichtingswaarde karakteriseert, wordt door de lumen niet voldaan. Dit is toe te schrijven aan het feit, dat de verlichtingswaarde van straling door verschillende physiologische en psychologische werkingen, waarvan wij helderheid, kleur en contrastgevoeligheid noemen, bepaald wordt. Het is duidelijk, dat de lumengrootheid, die betrekking heeft op slechts één der physiologische werkingen n.l. de helderheid, geen maat voor de verlichtingswaarde kan zijn.

Het feit, dat voor de beoordeeling der verlichtingswaarde van straling verschillende physiologische en psychologische criteria gebruikt moeten worden, al naar den aard van het verlichtingsprobleem, leidt tot het inzicht, dat het onjuist is één bepaalde physiologische werking van een vastgestelde straling als grondslag voor de definitie van een lichteenheid, die algemeen de verlichtingswaarde moet beschrijven, te nemen. De verlichtingswaarde laat zich dus niet karakteriseeren door een eenheid, die deels op physiologische werkingen en deels op de physische karakteristiek van straling berust.

Het probleem der verlichtingswaarde is alleen op te lossen door naast elkaar de physische karakteristiek en de physiologische werking van straling te beschouwen, waarbij dan die physiologische werkingen gekozen moeten worden, die essentieel voor het betreffende verlichtingsprobleem zijn.

Samenvattend komen we tot de volgende conclusies:

- 1e. Met de lumenmaat is de verlichtingswaarde van straling niet te beschrijven en als praktische maat voor licht is zij ongeschikt.
- 2e. Het is onmogelijk de verlichtingswaarde in een eenheid uit te drukken, die berust op een combinatie van physiologische werking van een gedefinieerde straling. Immers voor de beoordeeling der verlichtingswaarden echter, al naar den aard van het verlichtingsprobleem, verschillende physiologische criteria noodzakelijk.
- 3e. De opgaaf van de lumenmaat voor lichtbronnen leidt tot verwarring en werkt een doelmatige toepassing van licht tegen. De lichtbronnen behooren gekarakteriseerd te worden door de opgaaf van hunne physische karakteristiek, d. i. de energieverdeeling over de golflengten en over de ruimte of een gelijkwaardig gegeven. De goede toepassing en beoordeeling zal dan op grond van physiologische en psychologische criteria, die essentieel voor het betreffende verlichtingsprobleem zijn, behooren te geschieden.

VERSLAG VAN DE ALGEMEENE VERGADERING DER NEDERLANDSCHE NATUURKUNDIGE VER- EENIGING OP ZATERDAG 26 SEPTEMBER 1936 IN HET VAN DER WAALS LAB. TE AMSTERDAM

De eerste vergadering van het seizoen 1936—'37 was gewijd aan de bezichtiging van het nieuwe *Van der Waals Laboratorium*, welks beheerder Dr. A. Michels de vriendelijkheid had gehad onze vereeniging uit te noodigen haar Septembervergadering in dit laboratorium te willen beleggen. Nadat de voorzitter had medegedeeld, dat de Koninklijke Goedkeuring was verleend op de Statutenwijziging, werd het aantal Bestuursleden op 9 gebracht door de verkiezing van Dr. W. R. van Wijk en Drs. A. Keesing. Als resultaat van een bespreking met den uitgever Nijhoff over de exploitatie der natuurkundige tijdschriften in Nederland deelde de voorzitter mede, dat onze leden zich vanaf 1 Jan. '37 tegen f 5.— per jaar kunnen abonneeren op het Nederlandsch Tijdschrift voor Natuurkunde. In de commissie voor functietabellen, die werd samengesteld in overleg met het Wetenschappelijk Genootschap, werden benoemd: Prof. Dr. G. E. Uhlenbeck, Dr. Balth. van der Pol en Prof. G. Manoury. Na het afdoen van deze huishoudelijke zaken volgde een

Inleiding tot de bezichtiging van het Van der Waals laboratorium

door A. MICHELS.

De onderzoekingen in dit laboratorium verricht hebben tot doel: het bepalen van verschillende fysische eigenschappen van stoffen onder hooge druk. In het volgende belichten we eenige zijden van het hooge drukonderzoek, die het belang hiervan nader toelichten.

Bij verandering van de temperatuur wijzigen zich de dichtheid en de inwendige kinetische energie van een stof. Het is dan vaak de vraag, aan welke van die twee veranderingen een bepaald verschijnsel moet worden toegeschreven. Zijn wij nu in staat bij tem-

peratuurverhoging de druk te doen stijgen, dan kunnen we het verloop van een verschijnsel bij *constante dichtheid* nagaan.

Als voorbeeld geven we de invloed van de temperatuur op de elektrische weerstand van een metaal. Theoretisch behoort bij hogere temperaturen de weerstand lineair met de temperatuur toe te nemen. Experimenteel vindt men echter een afwijking van de lineaire toename, die verklaard kan worden door de met de temperatuurstijging gepaard gaande dichtheidsvermindering. Houden we immers toch de dichtheid constant door vermeerdering van de uitwendige druk bij toenemende temperatuur, dan blijkt het geleidingsvermogen wel degelijk lineair met de temperatuur toe te nemen.

Het blijkt echter, dat vaak niet de dichtheid en de temperatuur maar juist de *druk* de grootheid is, waar een bepaald verschijnsel hoofdzakelijk van afhangt. Zoo leidden de metingen over de Clausius—Mosotti constante van CO_2 tot 1000 Atmosf. tot het resultaat, dat bij de hogere drukken de Cl. Mos. const. een lichte daling vertoont. Het blijkt dan dat deze afname, uitgezet bij constante dichtheid, bij de hogere temperaturen sterker is. Bij hogere temperaturen is echter de druk hoger, en het blijkt dan ook, dat bij constante druk uitgezet de daling van de Cl. Mos. const. niet met de temperatuur varieert.

Bij nauwkeurige metingen der isothermen is men in staat met behulp van thermodynamische relatie's de toename van bijv. inwendige energie, vrije energie en entropie met de dichtheid te bepalen. Bij voldoende nauwkeurige meettechniek is men zelfs in staat ook tweede differentiaalquotienten te bepalen, waardoor bijv. met behulp van de relatie:

$$\frac{\partial c_v}{\partial v} = T \frac{\partial^2 p}{\partial T^2}$$

de toename van de soortelijke warmte met de dichtheid uit isothermen kon worden berekend.

Ook over wijzigingen in het molecuul zelf kunnen we iets te weten komen met behulp van de resultaten van de metingen der isothermen. Volgens het theorema van het viriaal geldt:

$$3 \triangle pV = \triangle U + \triangle K.$$

Hierin is $\triangle pV$ de stijging boven de 1 Atmosfeerwaarde van het product van druk en volume voor gecomprimeerde gassen bij één be-

paalde temperatuur. ΔU is de uit metingen van isothermen berekende toename van de totale energie van het gas. ΔK , de toename van de totale kinetische energie van het gas, is dan bijv. voor CO_2 bij 3000 Atm. ongeveer 12000 cal. Daar de temperatuur, en dus ook de kinetische energie der moleculen als geheel, constant blijft, moeten we deze stijging, van de orde van grootte van 0,45 electronvolts, waarschijnlijk aan intra-moleculaire effecten toeschrijven. Het is zeer wel mogelijk, dat het terugloopen van de Clausius—Mosotti constante, in verband met het bovenstaande, aan een daling der polariseerbaarheid zelve te wijten is.

Hierna werd een kort overzicht gegeven van de inrichting van het laboratorium: Op de begane grond de centrale ligging van 3 meetkamers voor hoge druk, ieder omringd door kamers ter voorbereiding van experimenten. In de kelderruimte een afdeling, die op constante temperatuur wordt gehouden voor elektrische metingen, optisch onderzoek en calibratiemetingen, verder werkplaatsen, machine- en vloeibare luchtkamer. Boven glasblazerij, chemische afdeling benevens bibliotheek en rekenkamers.

Onder leiding van Dr. Michels en van eenige zijner medewerkers bezichtigden daarna de ruim 60 aanwezigen in 4 groepen het laboratorium. Deze rondleiding was voortreffelijk georganiseerd, zoodat het vertoonde goed tot zijn recht kon komen. Na de bezichtiging bedankte de voorzitter met eenige toepasselijke woorden Dr. Michels voor hetgeen hij en zijn medewerkers ons hadden geboden.

Aldus vastgesteld door de 2e Secr. der Ned. Nat. Ver.

G. P. ITTMANN.

BOEKBESPREKING

R. V. Southwell. An Introduction to the Theory of Elasticity for Engineers and Physicists. 509 blz., vele fig. — Oxford University Press. London. 1936. Prijs 30 sh. net.

Het hierboven aangekondigde boek voorziet in de eerste plaats in een specifiek Engelsche behoefte. In de Engelsche taal toch bestaan op het gebied der toegepaste Mechanica slechts weinige leerboeken die de problemen der moderne techniek binnen het bereik brengen van hen, voor wie de standaardwerken van Love (*Mathematical theory of elasticity*) en Rayleigh (*theory of sound*) te specifiek mathematisch zijn.

Toch is het aanvatten van dergelijke vraagstukken — we denken hierbij aan de vele trillingsproblemen die zich bij de moderne snelloopende machine voordoen, aan het vraagstuk der spanningsconcentraties, aan de sterkteberekening van vliegtuigen en luchtschepen en derg. — slechts mogelijk nadat een grondige kennis van de algemeene elasticiteitsleer verkregen is en nadat men zich met haar methoden en notaties voldoende vertrouwd heeft gemaakt. De schrijver heeft zich dan ook ten doel gesteld een leerboek te schrijven, dat als een basis voor vruchtdragende zelfstudie der moeilijker elasticiteitsproblemen kan worden beschouwd. Deze doelstelling begrenst de te behandelen leerstof op natuurlijke wijze en de inhoudsopgave van het boek voldoet dan ook aan de verwachting, dat de behandelde onderwerpen ongeveer overeenkomen met die, welke — algemeen gesproken — aan de technische hoogescholen van het continent ten behoeve van a.s. ingenieurs worden gedoceerd.

Hieruit volgt, dat het leerboek ook voor den niet-Engelschen lezer, (meer in het bijzonder ook voor den Hollandschen lezer), zijn nut zal hebben. Tot dit laatste draagt de omstandigheid bij, dat bijzondere zorg is besteed zowel aan een nauwgezette omschrijving van de veronderstellingen waarop de ontwikkelde theorie is gebaseerd, als aan een juiste redactie van de afgeleide algemeene theorema's die, — zooals de ervaring leert — zoo vaak in hun draagwijdte en beteekenis worden misverstaan.

Een aantrekkelijkheid van het leerboek is, dat uit de wet van Hooke onmiddellijk alle consequenties getrokken worden, die er — zonder op de elasticiteitstheorie in te gaan — uit kunnen worden afgeleid, zoodat de lezer reeds op blz. 32 met de z.g. arbeidstheorema's — wetten van Castigliano en Maxwell — heeft kennis gemaakt. Daarna worden het eerst de eenvoudigste elastische systemen behandeld, welke de wet van Hooke volgen: de vakwerken, waarbij, wegens het voorafgaande hoofdstuk, onmiddellijk het vraagstuk der statische onbepaaldheid kan worden besproken. Eerst hierna wordt de „*elementary theory of stress and strain*” aan de orde gesteld. Nadat de elementaire gevallen van veerkracht, rek, buiging, en wringing uitvoerig zijn behandeld wordt overgegaan tot de algemeene elasticiteitsleer, zoodat eerst nu de moeilijker vraagstukken in behandeling

worden genomen. Van deze noemen we in het bijzonder de stabiliteits- en trillingsvraagstukken, die — in vergelijking met andere leerboeken van dezen omvang — uitvoerig worden besproken.

Het boek is op bijzonder heldere wijze geschreven en ook typografisch uitnemend verzorgd, zoodat het zonder voorbehoud ter bestudeering kan worden aanbevolen.

B.

R. de L. Kronig, The optical basis of the theory of valency, 246 blz., 67 fig. Cambridge Univ. Press 1935, prijs 16 s.

Het is nog niet zoo heel lang geleden, dat men chemie placht te bedrijven met bolletjes-atomen, voorzien van valentie-haakjes. Een dergelijk naief aanschouwelijk beeld voldoet natuurlijk nog in een groot aantal gevallen, maar voor den modernen chemicus, die dieper op de natuur der chemische binding in wil gaan, is het noodig te weten, wat de tegenwoordige natuurkunde over het atoom weet te zeggen. Inderdaad lopen de beide vakken natuur- en scheikunde thans geheel ineen, al blijft er een verschil in instelling, naarmate men zich met de verklaring der feiten of met de rangschikking van het feitenmateriaal bezighoudt.

Niet alleen levert de moderne physica (spectroscopie, onderzoek met Röntgen- en electronenstralen) een diepgaande kennis van het atoom. Zij doet ook middelen aan de hand om de rangschikking van de atomen tot moleculen kwalitatief en quantitatief te onderzoeken. In het tweede hoofdstuk (H. 1 is gewijd aan de chemische feiten eenerzijds en aan een globaal overzicht van de golfmechanica), wordt het onderzoek van molecuulstructuur door middel van Röntgen- en electronenstralen behandeld, waarbij ook de in Groningen ontwikkelde methode van de fijnstructuur der *K*-absorptiekanten een machtig hulpmiddel blijkt te zijn. H. 3 brengt de eigenschappen van atoomspectra: multipliciteit, spin, enz., als voorbereiding voor de bespreking der bandenspectra. Dit geschiedt in twee afdeelingen, de 2-atomige en de meer-atomige moleculen (H. 4 en 5). Bij de tweeatomige moleculen wordt de vraag van de binding bekeken van het standpunt van Heitler en London (storingsrekening met als uitgangspunt gescheiden atomen) en van Hund en Mulliken (uitgangspunt het vereenigde atoom). In H. 5 wordt dit nog eens herhaald voor meeratomige moleculen; maar daarbij komt dan nog als derde standpunt, dat van Pauling en Slater ter sprake, welke de multipliciteit der electronentoestanden verwaarloost. Hier wordt het verschijnsel der gerichte valenties in principe verklaard.

In H. 6 tenslotte wordt de aandacht gevestigd op aangeslagen toestanden van het molecuul, in het bijzonder op de dissociatie door hooge temperatuur en door bestraling. Aan de hand van een aantal potentiaalkrommen wordt de lezer geleid door het aan mogelijkheden rijke gebied van optische en thermische dissociatie en predissociatie.

De chemicus zal de verschijning van dit boek dankbaar begroeten als een welkome inleiding in dit moeilijke en uitgebreide gebied. Een enkele maal zullen hem de gekozen voorbeelden minder gelukkig toeschijnen, zooals in § 27, waar wel gesproken wordt over de *hydriden* van de metalen *Zn*, *Cd* en *Hg* en niet over de meer bekende analoge verbindingen dezer metalen,

zooals de monohalogeniden. Voor den physischen lezer zal, tenzij hij reeds een uitvoerige studie der betreffende literatuur maakte, de betrekkelijke afwezigheid van formules misschien wel eens als een gemis gevoeld worden. Men zal echter gaarne toegeven, dat het steeds moeilijk is en blijven zal, bij de noodzakelijkheid van beperking de juiste keuze te doen.

Men mag den schrijver gelukwensen met zijn welgeslaagde poging.
D. G.

Wilhelm Schütz. Handbuch der Experimentalphysik XVI 1. Teil, Magneto Optik (ohne Zeeman-Effekt), 378 blz., 138 fig. — Akademische Verlagsgesellschaft. Leipzig. 1936. Prijs R.M. 30, geb. R.M. 32.

Deze band van het Handbuch der Experimentalphysik behandelt het volledige gebied der magneto optiek, met uitzondering van het Zeeman-effect, dat in een vorige band door Back is beschreven.

Aangevangen wordt met een uitvoerige behandeling van het oudste magneto-optische effect, het Faraday-effect. Vele experimenteele bijzonderheden worden gegeven, zonder ook weer al te zeer in details te treden. Aansluitend aan het longitudinale Zeeman-effect wordt een overzicht van de theorie gegeven, zoowel klassiek als quantummechanisch.

Achtereenvolgens worden verder behandeld: de transversale magnetische dubbele breking van het licht (Voigt-effect en Cotton-Mouton-effect), de magneto optiek van de kolloïden (Majordana) en tenslotte het magneto optische Kerr-effect.

Bij de lezing wordt men getroffen door de groote kennis, waarmede deze band geschreven is. De onderwerpen zijn op degelijke en vlotte wijze behandeld, waarbij op gepaste wijze van toelichtende figuren is gebruik gemaakt. Maar bovenal vindt men in deze band een schat van gegevens over de magneto optische verschijnselen, geput, niet alleen uit de nieuwere, maar ook uit de oudere literatuur; hierdoor is een zekere mate van volledigheid bereikt.

Zonder twijfel zullen allen, die belangstelling hebben voor het gebied der magneto optiek, dit boek met vreugde begroeten.
B.

Pierre Massé, Hydrodynamique fluviale; regimes variables, 88 blz., 13 fig. — Hermann & Cie, Paris, 1935 (Actualités scientifiques et industrielles 280; théories mécaniques V); prijs 18 frs.

In dit werkje wordt behandeld de theorie van de voortplanting van veranderingen in het niveau of het debiet bij rivieren en kanalen, zoals bv. kunnen verschijnen tengevolge van het openzetten van een sluis of een stuw. De analyse van de betrekkingen die deze verschijnselen beheersen bij een rivier of kanaal, waarin aanvankelijk (onder de invloed van verval en wrijving) een stationaire stromingstoestand aanwezig is, voert, wanneer men enkele voor de hand liggende vereenvoudigingen aanbrengt, tot een lineaire partiële differentiaalvergelijking van de tweede orde voor het debiet Q , als functie van de tijd t en van de coördinaat s gemeten langs de rivier of het kanaal. Oplossingen van deze differentiaalvergelijking en de daarmee samenhangende uitdrukkingen voor de stand van het niveau kunnen worden verkregen in de vorm van complexe integralen. Op duidelijke en

uitvoerige wijze wordt uiteengezet hoe hierbij de integratieweg te kiezen is, en welke bijzonderheden de te integreren functies vertonen; met name wordt daarbij gebruik gemaakt van de zg. „methode der zadelpunten” (cols). Behalve voor degenen die met het onderwerp zelve te maken hebben, is het werkje daarom belangwekkend als een voorbeeld van een geheel en al doorgevoerde mathematische behandeling, waarbij tenslotte een aantal speciale gevallen besproken worden en een voorbeeld numeriek is uitgewerkt; terwijl tenslotte een vergelijking is gemaakt met enige aan de practijk ontleende waarnemingen, welke vergelijking niet ongunstig uitvalt, vooral niet wanneer men in het oog houdt dat deze waarnemingen waren gedaan vóór dat men, uit de theoretische behandeling had gevonden wat te verwachten was. Enkele beschouwingen zijn toegevoegd over verdere benaderingen. J. M. B.

Chr. Musceleanu. Chaleur spécifique et théorie des quanta. Première et deuxième partie. 49 en 34 blz. — Hermann. Paris. 1936. Prijs frs. 15 en 12.

Het eerste deeltje geeft een overzicht over de experimenteele resultaten en de theorie betreffende de soortelijke warmte van vaste lichamen en gassen tot aan het ingrijpen van de theorie der quanta. Het tweede deeltje behandelt de verdere ontwikkeling gedurende ongeveer de jaren 1907—1915 (Einstein, Debye, Born en Kármán).

Het is jammer, dat de werkjes ontsierd worden door een aantal druk- en andere fouten. W. H. K.

F. Bedeau. Théorie du diffuseur, 66 blz., vele fig. — Hermann. Paris, 1936. Prijs 15 frs.

Een korte, doch zeer duidelijke uiteenzetting van de theorie van de electro-dynamische luidspreker. In de inleiding wijst de schrijver er reeds op, dat „men niet moet gelooven, dat men heden ten dage een ontwerp voor een luidspreker kan maken, zooals men dat kan doen voor een wisselstroom-machine”. Waardevol in dit boekje is dan ook, dat overal waar formules zijn afgeleid voor de elektrische, mechanische of acoustische eigenschappen van de luidspreker, tevens wordt aangegeven, in hoeverre deze betrekkingen inderdaad worden vervuld en waarom de practische resultaten van de berekende afwijken. Daardoor wekt het niet, zooals sommige andere verhandelingen over dit onderwerp, de indruk, dat men dit probleem geheel beheerscht, terwijl het toch een zeer goed beeld geeft van wat wel bekend is. Storend zijn de vele drukfouten in de tekst. G. H.

Pierre Fleury. Mesures géométriques, 108 blz., vele fig. — Hermann. Paris. 1936. Prijs frs. 20.

Dit boekje geeft op algemeen bevattelijke wijze eene beschrijving van de methoden en instrumenten voor het meten van lengten, hoeken, oppervlakken en inhouden. De behandeling is kort en elementair, soms al te oppervlakkig; de figuren zijn talrijk en over 't algemeen goed, doch soms is een figuur niet te begrijpen, aangezien de text er weinig of niets van zegt (b.v. de pantometer op p. 66). Van wiskunde is bijna nergens gebruik gemaakt. Maar waarom geeft de schrijver dan op p. 77 en volgende de theorie van den poolplanimeter in extenso?

Het boek is blijkbaar bedoeld voor studenten in de technische wetenschappen, wellicht ook voor de werkplaats. In beide gevallen zal het als inleiding goede diensten kunnen bewijzen, tenzij men eene eenigszins grondige behandeling van de besproken materie verwacht.

C. A. C.

M. L. Kobus en Dr. J. J. Raimond Jr. Cosmografie. Sterrenkunde voor Middelbaar en Gymnasiaal onderwijs. 178 blz., 8 platen en 119 fig. Uitg. J. B. Wolters U.M. Groningen. 1936. Ing. f 1.75. Geb. f 2.10.

Het is een verheugend teken, dat ook in de didaktiek van de kosmografie een frisse, nieuwe wind waait. Het hier te bespreken leerboek legt daarvan getuigenis af. Wanneer men uit eigen ervaring weet, hoe moeilijk het voor vele mensen schijnt te zijn, zich een duidelijk begrip te vormen van de bewegingen van zon, maan en planeten te midden van de vaste sterren, die ook samen steeds hun dagelijkse beweging volvoeren, dan is het in hoge mate toe te juichen, dat in dit leerboek niet alleen van de waarneming wordt uitgegaan, maar dat de „theorie” blijft bewaard tot later. Eerst wordt met de voorstelling van de rustende hemelbol en de wentelende hemelbol de plaats en de beweging der sterren onderzocht. Wanneer dan met diezelfde voorstelling ook de beweging van de zon en die van de maan zijn bestudeerd; komt vanzelf als een moeilijkheid van het tot nu toe gebruikte wereldbeeld naar voren, dat de maan veel dichter bij ons blijkt te staan dan de zon. Uitbreiding is nu nodig en zo komt het heliocentrische wereldbeeld te voorschijn. Wanneer dit ontwikkeld is, worden zon- en maansverduisteringen bestudeerd en vervolgens de planetenbewegingen geocentrisch en heliocentrisch beschouwd. Een hoofdstuk over de „Bouw van de Sterrenwereld” besluit het boek.

Vraagt men zich nu af of dit boek in het ene jaar, dat aan kosmografie besteed wordt, kan worden doorgewerkt, dan moet ronduit worden gezegd: „Neen”.

Maar dat is m.i. ook niet nodig. Wanneer eenmaal heldere begrippen den leerlingen zijn bijgebracht, dan kunnen zij zelf later hun wereldbeeld wel uitbouwen. Want daarom gaat het toch bij het onderwijs.

Wij moeten onze leerlingen van de sterrenkunde dat meegeven, als goede heldere begrippen, wat zij nodig hebben om later persoonlijk hun wereldbeeld op te bouwen. En wanneer we die opvatting van het kosmografie-onderwijs hebben, dan kunnen we niet anders dan toejuichen, dat dit boek is verschenen. De geheel nieuwe opzet, de veelvuldige oorspronkelijke tekeningen en tabellen dragen er veel toe bij den leerlingen een helder inzicht te geven.

De beantwoording van vragen als: „Hoe moet men de stof van dit boek verwerken?” en „Heeft men er een Zeiss-Planetarium voor nodig?” behoort niet thuis in een bespreking als deze. Dat zijn didaktische questies.

Wij spreken de wens uit, dat de samenstellers van dit kostelijke „Kosmo”-boek veel genoegten mogen beleven van hun werk, en dat de jeugd, die dit boek als handleiding bij zijn „Kosmo”-onderwijs krijgt, er een solide basis in moge vinden voor de latere opbouw van hun wereldbeeld.

T. VAN LOHUIZEN.

Marcel Mathieu, **Réactions topochemiques, généralités**, 57 pag.; id., **La nitration de la cellulose, réaction topochemique**, 65 pag.; id., **La gélatinisation des nitrocelluloses, réaction topochemique**, 73 pag.; resp. No. 315, 316, 317 van *Actualités scientifiques et industrielles*, Hermann en Cie. Paris. 1936. à 12 frs.

De betiteling van deze drie werkjes is eenigermate misleidend. Over topochemische reacties in het algemeen wordt weinig gezegd.

Het eerste deeltje is een kort overzicht over de tegenwoordige opvattingen omtrent de structuur van hoogmoleculaire verbindingen als cellulose, eiwitten enz., aan de hand van de resultaten van het chemisch en röntgen-analytisch onderzoek. Tevens wordt in het kort de reactiewijze van deze stoffen toegelicht.

In het 2e en 3e deeltje wordt op grond van de röntgenografische analyse nagegaan, welke de meest aannemelijke structuur is van de producten, die ontstaan bij nitreering van cellulosevezels en bij de opname van aceton door nitrocellulose. Volgens Schr. blijken zoowel de nitro-groepen als de acetonmoleculen in het vlak van de glucoseringen gebonden te worden, zoodat de afstand van de hieraan evenwijdige roostervlakken min of meer constant blijft. Aldus zijn dit voorbeelden van topochemische reacties. Tenslotte wordt de structuur van de nitrocellulose-film in afhankelijkheid van de eigenschappen der oplossingen, waaruit deze is ontstaan, besproken.

De drie deeltjes tezamen vormen een monografie, waarbij een breede probleemstelling benaderd wordt vanuit de beschrijving van een afgerond, speciaal, experimenteel onderzoek. Ondanks het geringe aantal en de vaagheid van de vlekken in de röntgenogrammen tracht *Mathieu* mede onder aanvoering van algemeene argumenten een samenhangend beeld van de verschijnselen te geven. Hierbij geeft hij blijk, zich bewust te zijn op welke punten dit m.i. plausibele beeld een hypothetisch karakter heeft.

Het geheel laat zich dank zij de elegante en suggestieve betoogtrant zeer prettig lezen. Aan ieder, die op deze gebieden werkt, is kennisname aan te bevelen, temeer daar het hier eigenlijk (afgezien van korte mededeelingen in *Comptes rendus*) een oorspronkelijke publicatie geldt. C. J. D.

Satosi Watanabe, **Le deuxième Théorème de la Thermodynamique et la Mécanique ondulatoire**, 90 blz. — Hermann. Paris. 1935. Prijs frs. 20.

Deze aflevering No. 308 van de serie „*Actualités scientifiques et industrielles*” is niet, zooals sommige vroegere afleveringen, een referaat maar een zelfstandige verhandeling. Met zijn 88 pagina's vormt het eigenlijk een eenigszins omvangrijk tijdschriftartikel. In zekeren zin zou men met deze mededeeling kunnen volstaan en den inhoud evenmin bespreken, als die van een ander tijdschrift artikel.

Waar men echter misschien in deze serie meer verwacht, dat het vraagstuk erin behandeld wordt op uitputtende en zoo mogelijk afsluitende wijze, moge ik hier uiteenzetten, waarop mijn meening gebaseerd is, dat dit in de verhandeling van *Watanabe* niet het geval is.

Louis de Broglie zegt in een aan de verhandeling toegevoegd „Préface”: „Pour passer de ces lois élémentaires aux lois statistiques, il

faut toujours introduire quelque part une hypothèse plus ou moins avouée". Dit lijkt mij te zwak gezegd. Die „hypothèse" is niet iets bijkomstigs. De wetten der formeele thermodynamica zijn wetten der kansrekening. Men kan de wetten der mechanica willekeurig veranderen (althans binnen ruime grenzen, de energiewet zal echter wel aangenomen moeten worden, anders zouden omkeerbare processen met constante entropie niet mogelijk zijn), zonder dat dit op de formeele thermodynamica of op de afleiding daarvan met behulp van statistiek veel invloed heeft. Wanneer men van een mechanica uitging, waarbij bij de meest voor de hand liggende variabelen de wet van *Liouville* niet gold, zou men op nieuwe variabelen kunnen overgaan, waarbij dat wel het geval is, en dan zou men verder de thermodynamische grootheden geheel kunnen afleiden op de methode van *Gibbs* in zijn „*Statistical Mechanics*".

Het bovenstaande geldt echter slechts dan, wanneer de mechanica, waarvan men uitgaat, deterministisch is. Nu is het bijzondere van de golfmechanica, dat de partieele differentiaalvergelijkingen, waarvan men uitgaat, reeds een statistische betekenis hebben ¹⁾. En de vraag, die men zich moet stellen bij den overgang van klassieke statistische mechanica op thermodynamisch-statistische golfmechanica is m.i. deze: grijpt het intrinsiek statistisch karakter der golfmechanica in in de thermodynamisch statistische onderstellingen, die men aan een statistische afleiding van de thermodynamica ten grondslag moet leggen? Het komt mij voor, dat *Watanabe* deze vraag meent te kunnen beantwoorden met de verklaring, dat bij de golfmechanica een afzonderlijke thermodynamisch-statistische onderstelling onnoodig is. En zijn redeneering, die hiertoe leidt, is verleidelijk en het is te begrijpen, dat men er de dupe van wordt. Zij komt hierop neer, dat *Boltzmann* zijn „molecular ungeordnet" hypothese noodig had, om bij botsing te geraken tot gelijke waarschijnlijkheid van overgang van moleculen van twee begingroepen tot twee eindgroepen en omgekeerd. Maar dat in de golfmechanica de overgangsmatrix van een toestand n naar een toestand m vanzelf gelijk is aan die voor den omgekeerden overgang ²⁾.

Dit lijkt overtuigend, maar is het m.i. niet. Immers de toename van entropie heeft plaats in een systeem van ongewijzigden quanten-toestand. Denk om de gedachten te bepalen een gasmengsel in een hooge zuil onder invloed van de zwaartekracht. Bij evenwicht is de samenstelling onder en boven verschillend. Verklein het volumen door een verticaal bewegend zuiger, zóó dat er geen merkbare stroomingen optreden, maar het proces toch te kort is voor merkbare diffusie. Dan is er na de volumeverkleining geen evenwicht en door een diffusieproces zal daarna de entropie gaan toenemen. Het adiabatisch proces (de volumeverkleining) verstoort het evenwicht maar verandert de entropie niet. Vervolgens treedt een inwendig proces op met entropietoename. In principe zijn steeds twee dergelijke

1) In zekeren zin zou men dus kunnen zeggen, dat de golfmechanica analoog is aan de klassieke statistische mechanica, terwijl het analogon van de gewone klassieke mechanica in de nieuwe mechanica ontbreekt.

2) Pag. 69—70.

processen te onderscheiden, ofschoon zij niet in den tijd geheel gescheiden zijn. Beschouwen wij nu het gasmengsel in het kleine volumen, dan is dit te beschrijven met een ψ van Schrödinger, die een functie is van alle coördinaten der gasmoleculen. Neemt men in de Hamilton'sche functie alle wisselwerkingen op, dan is deze ψ voor te stellen door $\sum_i a_i \psi_i$, waarin de a 's constanten zijn en de ψ_i eigenfuncties, die ieder van alle coördinaten afhangen. Denkt men het systeem werkelijk geïsoleerd, dan blijven de a 's constant, terwijl door het diffusieproces de entropie toeneemt.

Noch in de beschouwingen van Watanabe, noch in de vroegere beschouwingen van Neumann over hetzelfde onderwerp is over de wijze, waarop de entropie toeneemt bij constante a 's, iets te vinden. Het moet een kwestie van fase zijn, en m.i. kan men er slechts eenig denkbeeld over vormen door te denken, dat het analoog gaat van de statistische mechanica van Gibbs. Het beoordeelen van de entropie naar de constante waarden der a 's komt overeen met het aangeven van de fasewaarschijnlijkheid volgens Gibbs als functie van meebewegende coördinaten (Lagrange'sche coördinaten in de hydrodynamica). In beide gevallen krijgt men een constante entropie.

Bij Gibbs echter geeft een nieuwe thermodynamische waarneming (dus zonder de trouwens ondenkbare meting der strenge waarden der Lagrange'sche coördinaten) zulke waarden voor de thermodynamische variabelen, die overeenkomen met een systeem met grooter entropie. In de golfmechanica daarentegen (en dat is het principieele verschil) zou een bepaling van de microvariabelen een zoodanige storing in de waarden daarvan teweeg brengen, dat men een vergrooting der entropie zou waarnemen, onverschillig of men haar met Euler'sche of met Lagrange'sche coördinaten beoordeelde. Maar dit zou toch alleen het geval zijn, wanneer voldoende tijd verlopen zou zijn voor het macroscopisch niet omkeerbare proces. En de invloed van dien tijd treedt in de beschouwingen van Neumann of Watanabe niet op.

Watanabe onderscheidt zich van Neumann, door dat hij nadrukkelijk een principe invoert, volgens hetwelk het macroverloop der processen gedetermineerd zou zijn. Dit is in strijd met de omkeerbaarheid der processen volgens de golfmechanica. Het invoeren wil zeggen, dat men sommige oplossingen der differentiaalvergelijkingen verwerpt als in de natuur niet voorkomend. Maar terwijl Pauli zeer bepaalde eigenfuncties verwerpt, verwerpt Watanabe combinaties der a 's, en wel al zulke die een afwijking van het „gewone” thermodynamische gedrag der systemen zouden involveeren. Dit lijkt niet zeer bevredigend en leidt tot moeilijkheden, wanneer men juist op toevallige fluctuaties berustende grootheden wil bepalen (Brown'sche beweging).

J. D. v. D. W. Jr.

Congrès international de Physique organisé par l'Union internationale de Physique et la Physical Society. London. 1934. Les Rayons Cosmiques. I, 46 blz. Hermann. Paris. 1936. Prijs 10 frs.

Onder bovenstaande titel is samengevat een aantal mededeelingen over Kosmische stralen welke in Oct. 1934 op de Conferentie te Londen gedaan zijn.

Deze voordrachten zijn verkort en veelal wat de conclusies betreft onveranderd gegeven. Het is vreemd dat men deze uitgave zoo uitgevoerd heeft want op het terrein van sommige onderwerpen zijn sedert de ruim twee jaar die verlopen zijn de inzichten en zelfs de betreffende gegevens zoozeer veranderd dat de stukken geen waarde meer hebben. Bijv. de nieuwere fotografieën van Wilson-camera opnamen van Anderson en Neddermeyer hebben de resultaten geheel achterhaald. De statistieken zijn anders geworden, de conclusies leiden ten aanzien van het energieverlies per cm. voor energierijke elektronen tegengesteld aan de in dit boekje opgegevene.

Terwijl zij op de Conferentie tot de conclusie kwamen, dat er geen protonen voorkomen in de primaire stralen zijn de auteurs van die meening thans geheel teruggekomen. De schaarsche gegevens over het breedte-effect door Auger en Leprince Ringuet medegedeeld geven allermint een beeld van het thans bekende.

In de tweede mededeeling van dezelfde auteurs omtrent de verandering van de intensiteit met de hoogte zetten zij uiteen dat er twee soorten stralen moeten zijn, de harde en de zachte komponent, een bevestiging van de experimenten van Rossi gegrond op de ondervinding dat de showers met de hoogte veel sterker toenemen dan de ionisatie. Evenmin als Rossi kunnen zij echter tot het besluit komen dat ook de zachte komponent een primaire straling is. Integendeel de groote absorpsie van de straling schijnt het naar hun oordeel onmogelijk te maken de zachte als primaire straling op te vatten. Volgens de onderzoekingen in Amsterdam in het laatste jaar is dit echter noodzakelijk gebleken.

In zijn mededeeling legt Rossi er vooral den nadruk op dat het thans zeker is dat een drievoudige coïncidentie door drie tellers boven elkaar geen andere conclusie toelaat dan dat deze coïncidentie door een ioniseerende straal, dus een geladen korpuskel moet ontstaan. Behalve Milikan twijfelde daaraan reeds niemand meer, maar thans moet men wel aannemen dat ook hij overtuigd moet zijn.

Blacket bericht over de absorpsie van Kosmische stralen. Zijn mededeeling is noch een samenstelling van eigen werk, noch een gedocumenteerde bespreking van het werk van anderen. Zijn conclusies zijn thans voor het grootste deel onhoudbaar gebleken. De absorpsie per meter water is 4.10^8 e Volt en niet 4.10^6 e Volt gelijk in deze vertaling is aangegeven.

De mededeeling van Bowen, Millikan en Neher over de invloed van magnetische breedte op de straling staat nog te veel op het standpunt, — dat Millikan zeer noode verlaten moest, dat de primaire kosmische stralen photonen zijn — daardoor maakt het betoog een zeer verwarde indruk. Wat er juist is in hunne conclusies en wat door hen als origineel wordt gegeven was reeds eenige jaren tevoren door anderen gevonden.

Een zeer exacte maar alleen de allereerste daten betreffende mededeeling over de groote stooten wordt door Hoffmann gegeven. Deze stooten zijn het laatste jaar het onderwerp van een groot aantal studies geworden. Een korte discussie door Bernardini, Bethe, Regener en Skobeltzin vormt het slot.

Het geheel is wel zeer summair en niet overal actueel meer.

C.

ONTLADINGEN IN KWIKDAMP VAN HOOGEDRUK *)

door W. ELENBAAS

§ 1. Inleiding.

De hoge druk kwikontlading ontwikkelt zich uit de lage druk kwikontlading gedurende het opwarmproces. Voor het ontsteken heeft men een edelgas nodig omdat de kwikdampdruk van de koude buis hiervoor te klein is. De buis wordt daarom, behalve met kwik, met enkele mm edelgas gevuld. Indien men b.v. *Ne* als ontsteekgas kiest, ziet men direct na het ontsteken het roode Neonlicht. Snel daarna verdwijnt echter het licht van het edelgas omdat de *Hg*-dampdruk door de ontwikkelde warmte stijgt en de *Hg*-dampdruk slechts een fractie van de edelgasdruk behoeft te zijn om de hoofdrol te spelen, daar de aanslag- en ionisatiespanningen van kwik belangrijk kleiner zijn dan van het edelgas. Bij de kwikbuis doet het edelgas alleen als ontsteekgas dienst en behoeft niet zooals bij de *Na*-buis de rol van stootgas te vervullen. Bij de lage druk *Hg*-buis bevindt zich achter de elektroden een vrij groote ruimte doordat hier de normale binnenkneep **) (fig. 1*a*) wordt gebruikt. Hierdoor blijft de temperatuur van de koudste plaats (punt *A*) laag en wel van de orde van grootte van 100° C. De *Hg*-dampdruk bij 100° C bedraagt 0.27 mm. Willen we de druk hoo-

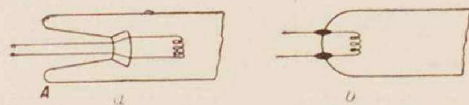


Fig. 1. Insmelting van de kwikbuis.
a. lage druk buis;
b. hoge druk buis.

ger laten oploopen teneinde een zoogenaamde hoge druk kwikontlading te krijgen, dan moeten we er dus voor zorgen, dat de koudste plaats warmer wordt. Dit bereikt men door deze plaats dichterbij de ontlading te brengen (fig. 1*b*). Om de buis tegen wind te beschutten en om er een handig geheel van te maken is ze ingesmolten in een tweede buis met een schroefhuls (fig. 2). Tevens

*) Voordracht, gehouden voor de vacatiecursus voor verlichtingskunde, te Utrecht op 26 Augustus 1936.

**) De kneep is het platgeknepen gedeelte waar doorvoerdraaden ingesmolten zijn.

kan de warmteafgifte van de uiteinden van de binnenbuis nog worden verminderd door b.v. dit gedeelte te platineeren, waardoor het warmteverlies door straling afneemt.

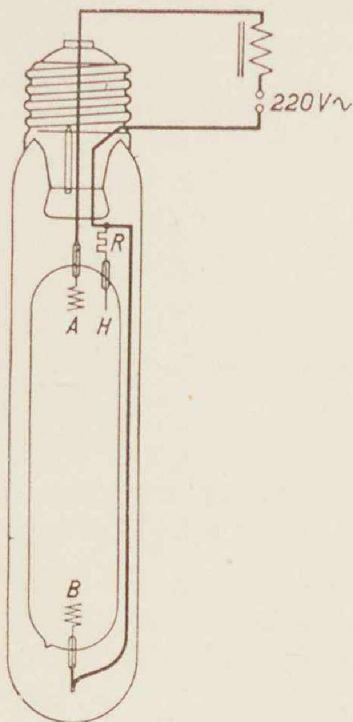


Fig. 2. Hooge druk kwik-lamp (type 1 atmosfeer).
A en *B* oxydkathodes;
H hulpelectrode;
R hooge weerstand.

In vele gevallen is de netspanning niet hoog genoeg om de ontsteking zonder meer te bewerkstelligen, te meer daar de electroden, die uit wolfram bestaan, bedekt met aardalkalioxyd, meestal niet door een aparte gloeistroom worden verhit, zoodat de lamp met koude electroden moet ontsteken. Doorgaans wordt de ontsteking teweeggebracht door de hulpelectrode *H* (fig. 2), die via een groote weerstand *R* (b.v. 100.000 Ohm) met de andere electrode is verbonden. De netspanning komt dus tusschen *A—H* te staan en is in staat, over deze kleine afstand doorslag te geven. Door de hooge weerstand is de stroomsterkte klein, maar het aantal in de buis gevormde ionen is toch groot genoeg om de hoofdontlading tusschen *A* en *B* te ontsteken.

Direct na de ontsteking zakt de spanning tusschen *A* en *B* plotseling tot een fractie van de netspanning (b.v. 20 Volt, afhankelijk van de afstand *A—B*, de buisdiameter, de electroden en het edelgas) en verandert aanvankelijk gedurende de opwarming weinig. Bij een kwik-dampdruk van ongeveer 0.3 mm begint de boogspanning te stijgen. Hierdoor stijgt ook het door de buis opgenomen vermogen (de stroomsterkte zakt aanvankelijk weinig), waardoor de temperatuur verder oploopt en dientengevolge ook de dampdruk. Nu blijft de gradient (Volt/cm) met toenemende dampdruk stijgen, zoodat de mogelijkheid bestaat, dat het opwarmproces verder zou kunnen gaan dan wenschelijk is. Indien n.l. bij een gegeven netspanning de boogspanning een bepaalde waarde overschrijdt, is de ontlading niet meer stabiel en gaat de boog uit. Bij 220 Volt netspanning en smoorspoelbegrenzing is de maximale boogspanning ongeveer 170 Volt. Daar we echter met plotselinge netspanningsdalingen rekening moeten houden, waarbij de buis

evenmin mag uitgaan, wordt de boogspanning bij deze netspanning meestal niet hoger gekozen dan ongeveer 135 Volt. We moeten dus zorgen, dat de boogspanning niet hoger dan deze waarde oploopt. Dit is op twee manieren mogelijk:

1°. Door ervoor te zorgen, dat de temperatuur van de koudste plaats in de evenwichtstoestand de juiste waarde heeft. In fig. 3 stelt a de door de lamp opgenomen energie voor als functie van de boogspanning (in 0 is de energie nul omdat V_B nul is en in E omdat de stroom nul is). De vorm van de kromme a hangt hoofdzakelijk van het voorschakelapparaat af. Een gedeelte van deze toegevoerde energie verlaat de buis als straling (van de ontlading).

De rest (kromme b) wordt aan de buiswand afgegeven.

De lijn c stelt de energie voor, die nodig is om de buis op temperatuur te houden. Dat deze lijn stijgt met toenemende V_B is het gevolg van de toenemende wandtemperatuur. Immers, toenemende boogspanning wil zeggen toenemende druk en deze komt tot stand door

hoogere temperatuur van de koudste plaats. Bij hogere temperatuur is echter het energieverlies van de buiswand (warmtegeleiding, straling en convectorie) groot. C stijgt dus met V_B . In het punt A (fig. 3) wordt dus de energie AD toegevoerd. De energie CD is de door de ontlading uitgestraalde energie, die de buiswand passeeren kan (totale straling verminderd met de absorptie in de buiswand), terwijl AB door de buiswand aan de omgeving wordt afgegeven (warmtegeleiding, straling en convectorie), zoodat de energie BC overblijft om de buis op te warmen. De opwarmsnelheid zal dus afhangen van het verloop der lijnen b en c en van de warmtecapaciteit van de buis. Het op-

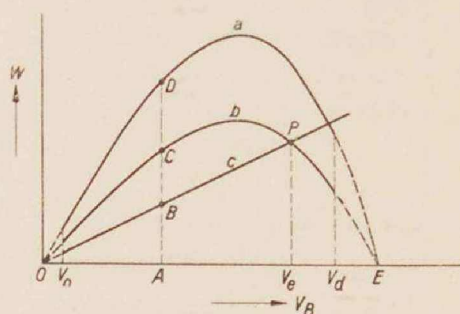


Fig. 3. Evenwicht bij overmaat kwik.

- V_B = boogspanning;
- W = watts in de lamp;
- V_0 = laagste boogspanning;
- V_e = boogspanning bij evenwicht;
- V_d = boogspanning waarbij de ontlading dooft;
- E = netspanning;
- a = toegevoerde energie;
- $b = a$, verminderd met de straling;
- c = energie, noodig om de buis op temperatuur te houden.

warmproces zal nu eindigen in het punt P . De lijn c is afhankelijk van de afmetingen en de koeling van de buis. We

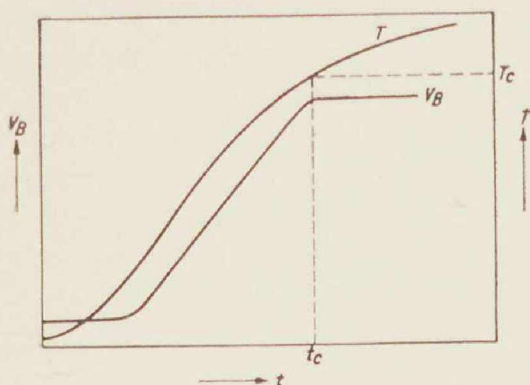


Fig. 4. Boogspanning V_B en temperatuur van de koudste plaats T , als functie van de tijd t na het ontsteken bij een buis met beperkte hoeveelheid kwik.

moeten dus de factoren, die de lijn b en die, welke de lijn c bepalen, zoodanig aan elkaar aanpassen, dat het snijpunt P bij de gewenschte boogspanning ligt.

In dit geval is de boogspanning afhankelijk van de koelcondities (daar c hiervan afhankelijk is).

2°. Door ervoor te zorgen, dat er slechts zoo weinig

kwik in de buis aanwezig is, dat dit juist geheel verdampt is als de gewenschte boogspanning is bereikt. De temperatuur van de koudste plaats kan dan nog verder oploopen, maar de gemiddelde dampdichtheid blijft constant. Nu is de gradient bij constante gemiddelde dampdichtheid slechts weinig afhankelijk van de wandtemperatuur, zoodat de boogspanning, als het kwik geheel verdampt is, practisch constant blijft. Boogspanning V_B en temperatuur T van de koudste plaats verlopen dus als functie van de tijd t na het ontsteken als in fig. 4 aangegeven. Op het tijdstip t_c is al het kwik verdampt. Deze tweede manier heeft het voordeel, dat de brandspanning onafhankelijk van de koelcondities is geworden (tenzij men zóó sterk ging koelen, dat de temperatuur van de koudste plaats onder T_c — fig. 4 — zou zakken) en dat de opwarmtijd korter kan zijn omdat de eindwaarde van de boogspanning nu niet asymptotisch wordt bereikt.

Indien alle aanwezige kwik verdampt is (constante gemiddelde dampdichtheid), is de boogspanning ook weinig afhankelijk van de stroomsterkte. Dit is niet in strijd met het feit dat bij constante druk de gradient bij toenemende stroomsterkte afneemt (negatieve karakteristiek). Houden we immers de gemiddelde dichtheid constant (al het kwik verdampt), dan stijgt bij toenemende stroomsterkte de druk (hoogere temperatuur) en dit heeft gradient-

verhooging ten gevolge, die de verlaging als gevolg van de grootere stroomsterkte ongeveer compenseert. In fig. 5 is de gradient G ,

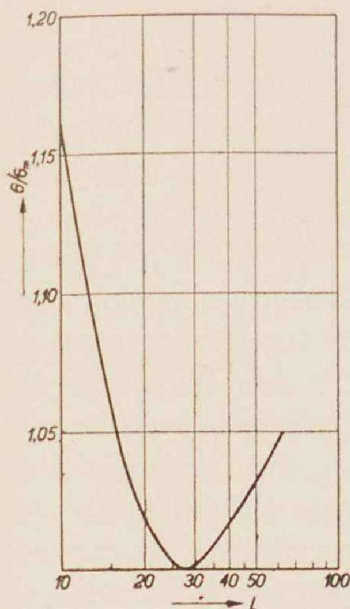


Fig. 5. Gradient G gedeeld door de minimale gradient G_m als functie van de belasting per cm L bij constante verdampte hoeveelheid kwik (L schaal logaritmisch).

gedeeld door zijn minimale waarde G_m , als functie van de belasting in Watt per cm buislengte (L), bij constante gemiddelde dampdichtheid aangegeven.

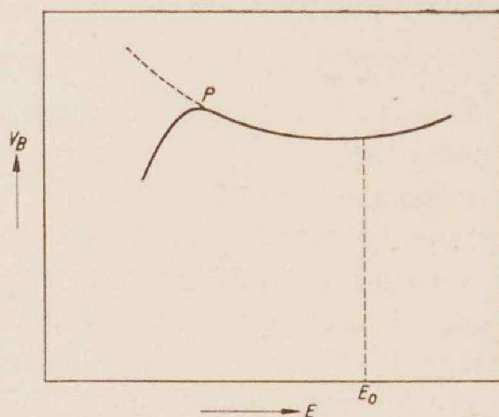


Fig. 6. Boogspanning V_B als functie van de netspanning E bij een buis met beperkte hoeveelheid kwik. E_0 normale netspanning; — langzame netspanningsverandering; — — snelle netspanningsverandering.

Tusschen 15 en 60 Watt per cm verloopt de gradient dus slechts 5% en is dus voor de praktijk als constant te beschouwen. Bij variatie van de netspanning krijgen we dus bij buizen met beperkte hoeveelheid kwik het volgende te zien (fig. 6): is bij normale netspanning de belasting van de buis ongeveer 30 W/cm, dan zal bij verhooging van de netspanning de boogspanning zeer langzaam stijgen (door de toenemende belasting per cm). Eveneens bij daling van de netspanning. Hier is de stijging, vooral als de belasting klein wordt, vrij sterk. Dit gaat echter zoo lang, totdat door het afnemen van de belasting de koudste plaats de temperatuur T_c (fig. 4) heeft bereikt. Bij verdere verlaging van de netspanning gaat er kwik condenseeren en dien-tengevolge begint de boogspanning te dalen (punt P , fig. 6). Hierbij is aangenomen, dat de netspanning zoo langzaam gevarieerd wordt, dat de buis evenwichtstoestanden doorloopt. Wordt de netspanning plotseling zeer veel verlaagd, dan condenseert er geen

kwik tengevolge van de temperatuur-traagheid van de buiswand, en kan de boogspanning zoo ver oploopen (gestippelde kromme), dat de ontlading, mede door de kleinere netspanning niet meer stabiel is en uitgaat.

Wat de afhankelijkheid van de gradient van de diameter betreft, vinden we, dat bij gelijke druk en stroomsterkte de gradient stijgt met afnemende buisdiameter.

§ 2. *De contractie.*

Gedurende het opwarmproces nemen we nog een merkwaardig verschijnsel waar. De ontlading, die bij de lage druk de geheele buisdoorsnede vulde, begint bij toenemende druk zich samen te snoeren, zoodat bij enkele cm druk de ontlading los van de wand is, terwijl bij een druk van één atmosfeer de ontlading slechts een diameter heeft, die ongeveer gelijk is aan de halve buisdiameter (dit geldt voor buizen van enkele cm diameter; bij kleinere diameter treedt het verschijnsel eerst op bij hogere drukken). De lichtende kern gaat hierbij continu in de donkere mantel over. De contractie wordt sterker bij toenemende druk (constante L) en bij afnemende belasting (constante druk).

§ 3. *Het Rendement.*

Een belangrijke grootheid van de Hg -ontlading is het lichtrendement, d. w. z. het aantal lumen, dat de lamp per Watt geeft. Dit kan een functie zijn van de volgende parameters: buislengte, buisdiameter, ontsteekgas (aard en druk), stroomsterkte, gradient (of druk) en stand van de buis (horizontaal of verticaal). De buislengte speelt een rol, doordat er aan de elektroden verliezen optreden, die bij een lange buis minder invloed hebben dan bij een korte buis. We zullen in het vervolg de electrodeverliezen niet meetellen en doen alsof we met oneindig lange buizen hebben te maken, waarvan we 1 cm buislengte beschouwen. De invloed van het ontsteekgas en van de stand van de buis is gering en beiden komen in § 4 ter sprake, zoodat er practisch als eenige variabelen overblijven: buisdiameter d , stroomsterkte i en gradient G . Bij constante diameter stijgt het rendement, zoowel met toenemende stroomsterkte als met toenemende gradient. In het gebied, waarin we gewoonlijk werken, kunnen we zeggen, dat het rendement in eerste benadering een functie is van $i \cdot G$, dus van de Watts per cm

zuillengte L^8). Kiezen we als derde onafhankelijk variabele de hoeveelheid kwik in dampvorm per cm buislengte (m), dan kunnen we natuurlijk ook zeggen, dat het rendement een functie is van d , L en m , daar door deze 3 grootheden de ontleding bepaald is. Het voordeel, aan deze keuze der variabelen verbonden, is echter, dat het rendement hoofdzakelijk van L afhangt en slechts weinig van m en d . (Bij buizen met

grootere diameter zijn iets hogere rendementen te bereiken). Houdt men m constant, dan heeft variatie van de diameter weinig invloed (de nauwere buizen dus bij hogere druk bedrijven). Fig. 7 geeft voor een buis van 26.5 mm diameter het verloop weer van het rendement als functie van L voor verschillende hoeveelheden Hg per cm buislengte m (mg/cm). Men ziet, dat de krommen in het begin snel stijgen en later asymptotisch tot een eindwaarde schijnen te naderen. Hooge rendementen worden dus bereikt bij hooge belastingen per cm zuillengte, b.v. 30 Watt/cm. Deze belasting is een factor 20 hooger dan die van *Na*-lampen. Dit heeft tengevolge, dat de hooge druk *Hg*-ontleding zeer geschikt is voor lampen van groot vermogen. Ook dan worden de buizen nog kort.

De hooge belasting per cm heeft tengevolge, dat de buis van zeer temperatuurbestendig glas gemaakt moet worden. De verweekingspunten der voor hooge druk *Hg*-buizen gebruikte glassoorten liggen dan ook bij ongeveer 800° C. Als gevolg van de korte, wijde buizen levert de ontsteking geen bijzondere moeilijkheden (fig. 2). Dit hangt samen met het feit, dat de boogspanning direct na het ont-

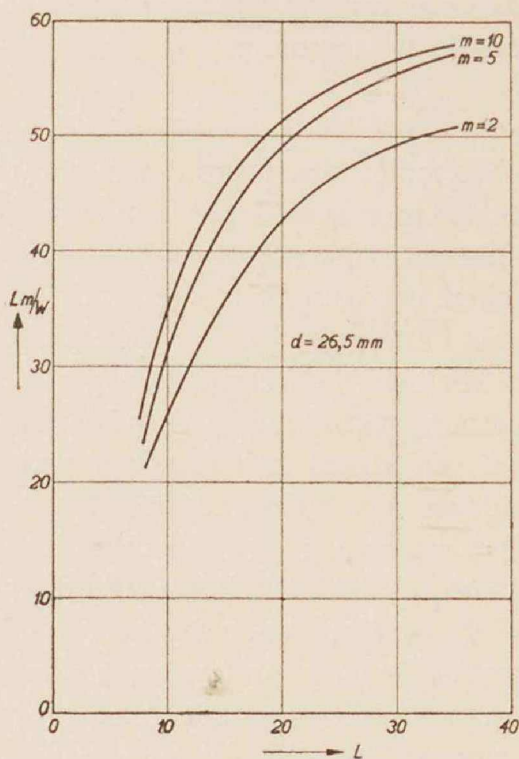


Fig. 7. Lumen per Watt (Lm/W) als functie van de belasting per cm (L) bij een buis van 26½ mm inwendige diameter bij verschillende hoeveelheden kwik per cm buislengte m (mg/cm). Electrodenverliezen niet inbegrepen.

steken laag is (± 20 V). Deze lage boogspanning is hier geen bezwaar, daar de boogspanning gedurende het opwarmproces toch tot de gewenschte waarde oploopt, zoodat de waarde van V_B/E (V_B = spanning op de lamp, E = netspanning) niet door de ontsteking wordt bepaald, maar geheel afhangt van de vraag, hoever men de boogspanning kan laten oploopen zonder gevaar te loopen, dat de ontlading dooft bij maximaal voorkomende schommelingen van de netspanning.

§ 4. *Theoretische beschouwingen.*

We zullen nu, voordat we overgaan tot de beschrijving der Hg-buizen met zeer hoge drukken, nagaan wat we van de bovengenoemde eigenschappen kunnen begrijpen. Als direct na het ontsteken de dampdruk laag is, is de vrije weglengte der electronen groot. Ondanks de betrekkelijk kleine gradient wordt hierdoor de snelheid der electronen groot omdat het electron een groot spanningsverschil kan doorloopen, voordat het botst. De botsing met een atoom kan elastisch verlopen, waarbij het electron gemiddeld een klein gedeelte ($2m/M$; m = massa van het electron, M = massa van het atoom) van zijn energie aan het atoom overdraagt, of onelastisch, waarbij de inwendige energie van het atoom wordt vergroot, m. a. w. het atoom wordt aangeslagen of geïoniseerd. Hiervoor is allereerst noodzakelijk, dat de kinetische energie van het electron groot genoeg is. Ook in dit laatste geval kan bovendien kinetische energie aan het atoom worden overgedragen. Daar echter het aantal botsingen tusschen electronen en atomen klein is vanwege de lage druk, zal de overdracht van kinetische energie aan de atomen klein zijn. De temperatuur van het gas zal dus slechts weinig boven kamertemperatuur (of beter boven de temperatuur van de buiswand) komen te liggen. Nu is volgens Langmuir¹⁾ de snelheidsverdeeling der electronen in een positieve zuilontlading dezelfde als die van electronen in een vat van hoge temperatuur. We kunnen de snelheidsverdeeling der electronen dus karakteriseeren door een temperatuur. Bij lage druk is de electronentemperatuur volgens het voorafgaande zeer hoog (gemiddelde snelheid groot). Neemt nu gedurende het opwarmproces de dampdruk toe, dan wordt het aantal botsingen tusschen de snelle electronen en de langzame atomen grooter en de energieuitwisseling wordt dus inniger. De heete electronen dragen

hierbij energie over aan de koudere atomen. Dit heeft tengevolge, dat de electronentemperatuur daalt en de gastemperatuur stijgt. In fig. 8 hebben we dit schematisch voorgesteld. Vanaf een zekere

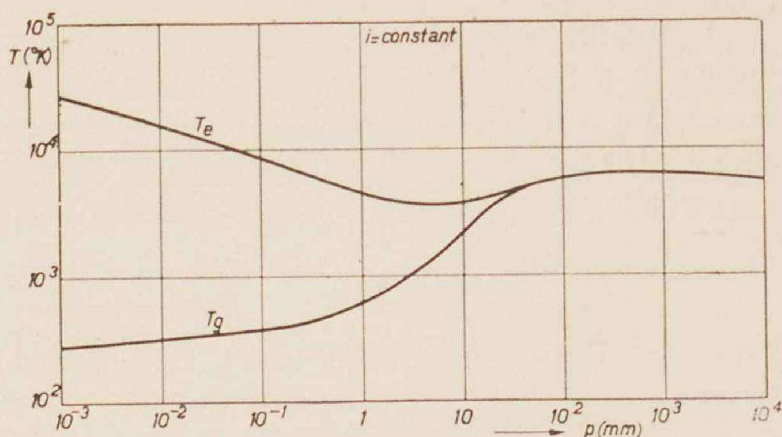


Fig. 8. Electronentemperatuur T_e en gastemperatuur T_g als functie van de dampdruk p (schematisch).

druk zal de electronentemperatuur nog slechts weinig boven de gastemperatuur liggen *). Wel is het noodzakelijk, dat de electronentemperatuur hoger is, daar het de electronen zijn, die kinetische energie uit het elektrische veld opnemen en deze energie gedeeltelijk aan de atomen overdragen tengevolge van het temperatuurverschil dat er tusschen beide groepen van deeltjes bestaat. Was dit temperatuurverschil nul, dan zouden de electronen gemiddeld geen energie aan de atomen kunnen overdragen en het gas zou door straling en energieafgifte aan de buiswand in temperatuur dalen. We willen nu echter veronderstellen, dat het temperatuurverschil tusschen electronen en atomen zoo klein is, dat we mogen rekenen alsof er temperatuurevenwicht tusschen de verschillende groepen van deeltjes (electronen-atomen-ionen) bestaat. Dit geeft voor berekeningen een enorme vereenvoudiging omdat we nu, om het aantal aangeslagen atomen of het aantal geïoniseerde atomen te berekenen, niet meer de elementairprocessen en de waarschijnlijkheden waarmee deze optreden behoeven te kennen, maar gebruik kunnen maken van de thermodynamica. We zetten het aantal atomen, dat is aangeslagen in de toestand die V volt boven de grondtoestand ligt, volgens Boltzmann gelijk aan:

*) Bij gelijke temperatuur is de gemiddelde snelheid der electronen nog belangrijk groter dan die der atomen, daar $\frac{1}{2}mv^2$ voor beide gelijk is. De gemiddelde snelheid der Hg atomen is dus bij temperatuurevenwicht nog 600 maal zoo klein als die der electronen.

$$n_0 \epsilon^{-eV/kT} \quad (1)$$

waar n_0 het aantal atomen in de grondtoestand voorstelt. Om de ionisatiegraad x (aantal geïoniseerde atomen gedeeld door het totale aantal atomen) te berekenen, maken we gebruik van een formule, welke door S a h a ²⁾ werd afgeleid om de ionisatiegraad in de sterrenatmosfeer te bepalen en die eerst door C o m p t o n ³⁾ en later door O r n s t e i n, B r i n k m a n en B e u n e s ⁴⁾ op de boogontlading werd toegepast. Deze formule luidt:

$$\frac{x^2 p}{1 - x^2} = C T^{5/2} \epsilon^{-eV_i/kT} \quad (2)$$

waarin p de totale druk (van atomen, ionen en electronen), x de ionisatiegraad, C een constante en V_i de ionisatiespanning voorstellen *).

We kunnen dus het aantal atomen, dat zich in een bepaalde aangeslagen toestand bevindt en de ionisatiegraad berekenen, als we de temperatuur in de ontleding kennen. De temperatuur speelt dus een belangrijke rol. In de hoge druk Hg-ontlading bepaalden we de temperatuur in een bepaald geval door de druk en de dichtheid te meten ⁵⁾. Dit geschiedde door een buis met afgewogen hoeveelheid kwik, zoodanig te belasten, dat de glaswand juist week werd, waarbij bovendien de hoeveelheid kwik per cm buislengte zóó werd gekozen,

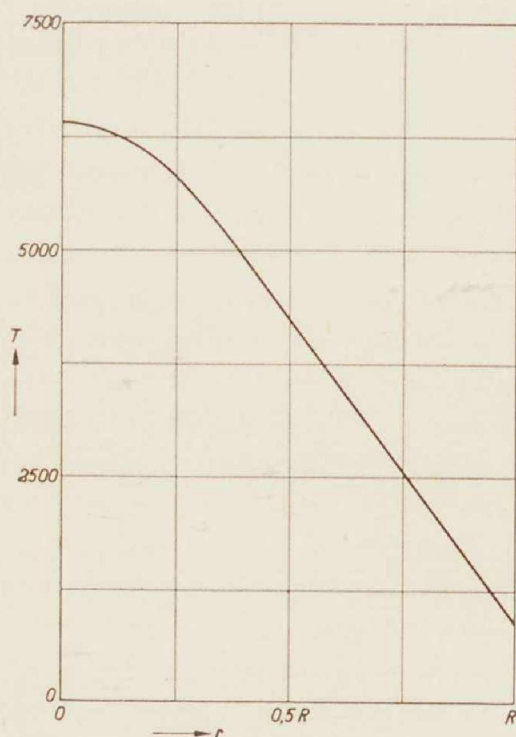


Fig. 9. Gastemperatuur als functie van de afstand tot de as van de buis; buisdiameter 20 mm; $m = 3.14$ mg/cm; $L = 40$ W/cm.

dat de buis, indien het kwik geheel was verdampt, noch in-

*) Bij constante temperatuur daalt derhalve de ionisatiegraad als de druk toeneemt. Dit is het gevolg van de bij stijgende druk en constante ionisatiegraad toenemende kans, dat een ion en een electron elkaar ontmoeten en een neutraal atoom vormen.

zoog, noch opblies. De druk in de buis was dus één atmosfeer. Uit de afgewogen hoeveelheid kwik volgde de gemiddelde dichtheid. Met behulp van de bekende wandtemperatuur kon het temperatuurverloop van de wand naar de as berekend worden. In de as vonden we een temperatuur van de orde van grootte van $6000^\circ K$. Deze is juist van de goede grootte om de, voor de gemeten gradient en stroomsterkte benodigde ionisatiegraad, te leveren. In fig. 9 is het temperatuurverloop in deze buis geteekend.

Dit temperatuurverloop verklaart het verschijnsel der contractie. Het aantal aangeslagen atomen wordt n.l. door (1) gegeven en is dus evenredig met $\frac{1}{T} \epsilon^{-eV/kT}$ (druk over de geheele doorsnede constant). Daar de exponent van de ϵ macht een waarde heeft van ongeveer -15 is de variatie van de ϵ macht overheerschend. Is even buiten de as de temperatuur 10% gedaald, dan is de ϵ macht dus een factor $\epsilon^{1.5} (= 4.7)$ gedaald. De variatie van de absorptie verwaarloozende, vinden we dus de straling met een factor 4 gedaald als de temperatuur nog slechts 10% gedaald is. Halverwege as en wand is de temperatuur reeds zoo ver gezakt, dat de waarde van de uitdrukking (1) hier te verwaarlozen is vergeleken met die in de as van de buis. Zooals te verwachten is, neemt ook de intensiteit van lijnen, afkomstig van hoger gelegen niveaus, sneller af (absolute waarde van de exponent van de ϵ macht groter) dan van lijnen, die een lager niveau als beginniveau hebben. In fig. 10 hebben we het intensiteitsverloop van de as naar de wand voor de gele (1) en voor de groene lijn (2) in een speciaal geval geteekend. Het beginniveau van de gele lijn ligt 8.8 Volt, dat van de groene lijn 7.7 Volt boven het grondniveau.

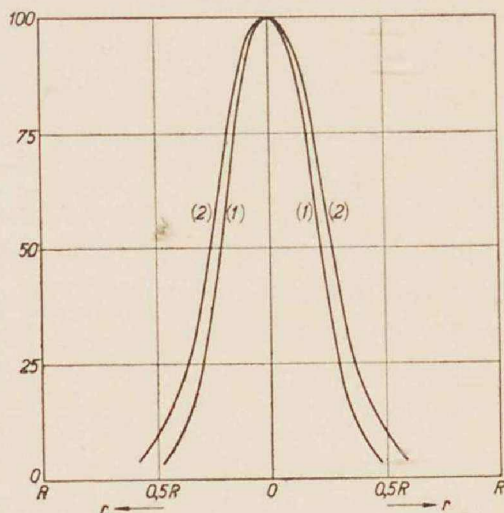


Fig. 10. Oppervlaktehelderheid van de gele lijn (1) en van de groene lijn (2) als functie van de afstand tot de as; buisdiameter 30 mm; $m = 6$ mg/cm; $L = 25$ W/cm.

De temperatuurgradient van de as naar de wand van de buis (fig. 9) gaat samen met een strooming van energie door warmte-

geleiding van de ontlading naar de wand. Beschouwen we concentrische ringen in de donkere mantel, dan wordt in de tusschenruimte geen warmte geproduceerd en stroomt er dus door alle ringen evenveel energie naar buiten. Noemen we deze energie per cm ontladingslengte A , dan is

$$A = 2\pi r \sigma(T) \frac{dT}{dr} \quad (3)$$

als $\sigma(T)$ de warmtegeleidingscoëfficiënt voorstelt. Behalve door warmtegeleiding verliest de ontlading energie door straling. Het energieverlies door convectie is bij oneindig lange buizen nul, daar bij laminaire convectiestrooming *) het aanstroomende gas reeds op temperatuur is en dus geen energie verbruikt, om te worden opgewarmd (dit geldt alleen niet voor het onderste stuk van de ontlading). Verder kan de ontlading energie verliezen doordat electronen uit de ontlading naar de wand diffundeeren (warmtegeleiding door de electronen). We zullen dit verwaarloozen omdat men aan de wand practisch geen electronen vindt. (Voor de temperatuurverdeeling in de ontladingsbaan speelt dit mechanisme wellicht wel een rol). Daar de ontladingstoestand stationnair is, zetten we de per cm lengte toegevoerde energie L gelijk aan het verlies door warmtegeleiding A en het stralingsverlies S .

$$L = A + S \quad (4)$$

A hangt bij gegeven temperatuurverloop niet af van de buisdiameter (daar in vgl. (3) r zoowel in de teller als in de noemer voorkomt) en ook niet van m , daar de warmtegeleiding onafhankelijk van de druk is. A is dus alleen een functie van het temperatuurverloop (fig. 9). We gaan nu veronderstellen, dat, om de totale straling en de gradient te berekenen, de ontlading waarin de temperatuur van de as naar buiten toe afneemt, door een denkbeeldige ontlading vervangen mag worden met een bepaalde diameter en een over deze geheele diameter constante temperatuur. We

*) In een verticaal brandende hoge druk Hg buis kan men de convectiestrooming goed waarnemen aan kleine deeltjes die van de electrode afspringen (bijv. door tegen de buis te kloppen) en met de convectiestroom mee de ontlading worden ingevoerd en door de hoge temperatuur gaan gloeien (door rood glas kijken). In het midden stijgen de deeltjes en in de donkere mantel bewegen de deeltjes zich naar beneden (demonstratie). Bij zeer hoge drukken of zeer wijde buizen kan deze convectiestrooming zoo snel worden, dat ze turbulent wordt 13). De ontlading is dan zeer onrustig. Brengt men de buis in horizontale stand, dan wordt de ontlading weer rustig (demonstratie).

voeren dus een effectieve temperatuur $T_{eff.}$ in en zullen proberen of we, in plaats van met het geheele temperatuurverloop $T(r)$, met die ééne temperatuur $T_{eff.}$ kunnen rekenen. We veronderstellen dus, dat A een functie is van $T_{eff.} \rightarrow A(T_{eff.})$. De straling hangt, als we de variatie der absorptie verwaarloozen, alleen af van het aantal atomen in de grondtoestand en de temperatuur. S is dus ook geen functie van de diameter $\rightarrow S(m, T_{eff.})^*$.

(4) wordt dus:

$$L = A(T_{eff.}) + S(m, T_{eff.}) \quad (5)$$

of
$$\frac{L - A(T_{eff.})}{L} = \frac{S(m, T_{eff.})}{L}$$

Het totaal stralingsrendement S/L is dus

$$S/L = 1 - \frac{A(T_{eff.})}{L}. \quad (6)$$

De temperatuurgradient in fig. 9 zal voor de verschillende buizen niet zeer veel uitéénlopen, daar de astemperatuur niet zeer veel varieeren kan (daar de straling zoo snel met T varieert). Beschouwen we $A(T_{eff.})$ dus eenvoudigheidshalve als constant. Het stralingsrendement neemt dan volgens (6) met toenemende L toe, zooals we ook in fig. 7 vonden, en hangt niet van m en d af. Dat in werkelijkheid m en d toch nog een kleine invloed hebben op het rendement is te wijten aan het feit, dat A niet geheel constant is, de absorptie niet constant is en (6) niet geldt voor het zichtbare rendement maar voor het totale stralingsrendement. Bij verandering van de temperatuur der ontlading (verandering van m of L) zal de intensiteitsverdeeling over de verschillende lijnen anders worden, zoodat het totaalstralingsrendement en het zichtbare rendement niet evenredig behoeven te zijn. In grove trekken is echter het gedrag van het rendement in fig. 7 (stijging met L en slechts kleine afhankelijkheid van m en d) met bovenstaande beschouwing in overeenstemming.

We kunnen op deze wijze ook begrijpen hoe het rendement van

*) S stelt hier de straling voor, die de ontladingsbaan verlaat. Dit is niet de totale straling, die we meten, daar de resonantielijnen voor een groot deel in de donkere mantel geabsorbeerd worden. Hierdoor is de veronderstelling, dat door elke cylinder in de donkere mantel evenveel energie als warmte naar buiten stroomt, niet geheel juist. De absorptie maakt, evenals de warmtegeleiding door electronen, de ontlading breeder dan ze zou zijn als alleen warmtegeleiding van het gas een rol speelde.

het ontsteekgas afhangt ⁶⁾. Het rendement blijkt n.l. onder verder gelijke omstandigheden kleiner te zijn naarmate het ontsteekgas lichter en de druk van het ontsteekgas groter is. Dit vindt zijn oorzaak in het feit, dat in beide gevallen de warmtegeleiding stijgt (de lichte edelgasatomen lopen sneller dan de zware Hg-atomen), zoodat A in vgl. (6) toeneemt en S/L dus afneemt.

Ook het verschil in rendement tusschen horizontaal en verticaal brandende buizen is op deze wijze te verklaren. Het blijkt n.l., dat bij horizontale brandstand het rendement enkele procenten (afhankelijk van belasting, buisdiameter en druk) kleiner is dan bij verticale brandstand. Nu verloopt de ontlading bij verticale brandstand in de as van de buis. Bij horizontale brandstand ligt het temperatuurmaximum tengevolge van de convectie boven de as van de buis en daar de ontlading door de temperatuur wordt bepaald, ligt ook de as van de ontlading boven de as van de buis. Dit verschijnsel neemt toe bij stijgende druk en buisdiameter. Bij de asymmetrische temperatuurverdeling is het energieverlies door warmtegeleiding groter terwijl nu ook het energieverlies door convectie een rol gaat spelen. A is dus groter, zoodat het rendement bij horizontale brandstand kleiner is *).

§ 5. De gradient als functie van m , L en d .

Zooals we in § 3 zagen, is de ontlading bepaald als we L , m en d geven. We kunnen de gradient dus ook als functie van deze drie grootheden uitdrukken. Indien we in (5) A als constant aannemen en de uitdrukking voor S ,

$$m \sum_k q_k \epsilon^{-eV_k/kT_{eff.}}$$

(q_k is hierbij evenredig met de uitdrukking $g_k \sum_l a_{kl} eV_{kl}$ waarin g_k het gewicht van het beschouwde niveau k is, a_{kl} de overgangswaarschijnlijkheid voor de overgang $k \rightarrow l$ en eV_{kl} het energieverval tusschen de niveaus k en l), vervangen door

$$mB \epsilon^{-eV_m/kT_{eff.}},$$

waarbij we dus de verschillende aangeslagen toestanden schematiseren door één enkel niveau op de hoogte V_m , dan vinden we in

*) Het feit, dat bij horizontale brandstand de as van de ontlading boven de as van de buis ligt, heeft ten gevolge, dat de bovenkant van de buiswand belangrijk warmer wordt dan de onderkant. In sommige gevallen zal daarom bij horizontale brandstand de wandtemperatuur aan de bovenkant te hoog worden (vervorming van de glaswand) zoodat sommige buizen alleen verticaal mogen branden.

combinatie met de vgl. van S a h a (2) en de beweeglijkheidsvgl. van L a n g e v i n *) de volgende uitdrukking voor de gradient γ)

$$G (:) \frac{L}{m} \frac{\frac{1}{2} \frac{1}{4} + \frac{V_i}{4V_m}}{d^{1\frac{1}{2}} (L-A)^{\frac{V_i}{4V_m}}} \quad (7)$$

Hierin is dus V_i de ionisatiespanning en V_m de zoojuist ingevoerde gemiddelde aanslagspanning. **)

Houden we m en L constant en varieeren we de diameter, dan moet volgens (7) $Gd^{1\frac{1}{2}}$ constant zijn. Dit blijkt experimenteel ook

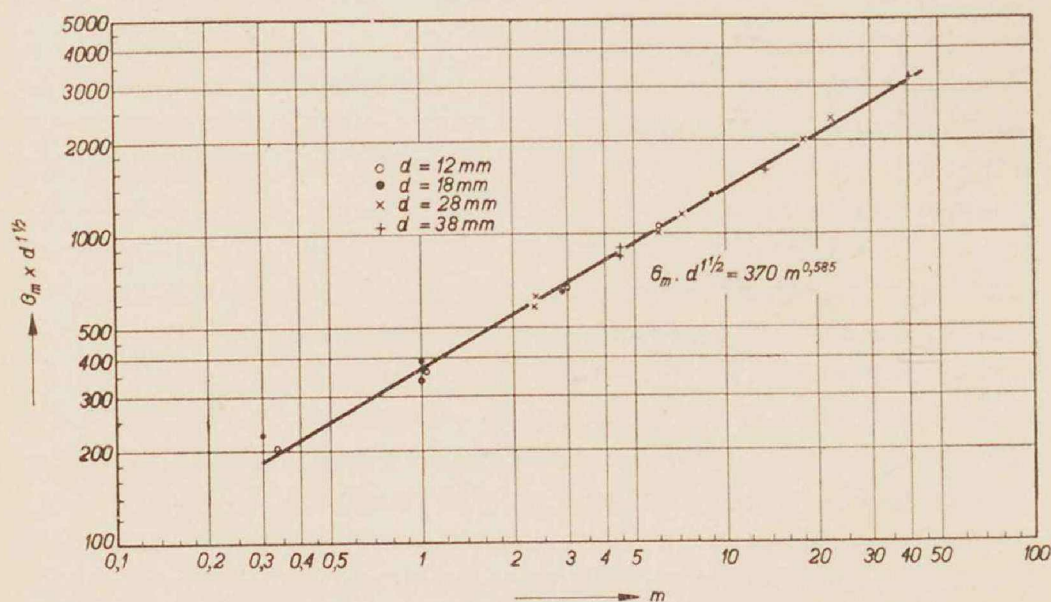


Fig. 11. Minimale gradient G_m (V/cm) maal de anderhalfde macht van de diameter d (mm) als functie van de hoeveelheid Hg per cm lengte m (mg/cm).

Dubbellogarithmisch.

*) Volgens deze vgl. is de gemiddelde snelheid der electronen in de veldrichting evenredig met de veldsterkte.

**) De stroomdichtheid i is gelijk $i = n e u G$, waar n het aantal electronen per cm^3 en u de beweeglijkheid der electronen. Nu is $n (:) x D$ ($D =$ dichtheid) en $x (:) p^{-1/2} T_{eff}^{5/2} \epsilon^{-eV_i/2kT_{eff}}$. (We verwaarlozen in (2) x^2 ten opzichte van 1; daar x van de grootteorde 10^{-3} is, is dit geoorloofd). Met $u (:) D^{-1} T_{eff}^{-1/2}$ en $p (:) m d^{-2}$ volgt na verwaarloozing van de variatie van $T_{eff}^{3/2}$ ten opzichte van de variatie van $\epsilon^{-eV_i/2kT_{eff}}$:

$$i (:) m^{-\frac{1}{2}} d G \epsilon^{-eV_i/2kT_{eff}}$$

Voor de stroomsterkte I vinden we dus: $I (:) m^{-\frac{1}{2}} d^3 G \epsilon^{-eV_i/2kT_{eff}}$. Na vermenigvuldiging met G volgt $L (:) m^{-\frac{1}{2}} d^3 G^2 \epsilon^{-eV_i/2kT_{eff}}$, of $G (:) L^{\frac{1}{2}} m^{\frac{1}{4}} d^{-1\frac{1}{2}} \epsilon^{eV_i/4kT_{eff}}$.

Eliminatie van T_{eff} uit deze vgl. en de vgl. $L = A + B m \epsilon^{-eV_m/kT_{eff}}$ geeft (7).

het geval te zijn. Verder eischt (7) dat, als we $Gd^{1\frac{1}{2}}$ dubbellogaritmisch tegen m uitzetten (L constant), we een rechte lijn vinden. In fig. 11 hebben we dit voor de minimale gradient G_m (fig. 5) gedaan, waarbij de diameter gevarieerd werd van 12 tot 38 mm en m van 0.3 tot 40 mg/cm. De punten liggen inderdaad op een rechte lijn. De helling van deze lijn, die gelijk moet zijn aan de exponent van m in (7) blijkt 0.585 te zijn. Voor $V_i/4V_m$ volgt dus de waarde $\frac{1}{3}$ of $V_m = \frac{3}{4}V_i$. Dit is voor de hoogte van het ingevoerde gemiddelde niveau een plausibele waarde. Vgl. (7) wordt dus nu

$$G (:) \frac{L^{\frac{1}{2}} m^{7/12}}{d^{1\frac{1}{2}} (L - A)^{1/3}} \quad (8)$$

Tenslotte gaan we de invloed van L na. Voor $L = A$ wordt G oneindig groot. Bij toenemende L gaat G door een minimum en stijgt bij zeer groote L weer evenredig met $L^{1/6}$. Dit gedrag is dus in overeenstemming met fig. 5. Volgens (8) ligt het minimum bij $L = 3A$. Experimenteel vinden we het minimum bij ongeveer 28 Watt/cm zoodat we voor A de waarde 9.3 Watt/cm vinden. Bij $L = 9.3$ Watt wordt G in fig. 5 niet oneindig groot, zooals (8) eischt, maar stijgt toch zeer sterk. Dat (8) hier niet meer juist is, is te wijten aan het feit, dat we A constant onderstelden. Bij de zeer lage belasting zal het verlies door warmtegeleiding dalen, zoodat we daar voor A een kleinere waarde moeten invullen. Rekent men G in Volt/cm, L in Watts/cm, m in mg/cm en d in mm, dan is de evenredigheidsfactor van (8) gelijk aan 185 ($A = 9.3$). De factor $L^{1/2} (L - A)^{-1/3}$ is in de buurt van 30 W/cm practisch gelijk aan 2, zoodat we voor de minimale gradient G_m kunnen schrijven:

$$G_m = 370 m^{7/12} \cdot d^{-1\frac{1}{2}} \text{ (fig. 11).}$$

§ 6. *Gelijkvormige ontladingen. Superhoogedruklampen.*

Volgens vergelijking (5) is de temperatuur van de ontladingsbaan alleen een functie van m en L en niet van de diameter. Beschouwen we twee buizen met verschillende diameter maar gelijke m en L dan kan men met dezelfde veronderstellingen die in § 4 gebruikt werden, gemakkelijk inzien dat niet alleen de effectieve temperaturen van deze twee ontladingen dezelfde zijn, maar ook de temperaturen in alle overeenkomstige punten. De twee ontladingen vertoonen dus een gelijkvormig temperatuurverloop

(fig. 12). Dicht bij de wand zullen de temperaturen niet gelijk zijn, daar de wandtemperatuur van de nauwere buis hooger zal zijn.

Hierdoor en door de verwaarloozing van verschil in absorptie zal het temperatuurverloop in beide buizen niet precies gelijkvormig zijn. We zullen hiermee echter geen rekening houden en twee hooge druk ontladingen in buizen van verschillende diameter maar met gelijke m en L gelijkvormig noemen. Bij gelijk-

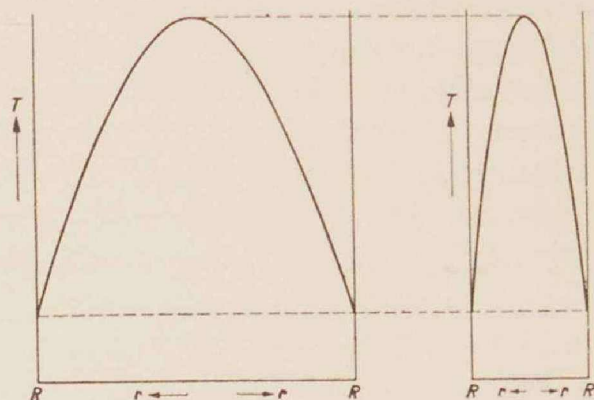


Fig. 12. Temperatuurverloop in twee gelijkvormige ontladingen.

vormige ontladingen is de temperatuur en dus ook de snelheidsverdeling der deeltjes in analoge punten dezelfde⁸⁾.

Vergelijken wij dus een buis van 30 mm diameter, waarin een ontlading in kwikdamp van 1 atm. en met bijv. 40 Watt/cm plaats heeft, met een buis van bijv. 3 mm, waarvan m en L dezelfde zijn, dan zijn deze twee ontladingen gelijkvormig. De druk in het nauwe buisje is 100 maal groter daar de doorsnede 100 maal kleiner is en derhalve 100 atm. Hier zijn we dus in het gebied der superhoogedrukkwikontladingen gekomen. De gradient in het tweede buisje is $10\sqrt{10}$ maal groter (vgl. 8) *) en de stroomsterkte, daar we L constant zouden houden, $10\sqrt{10}$ maal kleiner. De stroomdichtheid is dus $\sqrt{10}$ maal groter. De oppervlaktehelderheid in de 30 mm buis zal in het midden ongeveer 160 Stilb (kaars/cm²) bedragen. Daar het rendement weinig van de diameter afhangt is de oppervlaktehelderheid in het 3 mm buisje 10 maal zoo groot. Natuurlijk moet het wandmateriaal van het nauwe buisje zeer temperatuurbestendig zijn, daar de belasting per cm lengte dezelfde is ondanks de kleinere diameter. Derhalve is kwarts voor deze buisjes een geschikt materiaal. We kunnen nu op deze wijze hooge druk kwiklampen maken van klein vermogen met een goed rendement, daar we met de kleine zuillengte (noodzakelijk om ondanks het kleine vermogen toch een groote belasting per cm

*) We zien hier eenvoudigheidshalve van het feit af, dat bij de zeer hooge drukken de gradient groter is dan (8) aangeeft.

lengte te krijgen, wat voor een goed rendement vereischt is — fig. 7 —) toch een hoge boogspanning kunnen bereiken, dank zij de hoge druk en de kleine diameter (beide verhoogen de gradient). De hoge boogspanning is noodig, opdat de electrodeverliezen en de verliezen in de voorschakelapparatuur niet te groot worden. Mechanisch is ook juist bij de kleine diameter een hoge druk te realiseeren.

§ 7. *Watergekoelde superhoogedruklampen.*

In fig. 7 blijft het rendement bij toenemende belasting per cm stijgen. Het heeft dus zin de belasting nog verder te verhoogen. Zonder meer zou dan echter de wandtemperatuur te hoog worden, zoodat, om hoogere belastingen te verwezenlijken, de buis gekoeld moet worden. Men kan hiertoe de buis in een luchtstroom plaatsen of koeling met een stroomende vloeistof toepassen. Het laatste is natuurlijk veel effectiever. Voor de vloeistof zal men meestal water kiezen 9). In fig. 13 is een dergelijk buisje geteekend. Koelt

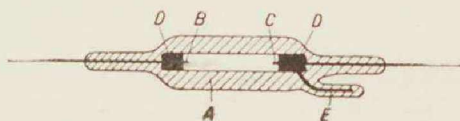


Fig. 13. Watergekoelde superhoogedrukbus. *A* kwartswand; *B* en *C* elektroden; *D* kwik; *E* afsmeltpunt. Deze dient tevens om, na het afsmelten van de pomp, de afstand van het kwikoppervlak tot de elektroden-uiteinden te regelen, door deze afsmeltpunt in te korten. Hoe korter genoemde afstand wordt gemaakt, des te grooter is de druk (en de boogspanning) bij gegeven stroomsterkte en koeling.

men het in § 6 beschreven kwartsbuisje (inw. diameter 3 mm) met stroomend water, dan zal men de belasting ongeveer een factor 20 kunnen opvoeren (800 W/cm). De oppervlaktehelderheid zal hierbij ook ongeveer een factor 20 stijgen (de totale lichtopbrengst stijgt meer dan een factor 20, daar het rendement toeneemt, maar de ontleding wordt iets breeder). Dit geeft dus een oppervlaktehelderheid in de as van ongeveer 32000 Stilb. Ter vergelijking diene, dat de oppervlaktehelderheid van wolfram bij 3000° gelijk is aan 1250 Stilb en die van de krater van een gewone graphiet-boog 17000 Stilb. Wil men de oppervlaktehelderheid nog hoger opvoeren, dan is dit mogelijk door verdere verkleining van de in- en uitwendige diameter van het kwartsbuisje, waarbij de verhou-

ding dezer afmetingen constant wordt gehouden ¹⁰). Zoo berekent men voor een buisje van 1 mm inw. diameter bij 1400 Watt/cm een oppervlaktehelderheid van $32000 \times 3 \times \frac{1400}{800} = 170000$ Stilb, terwijl in het midden 180000 Stilb, gemeten werd. De oppervlaktehelderheid van de zon, zooals we deze vanaf het aardoppervlak waarnemen (verzwakt tengevolge van de absorptie in de atmosfeer) is gelijk aan 165000 Stilb (ware oppervlaktehelderheid ca. 225000 Stilb). Het is dus op deze wijze gelukt, de oppervlaktehelderheid van de zon met een aardsche lichtbron te overtreffen. Deze buisjes met groote oppervlaktehelderheid (bijv. 40000 Stilb) zijn zeer geschikt voor projectiedoeleinden. Wil men een buis van grooter vermogen maken, dan kan men dit zonder meer bereiken door de lengte en de spanning evenredig te vergrooten. Hetzelfde geldt voor de in lucht brandende superhoogedruk buisjes. In deze vorm zijn dit bijv. geschikte lichtbronnen voor schijnwerpers (vliegveldverlichting).

§ 8. Het Spectrum.

Het spectrum der één atmosfeer kwikbuizen bestaat uit een aantal lijnen in het ultraviolet, zichtbaar en infrarood, waaroverheen een zeer zwak continu spectrum gesuperponeerd is, dat echter practisch geen rol speelt. Fig. 14 geeft het schema der energieniveaus

van het Hg-atoom. De voornaamste lijnen zijn door verbindingslijnen tusschen de niveaus met de ernaast geplaatste golflengte aangegeven. In het zichtbare hebben we hoofdzakelijk te maken met 3 lijnen, nl. de gele lijn bij 5770—5791 Å (deze lijn is drieduidig) de groene lijn bij 5461 Å en de blauwe lijn bij 4358 Å. De eerste twee dragen 99% tot de lichtsterkte bij. De blauwe lijn

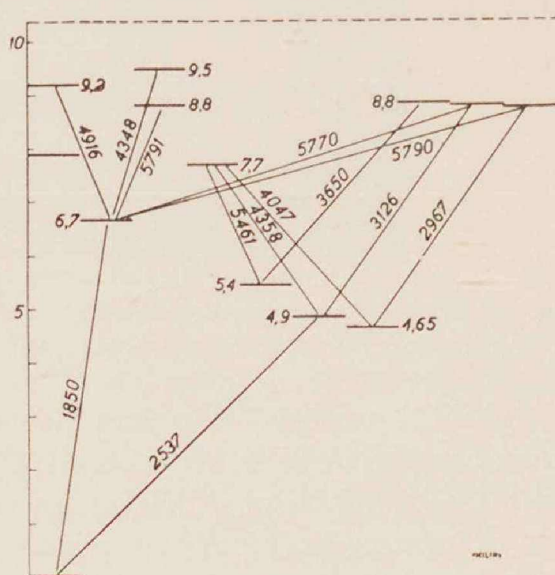


Fig. 14. Niveauschema van kwik. De getallen naast de energieniveaus geven de hoogte van het niveau boven het grondniveau in electron-volts aan. De getallen bij de verbindingslijnen tusschen de niveau's geven de golflengte der betreffende overgangen in Å aan.

heeft op de lichtsterkte practisch geen invloed door de kleine ooggevoeligheid bij die golflengte. Ze heeft echter wel veel invloed op de kleur van het licht. Vergeleken met daglicht geeft de 1 atm. buis veel te weinig rood licht, te weinig langgolvig blauw en teveel violet. De meeste voorwerpen vertoonen zich dan ook in dit licht niet met hun natuurlijke kleur.

Bij de superhoogedruk lampen treedt het continue spectrum meer op de voorgrond en wel meer naarmate de druk en de stroom-

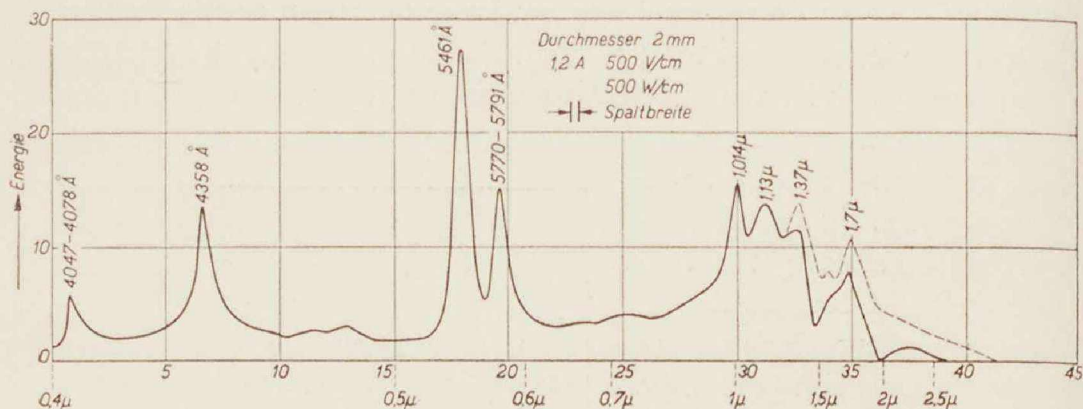


Fig. 15. Per cm zuillengte uitgestraalde energie in Watt, per eenheid der abscissaal, van een watergekoelde superhoogedruk lamp (± 125 atm.). De gestippelde lijn geeft de energie aan zonder de absorptie in het koelwater.

dichtheid toenemen. Hier kan het continue spectrum een zeer groot aandeel in de lichtsterkte hebben, zoodat de voorwerpen er bij dit licht natuurlijker uitzien. In fig. 15 is de energieverdeling van een watergekoelde Hg-lamp geteekend¹¹⁾. In dit geval werd ca. 70% van de toegevoerde energie als Hg-straling uitgezonden (het rendement van de ontleding is nog grooter, daar een gedeelte van de straling in de donkere mantel wordt geabsorbeerd), waarvan echter een gedeelte door het koelwater werd geabsorbeerd (absorptiebanden van water bij 1.47 en 1.97 μ ; voor straling van grotere golflengte dan 2.6 μ is water eveneens ondoorlaatbaar; de dikte van de watermantel is in de praktijk enkele mm, bij deze metingen echter ongeveer $\frac{1}{4}$ mm). In fig. 16 is de per oppervlakte-eenheid uitgestraalde energie van een andere watergekoelde Hg-buis met die van een zwart lichaam bij verschillende temperaturen vergeleken.

Tenslotte is in fig. 17 het spectrum van enkele Hg-ontladingen weergegeven. Deze opname werd met een panchromatische plaat

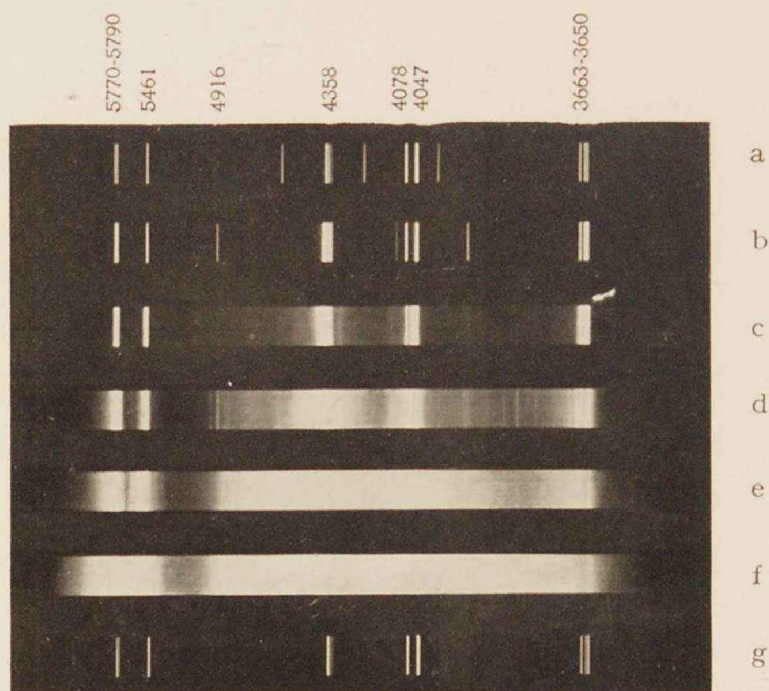


Fig. 17. Opname met glasprisma op panchromatische plaat. *a.* *Hg* lage druk; *b.* *Hg* hooge druk, 1 atm. type; *c.* *Hg* superhooge druk, in lucht brandend, $4\frac{1}{4}$ mm inw. diam. 0,4 *A*; 120 V/cm (± 20 atm.); *d.* *Hg* superhoogedruk, watergekoeld, $4\frac{1}{2}$ mm inw. diam.; 5,6 *A*; 135 V/cm (± 20 atm.); *e.* *Hg* superhoogedruk, watergekoeld, 2 mm inw. diam.; 1,2 *A*; 500 V/cm (± 125 atm.); *f.* *Hg* superhoogedruk, watergekoeld; 1 mm inw. diam. 1,1 *A*; 800 V/cm (± 175 atm.); *g.* als *a.*

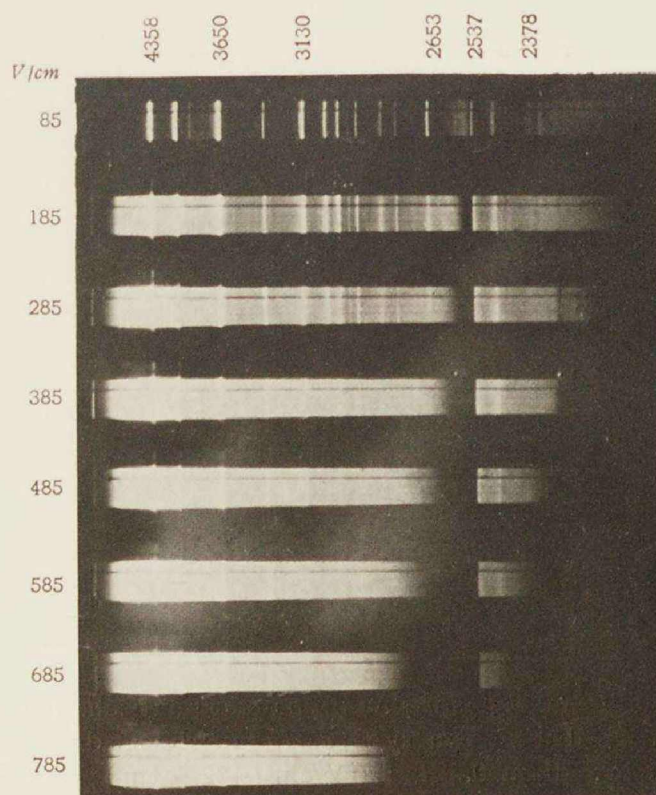


Fig. 18. Opname met kwartprisma van een luchtgekoelde superhoogedruk kwiklamp; 2 mm inw. diam.; 0,5 A ; toenemende V/cm . Toename van de breedte der absorptiebanden met toenemende druk (V/cm). Overgenomen van W. de Groot, Zeeman Festschrift, Nijhoff, Haag, 312, 1935.

gemaakt. De kleine intensiteit tusschen 5461 \AA en 4916 \AA is niet reëel, maar te wijten aan de kleine plaatgevoeligheid in dit golf-

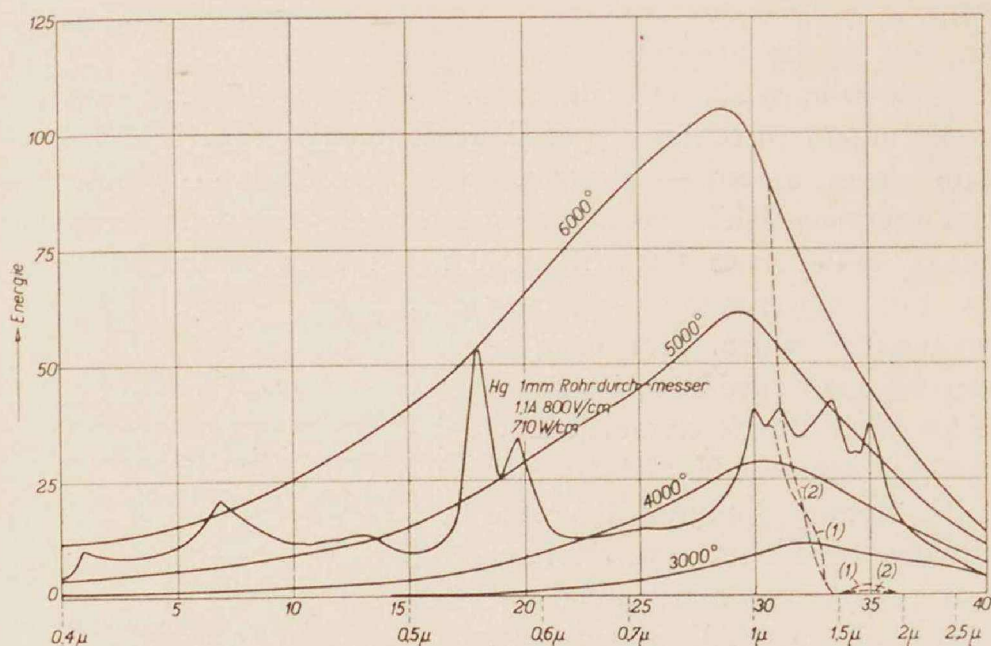


Fig. 16. Energie in Watt/cm² per eenheid van ruimtehoek en per eenheid der abscissa van een watergekoelde superhoogedruk kwiklamp (± 175 atm.) en van Planck'sche straling bij verschillende temperaturen. (1) Hg-straling na doorlopen van $\frac{1}{2}$ cm water (koelmantel); (2) Planck'sche straling van 6000° na doorlopen van 1 cm water (daar de waterdamp in de atmosfeer ongeveer equivalent is met 1 cm water, geeft (2) dus ongeveer de zonnestraling weer, zooals wij die op aarde waarnemen).

lengtegebied. Fig. 18 geeft een serie opnamen in het ultraviole. Hier is de gaping in het spectrum rechts van de resonantielij 2537 \AA wel reëel. Hier ontbreekt inderdaad in het spectrum een gedeelte, dat zich vanaf de lijn 2537 \AA (evenzoo vanaf de lijn 1850 \AA) naar de langgolvige kant uitstrekt en dat breder wordt naarmate de druk toeneemt. Dit verschijnsel is o.a. door De Groot bestudeerd¹²⁾ en houdt verband met de bij toenemende druk toenemende waarschijnlijkheid, dat twee atomen elkaar dicht naderen. De in fig. 14 geteekende hoogte der energieniveaus is namelijk alleen juist, als we vrije atomen beschouwen. Naderen we echter het beschouwde atoom met een tweede, dan verandert in het algemeen ook de hoogte der niveaus. In fig. 19 is de hoogte van enkele energieniveaus, waaronder het grondniveau, schematisch aangegeven als functie van de afstand van het beschouwde atoom tot

een tweede. Bevindt het beschouwde atoom zich in de grondtoestand dan is er een zeer zwak minimum (daar dit minimum zoo zwak is, heeft er practisch geen molecule-vorming plaats), waarna bij zeer kleine afstanden de potentieele energie sterk oploopt, daar de atomen elkaar gaan raken. Bij de aangeslagen toestanden is het minimum echter dieper (daar de polariseerbaarheid van het aangeslagen atoom — electron op hogere baan — grooter is). Het energieverval tusschen de aangeslagen toestanden onderling hangt weinig van de afstand tot het tweede atoom af, daar de potentiaalkrommen nagenoeg evenwijdig lopen. Het energieverval met de grondtoestand verloopt echter sterk en wordt kleiner bij afnemende afstand der beide atomen. De lijnen, die combinaties met het grondbasis vormen (de resonantielijnen bij 2537 Å en 1850 Å), zullen dus, als ze uitgezonden worden door een atoom in welks nabijheid zich een tweede atoom bevindt, naar langere golflengten verschoven zijn. Daar overgangen plaats vinden bij allerlei afstanden geven

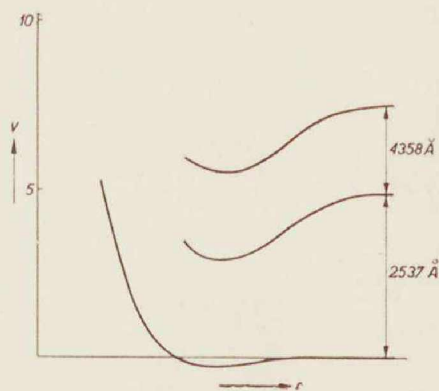


Fig. 19. Hoogte van eenige energieniveaus van kwik als functie van de afstand, waarop zich een tweede niet-aangeslagen kwik-atoom bevindt.

de resonantielijnen aanleiding tot breede continua. Nu moet het licht uit de ontlading echter nog door de donkere mantel heendringen. Hierin bevinden zich practisch alle atomen in de grondtoestand en deze zijn in staat juist de resonantiestraling te absorberen. Naarmate de dichtheid grooter is wordt de mogelijkheid van absorptie van langgolvlige quanta grooter, daar hiervoor ook weer een kleine atoomafstand noodig is. Van de continue emissieband wordt dus weer een gebied direct naast de oorspronkelijke resonantielijnen geabsorbeerd en wel wordt dit gebied breder naarmate de druk hoger is. We krijgen dus op deze wijze twee gapingen in het spectrum, één vanaf 1850 Å en één vanaf 2537 Å beiden naar grootere golflengte. Bij zeer hoge druk reikt de gaping der 1850 Å lijn zelfs tot 2537 Å, zoodat er dan geen straling met kortere golflengten dan bijv. 2800 Å in het spectrum voorkomt. (Demonstratie door het spectrum van een Hg-buisje,

waarvan de druk langzaam oploopt, op een fluorescentiescherm te werpen).

ГЕВВРИКТЕ LETTERS

d = inwendige buis-diameter in mm.

L = watts per cm zuillengte.

m = mg kwik in dampvorm per cm buislengthe.

G = gradient in Volt/cm.

x = ionisatiegraad.

p = dampdruk in atm.

T_e = electronentemperatuur.

T_g = gastemperatuur.

$T = T_e^* = T_g$ in het geval van temperatuurevenwicht.

$T_{eff.}$ = effectieve temperatuur.

$e = 2.718$.

e = lading van het electron.

V_i = ionisatiespanning van het Hg atoom (10.38 Volt).

V_k = hoogte boven het grondniveau van het niveau k .

V_m = hoogte boven het grondniveau van het ingevoerde gemiddelde niveau.

k = constante van Boltzman.

LITERATUUR.

- 1) Ir. Langmuir, Gen. el. Rev., **26**, 731, 1923; Ir. Langmuir en H. Mott Smith, Gen. el. Rev. **27**, 449, 1924.
- 2) M. N. Saha, Phil. Mag., **40**, 472, 1920; Z. Phys., **6**, 40, 1921.
- 3) K. T. Compton, Phys. Rev., **21**, 266, 1923.
- 4) L. S. Ornstein, H. Brinkman en A. Beunes, Z. Phys., **77**, 72, 1933.
- 5) W. Elenbaas, Physica, **1**, 211, 1934.
- 6) W. Elenbaas, Physica, **3**, 219, 1936.
- 7) W. Elenbaas, Physica, **2**, 757, 1935.
- 8) W. Elenbaas, Physica, **2**, 169, 1935.
- 9) W. Elenbaas, Ingenieur, **50**, E. 83, 1935; C. Bol, Ingenieur, **50**, E. 91, 1935.
- 10) W. Elenbaas, Z. techn. Phys., **17**, 61, 1936.
- 11) W. Elenbaas, Physica, **3**, 859, 1936.
- 12) W. de Groot, Zeeman Festschrift 312, Haag, Nijhoff 1935; Ingenieur, **50**, E. 92, 1935.
- 13) W. Elenbaas, Physica, **3**, 484, 1936.

Eindhoven, September 1936. Natuurkundig Laboratorium der
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken
Eindhoven—Holland.

BOEKBESPREKING

Dr. S. W. Visser, The Snellius Expedition (P. M. van Rieb) 1929—1930.
Vol. III. Meteorological Observations, 40, 114 p., ill. Bull. Leiden. 1936.

Het homogene materiaal van waarnemingen, door wetenschappelijke waarnemers verzameld, dat 45 p. tabellen in bovengenoemd werk inneemt, is bijzonder geschikt voor het aanvullen van de klimatologische en oceano-graphische middelwaarden, die in atlassen en handboeken zijn verzameld, omdat zij een indruk kunnen geven van de systematische verschillen tusschen de kustwateren en de open zee. Zoo heeft Dr. Visser zijn taak opgevat; we vermelden hier kort enkele van zijn uitkomsten.

In den dagelijkschen gang van de luchtdrukking neemt vooral op meer dan 100 km van de kust de enkeldaagsche term af en de dubbeldaagsche toe. De amplitude van de dag. variatie van de temperatuur neemt af van 3.4. aan de kust tot 0.6 bij meer dan 100 km afstand — de groote vertraging in den gang in volle zee blijkt door den gang van den regen veroorzaakt te zijn. Bij de zeewater-temperatuur blijkt de regen de lucht veel sterker af te koelen dan het water, de dag. variatie is op > 100 km tot bijna de helft afgenomen. De betrekkelijke vochtigheid vertoont op zee nog minder schommeling dan op de kust, een afneming in volle zee tegen 16 u bij de absolute vochtigheid houdt verband met een dalenden luchtstroom als compensatie van den zeewind aan de kust. Bij den wind zijn aardig de kaartjes die den invloed van land en zeewind nog op grooten afstand van de kust aantoonen. In de Celebes-zee werd op resp. 300 en 200 km afstand van Borneo en Celebes de invloed van land en zeewind aangetoond, waarbij Borneo door zijn grootere afmeting overweegt.

Groot contrast toonen ook de cijfers voor den dagelijkschen gang van den regen:

	2—10	14—22
> 100 km	67.5%	23.7%
kust	13.6%	83.0%

De gemiddelde bewolking is op zee belangrijk lager dan te Batavia, de drie maxima zijn op dezelfde uren 6, 12 en 18, dit laatste verdwijnt buiten 100 km.

De waarnemingen van het zicht geven interessante betrekkingen met stijgende en dalende luchtstromen. Die van de zonnestraling toonen een afnemenden transmissiecoëfficiënt en toenemenden troebelingsfactor (Linke) met stijgende zonshoogte. Vermelden we nog de schattingen van het hemelsblauw, dan ziet men dat de Snellius expeditie een uitstekend gebruik heeft gemaakt van de gelegenheid tot waarnemen, en dat de bewerking belangrijke resultaten heeft opgeleverd.

v. E.

VERSLAG VAN DE ALGEMEENE VERGADERING DER NEDERLANDSCHE NATUURKUNDIGE VER- EENIGING OP ZATERDAG 31 OCTOBER 1936 IN HET LAB. „PHYSICA” TE AMSTERDAM

Deze vergadering ving aan met een voordracht over:

*Bepaling van de ionisatiecoëfficiënt α van T o w n s e n d in mengsels
van neon en argon*

door A. A. KRUTHOF

Ten einde de conclusies van F. M. P e n n i n g betreffende de elektrische doorslagspanning in mengsels van neon en argon nader te onderzoeken en nog verder uit te breiden werden rechtstreeksche metingen van de ionisatiecoëfficiënt α van T o w n s e n d ondernomen. In een homogeen elektrisch veld van de sterkte E is de toename van een elektronenstroom i ten gevolge van de ionisatie:

$$di = \alpha i \, dx, \quad (1)$$

waarin α dus beteekent de kans op het vrijmaken van een electron bij het doorloopen van 1 cm. Deze ionisatiekans α hangt zoodanig af van de veldsterkte E en de druk p , dat de ionisatiekans per botsing slechts een functie is van het doorloopen potentiaalverschil per vrije weglengte.

Beschouwen wij het geval van twee vlakke platen waartusschen een potentiaalverschil V is aangelegd, terwijl uit de kathode een elektronenstroom I_k door een uitwendige oorzaak (bijv. foto-electrisch) wordt vrijgemaakt, dan zou tengevolge van de ionisatie de stroom, die tusschen de twee platen overgaat

$$I = I_k e^{\eta v} \quad (2)$$

bedragen, waarin $\eta = \alpha/E$ de kans op ionisatie voorstelt per electron en per volt doorloopen potentiaalverschil. Houden wij er echter rekening mee, dat een ion met een kans γ een electron uit de kathode kan losmaken, dan wordt de totale stroomsterkte:

$$I = I_k \frac{e\eta^v}{1 - \gamma (e\eta^v - 1)} \quad \dots \dots \dots (3)$$

Volgens deze formule (3) zou de stroom oneindig worden, indien de noemer nul wordt:

$$1 = \gamma (e\eta^v - 1) \quad \dots \dots \dots (4)$$

Dit beteekent *physisch*, dat in dit geval een eindige stroom kan overgaan tusschen de twee platen, zonder dat er door een *uitwendige* oorzaak een primaire electronenstroom I_k uit de kathode wordt losgemaakt. Er treedt z.g. *doorslag* op!

Teneinde bij de metingen van den spreker de afstand tusschen de twee vlakke platen in vacuum te kunnen veranderen was één der elektroden gemonteerd in een veerende bus van zinkvrij brons.

Voor eenzelfde gasvulling kan men de stroom uitzetten als functie van de spanning tusschen de beide platen en wel voor verschillende waarden van het spanningsverschil per vrije weglengte als parameter. Men kan echter ook voor éénzelfde potentiaalverschil per vrije weglengte de stroom afzetten als functie van de spanning voor verschillende samenstellingen van het gasmengsel als parameter. Doet men dit laatste, dan blijkt reeds een bijmengsel van slechts 10^{-6} aan *Ar* in *Ne* de ionisatie van het gas te versterken; de stroom neemt eenigszins sprongsgewijze toe (laagjes van Holst en Oosterhuis) en de lengte van de trapjes hangt samen met de energieverliezen bij elastische botsingen van electronen met neonatomen. Bij deze experimenten moet men dus wel over buitengewoon zuiver *Ne* beschikken, zooals dit bijv. kan worden verkregen door langen tijd een glimontlading met positieve zuil in tamelijk zuiver *Ne* te laten branden.

Het mechanisme van een ontlading in *Ne* met een kleine verontreiniging aan *Ar* moeten wij ons nu als volgt voorstellen: De electronen worden door het elektrische veld versneld, totdat zij de *aanslagenergie* van het hoofdgas *Ne* hebben bereikt en geven dan deze energie af aan een neonatoom, dat hierdoor wordt aangeslagen. De *ionisatie-energie* van *Ar* is echter lager dan de aanslagenergie van *Ne*, zoodat een argonatoom geïoniseerd kan worden bij een botsing met zoo'n aangeslagen neonatoom. Vooral wanneer zooals bij *Ne*, dit aangeslagen atoom niet eenvoudig door straling in zijn grondtoestand kan terugkeeren en wij derhalve te maken hebben met een z.g. *metastabiele toestand* van veel langere

levensduur, is de kans K op ionisatie van een argonatoom door zoo'n metastabiel neonatoom groot. De spreker vond hiervoor ongeveer $\frac{1}{2}$.

Bij uiterst lage percentages aan Ar hebben wij in hoofdzaak slechts te maken met het hierboven aangeduide mechanisme van ionisatie van Ar door middel van aanslag van Ne in een metastabiele toestand. Bij een grooter gehalte aan Ar gaat echter ook de *directe aanslag* van het Ar zelf een rol spelen en de *ionisatie* van het gas geschiedt dan minder efficiënt. Is de doorloopen spanning per vrije weglengte, d. w. z. tusschen twee opeenvolgende botsingen, erg klein, dan wordt de aanslagspanning pas bereikt na vele botsingen en de elastische energieverliezen bij deze botsingen verminderen ook de ionisatiemogelijkheid. Door de spreker zijn krommen van gelijke ionisatie per doorloopen volt (η) geteekend in het diagram van het doorloopen spanningsverschil per vrije weglengte als functie van de mengverhouding van neon en argon. Bij kleine spanningsverschillen per vrije weglengte blijken deze krommen van gelijke ionisatie per doorloopen volt inderdaad zeer dicht opeen te liggen, hetgeen beteekent, dat onder die omstandigheden de ionisatie snel afneemt voor kleiner wordende spanningsverschillen per vrije weglengte.

De kans K op ionisatie van een argonatoom door een metastabiel neonatoom staat in verband met de kans q_1 , dat bij aanslag van een neonatoom de metastabiele toestand ontstaat en met de kans q_2 , dat bij een botsing met een metastabiel neonatoom het argonatoom wordt geïoniseerd. Voor deze kansen vindt men: $q_1 \approx \frac{1}{3}$ en $q_2 \approx \frac{1}{2}$.

De in deze en de volgende voordracht besproken onderzoeken worden door A. A. Kruithof, F. M. Penning en M. J. Druyvesteyn gepubliceerd in *Physica* 4 (1937).

Bij deze voordracht sloot zich onmiddellijk de volgende voordracht aan over:

Berekening van de ionisatiecoëfficiënt α van Townsend

door M. J. DRUYVESTEYN

De ionisatiecoëfficiënt α van Townsend is het quotiënt van het aantal per cm nieuw gevormden electronen in het homogene elektrische veld tusschen twee vlakke platen en het aantal electronen, dat daar ter plaatse doorstroomt:

$$\alpha = \frac{di/dx}{i} \quad (1)$$

Bij de theoretische berekening van deze coëfficiënt α voor verschillende gassen en gasmengsels heeft de spreker gebruik gemaakt van eenige vereenvoudigde veronderstellingen:

- 1e) Er wordt verondersteld, dat de bewegingsrichting van een electron ná een botsing met een atoom onafhankelijk is van de richting vóór de botsing en zij dus botsen, zooals harde bollen zouden doen.
- 2e) De per vrije weglengte, d. w. z. tusschen twee opeenvolgende botsingen, door een electron erbij verkregen energie is klein ten opzichte van de totale gemiddelde kinetische energie van een electron.
- 3e) De snelheidsverdeeling der electronen is overal tusschen de platen dezelfde.
- 4e) Daar bij elastische botsingen de impulsen der botsende deeltjes, onafhankelijk van hun massa's, gemiddeld van dezelfde orde van grootte zijn, kunnen wij hier aannemen, dat de kinetische energie van een electron groot is ten opzichte van de gemiddelde kinetische energie der veel zwaardere atomen.

De veronderstellingen 1e) en 2e) veroorzaken een vrijwel isotrope snelheidsverdeeling der electronen; een slechts geringe afwijking der isotropie kan reeds het ontstaan van een stroom verklaren. Bij het berekenen der snelheidsverdeeling voor de electronen is ter vereenvoudiging ook verondersteld, dat de vrije weglengte constant is, terwijl deze in neon nog wel met 50% varieert, afhankelijk van de snelheid. (R a m s a u e r-effect).

Voor de snelheidsverdeeling $\varrho(v)$ der electronen werd verkregen:

$$\varrho(v) = C v^2 e^{-\frac{3m^3 v^4}{4e^2 E^2 \lambda^2 M}}, \quad (2)$$

waarin λ de vrije weglengte voorstelt en m en M de massa van een electron, resp. een gasatoom, terwijl E de elektrische veldsterkte is. Met een eenigszins andere formule voor de snelheidsverdeeling der electronen (M a x w e l l) heeft ook E m e l e u s de ionisatiecoëfficiënt α berekend. In werkelijkheid neemt het aantal electronen voor zeer groote snelheden buitengewoon snel af met v , terwijl deze aangenomen snelheidsverdelingen een behoorlijke „staart” hebben voor zeer groote snelheden.

De op de hier aangegeven grondslagen uitgevoerde berekening der ionisatiecoëfficiënt α van Townsend wordt gepubliceerd in *Physica* 4 (1937).

In de discussie werd nog nader toegelicht, hoe het komt, dat een veel grootere ionisatie kan optreden in neon met een kleine verontreiniging aan argon dan in zuiver argon. In het eerste geval bestaat ongeveer de bij neon behorende snelheidsverdeling der electronen, in het tweede geval echter die voor argon. De gemiddelde kinetische energie der electronen in neon is natuurlijk grooter dan die in argon, aangezien neon een hoogere aanslagspanning heeft dan argon. De kleine verontreiniging aan Ar wordt nu echter in het Ne reeds geïoniseerd door de veel daarin voorkomende, in een metastabiele toestand aangeslagen neonatomen. Dientengevolge wordt de verontreiniging aan argon in zeer sterke mate geïoniseerd en maakt zóó het onzuivere neon beter geleidend dan het zuivere argon zèlf is.

Het is evenmin theoretisch als experimenteel bekend, in hoeverre de kans q_2 , dat bij een botsing met een metastabiel neonatoom een argonatoom wordt geïoniseerd, nog afhangt van de temperatuur.

Door de goede zorgen van onze 1e Secr. en gastheer in het laboratorium „Physica” werd op deze vergadering een nieuwe gewoonte ingevoerd, n.l. het „theedrinken” in de pauze der algemeene vergadering. Tot besluit van deze vergadering volgde hierna een voordracht over:

Bovenluchtonderzoek op de Oceanen

door H. G. CANNEGIETER

Uit de eenvoudige gedachte dat men aan een gummiballon, gevuld met een lichtgas, meerdere hectogrammen en zelfs kilogrammen stijgkracht kan geven en men in het laatste geval dus waarnemingsapparaten en een valscherms tot in zeer hoge luchtlagen kan brengen, heeft zich een uitgebreide waarnemingstechniek ontwikkeld. Met theodolieten kan men dergelijke ballons volgen en op die wijze de afdrijving als functie van de vrijwel eenparige stijgsnelheid bepalen. Sinds het begin dezer eeuw worden zulke loodsballonwaarnemingen uitsluitend boven land verricht en al eens werd over de geheele wereld een uitgebreid net van loodsballonstations gespannen waarvan de dichtheid nog steeds toeneemt. De waarnemingen worden op een vroeg uur in den morgen verricht en onmiddellijk door de radio rondgezonden, zoodat de resultaten direct kunnen worden verwerkt in de dagelijksche weerberichten, in het bijzonder ten behoeve van den vliegdiens. In de laatste jaren worden deze waarnemingen ook gedaan aan boord van schepen. In hoofdzaak beperken deze zich tot de passaatgebieden op den Atlantischen Oceaan, waarvan thans reeds een

belangrijk waarnemingsmateriaal beschikbaar is. Het is hieruit gebleken, dat de bekende passaatwinden niet hoog boven het aardoppervlak reiken doch in hogere luchtlagen overgaan in een geheel ander circulatiesysteem. Bij de eerste pogingen tot het volgen van loodsballons aan boord van schepen had men reeds bemerkt, dat er boven de passaten een andere windverdeeling heerschte. Dergelijke waarnemingen konden echter slechts op uiterst primitieve wijze worden verricht en op speciale expeditieschepen, die hun vaartrichting regelden naar de richting van den wind, door den ballon aangegeven.

Door C. Schoute is een ophangstelsel voor de theodoliet uitgewerkt, voorzien van een periodisch slingersysteem, dat de scheepsbeweging vrijwel geheel wegdempt. De waarnemingstechniek is daardoor dusdanig vereenvoudigd, dat stuurlieden van de groote vaart na een korte werkzaamheid op een Meteorologisch Instituut in korten tijd met de methode der waarnemingen vertrouwd gemaakt kunnen worden. Hierdoor wordt dus de mogelijkheid geschapen het netwerk der loodsballonwaarnemingen ook over de Oceanen uit te breiden.

Van Madeira naar West-Indië vaart men precies met de passaat mee en deze vaarweg is dus uitermate geschikt voor passaatstudies. Op een hoogte wisselend van 1500 tot 2000 m bestaat er een sprongsgewijze verandering van het verticale temperatuurverval, die den overgang van den passaat tot het bovengenoemde een geheel ander windstelsel aangeeft. Door vliegerwaarnemingen heeft men het bestaan van deze discontinuïteit in de temperatuur- en windverdeeling wel kunnen vaststellen, maar de windverzwakking maakte het niet mogelijk de vliegers hoog genoeg te doen stijgen om na te gaan hoe de situatie was in de hooger gelegene gebieden, die weer stabiel zijn. Hiertoe moet men de registreerende instrumenten met ballons omhoog brengen. De kans op het terugkrijgen der instrumenten met ongeschonden registratie is echter zeer gering. Thans echter geven de radiosondes als b.v. die van Moltchanoff uitkomst. Met een gummiballon van eenige meters diameter laat men deze instrumenten stijgen tot hoog in de stratosfeer en verkrijgt het resultaat met opoffering ervan.

Bij de expeditie naar Madeira in 1935 werd door tegenspoeden de stratosfeer helaas niet bereikt, maar de ballons van spreker kwamen toch wel tot ver boven de passaatinversie. Bij de expeditie

die spreker in 1936 naar de Azoren ondernam, werd de temperatuur gemeten tot boven 20 km en de verdeeling in de stratosfeer tot die hoogten bestudeerd. De techniek voor de toepassing van radiosondes aan boord van schepen werd bestudeerd en een methode daarvoor aangegeven; het loskomen van den radiosondeballon van 2 m doorsnede tusschen de vele obstakels geeft bijzondere moeilijkheden, terwijl ook den radiotelegrafisten de noodige oefening moet worden bijgebracht om de signalen en teekens van de radiosonde te kunnen ontvangen en opteekenen. Dergelijke onderzoekingen in internationaal verband, d. w. z. op vooraf vastgestelde dagen en op meerdere scheepsroutes kunnen leiden tot het onderzoeken van de toestanden in de stratosfeer en de veranderingen daarin met den tijd en met de breedte over groote oceaangebieden.

Door loodsballonwaarnemingen aan boord van het SS. Stuyvesant der Kon. Ned. Stoombootmaatschappij is het in December 1934 mogelijk geweest om aan de bestuurders van het K.L.M.-vliegtuig de Snip op de Kaap Verdische Eilanden vóór het vertrek naar West-Indië mee te deelen, op welke hoogte het vliegtuig maximaal profijt kon trekken van de passaatwinden. De waarnemingen wezen uit dat op 750 m hoogte een regelmatige snelheid van 40 km/uur heerschte, die de vliegsnelheid met een gelijk bedrag vergrootte.

In de discussie werd onder anderen nog opgemerkt dat de radiosondes bij de waarnemingen boven zee natuurlijk opgeofferd worden. Bij waarnemingen boven land wordt gemiddeld 95% teruggevonden. Enkele radiosondes kunnen thans in serie geleverd worden voor ong. f 30.—. Hierbij komen echter als bijkomende onkosten die van een speciaal ultrakortegolfontvanger.

Het hangt geheel van de bewolking af, tot hoe hoog en hoe ver de ballons met de radiosondes nog visueel waargenomen kunnen worden. Het springen van den ballon ziet men slechts uiterst zelden.

Aldus opgemaakt door den 2en Secr. der Ned. Nat. Ver.

G. P. ITTMANN.

BOEKBESPREKING

M. Radu Titeica, Spectres de vibration et structure des molécules polyatomiques, 60 blz. — Hermann, Paris, 1936. — Prijs 18 frs.

Dit boekje geeft een beknopte inleiding in de theorie der trillingen van meeratomige moleculen, gevolgd door een overzicht over de experimenteele gegevens betreffende de infrarode en Raman-spectra van de meer eenvoudige gas- of dampvormige verbindingen. In het algemeen zijn ook de meest recente publicaties volledig verwerkt. De opmerking op pag. 46, dat voor de moleculen C_2HD en C_2D_2 niets nauwkeurig bekend zou zijn, is echter b.v. na het werk van Herzberg niet meer juist. Een discussie van het molecuul C_6H_6 ontbreekt helaas. Deze kleine tekortkomingen doen er niets aan af, dat het geschrift voor diegenen, die een niet al te uitvoerig overzicht over het gebied in kwestie wenschen te verkrijgen, van groote dienst kan zijn.

R. DE L. K.

René Arditti, Les théories quantiques, 31 blz. — Hermann, Paris 1936. Prijs 8 frs.

Een voordracht over de theorie der chemische binding volgens de golfmechanica, waarin na een korte inleiding het waterstof-molecuul behandeld wordt volgens Heitler en London en in analogie daarmee eenige andere eenvoudige verbindingen. Het is als een eerste kennismaking bedoeld en gaat ook niet dieper op de verschijnselen in.

G. H.

A. L. M. Sowerby, Foundations of Wireless, 272 blz., 157 fig. — Iliffe and Sons, London. 1936. Prijs 4/6.

Hoewel het niet uit de titel blijkt, worden in dit zeer elementaire boekje alleen de radio-ontvangers beschouwd; de zenders blijven onbesproken. Bij den lezer wordt geen mathematische of technische kennis ondersteld; op eenvoudige, beschrijvende wijze worden de constructie en de werking van ontvangapparaten en hun onderdeelen behandeld, voorzover dit zonder berekeningen mogelijk is. Voor wie onbekend is met de werking van een radio-ontvangapparaat en dit als een geheimzinnig instrument beschouwt, waarvan hij wel iets naders wil weten, is dit elementaire werkje wel geschikt; hij zal er een globale indruk uit krijgen van het proces, dat zich tusschen ontvangantenne en luidspreker afspeelt.

W.

A. Froumkine, Couche Double. Electrocapillarité. Surtension, 36 blz. — Hermann, Paris. 1936. Prijs frs. 10.

Een korte doch uitstekende uiteenzetting van de beteekenis van de theorie der electrolytische dubbellaag voor de electrochemie (electrocapillaire verschijnselen aan kwik, randhoek en grootte van gasbelletjes aan elektroden, overspanning bij electrolytische afscheiding).

P. Rumpf, La Theorie de l'Ion Amphotère, 50 blz. — Hermann, Paris. 1936. Prijs frs. 12.

De eigenschappen van electrolyten, waarvan het molecuul zoowel basische als zure groepen bezit, zijn o.a. van belang voor de physische chemie der eiwitten. Dit boekje behandelt kort de studie van de amphotere ionen door middel van diëlectrische metingen (theorie der polaire moleculen), alsmede eenige electrochemische gezichtspunten.

E. V.

OVER DE DIDACTIEK DER NATUURKUNDE ALS LEERVAK AAN DE UNIVERSITEIT ¹⁾

door H. A. C. DENIER VAN DER GON.

Dames en Heeren toehoorders.

Hoewel ik mijn college in de bijzondere didactiek der Natuurkunde niet begin met een z.g. openbare les waarin zooals te doen gebruikelijk is het een of andere onderwerp dat algemeene interesse heeft, of wel een overzicht van de te doceeren stof, behandeld wordt, stel ik het tóch op prijs mij eenigermate aan deze gewoonte te houden en dit eerste uur te besteden aan een vluchtig overzicht van wat ik als mogelijkheden van een privaatsdocentschap in de genoemde didactiek zie. Ik zou daaraan dan eenige gedachten willen laten voorafgaan die m.i. tot rechtvaardiging van het instellen van een cursus in deze didactiek zouden kunnen dienen.

Wie slechts in zooverre met ons M. en V.H.O. te maken heeft dat hij, na zelf dit onderwijs genoten te hebben, het nu misschien ook door zijn kinderen laat volgen, zal er misschien weinig of geen idee van hebben, dat de strijd van degenen die het onderwijs geeft nog een andere is dan die tegen de opstandige jeugd, die hij in te wijden heeft in de geheimen der wetenschap. Hij zal van gevoelen zijn dat de sporen die ingespannen arbeid in den loop der jaren op menig ernstig werkend docent achterlaat, in hoofdzaak hun ontstaan danken aan het gebeuren tijdens de les, gedurende het contact met zijn weetgierige toehoorders.

Ik zou zeggen: dat is een oordeel naar den schijn, den buitenkant, en de docent die aan dit oordeel beantwoordt, zou zijn taak maar met matigen ernst opvatten. De eigenlijke strijd die de onderwijzman in welk vak ook heeft te voeren wordt juist in zekeren zin uitgevochten buiten het terrein van de klasse, zoowel wat de ruimtelijke als de tijdelijke coördinaten betreft. Zij wordt gevoerd „in den binnenkamer”, en wat er tijdens de les van dient te blijken mag slechts het resultaat zijn.

Om in duidelijker taal te spreken: een goede voorbereiding voor het doceeren van onverschillig welk vak is een onmisbare voor-

1) Voordracht. Leiden, November 1936:

waarde voor het slagen van het onderricht en degene die deze eisch verwaarloost of verwacht dat 't ook zonder dat wel zal gaan, verschuift meestal zijn moeilijkheden naar het oogenblik waarop ze allerminst thuis hooren: de les zelve, alwaar ze op hun beurt weer andere bezwaren oproepen die onder de daar heerschende omstandigheden minder gemakkelijk te bezweren zullen zijn.

De voorbereiding vóór en gedurende het docentschap dient daarom een voortdurende zorg te zijn — een „zorg” in den goeden zin van 't woord! — die den persoon in kwestie moet *blijven* vervullen. Ze dient gericht te zijn op een voortdurende vernieuwing van het onderwijs (dus van den docent zelf) en een met den tijd niet verflauwende zelfcritiek en zelfcorrectie te omvatten. Slechts die leeraar ontkomt aan het hem bedreigende lot van veroudering en verstarring, wien deze eisch in niet verflauwende mate voor den geest blijft staan.

Men meene nu niet dat daarmede het zwaartepunt van het docentschap van de les verlegd zoude zijn naar de stoffige studeerkamer en dat het resultaat van de in bezonkenheid voorgenomen voorbereiding in de les als een volkomen gaaf stuk ter tafel wordt gebracht. De voorbereiding moge o.a. ten doel hebben om den docent datgene wat hij straks te vertellen zal hebben, nog eens in onderling verband aan zijn geestesoog te laten voorbij trekken en opnieuw zelf te beleven; zij is en blijft slechts een onmisbare *voorwaarde* waaronder hij straks in staat zal zijn het onderwerp te laten leven en het zijn toehoorders te laten beleven. Een nieuw en onmisbaar element treedt dan op den voorgrond: de persoon van den leeraar als levend intermediair tusschen zijn wetenschap en degenen op wien deze moet worden overgedragen, tusschen de gekristalliseerde en gecondenseerde ervaring van de menschheid — en zijn leerlingen, korter . . . : tusschen heden en toekomst. Deze inzet van zijn persoon slaagt alleen dan behoorlijk, als te voren het technische gedeelte van de les is voorbereid — natuurlijk niet slechts ten aanzien van die eene les waar het op een bepaalden dag om te doen is, maar als het kan — ten opzichte van de *geheele* over te dragen wetenschap. Eerst dan veroorzaakt het aanroeren van een zeker punt resonantie van de daarmede in min of meer onmiddellijken samenhang verkeerende onderwerpen, zoodat op 't moment zelve de draagkracht van het te berde gebrachte de houding van den docent kan beïnvloeden en zijn woord bezielen.

Dat de voorbereiding waarvan hier sprake is — laten we zeggen de technische — niet, zooals nog thans te doen gebruikelijk is aanvangt op 't moment van aanstelling tot docent — voor zooverre men dan een oogenblik de vakstudie aan de Universiteit zelve niet daaronder begrijpt — maar reeds eerder, wel, daarover zullen heden ten dage de meeningen niet zoo heel veel meer uiteenloopen. De voorbeelden liggen voor 't grijpen dat pas aangestelde docenten zeker in den beginne van hun ambtsvervulling niet slagen omdat de noodige voorbereiding onder leiding hun grootendeels ontbroken heeft, zoodat zij niet konden profiteeren van de ervaring hunner voorgangers, maar deze moesten putten uit het contact met de leerlingen. Ongetwijfeld zit daarin voor sommigen iets aantrekkelijks; zij denken daarbij wellicht aan het bekend woord: „Es bildet sich ein Charakter in dem Strom der Welt”. Maar behalve dat deze spreekwijze hier niet geheel opgaat moet men toch óók nog in aanmerking nemen dat, vóórdit dit geexperimenteer met menschen resulteert in een vinden van de passende houding, geruimen tijd kan verlopen, gedurende welke de ongelukken en mislukkingen niet zullen ontbreken — *en deze zullen in vele gevallen in blijvende herinneringen omgezet worden die hun stempel drukken op het individu.*

Natuurlijk heeft men reeds vele jaren lang algemeen de wensche-lijkheid gevoeld om in de bestaande toestand — en dat was helaas die waarbij de bedoelde voorbereiding ten eenenmale ontbrak — de noodige verandering aan te brengen. In vele opzichten reeds zagen we het buitenland, waar behoefte aan verbetering waarschijnlijk wel even sterk gevoeld zal zijn, ons voorgaan¹⁾. Zoo is om een voorbeeld te noemen, bij onze oostelijke bureu de geheele materie der leeraren opleiding op — zooals trouwens wel te verwachten is — grondige, hoewel niet voor het geheele rijk uniforme, wijze geordend door het instellen van een na de eigenlijke studietijd vallende opleiding — hospiteeren inbegrepen — van geruimen tijdsduur. Dat het bij ons tot dergelijke, in het economische leven ingrijpende maatregelen komen zal, geloof ik niet en voorloopig zal het wel blijven bij wat hier in den allerlaatsten tijd is tot stand gebracht, althans staat te gebeuren: een aan de eigenlijke vakstudie aansluitende opleiding die zoo min mogelijk het oogenblik van solliciteeren voor een betrekking naar de toekomst opschuift en toch ook weer den a.s. docent met verschillende zaken op de hoogte

1) Dr. A. D. N a t h a n s, De opleiding van leraren, Wolters 1935.

brengt, zoowel theoretisch als practisch, door het inlasschen van colleges op didactisch en paedagogisch terrein en het invoeren van de mogelijkheid tot hospiteeren aan verschillende scholen gedurende een bescheiden tijdsduur.

Het is daarbij mijn persoonlijke overtuiging dat deze opleiding, hoewel niet bepaald ingrijpende in de eigenlijke vakstudie, daarmee toch ten nauwste verbonden en dus ten minste voor een deel in de universitaire sfeer gehouden dient te worden. Het college in de didactiek der natuurkunde, dat Dr. Minnaert sinds 1931 aan de Utrechtsche Universiteit geeft, moge hier als voorbeeld worden aangehaald, echter onder de opmerking, dat thans wel alle universiteiten de didactiek — zoowel de algemeene als de bijzondere — bij die faculteiten waarvan de studie tot lesbevoegdheid voert, als een zeer gewenscht onderdeel van hun taak zien. Hoe onvolledig ik hier uit den aard van de zaak moet zijn, men zou mij zeker een verwijt kunnen maken, indien ik hierbij niet Prof. Ehrenfest's interesse in deze materie zou vermelden.

Wat de Leidsche Universiteit betreft: het stemt tot dankbaarheid, dat de faculteit der Wis- en Natuurkunde thans op systematische wijze naar de oplossing van het vraagstuk streeft door de didactiek van alle leervakken die binnen haar interessensfeer vallen te laten doceeren.

Dat de keuze ten aanzien van de uitvoering der opdracht voor de physica op mijn persoon gevallen is, vervulde mij met groote erkentelijkheid, maar ook met een niet minder groote zorg, toen ik in gedachten overzag op welke wijze dit didactische college het best aan zijn doel zou beantwoorden. Het moest een inleiding geven tot het beroep van leeraar en als we straks zullen zien welke veelheid van problemen plotseling mede opduikt zoodra we onverschillig welk hiertoe behoorend vraagstuk aan de orde stellen, dan zal het U duidelijk worden dat ik mij wel een ernstige zelfbeperking zal moeten opleggen gezien de korte spanne tijds van één jaar die mij voor dit college toegemeten is geworden. Ik doe dit met vreugde in het bewustzijn der wetenschap, dat er méér onderwerpen zijn, die, naar van U verwacht wordt, uwe belangstelling her en derwaarts trekken (ja, wel eens uit elkaar trekken!) en dat deze tijd wel het maximum is dat besteed mag worden zonder dat een te storende ingreep in de economische toestand van den student wordt gedaan. En ik verheug mij met het bereikte.

Van de enkele hoofdvragen die mij bij mijn voorbereiding bezighielden, wil ik er thans een paar behandelen, in de hoop U daarmee eenigermate een beeld te kunnen geven van wat ik mij voorstel dat een college in de didactiek der natuurkunde zou dienen te omvatten. Ik stel daarom in de eerste plaats het alternatief: *algemeene beschouwingen* of *het concrete voorbeeld*.

Zonder twijfel dient het zwaartepunt op het laatste te vallen. Er is dan meer kans om de toehoorders te pakken en tevens wordt het niet te onderschatten voordeel bereikt, dat door een ieder in meerdere of mindere actieve mate kan worden meegewerkt. Hierbij zweeft mij als voorbeeld voor den geest een behandelingsmethode van het een of andere korte onderdeel der physica — misschien niet meer dan wat gedurende één lesuur met de leerlingen kan of mag worden behandeld (en dat is verwonderlijk weinig!) — waarbij ik zelf en één of meer Uwer, elk op zijn — desgewenscht van te voren af te spreken — wijze dit onderdeel voordraagt, alsof hij voor de klasse stond, en waarbij dan de anderen de rol van leerlingen spelen. Als eenige restrictie zou ik dan willen gesteld zien het verbod van wanordelijkheden die in het schoolleven wel eens een hoogst enkele maal plegen voor te komen, waardoor het totaal-beeld der klasse wel is waar gecompleteerd zou worden, maar dat het bereiken van het voorgestelde doel toch te veel in den weg zou staan.

Staat dus het voorbeeld *uit* en, zoo mogelijk, de oefening *in* de practijk voorop, toch zal ik 't zonder algemeene beschouwingen niet af kunnen! De leeftijd mijner toehoorders is voorbij het stadium geschreden, waarin vele onderwerpen zonder onderling verband of zonder uit een op eenigen afstand liggend gezichtspunt te zijn bekeken, kunnen worden behandeld. En de tweede vraag die ons daarom een oogenblik zal bezighouden, stel ik dan hier aan de orde: *welke die gezichtspunten kunnen zijn*.

In hoofdzaak twee: dat van de physica als de aan het komend geslacht over te dragen wetenschap en, daarnaast, dat van de schoolbevolking in den meest letterlijken zin, d.w.z. niet alleen de jeugd uit een wetenschappelijk standpunt bekeken, maar ook zeer in 't bijzonder die waaruit *zij* de over te dragen wetenschap en den in haar oogen daarmee geheel saamgevlochten docent bekijkt. Men zou dus kunnen zeggen: de gezichtspunten der beide tot elkaar te brengen partijen.

Ging ik op de behandeling van het *tweede* gezichtspunt in, dan

zou een psychologisch-paedagogische cursus ontstaan, hetgeen allerm minst de bedoeling kan zijn.

Toch heeft het er allen schijn van, dat dit vooraf zou moeten gaan aan eene bijzondere didactiek! Immers vóór dat we kunnen spreken over het „*wat*” en het „*hoe*” bij ons doceeren, dienen we te weten *tot wien* we ons richten.

Nu heeft de experimenteele psychologie van de laatste decennia onze kennis omtrent de psyche van de jeugd wel zeer verrijkt en menigeen die de kinderschoenen juist ontwassen is zal verwonderd staan als hij ervaart hoeveel wij meer weten van de psyche van dezen leeftijd dan er in zijn nog versche herinnering aan eigen beleving is blijven hangen. Deze is immers incidenteel en zeker niet algemeen geldend! En al behoeft een leeraar nu geen ervaren psycholoog-paedagoog te zijn, hem dient in elk geval iets voor den geest te staan omtrent het bevattingsvermogen van de leerlingen waarmee hij te maken krijgt, en van de ontwikkelingsgang van kind tot volwassene, waarvan wij bij het middelbaar onderwijs het interessantste deel met de diepst ingrijpende „*Umwertung aller Werte*” meemaken. Ik noem slechts enkele vraagstukken als: voorstellingsinhoud, snelheid van reageeren, vermogen tot abstraheeren, tot logische gedachtengang, de wilskracht, de phantasie hetzij deze in dienst gesteld wordt van het streven om zich af te sluiten van de wereld of wel het omgekeerde. De persoonlijkheid, opgevat als complex van al deze vermogens, ondergaat een geleidelijke ontwikkeling bij het individu en zeker zijn vele dezer op den leeftijd, die ons hier interesseert, nog lang niet ten volle ontplooid.

Weliswaar zijn we met het physica-onderwijs, dat in de IIIe klasse begint, in een gunstiger positie dan met een leervak als de meetkunde in de Ie klasse, waarbij wij nog heden ten dage de m.i. kardinale fout zien maken dat aan de leerlingen wetenschap toegediend wordt in een slechts voor ouderen behoorlijk verteerbaren vorm, maar ook wij dienen op onze hoede te zijn voor misgrepen. Dit is nu alleen te bereiken door analyse van de psyche der jeugd; de herinnering aan onze eigen jeugd is daartoe, zooals ik reeds opmerkte, ongeschikt of in 't geheel niet aanwezig — misschien verdrongen, zoodat daarop niet met zekerheid gebouwd kan worden. Ware dit wèl het geval, dan zou er bij den docent zeker een te mooi beeld zijn gebleven, om de eenvoudige reden, dat zijn studiekeuze juist is bepaald geworden door een voorliefde, die in de meeste

gevallen zal geworteld zijn in een bijzondere geschiktheid, die men bij de leerlingen in 't algemeen juist *niet* mag vooropstellen! (Dit bezwaar geldt natuurlijk voor *elk* vak).

Dat wij aan den anderen kant weer niet *te* angstig met de capaciteiten onzer leerlingen behoeven rekening te houden door met onze uiteenzettingen *geheel* tot hun plan af te dalen, is ook bekend. Een weinig overvragen kan geen kwaad. Ik haal als voorbeeld aan een getuigenis van den psycholoog John Stuart Mill over zijn eigen jeugd ¹⁾, dat het voor zijn innerlijke ontwikkeling van zeer veel belang is geweest, woorden te hebben moeten leeren waarvan hij de beteekenis niet vatte. Hij zegt: „Een leerling, die men nooit over dingen vraagt die buiten zijn gezichtskring liggen, zal ook nooit datgene presteeren, waar hij werkelijk toe in staat is”. Alleen moeten wij oppassen dat hij niet de vlucht in schoonklinkende phrasen neemt!, zou ik er aan willen toevoegen. Hoe het ook zij, houden wij met zijn capaciteiten niet voldoende rekening, dan benemen wij het kind zijn zelfvertrouwen en ik mag niet nalaten hier te citeeren hetgeen reeds lang geleden door den Duitschen psycholoog Meumann ²⁾ in dit verband gezegd werd bij een bespreking van „Willenshemmnungen” zooals die dikwijls door foutieve behandeling van het kind ontstaan: „Die Grunderscheinung, die vorlegt, wenn solche Hemmnungen wirksam werden, ist immer dieselbe: das geordnete, zielbewusste Wollen gerät in eine Art von Auflösungs-zustand, weil das Vertrauen des Kindes in die eigene Kraft vorübergehend oder dauernd erschüttert wurde. Die gegenteilige Willensverfassung ist zugleich die, mit der beim Kinde alles erreicht werden kann, wozu seine intellektuellen Dispositionen, die vererbte Anlage und Begabung es überhaupt befähigen *können*: das *Vertrauen* in die eigene Kraft, der naive Glaube, die ihm zugemuteten Leistungen jetzt oder auf die Dauer bewältigen zu können, der inneren oder äusseren Schwierigkeiten Herr werden zu können. Wenn wir nun sehen, dass die intellektuelle Begabung das Individuum nicht vor solchen Willenshemmnungen rettet, dass aller Übungsfortschritt eine Willenserscheinung ist, dass die intellektuellen *Leistungen* durch die gesamte Willens- und Gemütsverfassung dauernd bestimmt werden, so liegt hierin das gute Recht einer pädagogischen Volun-

1) J. St. Mill's Selbstbiographie, Bonz, Stuttgart.

2) Ernst Meumann, Vorlesungen zur Einführung in die Experimentelle Pädagogik und ihre Psychologische Grundlagen.

tarismus, der in der richtigen Behandlung des Gefühls- und Willenslebens der Kinder das Fundament aller Beeinflussung des Kindes durch den Erzieher erblickt. Nicht die intellektuelle Begabung als solche garandeert für das spätere Leben den brauchbaren Menschen, sondern die Willenseigenschaften und die Intensität und Feinheit der Gefühlsreaktionen. Das bestätigen auch die Erfahrungen an Erwachsenen: der Wille etwas zu erreichen macht das Schicksal des Menschen".

Mocht het om bovenvermelde redenen gewenschter schijnen om met een psychologisch-paedagogisch college te beginnen, *M i n n a e r t* gaf een zeer geldige reden om toch het didactische gedeelte te laten voorafgaan, en ik sluit mij bij zijn zienswijze gaarne aan, wanneer hij schrijft: „Voor onze studenten, die gewoon zijn aan het denken over konkrete dingen, en een hekel hebben aan alle onzake-lijkheid, is het doordringen in de pedagogiek zeer moeilijk; de ervaring bewijst dat ze algemeen pedagogische colleges in het algemeen weinig waardeeren. Het komt mij voor dat een cursus in de bijzondere didactiek van hun eigen vak de beste brug vormt, om ze via de technisch-didaktische vraagstukken tot het bestuderen der psychologische en pedagogische theorieën en methodes te brengen" ¹⁾.

Bij dit college zal ik mij dus beperken tot af en toe te pas komende opmerkingen in deze richting; deed ik meer dan zou ik mijn bevoegdheid — erger nog — mijn boekje als physicus te buiten gaan.

Ons andere punt van beschouwing vormt de natuurkunde zelf, maar het zal U nu wel duidelijk zijn dat ik eigenlijk geen mogelijkheid zie om de behandeling van dit punt hier geheel gescheiden te houden van het voorgaande; daarvoor zijn beide ook in ons onderwijs te veel met elkaar vervlochten. Eigenlijk leg ik u daarom liever de vraag voor: in hoeverre kan de physica, terwijl zij overgedragen wordt aan het opgroeiende geslacht, haar diensten tevens bewijzen bij de ontwikkeling onzer leerlingen? Dus: welke plaats neemt zij daarbij in? Mijn antwoord luidt: zeker niet dezelfde als aan de Universiteit, waar zij om haars zelfs wil bestudeerd wordt.

Wèl dient er van dezen geest van wetenschapsbeoefening ook bij het M.O. aanwezig te zijn, en voor zoover dit het geval is kan men het hebben over het zuivere standpunt der physica. Het heeft

1) Paedagogische Studiën 1935 „De didactiek der Natuurkunde als studievak bij de opleiding der leraren".

ontegenzeggelijk zijn nut deze kant van 't geval niet buiten de school te sluiten, niet alleen om der wille van den docent die man der wetenschap moet blijven ten koste van alles, maar ook om de leerlingen althans iets te laten voelen van den drang tot het onderzoek en naar de waarheid, die de grootsten onzer dikwijls tot helden stempelt. En ongetwijfeld zal dit weer indirect ook aan de wetenschap ten goede komen, tengevolge van de meerdere verbreiding zoowel van deze geesteshouding als van wetenschappelijke denkmethoden in steeds grooter wordende kringen.

Maar, zooals ik reeds opmerkte, zie ik dit vak, en in 't algemeen alle natuurwetenschappen, daar voor een groot deel als middel of stimulans — hulpwetenschap zou ik haast willen zeggen. In dit verband is het juist de wijze waarop de physica dient te worden gedoceerd, die ons hoofdbreken zal bezorgen. Immers dan kunnen wij *niet volstaan* met zekere elementaire wetten, regelen en beschouwingen dezer wetenschap tot een logisch samenhangend en afgerond geheel, dat ons zelf een zekere voldoening geeft, te vormen en voor te dragen, het gaat daarbij veeleer om den weg waarlangs, de manier waarop de leerlingen het vakgebied worden binnengeleid, want die is beslissend.

Ik zal op deze beide laatste punten in dit college den nadruk laten vallen: ten eerste dienen we ons duidelijk te maken *welke* stof we voor te dragen hebben — maar dat is althans in groote lijnen gemakkelijk genoeg gezegd, want er bestaat zoo iets als een leerprogramma, dat voor de verschillende schooltypen slechts in geringe mate afwijkt en daarenboven een voor ons kleine landje groote overmaat van leerboeken, waarvan de schrijvers zich hebben beijverd om, de een al duidelijker dan de ander den geheelen cursus min of meer in extenso te behandelen; ten tweede gaat het om de manier waarop we het aan de orde zijnde onderwerp bij de leerlingen aanhangig zullen maken — de politiek van 't geval — waarbij ook de opeenvolging der verschillende hoofdstukken, hun verdeeling over de beschikbare lesuren in een jaar en ook in de geheele cursus, punten van bespreking zullen uitmaken.

Wat dit laatste betreft, zoo is ook hier slechts beperkte vrijheid: het programma dringt ons in een onwelkom keurslijf, zulks met het oogmerk op de mogelijkheid van overplaatsing van leerlingen van de eene school naar de andere, een voorzorg die mij herinnert aan een auto-service die er voor zorgt dat overal en altijd een voor

een ieder passend onderdeel te krijg is. Kan men zich met dien maatregel op grond van deze overweging vereenigen, erger is, dat ook hier geldt de algemeene regel, dat bij alles wat voorgescreven is reeds vrij spoedig in meerdere of mindere mate de vorm niet meer met den inhoud overeenstemt. In 't bijzonder bij de technisch georiënteerde wetenschappen die in den laatsten tijd zoo'n geweldigen vlucht namen, waarbij dan dikwijls ook nog het zwaartepunt zich verplaatste, klemmt dit bezwaar: zoo zitten we, om een voorbeeld te noemen, nog steeds vast aan een behandeling der electriciteit in de hoogste klasse, waar, zooals ik vroeger reeds schreef, een gedeelte van deze leerstof als mosterd na den maaltijd komt, omdat de belangstelling zich dan zonder behoorlijke leiding en ondergrond reeds lang vastgehecht kan hebben aan radio en andere toepassingen.

Een tweede gevolg van deze uitbreiding van stof bij de verschillende vakken bestaat daarin, dat het onderlinge verband op vele punten zoek is geraakt — of misschien ook is het steeds zoek geweest, maar begon men dit gemis pas te voelen toen men wegens tijdgebrek naar economischer vormen van onderwijs ging zoeken. Zoo behandelt de mechanica in de Ve klasse de grondslagen voor de energiebeschouwingen die de natuurkunde in de IVe klasse bij de warmte noodig heeft, en in de IVe klasse de leer van de statica die in de IIIe klasse aan de hoofdstukken vaste stoffen, vloeistoffen en gassen der natuurkunde ten grondslag moet liggen. En zoo zijn er meer ongemakken, maar ik beperk mij tot dit voorbeeld en merk slechts op, dat van een, de verschillende hier bedoelde vakken omvattende coördinatie zeer veel is zoek geraakt juist door deze voorschriften en dat de divergentie die thans op verschillende punten bestaat vrij ondragelijk is geworden.

Ik hoop U in al deze kwesties, voor zoover dan de tijdsruimte dit toelaat, te kunnen inleiden, zoowel om U te waarschuwen tegen de moeilijkheden, die de omstandigheden met zich meebrengen, als ook opdat gij reeds direct besef zult hebben van de noodzakelijkheid van betere toestanden op dit gebied, en met de strijd hiervan niet behoeft te wachten totdat al deze bezwaren zich in den loop van den tijd, onder de uitoefening van uw leeraarsambt, bij U zullen doen gevoelen en geformuleerd zijn geworden. Want daar zouden jaren mee heen kunnen gaan.

Het zal wel tot oorzaak hebben dat dit strijdpunt mij wat erg

hoog zit, dat ik met deze ontboezeming even van den draad van mijn betoog ben afgeweken — ik was bezig iets te zeggen over de leerstof en in 't bijzonder over de vraag naar de „manier” van overdracht. *Gelukkig ligt hier het terrein der vrijwel onbeperkte vrijheid van den docent!*

Een zeer belangrijke strooming teekent zich in de laatste jaren af: behalve de behandeling der leerstof op de wijze zooals tot nu toe algemeen te doen gebruikelijk was, acht men zoowel om paedagogische, als ook aan den aard van de natuurwetenschap zelf ontleende, motieven, practisch onderricht in de *methode* van het onderzoek, voor zooverre zulks dan met de overdracht van leerstof kan worden saamgeweven, in onze scholen op haar plaats. Want het zijn niet alleen de intellectueele vaardigheden, die een vak als de physica bij de leerlingen kan helpen ontplooien. Niet slechts kent men tegenwoordig aan de natuurkunde, vooral indien ze *door middel van practisch werken* wordt *onderwezen*, een buitengewone waarde toe voor de ontwikkeling van het logisch denken (K e r s c h e n s t e i n e r), maar ook is gebleken dat bij *dezen* vorm van onderricht wilseigenschappen als correctheid, gewetensvolheid, volhardingsvermogen worden gestimuleerd; potenties, die welhaast op geen andere wijze ¹⁾ dan juist via het in gang zetten van manueele — in 't algemeen: lichamelijke — werkzaamheid zijn te activeeren. En het is een feit dat de technisch georiënteerde vakken wat dit betreft nog steeds niet genoeg naar waarde geschat worden.

Ook deze mogelijkheid hoop ik met U te bespreken. Zij hangt ten nauwste samen met weer een ander gewichtig probleem, waarover het kamp in de Nederlandsche onderwijswereld is verdeeld: *is het onderricht in de physica* (voor zooverre dan redelijkerwijze mogelijk) *zuiver experimenteel te geven* of *zullen we onze aandacht in hoofdzaak bepalen bij de logische constructies*, daarbij een ruim gebruik makende van het reeds ter beschikking staande wiskunde-apparaat, zooals b.v. bij de mechanica gewoonlijk geschiedt, bij welk vak dikwijls nagelaten wordt om ook maar één experiment als basis of ter verificering (eerlijker ware misschien: ter exemplificering) van het afgeleide te doen.

Hoewel ik mij niet als behorende tot één der twee bovengeschetste „zuivere gevallen” beschouw, nòch als zoodanig door

1) Althans in de practijk van het onderwijs!

anderen wensch te worden geteekend (en dit zal wel met niemand het geval zijn), wil ik U hier toch wel toevertrouwen dat er bij mij wel een voorkeur voor een dezer beide richtingen bestaat. Misschien hebt U uit wat ik heb gezegd of zult U uit hetgeen ik in den loop dezer cursus ga vertellen wel kunnen opmaken welke mijn keuze geweest is.

Bij het bespreken van al deze dingen zal van zelf de behandeling van instrumentarium en werkplaats aan de beurt komen, de plaats die de amanuensis, voor zoover nog niet wegbezuinigd, inneemt en de opdrachten die men wel of niet aan hem te verstrekken heeft, en ik twijfel niet of U zult wel begrijpen dat het uitzicht dat ik U hier getoond heb ons, zooals ik reeds opmerkte, misschien nog wel langeren tijd dan een jaar zou kunnen bezighouden.

N o v e m b e r 1936.

DISSERTATIES

C. C. Jonker: Intensitätsverhältnisse im Cäsiumspektrum (Leiden, 9 April 1937).

D i r a c's relativistische theorie van het elektron wordt toegepast op de berekening van de intensiteit in de hoofdsérie van Cs. Bij het eerste doublet $6S-6P$ is de splitsing der componenten vrij aanzienlijk; voor hun intensiteitsverhouding wordt 2,42 gevonden, hetgeen toevallig zou overeenkomen met een v^4 -correctie, op de ideale multipletregels toegepast; dit resultaat is echter alleen voor dit bijzondere geval geldig. Voor het tweede doublet $6S-7P$ wordt de verhouding 4,46 gevonden; deze intensiteitsstoring blijkt niet alleen toe te schrijven aan de invloed van het eerste doublet (F e r m i), maar ook aan die van het rode doublet $7S-7P$. Ook de doublet-splitsing en de absolute sterkte der twee doubletten worden berekend en met de waarnemingen vergeleken.

INTERPRETATIE VAN MOLECULAIRE VERSCHIJNSELEN DOOR MIDDEL VAN POTENTIAALKROMMEN ¹⁾

I. POTENTIAAL KROMMEN VAN HET TWEE-ATOMIG MOLECUUL

door W. DE GROOT

Summary.

In this paper and some papers which are to follow, some characteristics of potential curves as introduced by Frank in 1925 are discussed and illustrated by applications to special problems of molecular physics. These papers form a syllabus of a number of lectures given in Delft and Leiden in the winter of 1936—1937.

Inleiding.

In vele gevallen kan een probleem der atoomphysica, dat op ingewikkelde wijze afhangt van een groot aantal parameters (coördinaten van atoomcentra en van electronen) belangrijk worden vereenvoudigd, wanneer uit het volledige probleem een deelprobleem kan worden afgesplitst, waarbij in eerste benadering slechts op de verandering van één parameter behoeft te worden gelet.

Een dergelijk geval ontmoeten wij bij het twee-atomige molecuul. Uit de theorie der bandspectra is het bekend, dat in den regel de bewegingen van het molecuul kunnen worden gesplitst in: electronenbeweging, vibratie en rotatie en dienovereenkomstig de energie E van het molecuul t.o.v. zijn zwaartepunt in eerste benadering worden geschreven als de som van electronenenergie, vibratie-energie en rotatie-energie

$$E = E_{el} + E_{vibr} + E_{rot}. \quad (1)$$

Eerst in hogere benadering komen gemengde termen voor, die de parameters van twee bewegingsmogelijkheden tezamen bevatten.

1) Reeks van voordrachten door Dr. J. H. de Boer en Dr. W. de Groot gehouden in Delft en in Leiden, in den winter 1936—'37.

Een voorbeeld uit de mechanica.

Een voorbeeld uit de klassieke mechanica kan het vorige verduidelijken. Beschouwen wij de beweging van een massapunt met massa μ in een plat vlak (coördinaten r, φ) t.o.v. een krachtcentrum met potentiële energie $V(r)$. Dan geven de vergelijkingen van Lagrange aanleiding tot de twee betrekkingen:

$$\mu \ddot{r} - \mu r (\dot{\varphi})^2 + \frac{dV}{dr} = 0 \quad (2)$$

$$\mu r^2 \dot{\varphi} = C = \text{const.} \quad (3)$$

Substitutie van (3) in (2) geeft

$$\mu \ddot{r} = -\frac{dV}{dr} + \frac{C^2}{\mu r^3} = -\frac{d}{dr} \left(V + \frac{C^2}{2\mu r^2} \right). \quad (4)$$

Het massapunt beweegt zich dus, als men alleen op de variaties van r let, schijnbaar in een potentiaalveld

$$V^* = V + \frac{C^2}{2\mu r^2}. \quad (5)$$

De tweede term kan men de potentiaal van de middelpunt-

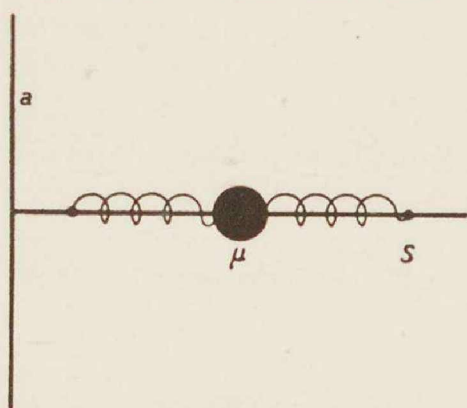


Fig. 1. Mechanisch beeld van molecuulbinding. De kogel μ , door veeren vastgehouden, glijdt over de staaf s , die draaibaar is om de as a .

vliedende kracht noemen. Bepaalt men zich tot langzame rotaties (kleine waarden van C) en tot vibraties met geringe amplitude, dan onttaardt de 2e term tot een additieve constante, die geen invloed heeft op de vibratie. In het geval van snelle rotatie wordt de vibratie sterk beïnvloed. In het bijzonder heeft deze beweging dan niet meer plaats om dezelfde evenwichtsstand. Dit blijkt nog nader uit fig. 1. Denken wij, dat de staaf s om de as a kan draaien.

Over s glijdt een massa μ , door veeren vastgehouden in òf trillingen uitvoerende om een evenwichtsstand. De potentiële energie V is in fig. 2 als functie van r uitgezet en bovendien V^* voor snelle en langzame rotatie. De omkeerpunten vindt men door V^* te snijden met een horizontale lijn op de hoogte E (totale energie).

Bij geringe vibratie en langzame rotatie laat zich een E_{rot} afsplitsen.

De quanta-toestanden van het molecuul.

In een molecuul geldt niet meer de klassieke mechanica, doch is de beweging gequantiseerd. Voor de electronenbeweging leidt dit op bekende wijze tot de onderscheiding van grond- en aangeslagen toestanden met als limiet de geïoniseerde toestand.

Bij de vibratie is in eerste benadering de rij van toegelaten energiewaarden gegeven door

$$E_{vibr} = (v + \frac{1}{2}) h\nu$$

ν = frequentie, $\frac{1}{2}h\nu$ = nulpunts-energie,

v = vibratiequantagetel

terwijl voor de rotatie geldt:

$$E_{rot} = \frac{h^2}{8\pi^2 B} J(J + 1)$$

B = traagheidsmoment, J = rotatiequantagetel.

Men kan met behulp van fig. 1 de beweging van het 2-atomige molecuul afbeelden, waarbij V de potentieele energie voorstelt als functie van de afstand r der atoomcentra en

$$\mu = M_1 M_2 / (M_1 + M_2),$$

waarin M_1 en M_2 de massa's der beide atomen voorstellen.

Bij de groote vibratie-amplitudes (hooge waarden van het vibratiequantagetel v) wordt de afstand der opvolgende quanta-toestanden geleidelijk kleiner (onharmonische oscillator), dit hangt samen met de gedaante van de potentiaalkromme en het gedrag is verschillend, naarmate men te maken heeft met een heteropolaire binding of met een homeo-polaire. In het laatste geval is het aantal mogelijke oscillatietoestanden beneden de dissociatiegrens eindig, in het eerste oneindig. Boven de dissociatiegrens

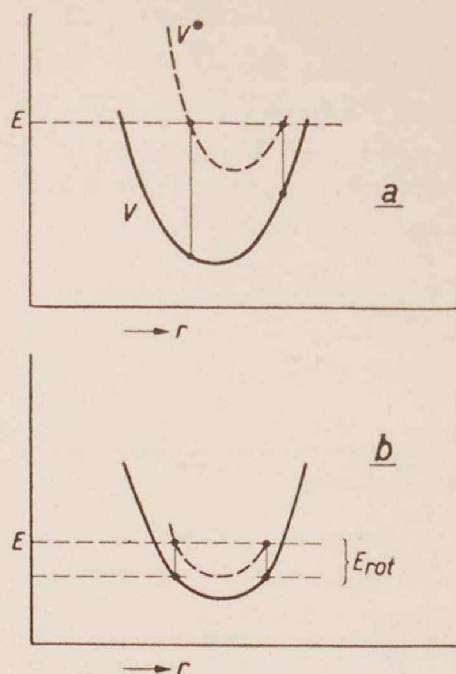


Fig. 2. Potentiaalkrommen zonder (V) en met (V^*) rotatie: *a* snel, *b* langzaam.

vindt men een *continu* gebied van mogelijke toestanden. In dit gebied heeft men te doen met twee atomen, die elkaar naderen en zich weer verwijderen (quasimolecuul). Bij een hoge waarde van het rotatiequantengetal gaat de rotatiebeweging de vibratie beïnvloeden. Hierdoor verandert de potentiaalkromme overeenkomstig het boven gezegde. Wij gaan hier echter niet verder op in. In fig. 3 zijn potentiaalkrommen met bijbehorende oscillatie toe-

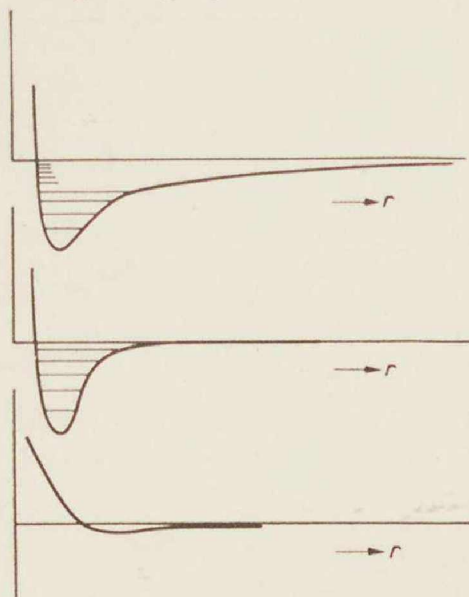


Fig. 3. Potentiaalkrommen en vibratie toestanden van een twee-atomig molecuul;

- a) heteropolaire binding,
- b) homeopolaire binding,
- c) Van der Waals binding.

standen geschetst, waarbij ook het geval van een afstootingskromme geteekend is. In dit geval treedt alleen de Van der Waals kracht als bindende kracht op, welke als een 2e orde effect der chemische binding is te beschouwen.

Invloed van de temperatuur.

In de vorige paragraaf bespraken wij de vibratie- en rotatie toestanden van een molecuul zonder te letten op de voorwaarden, die bepalen welke toestanden in een bepaald geval voorkomen. Een van de factoren, die de bezettingsgraad bepalen, is de temperatuur. Tengevolge van botsingen van moleculen onderling, bijvoorbeeld in een molecuulgas,

heeft er voortdurend omzetting van kinetische energie der voortgaande beweging (translatie energie) in vibratie- en rotatie-energie plaats en omgekeerd. Een aantal moleculen zal dus in hogere vibratie- en rotatie toestanden aanwezig zijn. Wanneer de temperatuur alleen de bepalende factor is, gelden hiervoor eenvoudige wetten.

De kans dat men een toestand met een energie E vergeleken met de laagste energietoestand, aantreft, is gegeven door de zogenoemde factor van Boltzmann

$$e^{-E/kT}$$

waarin k , de constante van Boltzmann $= 1,37 \cdot 10^{-16}$ erg per graad, en waarbij eenvoudigheidshalve is afgezien van het feit, dat verschillende soorten van toestanden nog een verschillende a priori waarschijnlijkheid (statistisch gewicht) kunnen hebben.

Ook de dissociatiegraad (aantal gedissocieerde moleculen in verhouding tot het totale aantal moleculen) kan door eenvoudige formules als functie van druk en temperatuur worden uitgedrukt.

In het geval van een afstootingscurve (fig. 3c), eventueel voorzien van een ondiep minimum, is de factor van Boltzmann maatgevend voor het aantal moleculen, dat tot een gegeven punt van de opstijgende tak behoort.

Invloed van straling en electronenstoot.

Behalve door botsingen met andere moleculen tengevolge van de temperatuurbeweging, kunnen moleculen ook door electronenstoot of door absorptie van een lichtquant in een hogere quantatoestand overgaan, waarbij in het algemeen ook de electronentoestand een andere wordt, en dus de electronen-energie een verandering ondergaat. Behalve de complicatie tengevolge van het veel grooter aantal mogelijkheden is de toestand hier dezelfde als bij een één-atomig gas. Voor de overgangen door electronenstoot zullen dus „werkzame doorsneden” zijn aan te geven en er zal een minimum energie (aanslagenergie, ionisatieenergie) te vinden zijn, die noodig is, opdat het stootende electron een overgang kan bewerkstelligen.

Bij de absorptie van lichtquanta zal het zoo zijn voor zoover de energieën discreet zijn, de absorptie slechts voor discrete frequenties mogelijk is. Er ontstaat dus een banden-absorptie-spectrum, dat gedeeltelijk uit fijne lijnen bestaat, gedeeltelijk continu kan zijn. Omgekeerd kunnen moleculen die door absorptie van een lichtquant of door electronenstoot in een hogere energie toestand zijn gekomen, dit surplus aan energie weer door uitstraling van een lichtquant verliezen. Wij hebben dan te doen met een emissiebandenspectrum (fluorescentie, gasontlading).

Het principe van Franck-Condon.

Wij willen nu twee potentiaalkrommen, die bij twee verschillende electronentoestanden van hetzelfde molecuul behoren nader beschouwen en vragen naar de meest waarschijnlijke overgangen

tusschen die krommen. J. F r a n c k heeft hier in 1925 een antwoord op gegeven, dat thans als min of meer naïef kan worden beschouwd, maar dat niettemin als hulpmiddel voor de voorstelling uitnemend voldoet. F r a n c k denkt zich de overgang als een electronensprong, die in een ondeelbaar korte tijd verloopt, zoodat het electron na de sprong de atomen op dezelfde afstand vindt als daarvóór. Daar nu bovendien het molecuul het langste verblijft

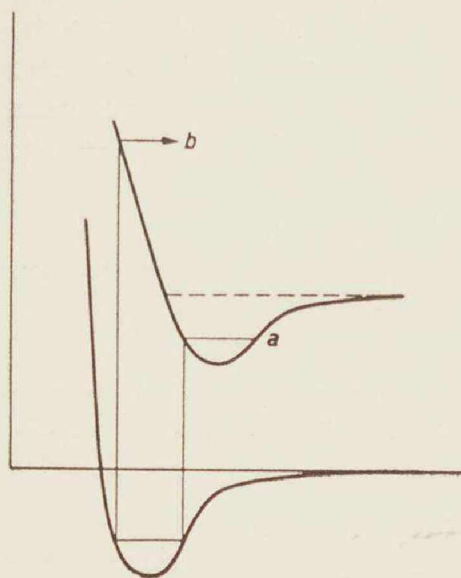


Fig. 4. Franck—Condon principe bij *a* vorming van aangeslagen molecuul door lichtabsorptie, bij *b* photodissociatie.

in de toestanden, die correspondeen met de omkeerpunten der beweging in het $V - r$ diagram, vindt men de meest waarschijnlijke overgangen tusschen die punten der beide potentiaalkrommen, die in het diagram verticaal boven elkaar liggen. In fig. 4 zijn aangegeven twee overgangen van de grondtoestand naar hogere toestanden (bijv. door lichtabsorptie). Zooals men ziet geeft een van deze overgangen aanleiding tot een gedissocieerd molecuul (optische dissociatie).

Later heeft C o n d o n (1926) het principe van F r a n c k overgebracht in de taal der golfmechanica. In deze theorie is

een overgangswaarschijnlijkheid bepaald door een integraal van de gedaante

$$\int \psi_a \cdot r \cdot \psi_b^* dr$$

waarbij ψ_a en ψ_b^* zoogenaamde eigenfuncties zijn, behorende bij bepaalde energietoestanden. De functies ψ beteekenen ongeveer de wortel uit de waarschijnlijkheid het systeem in een bepaalde toestand aan te treffen. Hieruit begrijpt men, dat deze functies in de „omkeerpunten” een hooge waarde hebben. De drie toestanden uit fig. 4 worden schematisch weergegeven door de ψ -functies uit fig. 5. Men begrijpt onmiddellijk, dat de integratie tot belangrijk van nul verschillende waarden voert, wanneer de functies met hun maximum (of minimum) boven elkaar liggen. Tegelijk ziet

men echter, dat andere overgangen niet persé uitgesloten zijn. Er is nog een andere wijze waarop de integraal belangrijk van

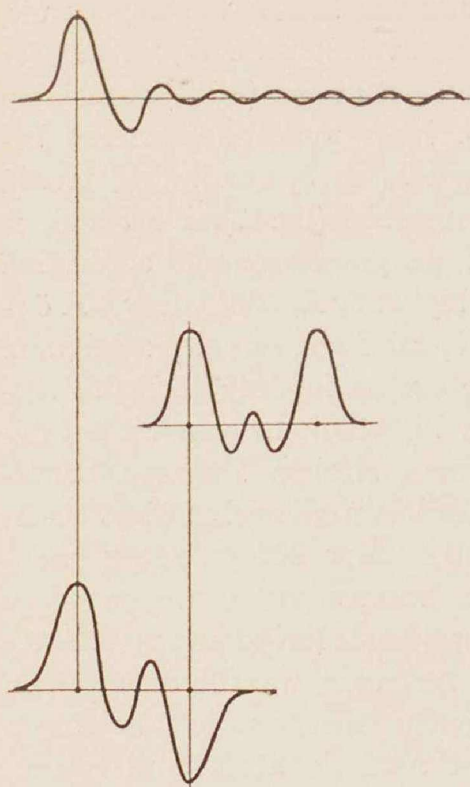


Fig. 5. Eigenfuncties (schematisch) beantwoordende aan de drie geteekende toestanden uit fig. 4.

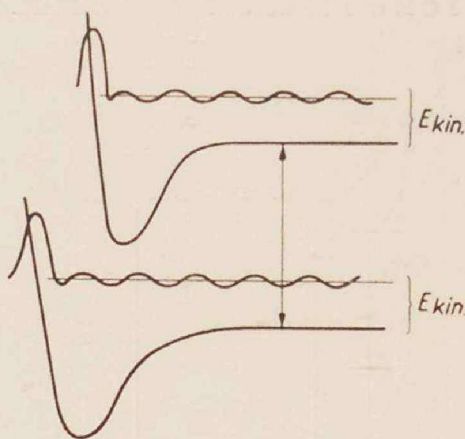


Fig. 6. Overgang met behoud van kinetische energie.

nul verschillend kan worden; dat is wanneer in een zeker gebied de golfjes onder en boven dezelfde golflengte hebben. Nu is de golflengte der ψ -golven bij eerste benadering gegeven door $\lambda = h/mv$ (de Broglie-golflengte) waarbij v de snelheid voorstelt, m de electronenmassa en h de constante van Planck. Dit beteekent, dat ook een sprong mogelijk is, waarbij de kinetische energie behouden blijft. Voor twee atomen op aanzienlijke afstand spreekt dit vanzelf. Dan „springt” het electron in het eene atoom onafhankelijk van het feit of zich een ander, bewegend atoom in de nabijheid bevindt. Schematisch is dit geval weergegeven in fig. 6¹⁾.

Het molecuul Hg_2 .

Een voorbeeld van het boven besprokene vindt men in het

1) Deze uiteenzetting danken wij aan Ir. G. Ittmann.

molecuul Hg_2 , dat vele malen is onderzocht. Aan de grondtoestand beantwoordt in dit geval een potentiaalkromme van het afstoottype. Van de aangeslagen toestanden kiezen we diegene uit, die beantwoordt aan de $6p^3P_1$ toestand van het atoom, welke door combinatie met de grondtoestand van het atoom ($6s^1S_0$) aanleiding geeft tot de resonantielijnen 2537 \AA . Deze potentiaalkromme bestaat uit twee takken, welke wij met b_0 en b_1 aanduiden, terwijl de grondtoestand met a wordt aangeduid (fig. 7). De b_0 -tak is bijna een afstootingsstak, die met de grondtoestand aanleiding geeft tot een bandensysteem bij 2540 \AA , dat door K ö r n i c k e het eerst is onderzocht. De b_1 -tak heeft een diep minimum.

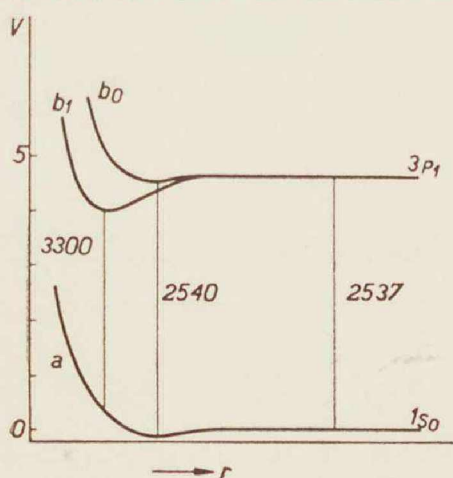


Fig. 7. Deel van het schema der potentiaalkrommen van Hg_2 .

is tusschen 2537 \AA en 2900 \AA ongevoelig voor de temperatuur van de absorbeerende damp, voor $\lambda > 2900 \text{ \AA}$ echter gevoelig. K u h n en F r e u d e n b e r g leidden daaruit af, dat ter hoogte van het minimum van b_1 de hoogte van a boven de nullijn 0.27 Volt bedraagt. Hieruit en uit de voltwaarde van 3300 \AA ($= 3.75 \text{ Volt}$) en 2537 \AA ($= 4.88 \text{ Volt}$) leidt men af, dat de diepte van het minimum van b_1 bedraagt:

$$4.88 - 3.75 - 0.27 = 0.86 \text{ Volt.}$$

Het bandje bij 2540 \AA kan dienen om de diepte van het zwakke minimum van a te bepalen. Uit de temperatuurafhankelijkheid van de absorptie en uit de absolute waarde van de absorptie die beide bepaald zijn door de dissociatiegraad, leidt K u h n af, dat dit minimum zich bevindt tusschen 0.06 en 0.08 Volt .

Moleculen in deze toestand zullen bij voorkeur van uit het minimum stralen. Daaraan beantwoordt een emissieband bij 3300 \AA , welke door R a y l e i g h werd te voorschijn geroepen door stroomende kwikdamp met 2537 \AA te bestralen, waarbij aangeslagen atomen meervoudige botsingen met normale atomen uitvoeren. In absorptie geeft de overgang van a naar b_1 aanleiding tot een continu spectrum aan de roode zijde van 2537 \AA . Deze absorptie

De attractiewet voor de Van der Waals-kracht.

Het gedeelte rechts van het minimum van de krommen a en b_1 is door den schrijver en door K u h n onderzocht. Theoretisch moet men volgens L o n d o n verwachten, dat beide krommen zich gedragen volgens de wet

$$\Delta V = \text{const}/r^6$$

waarbij ΔV de daling van V beneden het atoomenergieniveau voorstelt. Hieruit volgt, dat bij een overgang met behoud van kinetische energie de uitgezonden frequentie verschoven is t.o.v. de atoomlijn over een frequentiegebied

$$\Delta \nu = \text{const}/r^6.$$

Aangezien de intensiteit van een overgang op afstand r bepaald wordt door het aantal atoomparen op deze afstand, hetwelk evenredig is met

$$r^2 dr$$

omdat men de temperatuurinvloed bij eerste benadering buiten beschouwing kan laten, kan men hieruit berekenen, dat de intensiteitsverdeling in de absorptieband gegeven wordt door

$$I(\nu) \text{ evenr. } r^2 \frac{dr}{d\nu} \text{ evenr. } (\Delta \nu)^{-3/2}.$$

Deze afhankelijkheid werd bevestigd gevonden in het gebied tusschen 2537 Å en 2600 Å. Het eerst is een dergelijke absorptiewet geconstateerd door M i n k o w s k i bij de combinatie $Na-A$, later door K u h n ook bij $Hg-A$. Men kan dus zeggen, dat de exponent 6 in de theorie der V a n d e r W a a l s-kracht volgens L o n d o n door de experimenten bevestigd is.

Snijding van potentiaalkrommen, predissociatie.

Nog één punt willen wij bespreken, namelijk dat van de snijding van twee potentiaalkrommen. In dit geval, dat door fig. 8 schematisch wordt voorgesteld, kan het voorkomen, dat een molecuul van de door a voorgestelde kromme overgaat naar b . Bij voorkeur geschiedt dit natuurlijk, indien het snijpunt wordt gepasseerd. In het geteekende voorbeeld kan een hooge vibratietoestand van a dus overgaan in een gedissocieerde toestand, die bij b behoort.

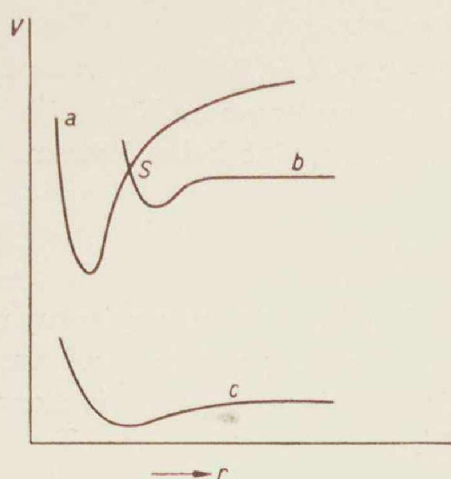


Fig. 8. Snijding van potentiaalkrommen. Predissociatie bij de overgang $a \rightarrow c$ tengevolge van de overgang $a \rightarrow b$.

Photoïonisatie van Cs_2 .

Ook het omgekeerde, overgang van een quasimolecuul (toestand b) naar een gebonden toestand (a) komt voor. Een voorbeeld daarvan vinden wij in het geval van de photoïonisatie van Cs_2 , een ingewikkeld verschijnsel, dat zich echter door potentiaalkrommen te tekenen, bevredigend laat analyseren. Fig. 9 geeft dit geval weer, waarbij a de potentiaalkromme van het geïoniseerde molecuul voorstelt, b' en b'' die van een normaal Cs atoom met een aangeslagen atoom, c die van twee normale Cs atomen. Overgang bijv. van c naar b ontstaat door (selectieve) absorptie van het licht van een van de hoofdserie-lijnen van het atoom. De daarmee gepaard gaande photoïonisatie is nu al of niet temperatuur-afhankelijk, naarmate het snijpunt boven of onder de dissociatiegrens ligt. Zoo is de photoïonisatie door 3876 \AA onafhankelijk, die door 4554 \AA afhankelijk van de temperatuur. Behalve deze selec-

Indien nu een bandspectrum bestaat, bestaande uit overgangen van a naar een lagere toestand, dan kunnen op de desbetreffende plaats de banden vervagen of zelfs geheel ontbreken, omdat de tijd voor de uitstraling door de kans op dissociatie wordt verkort en daardoor volgens de onnauwkeurighedsrelatie van Heisenberg de energie minder goed is gedefinieerd. Men noemt dit, door Henry en Teves ontdekte, verschijnsel: predissociatie.

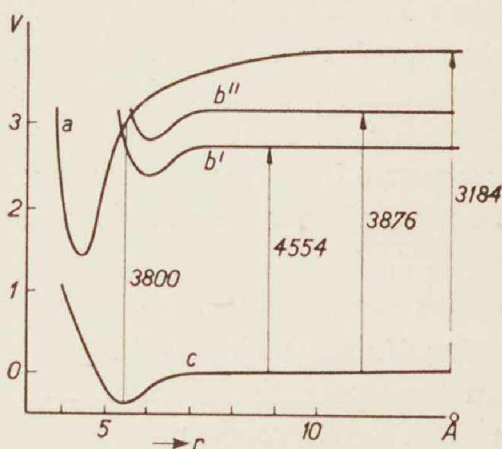


Fig. 9. Photoïonisatie van Cs_2 ; a , stelt de P.K. van het ion, b' en b'' van aangeslagen quasimoleculen, en c , van een gewoon molecuul voor.

tieve absorptie is er ook nog een continue absorptie, die tot photo-ionisatie leidt. Deze beantwoordt volgens het principe van Franck—Condon aan overgangen van het minimum van c naar het recht daarboven gelegen punt van a . Men ziet hieruit, dat de roodgrens van deze continue absorptie aan een golflengte (3800 \AA) beantwoordt, welke grooter is dan de limiet (3184 \AA) van de hoofdserie.

Eindhoven, 15 Maart 1937. Natuurkundig Laboratorium der
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken.
Eindhoven (Holland).

LITERATUUR OPGAVEN EN NADERE BIJZONDERHEDEN ZIJN TE VINDEN IN:

R. de L. Kronig. The optical basis of the theory of valency, Cambridge 1935.
(In het bijzonder hoofdstuk IV, blz. 79).

Hg_2 .

W. de Groot. Zeeman, Verhandelingen, den Haag 1935, p. 312. De Ingenieur
50 E 92, 1935

H. Kuhn. Proc. Roy. Soc. A. **158**, 212, 230 (1937).

Cs_2 .

J. H. de Boer. Electron Emission and adsorption phenomena, Cambridge 1936, p. 174.

VERSLAG VAN DE ALGEMEENE VERGADERING DER NEDERLANDSCHE NATUURKUNDIGE VER- EENIGING OP ZATERDAG 28 NOVEMBER 1936 IN HET LAB. „PHYSICA” TE AMSTERDAM

Van de eerste voordracht op deze vergadering gehouden over:

Optische demonstratie van electronen-diffractiebeelden

door W. G. BURGERS

zal hier geen verslag worden gegeven, aangezien de spreker in-
middels een uitvoerige verhandeling over dit onderwerp in dit tijds-
chrift ¹⁾ heeft laten verschijnen. Na de pauze volgde een voor-
dracht over:

De γ -straling van het UX-complex

door G. J. SIZOO (mede namens D. J. COUMOU)

Uit de vorm van de kromme, die weergeeft, hoe de intensiteit
eener γ -straling afhangt van de dikte van een absorbeerende laag,
kan men conclusies trekken omtrent de samenstelling der γ -straling.
Valt een monochromatische bundel γ -stralen van sterkte I_0 op een
homogene stof, dan is de doorgelaten intensiteit I gegeven door:

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (1)$$

indien x de laagdikte voorstelt en μ de absorptiecoëfficiënt is voor
deze γ -stralen in die stof. Bestaat de bundel γ -stralen uit eenige
monochromatische componenten van de sterkte $I_1, I_2, I_k,$
waarvoor de absorptiecoëfficiënten resp. $\mu_1, \mu_2, \mu_k,$ be-
dragen, dan wordt de doorgelaten intensiteit:

$$I = \sum_k I_k e^{-\mu_k x}. \quad (2)$$

Voor een continue intensiteitsverdeling over het spectrum der
 γ -stralen gaat deze uitdrukking natuurlijk over in een integraal.

Zet men de logarithme van de doorgelaten intensiteit uit in af-

1) Ned. T. Natuurk. 4, 1 en 33, 1937.

hankelijkheid van de dikte der absorbeerende laag, dan verkrijgt men voor een monochromatische γ -straling een rechte lijn. Bestaat de straling uit eenige componenten, dan ontstaat een kromme, die voor voldoende groote laagdikten vrijwel recht is, daar dan de zachtere componenten reeds bijna geheel geabsorbeerd zijn en wij derhalve eigenlijk alleen maar meer hebben te maken met de absorptie der hardste component. Uit het vrijwel rechte einde der logarithmische absorptiekromme is nu de absorptie en derhalve de golflengte der hardste component te bepalen. Trekt men de intensiteitsbijdrage dezer hardste component voor alle laagdikten af van de totale intensiteit, dan houdt men de intensiteit der zachtere componenten over. Als deze in het logarithmische diagram nu ook weer met een vrijwel recht stuk eindigt, dan is daaruit de op één hardste component der totale straling te bepalen, enz.

De verzwakking van γ -stralen bij het gaan door materie is het gevolg van drie processen, n.l. foto-absorptie, Compton-verstrooiing en materialisatie of paarvormig. Van elk dezer processen is een theoretische behandeling gegeven (resp. door Hulme c.s., Klein en Nishina, Bethe en Heitler), die het mogelijk maakt de bijdrage tot de totale verzwakkingscoëfficiënt te berekenen, in afhankelijkheid van atoomnummer en golflengte. Omgekeerd kunnen dus uit experimenteel gevonden verzwakkingscoëfficiënten van monochromatische stralingscomponenten hun golflengten worden afgeleid. Bij zachte stralen en hoge atoomnummers speelt de foto-absorptie de hoofdrol, terwijl bij hardere stralen en kleinere atoomnummers de Compton-verstrooiing meer op den voorgrond treedt en eerst bij zeer harde stralen de materialisatie van betekenis wordt.

De γ -straling van het UX -complex valt in hoofdzaak uiteen in een hard en een zacht gedeelte. Volgens de absorptiemetingen van Stahel en Coumou schijnt de harde straling vrijwel homogeen te zijn. Het ligt echter voor de hand te veronderstellen, evenals Aston deed voor R_aE , dat de harde straling van het UX -complex een remstraling is, die de electronen, welke vrijkomen uit de kern, uitzenden op hun weg door het sterke kernveld binnen in het atoom („innere Bremsstrahlung”). Dan zouden wij bij de „harde component” der γ -stralen van UX echter met een continu spectrum te maken hebben en is de gemeten homogeniteit slechts schijnbaar.

Aan eenige uit uranil-nitraat afgescheiden UX -praeparaten heb-

ben Sizoo en Coumou¹⁾ nu absorptiemetingen verricht met verschillende absorbeerende lagen van aluminium, koper, tin en lood, waarbij de absorptie-dikte werd uitgestrekt tot $250 \cdot 10^{23}$ electronen per cm^2 . De absorptiekrommen, verkregen met verschillende materialen, werden nu op de hierboven aangegeven wijze geanalyseerd. Het resultaat dezer analyse bleek echter verschillend voor de verschillende materialen, zoowel wat betreft het aantal der monochromatische componenten, als wat betreft hun golflengte en hun relatieve intensiteit. Hieruit moet besloten worden, dat de γ -straling van het UX -complex te gecompliceerd is, dan dat zij door absorptiemetingen zou kunnen worden geanalyseerd. Ook de z.g. „harde straling van UX ” is zeker niet monochromatisch, maar moet vermoedelijk als een continue straling (remstraling) worden opgevat.

Van theoretisch standpunt is deze conclusie zeer bevredigend. Van een experimenteel standpunt schijnt het echter verrassend, hoe het dan toch mogelijk is, dat in een zoo groot gebied van het logaritmische diagram de absorptielijn *recht schijnt* te zijn. Voor de verschillende absorbeerende materialen is het een verschillend frequentiegebied, dat de hoofdrol speelt bij het tot stand komen der schijnbaar rechte absorptielijn in het logaritmische diagram. Om de werkelijke energie-verdeeling over het continue spectrum gemakkelijk te kunnen bepalen zouden wij over tellers moeten beschikken, die op alle frequenties der γ -straling met dezelfde gevoeligheid aanslaan.

Hebben wij inderdaad te maken met remstraling der electronen, die uit de kern komen, dan is wel de grens van het continuüm aan de kant der korte golven aan te geven. Voor deze grensgolflengte zou men volgens Sargent 4 à 5 X -eenheden moeten vinden, terwijl Sizoo en Coumou uit hun absorptiemetingen voor de schijnbare golflengte ongeveer 7 X -eenheden hebben gevonden. Het is zeer wel mogelijk dat bij sterker filteren een nog kleinere schijnbare golflengte uit de absorptiemetingen zou verkregen worden, zoodat dit resultaat dan zeer behoorlijk in overeenstemming kan worden geacht met de veronderstelling van een „inwendige remstraling.”

1) G. J. Sizoo en D. J. Coumou: Physica **3**, 921, 1936, alwaar ook litteratuur is opgegeven.

In de discussie werd o.a. nog opgemerkt, dat Stahel bij gebruik van een minder sterke absorptie voor de schijnbare golflengte 10 X-eenheden had gevonden. De absorptielijn ziet er voor UX beslist beter recht uit dan voor RaE, waarbij de kromming evident is. Dit zou er op kunnen wijzen, dat bij UX naast de continue remstraling nog één monochromatische straling aanwezig is.

Wanneer men uit de absorptiemetingen bijv. besluit tot het bestaan van 2 componenten, dan volgt daar *niet* uit, dat het niet mogelijk zou zijn, dat er inderdaad meer componenten aanwezig zijn. Vindt men echter in verschillende absorbeerende stoffen steeds hetzelfde aantal componenten, dan mag men dit wel als een sterk argument beschouwen, dat dit inderdaad ook het juiste aantal componenten is.

Aldus opgemaakt door de 2e Secr. der Ned. Nat. Ver.

G. P. I t t m a n n.

TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN

Enrico Persico, Fondamenti della Meccanica Atomica, 509 blz., 48 fig. — Zanichelli. Bologna. 1935. Prijs 80 lire.

Wilhelm Schütz, Magnetooptik (ohne Zeeman-Effekt), 378 blz. 138 fig. — Akad. Verlagsgesellschaft. Leipzig. 1936. Prijs R.M. 30, geb. R.M. 32.

W. van Tongeren, Quantitatieve spectraalanalyse, 61 blz., vele fig. — Centen. Amsterdam. 1936. Prijs f 1.—.

W. T. Cocking, Wireless servicing manual, 214 blz., vele fig. — Iliffe. London. 1936. Prijs 5 sh. net.

A. C. Mukherji, Étude statistique de la fécondité matrimoniale 79 blz., vele tabellen. Hermann. Paris. 1936. Prijs Frs. 16.

J. Favard, Les théorèmes de la moyenne pour les polynomes, 50 blz. — Hermann. Paris. 1936. Prijs Frs. 15.

J. C. Proost—Thoden van Velzen, De relativiteitstheorie en haar beteekenis voor onze levensbeschouwing, 162 blz. — Van Loghum Slaterus. Arnhem. 1936. Prijs f 2.90, geb. f 3.90.

Gilbert Grosvenor, The national geographic society and its magazine, 42 blz., vele foto's. — National geographic society, Washington. D.C. 1936.

G. A. Bontry, Les phénomènes photoélectriques et leurs applications: I. phénomènes photoémisifs, 98 blz., prijs Frs. 20; II. cellules photoémisives, 57 blz., prijs Frs. 15; III. photoconductivité, 81 blz., prijs

- Frs. 20; IV, différences de potentiel photoélectriques, 49 blz., prijs Frs. 15; V. photométrie photoélectrique, 50 blz., prijs Frs. 15; VI. photométrie photoélectrique, 72 blz., prijs Frs. 15. — Hermann. Paris. 1936.
- Franco Rasetti, Il nucleo atomico, 232 blz., vele fig. — Zanichelli. Bologna. 1936. Prijs 50 lire.
- Marcel Mathieu, La nitration de la cellulose, 65 blz., vele fig. — Hermann. Paris. 1936. Prijs Frs. 12.
- Marcel Mathieu, La gélatinisation des nitrocelluloses, 73 blz., vele fig. — Hermann. Paris. 1936. Prijs Frs. 12.
- Marcel Mathieu, Réactions topochimiques, 57 blz. — Hermann. Paris. 1936. Prijs Frs. 12.
- M. Quintin, Activité et interaction ionique, deuxième partie, 90 blz., vele fig. — Hermann. Paris. 1936. Prijs Frs. 18.
- Chr. Muscaneanu, Chaleur spécifique et théorie des quanta, première et deuxième partie, 49 en 32 blz. — Hermann. Paris. 1936. Prijs Frs. 15 en 12.
- Ch. Maurain, Magnétisme et électricité terrestres, 62 blz. — Hermann. Paris. 1936. Prijs Frs. 15.
- P. Laine, Biréfringence magnétique de l'oxygène liquide, de l'azote liquide et de leurs mélanges, 55 blz. — Hermann. Paris. 1936. Prijs Frs. 15.
- Satosi Watanabe, Le deuxième théorème de la thermodynamique ondulatoire, 90 blz. — Hermann. Paris. 1936. Prijs Frs. 20.
- F. Bedeau, Théorie du diffuseur, (haut-parleur sans pavillon) 66 blz., vele fig. — Hermann. Paris. 1936. Prijs Frs. 8.
- E. Darmois, Le deutérium ou hydrogène lourd, 40 blz. — Hermann. Paris. 1936. Prijs Frs. 10.
- A. L. M. Sowerby, Foundations of Wireless, 260 blz., vele fig. — Iliffe and Sons. London. 1936. Prijs 4/6 net.
- Sir Napier Shaw, with the assistance of Elaine Austin, Manual of Meteorology, vol. II, comparative meteorology, second new and revised edition, 472 blz., vele platen en fig. — Cambridge University Press. London. 1936. Prijs 36 sh. net.
- A. E. van Arkel, De bouw der moleculen volgens de theorie van

- Kossel, tweede vermeerderde uitgave, 215 blz., vele fig. — Van Stockum. Den Haag. 1936.
- N. F. Mott and H. Jones, The theory of the properties of metals and alloys, 326 blz., 108 fig. — Oxford University Press. 1936. Prijs 25 sh. net.
- M. L. Kobus en J. J. Raymond, Cosmografie, sterrenkunde voor middelbaar en gymasiaal onderwijs, 178 blz., 119 fig. — Wolters. Groningen. 1936. Prijs f 1.75, geb. f 2.10.
- H. Casimir, Theorie der electriciteit, 231 blz. — N.V. De Spieghel. Amsterdam. 1936.
- G. C. Gerrits, Leerboek der natuurkunde I, 20e druk en II, 16e druk, 246 en 226 blz., vele fig. — Brill. Leiden. 1936. Prijs f 3.— per deel.
- H. Boschma, The Snellius Expedition, vol. III, Meteorological observations, III blz., vele fig. — Brill. Leiden. 1936. Prijs f 8.—, geb. f 9.—.
- A. D. Nathans en H. Lindeman, Natuurkunde voor middelbaar en voorbereidend hoger onderwijs, deel I, 227 blz., 185 fig. — Noordhoff. Groningen. 1936. Prijs f 2.75, geb. f 3.10.
- Max Born, Het rusteloos heelal, vertaald door J. F. H. Custers, 325 blz., vele fig. — De Spieghel. Amsterdam. 1936. Prijs geb. f 3.90.
- J. F. H. Custers, Optica, 329 blz., vele fig. — De Spieghel. Amsterdam. 1936. Prijs f 7.—, geb. f 8.25.
- A. S. Eddington, Relativity theory of protons and electrons, 326 blz. — Cambridge University Press. London. 1936. Prijs 21 sh. net.
- Charles Deve, Le travail des verres d'optique de précision, 372 blz., vele fig. — Revue d'optique théorique et expérimentale. Paris. 1936. Prijs Frs. 48.
- C. J. Gorter, Straling, openbare les bij de aanvaarding van het lectoraat in de natuurkunde aan de rijksuniversiteit te Groningen op Donderdag 19 Nov. 1936, 20 blz. — Wolters. Groningen. 1936. Prijs f 0.75.
- W. T. Cocking, Wireless servicing manual, 231 blz., vele fig. — Iliffe and Sons. London. 1936. Prijs 5 sh. net.
- C. F. von Weiszäcker, Die Atomkerne, 214 blz., vele fig. — Akad. Verlagsges. Leipzig. 1936. Prijs R.M. 14.40, geb. R.M. 16.

- Madame Pierre Curie, Radioactivité, 563 blz., vele fig. — Hermann. Paris. 1935. Prijs Frs. 150.
- M. E. Nahmias, Analyse des matières cristallisées au moyen des rayons X, 41 blz., 16 fig. — Hermann. Paris. 1936. Prijs Frs. 15.
- M. Radu Titeica, Spectres de vibration et structure des molécules polyatomiques, 60 blz. — Hermann. Paris. 1936. Prijs Frs. 18.
- I. V. Kourtschatov, Le champ moléculaire dans les diélectriques, 46 blz., 28 fig. — Hermann. Paris. 1936. Prijs Frs. 12.
- R. H. Fowler, Statistical mechanics, the theory of the properties of matter in equilibrium, second edition, 864 blz. — Cambridge University Press. London. 1936. Prijs 50 sh. net.
- R. Freymann, Les ondes hertziennes et la structure moléculaire, I et II, 38 en 62 blz. — Hermann. Paris. 1936. Prijs Frs. 10 en 15.
- Congrès International de Physique, organisé par l'union internationale de Physique et la Physical Society, Londres, 1934; I. Les rayons cosmiques, 46 blz., prijs Frs. 10, II. Transmutations, 82 blz., prijs Frs. 18, III. L'état solide de la matière, 71 blz., prijs Frs. 18. Hermann. Paris. 1936.
- Guy Emschwiller, Les données spectrales, 40 blz. — Hermann. Paris. 1936. Prijs Frs. 12.
- G. Allard, Polarisation diélectrique, 26 blz. — Hermann. Paris. 1936. Prijs Frs. 10.
- P. Rumpf, La théorie de l'ion amphotère. 50 blz. — Hermann. Paris. 1936. Prijs Frs. 12.
- J. Solomon, Théorie du passage des rayons cosmiques à travers la matière, 62 blz. — Hermann. Paris. 1936. Prijs Frs. 18.
- Réné Fortrat, L'effet Zeeman dans les spectres de bandes, 38 blz. — Hermann. Paris. 1936. Prijs Frs. 12.
- Sir J. J. Thomson, Recollections and reflections, 415 blz., vele foto's. — Bell and Sons. London. 1936. Prijs 15 sh. net.
- G. P. Baxter, O. Honigschmid et P. Lebeau, Table internationale des poids atomiques, septième rapport de la commission des poids atomiques, 1937, 37 blz. — Union internationale de chimie. Paris. 1937.
- W. A. Roth, L. J. P. Keffler, M. Delepine, F. D. Rossini, F. Swarts, W. Swietolawski, P. E. Verkade, Revue analytique et critique de thermochimie organique, 42 blz. — Union Internationale de Chimie. Paris. 1936.

BOEKBESPREKING

Réné Fortrat. l'Effet Zeeman dans les spectres de bandes, 38 blz. — Hermann. Paris. 1936. Prijs 12 frs.

Boeken, die in een kort bestek speciaal het Zeeman-effect in de moleculspectra behandelen, bestaan er niet en als zoodanig voorziet het boekje van Fortrat in een behoefte. De kennis van het Zeeman-effect in de spectra der moleculen, in het bijzonder de experimenteele gegevens, is in vergelijking met de spectra der atomen gering. De samengesteldheid van de verschijnselen en de experimenteele moeilijkheden zijn hiervan de oorzaak. Toch zijn er in de laatste 10 jaren op dit gebied belangrijke voordeelingen gemaakt. Fortrat heeft hiervan een mooie samenvatting gegeven. De grondslag voor de behandeling vormt de theorie van Hund voor het vectormodel van een 2-atomig molecuul, met de verschillende koppelmogelijkheden. Het boekje geeft hiervan een duidelijk overzicht. De theoretische uitkomsten worden getoetst aan het Zeeman-effect van verschillende banden als: AgH . $\lambda = 3330$, ${}^1\Sigma \rightarrow {}^1\Sigma$; CO $\lambda = 5610$, ${}^1\Sigma \rightarrow {}^1\Pi$; CH . $\lambda = 4390$, ${}^2\Delta \rightarrow {}^2\Pi$; C^2 . $\lambda = 5130$, ${}^3\Pi \rightarrow {}^3\Pi$; OH . $\lambda = 3064$, ${}^2\Sigma \rightarrow {}^2\Pi$; ZnH . $\lambda = 4326$, ${}^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$, enz. Met de eenvoudigste gevallen wordt begonnen terwijl daarna de samengestelde verschijnselen in de intermediaire koppelingen worden behandeld. Verschillende grafieken verduidelijken de behandeling.

Het Paschen-Back-effect en de ontkoppeling van de vector L worden elk in een afzonderlijke paragraaf behandeld. Het boekje besluit met een bibliographie van de voornaamste en belangrijkste literatuur op dit gebied.

D. B.

H. Casimir, Theorie der Electriciteit, 231 pag., 20 fig. — „Het Kompas”, Antwerpen en De „Spieghele”, Amsterdam, 1936.

Het boekje behandelt kort en bondig de hoofdzaken van de theorie van het electro-magnetische veld. Kennis van de experimenteele electriciteitsleer wordt vooropgesteld. De schrijver had m.i. echter wel iets duidelijker kunnen laten uitkomen, wat experimenteel gegeven is en wat uit de theorie volgt. De schrijver beperkt zich meesterlijk in de stof, waardoor een zeer geslaagd boek is ontstaan, dat men geneigd zal zijn, telkens weer te raadplegen.

Het is toe te juichen, dat over de klassieke electriciteitsleer eens een boek in het Nederlands verschijnt. De Nederlandse bewoordingen voor uitdrukkingen, die wij altijd in een vreemde taal plegen te leren, zijn met oordeel gekozen.

De recensent veroorlooft zich ten slotte de vraag, of de behandeling van het electriscbe veld niet aanzienlijk bekort wordt, indien men uitgaat van de veldopvatting van Faraday en niet van de afstandswet van Coulomb, zoals de schrijver nog doet.

C. Z.

I. V. Kourtschatov. Le champ moléculaire dans les diélectriques, 46 blz., 28 fig. — Hermann et Cie. Paris. 1936. Prijs frs. 12.—.

Het boekje brengt een korte samenvatting van de merkwaardige diëlectrische verschijnselen, welke zich voordoen aan mengkristallen van kaliumnatrium-tartraat (Seignette zout) en het daarmee isomorphe ammoniumnatriumtartraat, benevens de beide eindpunten van deze reeks.

Achtereenvolgens worden alle experimenten toegelicht (magn. verzadiging; hystereseververschijnselen, elektrische Barkhausen-sprongen) die de vergaande analogie van deze verschijnselen met de ferromagnetische bevestigen.

Daarnaast komen interessante afwijkingen voor, o.a. het bestaan van een onderste grens voor de temperatuur, waarbij „ferro-electriciteit” optreedt, in Seignette-zout, waarbij als uiterst interessant resultaat optreedt, dat de diëlectrische constante in zwakke velden aan beide grenzen een uitgesproken maximum vertoont.

Ook de resultaten van het Röntgenonderzoek (er treden zeer sterke variaties in de intensiteit op als functie van de veldsterkte) benevens talrijke andere secundaire effecten worden besproken.

Hoewel deze samenvatting, als zijnde de eerste in haar soort, haar groote verdienste heeft, ontkomt men niet aan de indruk, dat de behandeling van het onderwerp met meer zorg had kunnen geschieden; ook de theoriebehandeling is zwak.

Bij de discussie van de waarschijnlijke grootte van het dipoolmoment komen de gegevens, welke men daarover uit de diëlectrische verzadiging in sterke velden kan afleiden, in het geheel niet aan de orde.

Literatuurcitaten zijn veelal onjuist, wat de waarde van het boekje vermindert.

J. L. SN.

Congrès international de Physique, organisé par l'union internationale de Physique et la Physical Society, Londres. 1934. II Transmutations, 82 blz. — Hermann. Paris. 1936. Prijs 18 frs.

Dit boekje behoort tot een reeks van drie „Actualités” welke gewijd zijn aan het Internationale Physische Congres, dat in 1934 te Londen gehouden werd.

In sterk verkorte vorm is de inhoud weergegeven van de twee deelen „Papers and Discussions” welke uitgegeven zijn door de Physical Society.

Het boven vermelde deeltje behandelt het hoofdstuk over de transmutaties. Het is een prettig leesbaar overzicht van de ontwikkeling van de kernphysica tot het jaar 1934. Er wordt geen literatuur opgegeven, zooals in de Engelsche uitgave wel het geval is.

Op bijna elk gebied dat in dit boekje behandeld wordt is inmiddels onze kennis aanzienlijk uitgebreid en vele opvattingen hebben zich ingrijpend gewijzigd. De transmutatie door langzame neutronen is gegroeid tot een gebied van ongekende omvang. Bohr heeft een geheel nieuw inzicht in de kernstructuur gegeven. In 1934 kende men nog niet de „neutronengroepen”, noch de gewijzigde atoomgewichtsschaal, welke een aantal problemen een nieuw aanzien gegeven heeft.

De ontwikkeling van de kernphysica voltrekt zich in een stormachtig tempo. Dit boekje is hiervan eenigszins het slachtoffer.

J. H. G.

ELECTRONENTELLERS

door J. H. GISOLF

Natuurkundig Laboratorium der N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken
Eindhoven—Holland.

(Voordracht gehouden voor de Nederlandsche Natuurkundige
Vereeniging op Zaterdag 30 Januari 1937)

Het waarnemen van vrije electronen behoort tegenwoordig tot de meest voorkomende physische manipulaties. Hierbij denken we in de eerste plaats aan het waarnemen van de β -stralen van de natuurlijke- en de kunstmatige radioactieve stoffen. Doch ook het waarnemen van electromagnetische stralingsquanta geschiedt door middel van de photo- of C o m p t o n-electronen, welke door deze quanta vrijgemaakt worden.

Behalve in zeer bijzondere omstandigheden zooals in de proef van Millikan en in de Wilson-camera is het niet mogelijk één enkel electron waar te nemen. Het waarnemen of tellen van electronen is inherent aan het vermenigvuldigen van electronen.

Het vermenigvuldigen van electronen berust steeds op hetzelfde principe: het electron, dat we willen waarnemen, wordt versneld in een electrisch veld. Vervolgens laat men het botsen op atomen van een of andere stof. Door de snelheid, welke het electron verkregen heeft, is het in staat uit de atomen, waarop het botst, één of meerdere electronen vrij te maken. Deze electronen worden nu ook door het electrische veld versneld, botsen daarna op atomen en kunnen nu op hun beurt ook weer electronen vrijmaken, enz. enz. Dit proces kon men zoo lang door laten gaan tot men een meetbare „electronenlawine” verkregen heeft.

Ik wil beginnen met U een methode te schetsen, welke pas in de laatste tijd tot ontwikkeling is gekomen.

Het was reeds meer dan 30 jaar bekend, dat, wanneer een electron met voldoende snelheid op een metaaloppervlak valt, het daar secundaire electronen uit kan vrijmaken. Pas in de laatste jaren is men er in geslaagd door toepassing van alkalioxyden oppervlakken te maken met een zeer hoge secundaire emissie (8 tot 11 secundaire electronen per opvallend electron!). Bovendien is het nu de ontwikkeling van de electronen-optica pas mo-

gelijk geworden de secundaire electronen behoorlijk in een bundel bijeen te houden en af te beelden ¹⁾).

In de buis van F a r n w o r t h kaatsen de electronen heen en weer tusschen twee vlakke platen, welke voorzien zijn van een laag met hooge secundaire emissie. Hiertoe legt men tusschen de platen een wisselende elektrische spanning aan, waarvan de halve periode nauwkeurig gelijk is aan de tijd, die de electronen noodig hebben om een keer de afstand tusschen de platen af te leggen. Bij iedere botsing geeft één electron een aantal secundaire electronen. Door een longitudinaal magnetenveld worden de secundaire electronen tot een bundel vereenigd.

Het voordeel van deze methode is, dat de buis zeer klein en zeer eenvoudig is. Een bezwaar is, dat de wisselspanning zeer nauwkeurig afgestemd moet zijn en verder, dat alleen een electron, dat in de goede phase een der platen verlaat, vermenigvuldigd wordt. Men bereikt op deze wijze een versterking van hoogstens ongeveer 2000 maal. Veel grooter practische beteekenis heeft de methode van Z w o r y k i n verkregen.

De buis van Z w o r y k i n bevat een aantal naast elkaar staande platen-paren in een transversaal magnetenveld. Tusschen de platen van ieder paar (1—2), (3—4) enz. heerscht een electrostatisch veld. Een electron, dat de eerste plaat (2) verlaat, wordt door het electrostatische veld versneld. Door het transversale magnetenveld beschrijft het electron een gekromde baan en komt

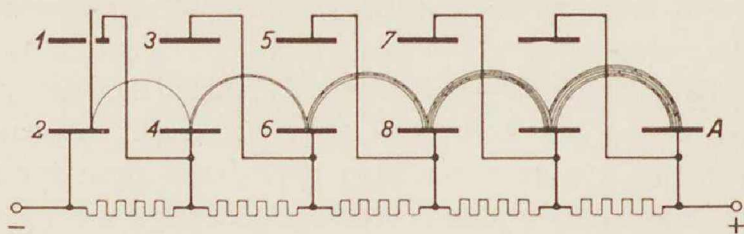


Fig. 1. Electronen vermenigvuldiging volgens Z w o r y k i n.
(Overgenomen uit het Philips Technisch Tijdschrift).

op plaat (4) van het tweede platenpaar. Daar maakt het een aantal secundaire electronen vrij, welke weer versneld worden, afgebogen worden en op plaat 6 van het derde platenpaar komen, enz. enz. Op deze wijze bereikt men gemakkelijk een vermenig-

1) Een recent overzicht is gegeven door: G. Weiss, Ueber Sekundärelektronen-Vervielfacher. Z. techn. Phys. 17, 623 (1936).

vuldigingsfactor van 10^6 . Bij extreem groote versterking treden storingen op o.a. door het fluorescentielicht van de achterste plaat, hetwelk weer photo-electronen uit de eerste plaat opwekt.

Tenslotte wil ik U nog een uitvoering, welke op dezelfde principes berust en afkomstig is van Weiss, in het kort schetsen. Wanneer men electronen laat vallen op een metaalfolie of op een metaalgaas, kan men de secundaire electronen aan de achterzijde door een electrostatisch veld wegzuigen. De buis van Weiss bevat een reeks achter elkaar geplaatste evenwijdige draadgazen, welke geprepareerd zijn voor hoge secundaire emissie. Tusschen twee opeenvolgende gazen brengt men een potentiaalverschil van ongeveer 60 Volt aan. Een electron, dat op het eerste gaas valt, geeft daar gemiddeld 4 à 5 secundaire electronen. Deze vallen op het tweede gaas enz. enz. Met 14 netten achter elkaar en een totale spanning van 2000 Volt verkrijgt men gemakkelijk een versterking van 10^8 . Het is zelfs mogelijk met een stabiele versterkingsfactor van 10^{10} te werken! Deze buis heeft behalve de eenvoudige bouw het groote voordeel, dat hij zeer ongevoelig is voor storingen, doordat de electronenwegen kort zijn.

In de naaste toekomst zal de hier geschetste electronenvermenigvuldiging waarschijnlijk een groote rol gaan spelen, overal waar uiterst zwakke photostrømmen versterkt moeten worden zooals bij de televisie¹⁾.

Ik zal nu overgaan op een tweede methode van electronenvermenigvuldiging, welke in wezen ten nauwste verwant is aan de zoojuist besprokene.

We denken ons weer het electron, dat we vermenigvuldigen willen, versneld in een electrostatisch veld. Wanneer de ruimte, waarin zich het electron beweegt, gevuld is met een verdund gas, dan zal het electron met de atomen van dit gas botsingen uitvoeren. Zoolang de energie van het electron kleiner is dan de aanslagspanning van het gas, zullen de botsingen elastisch zijn. Nadat een aantal vrije weglengten doorloopen is, zal aanslag kunnen optreden en bij nog grootere snelheid zal er ionisatie optreden. Aanslag beteekent hier verlies. Hoe minder botsingen er gemaakt worden tusschen de aanslag- en ionisatiesnelheid, hoe beter. Na de ionisatie beginnen er twee electronen met kleine snelheid, worden versneld,

1) Rinia en Dorsman, Philips Technisch Tijdschrift 2, 72 (1937).

kunnen tenslotte weer ioniseeren, enz. enz. De elektronenstroom groeit exponentieel aan: $I \sim e^{ax}$, als x de afgelegde weg is. De a hangt af van de aard van het gas, de dichtheid en de veldsterkte.

Als toepassing van deze „gasversterkte” stroom kan ik noemen de gasge vulde fotocel. Ieder foto-electron, dat uit de kathode komt, geeft aanleiding tot 5 à 10 electronen, die op de anode komen. Men gebruikt als vulgas een edelgas onder lage druk, ongeveer 0,01 mm. Een bezwaar is, dat de cel door het gasontladingsmechanisme grootere traagheid krijgt.

Naarmate de elektronenlawine sterker wordt, gaan er andere processen optreden, welke de elektronenstroom in nog sterkere mate doen toenemen. De positieve ionen zullen in beweging komen en zullen dan op hun beurt weer electronen vrij kunnen maken, hetzij uit het gas, hetzij uit de kathode, of beide. De positieve ionen lawine, welke ontstaat door ioniseerende botsingen van de ionen in het gas, kan men beschrijven door $I \sim e^{\beta x}$. Ook zal er straling optreden als gevolg van de aanslag van de atomen en deze zal weer foto-electronen uit de kathode kunnen vrijmaken. Bij een eindige veldsterkte en een eindige elektrodenafstand, bestaat hierdoor de mogelijkheid, dat de elektronenstroom een theoretisch oneindig hooge waarde bereikt. Dit is het moment, waarop doorslag optreedt. Op dit oogenblik gaat de zoogenaamde onzelfstandige gasontlading over in een zelfstandige ontlading, d. w. z. een ontlading, welke doorgaat, zonder dat er van buiten af electronen in de ontladingsruimte gevoerd behoeven te worden.

Het is duidelijk, dat men een aanzienlijke gasversterking kan bereiken door een electron, dat men „tellen” wil, te brengen in een gasontladingsbuis, waar een spanning op staat, welke dicht onder de doorslagspanning ligt. Zoolang men niet al te dicht bij de doorslagspanning komt, is de gasversterkte elektronenstroom evenredig aan de primaire ionisatie, welke het electron in de ontladingsbuis teweeg gebracht heeft.

Deze „proportioneele” tellers gebruikt men thans algemeen voor het aantoonen van geladen zware deeltjes: α -deeltjes, protonen, deutonen. Het is duidelijk, dat ieder geladen deeltje op de zoojuist beschreven wijze een elektronenlawine kan veroorzaken. Voor electronen wordt deze methode echter niet toegepast. De reden hiervoor is eenvoudig. Beschouwen we β -deeltjes met een energie van $10^6 eV$. In neon van normale temperatuur en druk

maakt dit electron per centimeter van zijn baan 16 ionenparen. De energie, welke noodig is om één ionenpaar te maken, bedraagt gemiddeld 30 Volt. U ziet dus, dat een β -deeltje met een energie van $10^6 eV$ per centimeter van zijn baan zeer weinig energie verliest. Voor een α -deeltje met een energie van $10^6 eV$ daarentegen bedraagt de dracht ongeveer een halve centimeter. Het totale aantal ionen door beide gemaakt, is gelijk en bedraagt ongeveer $10^6/30 = 3 \times 10^4$. Bij het α -deeltje liggen deze ionen binnen een traject van eenige mm; bij een β -deeltje daarentegen verspreid over een afstand van eenige meters. Bij een β -deeltje kan men dus slechts een zeer klein gedeelte van de primaire ionisatie benutten. Dit maakt het practisch onmogelijk om beneden de doorslagspanning een voldoende „gasversterking” te bereiken.

Geheel anders wordt dit, wanneer men het electron, dat men tellen wil, laat loopen in een met gas gevulde ruimte, waar een spanning heerscht, welke boven de doorslagspanning ligt. In dit geval zal, zooals ik U reeds verteld heb, een blijvende stroom gaan loopen. Voor het tot stand komen van deze zelfstandige ontlading is het echter noodzakelijk, dat deze door minstens één vrij electron wordt ingeleid. Zoolang dat niet aanwezig is, kan men de spanning op de elektroden tot vele honderden volts boven de doorslagspanning opvoeren, zonder dat er iets gebeurt. Het electron, dat we tellen willen, is dan in staat de ontlading in gang te zetten.

De werking van de zoogenaamde Geiger-teller berust op het feit, dat er bepaalde ontladingsvormen mogelijk zijn, waarbij de ontlading onmiddellijk na het ontsteken spontaan weer afbreekt en het te tellen electron zich dus openbaart als een kortdurende krachtige stroomstoot in de telbuis. Geiger ontdekte deze eigenschap bij de ontlading tusschen een negatieve spits en een positieve plaat. Op het oogenblik gebruikt men algemeen een ontlading tusschen een negatieve cylinder en een positieve dunne axiale draad. Deze vorm noemt men de Geiger—Müller-teller. Het spontaan afbreken van de ontlading zal ik aanstonds nog ter sprake brengen. Vooropgesteld zij echter, dat dit punt nog niet tot volle klaarheid is gebracht.

Over de G. M. teller bestaat een zeer omvangrijke, zij het ook zeer verspreide, literatuur. Tal van onderzoekers hebben gezocht naar condities, waaronder de teller het beste functioneert. Hierbij zijn de meest uiteenlopende resultaten voor den dag gekomen.

Het is ondoenlijk, en ook weinig zinvol, dit alles hier op te sommen. Liever wil ik U eenige resultaten uit de literatuur en eenige punten van eigen ervaring vertellen waarvan ik meen, dat ze bevredigend vaststaan.

Ik wil dan beginnen met eenige punten te vermelden uit een zeer uitvoerig onderzoek van Max Cosijns, waarin een aantal principieele kwesties besproken worden ¹⁾. Zooeven heb ik U reeds het mechanisme van de doorslag beschreven. Ik wil dit nog even nader toelichten met eenige getallen, welke ik ontleen aan een berekening van Cosijns. De coëfficiënten α en β zijn voor verschillende gassen bekend als functie van de druk en de veldsterkte (Townsend).

Stel de straal R van de kathodecylinder = 1.25 cm en de straal r van de anodedraad 0.0025 cm en het spanningsverschil tusschen de elektroden 1000 Volt. Zij verder het vulgas waterstof met een druk van 100 mm Hg. De veldsterkte wordt in ieder punt gegeven door

$$\frac{dV}{dx} = \frac{-V}{x \log \frac{R}{r}}$$

waarin x de afstand van dat punt tot de as is. Men kent dus in ieder punt van de ruimte de coëfficiënten α en β . Het blijkt nu, dat een electron, dat aan de kathode zijn weg begint, aan de anode een primaire lawine van 190 electronen veroorzaakt, onder de experimenteele condities, welke ik noemde. De positieve ionen zullen ook electronen vrijmaken, welke daarna ook nog eens weer aanleiding geven tot lawines. De som van deze secundaire electronen bedraagt 185. Men kan nu nog vragen naar de tertiaire electronen enz., doch de berekening wordt dan erg lang. Uit het feit, dat het aantal secundaire electronen gelijk is aan het aantal primaire electronen, kon men zien, dat men reeds dicht bij de doorslagspanning is.

Het is onverschillig of het eerste electron van de kathode komt of zijn baan ergens in het gas begint. Buiten de naaste omgeving van de draad (ongeveer buiten een afstand van $0,1 R$) is het veld zoo zwak, dat de α en β practisch nul worden.

1) Max Cosijns, Etude des compteurs de Geiger—Müller et de leur application à la mesure de l'ionisation spécifique des particules chargées de grande energie. Bulletin Techn. de l'Ass. des Ing. sortis de l'Ecole Polytechn. de Bruxelles, 1936, pag. 173.

We hebben nog over andere mechanismen gesproken, welke de elektronenvermenigvuldiging veroorzaken. De positieve ionen kunnen op de kathode botsen en daar elektronen vrijmaken. Bij de hier beschouwde cilindrische ontlading is dit proces zeer onwaarschijnlijk, daar het veld aan de kathode zoo zwak is, dat de ionen slechts met geringe snelheid op de kathode kunnen komen. Ten slotte bestaat ook de mogelijkheid, dat uit de kathode nieuwe photo-electronen worden vrijgemaakt door de straling, welke ontstaat na aanslag van de gasatomen, of door weekke Röntgenstralen, welke veroorzaakt worden door de elektronen, welke met groote snelheid op de draad komen. In hoeverre dit verschijnsel bij de doorslag een rol zal spelen, is moeilijk te schatten. Wanneer de spanning zoo hoog is, dat men bijna doorslag krijgt, groeien de lawines ontzaglijk aan en het is zeer waarschijnlijk, dat, ook wanneer beide processen werkzaam zijn, één zeer sterk zal gaan overheerschen en de doorslagspanning zal bepalen. C o s i n s heeft op de volgende wijze experimenteel nagegaan door welk proces de doorslag beheerscht wordt.

Twee in elkanders verlengde geplaatste kathode-cylinders hadden een gemeenschappelijke anodedraad. De cylinders waren van gepolijst messing en zoo goed mogelijk identiek. Voor elke van de cylinders werd de doorslagspanning gemeten. Deze bleken inderdaad binnen 0,1% overeen te stemmen. Vervolgens werd een van de cylinders van binnen bedekt met een dunne colloïdale koolstoflaag en weer werd de doorslagspanning bepaald. Koolstof geeft een photo-electrische emissie, welke zeker 10 keer kleiner is dan die van messing. Er was niet de geringste verandering in de doorslagspanning aan te toonen. Dit bewijst dus, dat de doorslag bepaald wordt door het β -mechanisme van T o w n s e n d.

Hierbij aansluitend wil ik U een onderzoek van E m i l G r e i n e r vertellen ¹⁾.

Wanneer een teller door een vrij electron tot doorslaan wordt gebracht, zal dan de geheele ruimte tusschen de elektroden aan de ontlading deelnemen? Om deze vraag te beantwoorden plaatste G r e i n e r twee kathodecylinders in éénzelfde met gas gevulde ruimte, zoo, dat de cylinders op eenige afstand van elkander in elkaars verlengde stonden. Verder was in elk van de cylinders een

¹⁾ E m i l G r e i n e r, Ueber die Ausbreitung der Entladung im Elektronenzählrohr. Z. Phys. 81, 543 (1933).

anodedraad gespannen. Op elk van de beide cylinders kon afzonderlijk spanning gezet worden. Het bleek nu, dat, wanneer op beide cylinders spanning stond, de beide tellers steeds tegelijk doorsloegen, d. w. z. een ontlading in de één heeft noodzakelijk een ontlading in de ander tengevolge. Wanneer de beide tellerruimten van elkander gescheiden worden door een cellophaanwand, welke dikker is dan $140\text{ m}\mu$, worden geen impulsen meer doorgegeven van de eene teller naar de andere.

Er zijn drie onderstellingen mogelijk:

De waargenomen impulsen worden in hoofdzaak veroorzaakt door de cosmische straling. Het is mogelijk, dat secundaire electronen, welke ontstaan bij doorgang van cosmische straling door de eene teller, ook de tweede teller zullen doorloopen en deze dus zullen doen doorslaan. Dit kan hier echter niet de verklaring zijn. De secundaire electronen, welke door cosmische straling ontstaan, hebben in het algemeen een zeer groote energie en zouden zeker niet door $140\text{ m}\mu$ cellophaan volledig geabsorbeerd kunnen worden.

Een andere mogelijkheid zou zijn, dat electronenlawines zich tot in de tweede teller zouden uitstrekken. Ook dit is niet in overeenstemming met de proeven. Het bleek, dat een cellophaanvenster van $20\text{ m}\mu$ tusschen de tellers practisch geen belemmering was voor het doorgeven van de impulsen. Om dit venster te kunnen doordringen zouden de electronen echter een energie van minstens 1000 eV moeten bezitten.

Als derde onderstelling blijft over, dat men met een electromagnetische straling te doen heeft. Greiner bepaalde de absorptie door cellophaanfoliën van verschillende dikten te gebruiken. Voor verschillende vulgassen bleek de absorptiecoëfficiënt in cellophaan verschillend te zijn. De straling ligt in het verre ultraviolet. De bestaande gegevens over absorptie-coëfficiënten in cellophaan in het ultraviolet zijn nog zeer schaars. Voor de waterstofstralen vindt Greiner een absorptiecoëfficiënt $3,5 \times 10^5\text{ cm}^2/\text{g}$. Hieruit kan men concludeeren, dat $300\text{ \AA} < \lambda < 1250\text{ \AA}$. Het kan dus de Lyman-serie zijn, welke begint bij 1210 \AA of de H_2 -banden, die tusschen 820 \AA en 1000 \AA gelegen zijn.

Het volgende punt, dat ik bespreken wilde, is het *rendement* van de teller. Wanneer we een teller gebruiken om er γ -quanta mede te tellen, dan geschiedt dit door tusschenkomst van de

secundaire electronen, welke door de γ -straling worden opgewekt. Tenzij de tellerwand uiterst dun en bovendien van een zeer licht materiaal zou zijn, kunnen we zeggen, dat de secundaire electronen uitsluitend afkomstig zijn uit de tellerwand.

Een γ -quantum kan op drie verschillende wijzen aanleiding geven tot secundaire electronen: door photo-effect, C o m p t o n-effect en door paarvorming. Niet alle secundaire electronen, welke in de kathode gemaakt worden, zullen uittreden in de ontladingsruimte. Wanneer de dracht van de electronen in het kathodemateriaal R is, en de absorptiecoëfficiënt van de γ -stralen in het kathodemateriaal ϱ bedraagt, dan zullen er per invallend stralingsquantum ϱR secundaire electronen uittreden, aannemende dat de electronen alleen voorwaartsche snelheid krijgen. De absorptie van de γ -stralen is de som van de drie zoojuist genoemde absorptie mogelijkheden. We zullen deze afzonderlijk bekijken.

De paarvorming speelt alleen een rol bij γ -stralen met een energie, welke grooter is dan 10^6 eV of een golflengte, welke kleiner is dan 12 X.E. De absorptie door paarvorming is evenredig aan Z^2 en wordt dus belangrijk bij zware elementen. Bij de zeer energierijke γ -stralen zal het rendement van de teller dus toenemen met de energie van de straling, omdat ϱ toeneemt, en R ongeveer lineair met de energie toeneemt. Dit is sterker het geval naarmate het kathodemateriaal zwaarder is.

Bij kleine energieën zal het verloop juist omgekeerd zijn. Dan zullen het photo- en C o m p t o n-effect overheerschen. In dit energiegebied is de dracht ongeveer evenredig aan E^2 . Hiertegenover staat echter, dat de photo- en C o m p t o n-absorptie omgekeerd evenredig is met E^3 . Het rendement neemt dus af bij toenemende energie. Het rendement als functie van de energie vertoont dus een minimum. Dit verloop van het rendement is experimenteel getoetst door V o n D r o s t e¹⁾.

V o n D r o s t e vergeleek de rendementen voor de γ -stralen $4,7 \text{ X.E.}$ van Th C'' en $51,2 \text{ X.E.}$ van Th B . Men kent de verhouding van de intensiteiten, waarin deze worden uitgezonden door een thorium-preparaat, dat in evenwicht verkeert. Men kan de bijdrage, welke elk levert tot het totaal aantal impulsen, vast-

1) G. v o n D r o s t e, Ueber die Anzahl der Ausschläge eines Zählrohres bei Bestrahlung mit γ -Strahlen verschiedener Wellenlänge. Z. Phys. **100**, 529 (1936); Z. Phys. **104**, 474 (1937).

stellen door een absorptie-proef. Men bepaalt met de tellers de absorptie-kromme in lood van de γ -straling. Deze absorptie-kromme kan men analyseren in absorptie-krommen voor de afzonderlijke γ -componenten, waarvoor men de halveeringsdikten in lood kent. Deze analyse geeft dan de intensiteitsverhouding zooals deze door de teller wordt weergegeven. Gebruik makend van de werkelijke intensiteitsverhouding, vindt men op deze wijze onmiddellijk de verhouding van de rendementen van de teller. Het blijkt, dat voor 4,7 X.E. en 51,2 X.E. de verhouding 10,4 bedraagt. Men kan deze verhouding ook berekenen door uit te gaan van de absorptie-coëfficiënt voor paarvorming enz. voor de beide γ -stralen. Men vindt dan een bevredigende overeenstemming.

De absolute waarde van het rendement bedraagt ongeveer 1.7% voor 4.7 X.E.

Het rendement voor γ -stralen zal, behalve van de energie, ook afhangen van het kathodemateriaal. De dracht van de electronen is ongeveer omgekeerd evenredig met de dichtheid van het doorloopen materiaal. De absorptie-coëfficiënt voor de γ -straling daarentegen neemt met hooger macht van het atoomnummer toe. Het rendement zal dus toenemen naarmate men zwaarder kathodemateriaal gebruikt. Metingen hierover zijn gedaan door Evans en Muggle¹⁾. Zij vinden, dat voor een kathode van koper en van lood de rendementen zich verhouden als 1 : 1,3. Zij vermelden ook ongepubliceerde metingen van Farr, welke een zilveren en een platina kathode vergeleken heeft en voor de platina kathode het hoogste rendement vond.

Het is duidelijk, dat men het rendement voor γ -stralen kan verhoogen door het oppervlak van de kathode groter te maken. De secundaire electronen hebben dan meer gelegenheid uit het kathodemateriaal te treden. Evans en Muggle vonden een toename van het rendement, wanneer men als kathode niet een massieve cylinder gebruikt, doch een cilindrisch gebogen draadgaas. Naarmate het raster fijner is, is het oppervlak groter en stijgt ook het rendement. Een kopergaas kathode met 40 draden per cm verbeterde het rendement met ongeveer een factor 2.

Deze beschouwingen gelden niet voor cosmische straling. Een

1) Evans and Muggle, Increased gamma ray sensitivity of tube counters and the measurement of the Thorium content of ordinary materials. Rev. Sci. Insts. **7**, 441 (1936).

cosmisch straaldeeltje maakt in normale lucht ongeveer 30 ionenparen per centimeter. In een teller met voldoende groote afmetingen, zal ieder cosmisch straaldeeltje dus met zekerheid minstens een ionenpaar maken. Het wandmateriaal speelt hierbij geen rol. Het zal gunstig zijn, de wand van een licht materiaal te maken, daar dit de invloed van de γ -straling van de omgeving vermindert. Men kan het rendement van cosmische stralen-tellers op eenvoudige wijze als volgt bepalen.

Men plaatst twee tellers boven elkaar en gaat na, hoeveel keeren in een bepaalde tijdsduur beide tellers tegelijk doorslaan (coïncidenties). Vervolgens brengt men tusschen deze beide tellers een derde teller aan, welke minstens even groot is als deze twee. Men gaat nu na, hoeveel malen alle drie de tellers in een bepaalde tijdsduur tegelijk aanslaan. De verhouding van het aantal tweevoudige coïncidenties en het aantal drievoudige coïncidenties geeft het rendement van de middelste teller.

Het blijkt inderdaad, dat bij voldoende hooge gasdruk het rendement practisch gelijk is aan 1 voor cosmische stralen. Bij een teller gevuld met waterstof stijgt het rendement van 0 tot 1 bij een druktoename van 0 tot 16 cm Hg ¹⁾.

Over het rendement met β -stralen is niet veel te zeggen. De groote moeilijkheid is altijd de β -stralen in de ontladingsruimte te brengen. Het β -deeltje zal daarbij steeds een wand moeten doorloopen. Hoe dik deze wand zijn mag, hangt af van de energie van de β -deeltjes, welke men tellen wil. Wanneer het β -deeltje eenmaal in de ontladingsruimte is gekomen, zal het in het algemeen een ontlading veroorzaaken.

Tenslotte wil ik nog een enkel woord zeggen over de rendementen van photonentellers.

De gebruikelijke kathodematerialen: koper, aluminium enz. geven photo-electronen bij bestraling met ultraviolet licht. Deze tellers zijn dus te gebruiken als tellers voor ultraviolette photonen. Het rendement bedraagt in het algemeen ongeveer 1 photo-electron op 10^5 invallende photonen. Een uitzondering hierop maakt in vacuum verdampt magnesium, dat een rendement heeft van 1 electron op 10^2 photonen!

1) Danforth & Ramsey. Phys. Rev. 49, 854 (1936).

Men kan het rendement sterk verhoogen door het kathode-oppervlak te bedekken met sterk photogevoelige lagen. Ook is het dan mogelijk photonen van het zichtbare licht te tellen. Een bezwaar is echter, dat de tellers in het algemeen weinig stabiel zijn doordat de photogevoelige laag sterk beïnvloed wordt door het vulgas. Voor tellers, welke gevoelig zijn voor langgolvig licht, komt hier nog bij een sterke temperatuur-invloed, door thermische electronen, die door het kathode-oppervlak geëmitteerd worden. Men kan gevoeligheden bereiken van 1 electron op ongeveer 5 photonen.

Hoe staat het met de invloed van de spanning op het rendement van de teller? Wanneer we een teller bestralen en de spanning geleidelijk opvoeren, zal het tellen beginnen zoodra men boven de doorslagspanning komt. Het aantal impulsen per tijdseenheid neemt snel toe met de spanning, om daarna vanaf een zekere spanning over een bepaald spanningstraject constant te blijven. Dit spanningstraject noemt men het telgebied. De lengte hiervan hangt nauw samen met de grootte van de stroombegrenzende weerstand. Er bestaat ongeveer evenredigheid. De min of meer geleidelijke toename van het rendement van 0 tot de constante waarde kan men als volgt verklaren. De stroomstoot, welke bij doorslag optreedt, is evenredig met de „overspanning”, welke op de teller staat. De stooten moeten een zekere onderste grens overschrijden voor ze met de meetapparatuur waargenomen kunnen worden. Een deel van de impulsen zal dus aan de waarneming ontsnappen bij kleine overspanningen. Zooals we reeds gezien hebben is de doorslag in wezen een statistisch verschijnsel. Het is dus bovendien mogelijk, dat een electron geen aanleiding geeft tot doorslag, ook al is de spanning een weinig boven de doorslagspanning.

In het telgebied, waar het rendement binnen wijde grenzen onafhankelijk is van de veldsterkte in de teller, moeten wij wel aannemen dat ieder electron dat in de ontladingsruimte komt, ook inderdaad een ontlading tengevolge zal hebben.

Wanneer men de spanning op een teller nog hooger maakt, komt er een oogenblik, dat het aantal impulsen per tijdseenheid sterk gaat stijgen. C o s i j n s heeft hierover eenige interessante beschouwingen gegeven. Naarmate de spanning hooger is, zal 1°. de stroomstoot bij iedere ontlading grooter zijn, en 2°. de energie,

welke de electronen per vrije weglengte bereiken kunnen, grooter zijn, of anders gezegd een grooter aantal electronen zal per vrije weglengte een bepaalde energie kunnen bereiken. Stel er zijn in het gas atomen of moleculen aanwezig, die een langlevende metastabiele toestand bezitten, en neem aan, dat vanaf een zekere spanning deze toestand aangeslagen kan worden. Wanneer dan een doorslag heeft plaats gehad, zullen er van deze aangeslagen atomen of moleculen overblijven, welke na eenige tijd hun energie zullen verliezen, hetzij door botsing, hetzij onder emissie van een photon. Er zal een zekere kans bestaan, dat hierbij een vrij electron zal ontstaan, bijv. een photo-electron, dat door het photon uit de kathode is vrijgemaakt. Dit electron zal dan een nieuwe ontlading tengevolge hebben, waarbij dan weer opnieuw metastabiele lichamen ontstaan, welke een kans opleveren een nieuwe ontlading op te wekken, enz. enz. Wanneer het aantal metastabiele lichamen, dat per ontlading gevormd wordt, grooter is dan 1 gedeeld door de kans dat een metastabiël lichaam een nieuwe ontlading uitlokt, zouden de ontladingen elkander tot in het oneindige in steeds sneller tempo opvolgen. Er is echter een omstandigheid, die hieraan perken stelt. Bij iedere ontlading daalt het spanningsverschil tusschen anode en kathode practisch tot de doorslagspanning. Na het afbreken van de ontlading worden de electroden weer geladen door de in het algemeen zeer hoge stroombegrenzingsweerstand. Hiervoor is een zekere tijd noodig. Wanneer de impulsen elkander zoo snel opvolgen, dat de tijd, welke gemiddeld tusschen twee impulsen verloopt, kleiner is dan de tijd, welke noodig is om de spanning weer te doen stijgen tot de waarde, waarbij de aanslag van de metastabiele toestanden mogelijk is, dan zullen er ook geen nieuwe metastabiele lichamen gevormd worden. Er stelt zich dus een evenwichtstoestand in, die bepaald wordt door de spanning en de weerstand.

C o s i j n s heeft gepoogd de levensduur van deze metastabiele toestanden experimenteel te bepalen. Hij deed dit door eerst een spanning aan te leggen, welke zoo hoog was, dat de overtallige impulsen optraden. Daarna verlaagde hij plotseling de spanning en bestudeerde toen de afname van het aantal overtollige impulsen als functie van de tijd. De halveeringstijden, welke op deze wijze, zij het ook met geringe nauwkeurigheid, bepaald konden worden, varieeren sterk met de aard van het vulgas en ook met de zuiver-

heid van de gassen. De halveeringstijden bleken volkomen onafhankelijk te zijn van de spanning. De tijden waren van de grootteorde van seconden.

Ook Medicus¹⁾ heeft zich met dit probleem bezig gehouden. Hij vond, dat het aantal overtollige impulsen per tijdseenheid zeer sterk afhing van het feit of de teller van te voren bij hoge temperatuur ontgast is of niet. Dit wijst er dus ook op, dat verontreinigingen hier een rol spelen. Medicus registreerde duizenden ontladingen en mat hun onderlinge tijdsafstanden. Wanneer er geen enkel verband bestaat tusschen de opeenvolgende ontladingen, zou hij een volkomen regellooze verdeling moeten vinden. Wanneer echter een impuls een zekere waarschijnlijkheid heeft om binnen een zeker tijdsinterval door een tweede impuls te worden gevolgd, welke waarschijnlijkheid in de tijd exponentieel afneemt met een bepaalde halveeringstijd, dan zal de statistische verdeling niet regelloos zijn. Door statistische verwerking van dit omvangrijke getallen-materiaal kon hij de halveeringstijd of gemiddelde levensduur berekenen. Deze bleek ook van de orde van 1 sec. te zijn.

Ter vergelijking diene het volgende. De „actieve” stikstof heeft een levensduur van 3 sec. en een aanslagspanning van ~ 11 Volt.

Over de uitvoering van de tellers heerscht in de literatuur het grootst denkbare meeningsverschil. Het is ondoenlijk alle dikwijls geheimzinnige voorschriften te vermelden. Inplaats daarvan zal ik in het kort aangeven, welke maatregelen men moet treffen om met zeer groote kans op succes streng reproduceerbare en in de tijd constante tellers te maken. De eischen, waaraan de kathodecylinder moet voldoen voor γ -stralen, cosmische stralen en β -stralen, hebben we reeds besproken. Het blijkt, dat ieder metaal te gebruiken is. Bijzondere maatregelen als polijsten of oxydeeren enz. zijn niet noodig. Een eerste eisch is het rigoureuus ontgassen en reinigen zoowel van de kathode als van de anode. Dit moet gebeuren door de teller geruime tijd te pompen op $\sim 10^{-6}$ mm bij verhitting van de geheele buis op 350 à 400° C. Door een glimontlading in waterstof kan men de kathode geheel ontdoen van oxyden, hetgeen de hoedanigheden van de teller zeer ten goede komt. Verder is het noodig de draad zeer goed te ontgassen door deze op hoge

1) G. Medicus, Ueber die Eigenenerregung von Geiger—Müller'schen Zählrohren. Z. Phys. **103**, 76 (1936).

temperatuur te gloeien. Hierdoor is wolfraamdraad het meest geschikte materiaal. Zeer geschikt bleek wolfraamdraad van $100\ \mu$. Het bleek gunstig de draad geruime tijd te gloeien bij zoo hoog mogelijke temperatuur (bijv. 5 à 10 minuten op 2800°K). Een kleine complicatie vormt de ophanging van de draad. Deze wordt door een veertje gespannen. Bij de hoge temperatuur is de trekvastheid echter uiterst gering. De veer moet dus zoo gekozen worden, dat door de uitzetting van de draad de trekspanning verdwijnt.

Goed ontgassen is uitsluitend mogelijk, wanneer de teller uitsluitend uit glas en metaal bestaat. Men heeft daarom dikwijls de cylinder in een glazen buis aangebracht. Men loopt hierbij echter de kans zeer hinderlijke storingen te krijgen tengevolge van lading van de glaswand. Hierop berust waarschijnlijk de bewering, welke men dikwijls in de literatuur ontmoet, dat een teller slecht werkt wanneer de buis zorgvuldig ontgast is. Wanneer de buis niet of slecht ontgast is, is de oppervlakte-geleiding zoo hoog, dat zich geen ruimtelading op bepaalde plaatsen kan ophoopen.

Beter is daarom de glaswand te vermijden en de kathode cylinder zelf als wand te gebruiken. Hiervoor is dan echter noodzakelijk, dat aan de metalen cylinder glas gesmolten kan worden. Voor tellers voor cosmische straling kan men zeer geschikt gebruik maken van de eigenschap van het chroomijzer, dat zich met glas versmelten laat.

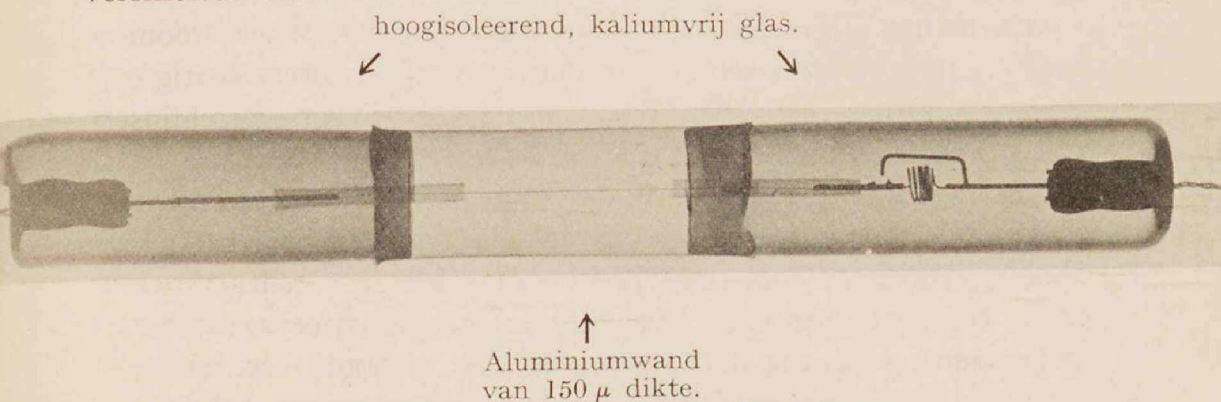


Fig. 2. Röntgenfoto van een β -stralen teller.

Voor β -stralen tellers ben ik er, in samenwerking met Dr. J o n a s in geslaagd, tellers van aluminium te vervaardigen, waarbij glas en aluminium aan elkander gesmolten zijn. Het is mogelijk gebleken tellers met een aluminium cylinder van 20 mm diameter te maken, met een effectieve lengte van 30 mm en een wanddikte

van 150μ . Deze wand laat β -deeltjes door, welke een energie hebben grooter dan $180.000 eV$.

Voor het verkrijgen van een lang telgebied is het noodzakelijk, dat voor alle punten van de teldraad tegelijk de doorslagconditie bereikt wordt. De draad moet daarom behoorlijk gecentreerd zijn. Christoph¹⁾ heeft laten zien, dat het telgebied vervaagt wanneer de draad excentrisch is aangebracht. Om dezelfde reden is het gewenscht de veldvérvorming aan de uiteinden van de kathodecylinder te elimineeren. Cosijns heeft dit gedaan door aan de uiteinden wijde busjes op de anodedraad te schuiven, zoodat het werkzame deel van de draad zich uitsluitend in het zuiver cylindrische veld bevindt. Hierbij moet men er echter zorgvuldig op letten, dat de busjes geen contact maken met de draad. Het werkzame deel van de draad moet namelijk over de volle lengte ontgast kunnen worden.

Tenslotte kan ik nog een enkel woord zeggen over de keuze van het glas. Men moet er voor zorgen, dat het geen radioactieve bestanddeelen bevat, dus ook geen kalium bevat. Een buis van kalinatronglas ($\sim 5\% KOH$) om de zoojuist beschreven β -stralen teller geschoven, gaf 20 extra β -deeltjes per minuut in de teller. Het is een glastechnisch niet eenvoudig probleem een glas te vinden, dat kalivrij is, goed isoleerend is en bovendien aan het aluminium gesmolten kan worden.

Glas in het algemeen is vrij sterk hygroscopisch. Lekstroommen langs het glas openbaren zich in de teller als een onregelmatig oplopen van het resteffect. Waarschijnlijk is dit een verschijnsel, dat verwant is aan het Reboul-effect.

Om dit tegen te gaan heb ik de glasdeelen bedekt met een hoogisoleerende, niet hygroscopische en bovendien lichtdichte laag. Zwarte piceine voldoet goed, doch is door het lage smeltpunt bijv. in de tropen onbruikbaar. Wij zijn er in geslaagd een zwarte lak te bereiden, welke aan deze eischen voldoet. De hoofdbestanddeelen zijn schellak, aluminiumoxyde en een aniline-zwart.

De tellers welke op de boven beschreven wijze vervaardigd worden, onderscheiden zich door een klein resteffect, een zeer lang telgebied (minstens 200 volt) en volkomen reproduceerbaarheid.

Tellers voor cosmische straling met een inwendige diameter van

1) Christoph, Ueber den Resteffekt bei Zählrohren. Ann. Physik. **26**, 145 (1936).

33 mm en een effectieve lengte van 36 cm geven horizontaal geplaatst 300 telstooten per minuut. Volgens de meting en van *Cosijns* te Brussel bedraagt de intensiteit van de cosmische straling 0.026 deeltjes per sec. per cm^2 .

Door het horizontale meridiaan vlak van de teller gaan dus 190 deeltjes per minuut. Het resteffect bestaat dus voor minstens 64% uit cosmische straling. De boven beschreven β -stralen-teller heeft in een pantsering van 10 c.m. ijzer een resteffect van 7 impulzen per minuut.

Over de gasvulling kunnen we kort zijn. *Cosijns* heeft hieraan een uitvoerig onderzoek gewijd (l.c.). Bijna alle gassen kan men gebruiken: lucht, waterstof, zuurstof, stikstof. De lengte van het telgebied is sterk afhankelijk van de keuze van het gas, de druk en in hooge mate de zuiverheid. Zeer geschikt zijn waterstof en mengsels van waterstof met neon en argon. Stikstof geeft geen of een uiterst kort telgebied. De druk kan men varieeren van 50 tot 300 mm. Voor stralen met een kleine specifieke ionisatie zal men de druk hoog kiezen. Hoe hoger echter de druk is, des te langer duurt de stroomstoot. Dit zal een vermindering van het rendement bij groote bestralingsintensiteiten veroorzaken. Een groote rol spelen hierbij de capaciteiten en de weerstanden, die in de schakeling voorkomen. Dr. de Groot heeft hier verleden jaar uitvoerig over gesproken ¹⁾. Sedertdien is door *Neher* en *Harper* ²⁾ een telschakeling gepubliceerd, in welke de stootduur tot een minimum beperkt wordt (zie fig. 3).

In de schakeling van *Neher* en *Harper* is de kathode van de

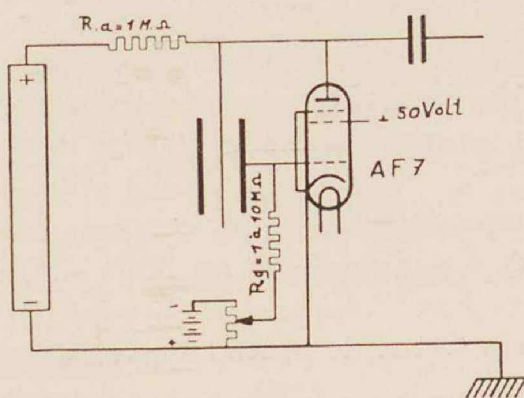


Fig. 3.

1) W. de Groot en J. H. Gisolf, Ned. T. Natuurk. **3**, 161 (1936).

2) Neher and Harper, Phys. Rev. **49**, 960 (1936).

teller verbonden met het eerste rooster van een penthode, terwijl de anode van de teller verbonden is met de anode van de penthode. Beide anodes krijgen hun spanning toegevoerd over een gemeenschappelijke weerstand van ongeveer 10^6 Ohm. De roosterlekweerstand bedraagt eenige malen 10^6 Ohm. De roosterspanning is zoo ingesteld, dat er door de penthode geen stroom loopt, doch dat, zoodra de teller doorslaat, de lamp geopend wordt. De stroom door de lamp is van de orde van een milliampère. Hierdoor zal de anodespanning zeer plotseling dalen, waardoor de ontleding in de teller afbreekt.

In figuur 4 zijn drie lijnen aangegeven: de V -lijn, welke de anodespanning op teller en penthode aangeeft, de I -lijn welke de anode-

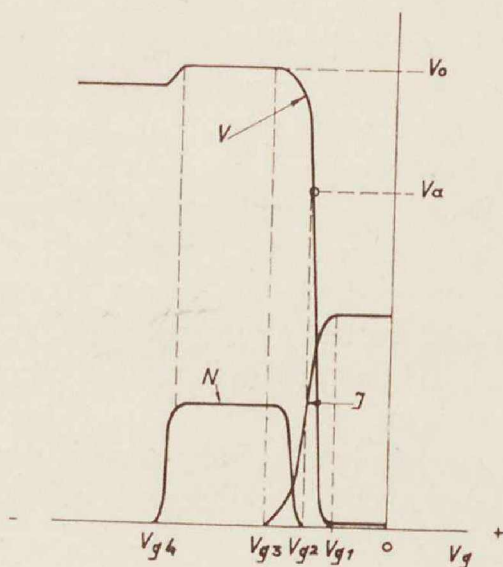


Fig. 4.

stroom door de penthode beschrijft en de N -lijn welke het aantal telstooten geeft dat men per tijdseenheid waarneemt, alles uitgedrukt in willekeurige eenheden als functie van de negatieve roosterspanning V_g .

Bij een roosterspanning $V_{g1} < V_g < 0$ gaat er stroom door de penthode. Door de hoge anode-weerstand (1 M. Ohm) is de anodespanning dus zeer laag.

Van V_{g1} tot V_{g3} wordt de penthode „afgeknepen”. De anodestroom neemt dus af, en tegelijk stijgt de anodespanning; wanneer de anodespanning hooger wordt dan de aanvangsspanning V_a van de teller, zal het tellen beginnen.

De N -kromme begint dus bij V_{g2} . Voor $V_g < V_{g3}$ gaat er geen stroom meer door de penthode en heeft dus de anodespanning de hoogste waarde bereikt. Het aantal telstooten per tijdseenheid neemt voor $V_g < V_{g2}$ eerst snel toe en wordt dan constant; de teller is in zijn „telgebied” gekomen.

De spanningsstooten welke op het rooster komen hebben een bepaalde grootte welke afhangt van het verschil tusschen de anode-spanning en de aanvangsspanning V_a . Deze stooten moeten zoo groot zijn, dat door de stoot de rooster-spanning stijgt tot een $V_g > V_{g2}$, teneinde de teller-ontlading door de penthode uit te doven. Wanneer echter de V_g zoo negatief is dat de grootte van de telstoot hiertoe niet meer voldoende is, treedt de penthode niet meer in werking. Niets belet dan de tellerontlading om zich in te stellen in het punt van de stroom-spannings-karakteristiek dat behoort bij de spanning V en de weerstand $R_a + R_g$.

Daar deze weerstanden relatief klein zijn, zal de ontlading gelegen zijn in het volgens W e r n e r stabiele ontladingsgebied. Er treedt dus een continue-ontlading op. Bij $V_g = V_{g4}$ zal dus het aantal telstooten plotseling tot nul dalen. Tegelijk daalt de anodespanning, tengevolge van de stroom welke nu door de teller gaat. Het punt V_{g4} wordt bepaald door de grootte van de spanningsstoot en dus door de dimensie (capaciteit) van de teller, de roosterweerstand R_g en de aangelegde spanning V_o .

Daar de gebruikte weerstanden ongeveer $1000 \times$ kleiner zijn dan in de gewone telschakeling, zullen de tijden, welke verlopen moeten voor de teller weer paraat is, ongeveer $1000 \times$ kleiner zijn. Hierdoor kan de telsnelheid zeer verhoogd worden. Op deze wijze heb ik het rendement van onze tellers gemeten bij groote bestralingssterkten. Het blijkt, dat bij 10.000 onregelmatige impulsen per minuut de afwijking van de evenredigheid met de bestraling slechts $\sim 1\%$ bedraagt, en bij 20.000 per minuut ongeveer 5% bedraagt.

Tenslotte de vraag: waarom moet de teller deze gebruikelijke electrodevorm hebben?

Het is reeds lang bekend, dat tal van ontladingsbuizen de eigenschap hebben bij kleine stroomsterkte instabiel te worden. Dit verschijnsel is uitvoerig onderzocht door W e r n e r S c h u l z e ¹⁾.

1) W. S c h u l z e, Der Entladungsmechanismus im Geiger—Müller'schen

Het weer afbreken van een ontlading na doorslag kunnen we ons op de volgende wijze voorstellen. Neem aan, dat aanvankelijk de spanning op de electroden aanzienlijk boven de doorslagspanning ligt. Door een vrij electron, dat in de ontladingsruimte komt, volgt doorslag. Als stroombron fungeert het eerste oogenblik de capaciteit van de electroden. De stroomsterkte zal zeer snel toenemen. Zooals bekend is vormen zich hierbij ruimteladingen, welke in het algemeen de veldverdeling zoo beïnvloeden, dat hierdoor de doorslagspanning verlaagd wordt. De lading, welke noodig is om deze ruimtelading te vormen, kan gemakkelijk uit de electroden-capaciteit worden geput. Dit ladingsreservoir geraakt echter uitgeput wanneer de weerstand zoo hoog is, dat de lading niet tijdig wordt aangevuld. De stroom moet dus afnemen, de ruimteladingen worden geconsumeerd en de vroeger minder gunstige veldverdeling herstelt zich. Hiervoor is een tijd noodig, die afhangt van de loopsnelheden van de ionen. Wanneer de tijd, welke de electroden-capaciteit noodig heeft om zich weer te laden tot boven de oorspronkelijke doorslagspanning grooter is dan de ontioniseeringstijd, zal zich geen nieuwe ontlading vormen tenzij er van buitenaf weer een deeltje in de buis komt, nadat de spanningen zich hersteld hebben. De buis zal dus als teller functioneeren. Wanneer de weerstand echter klein is, zal de spanning zich hersteld hebben vóór alle ionen weg zijn, en dan zal dus de stroom opnieuw door gaan. Of een ontladingsbuis dus als teller te gebruiken is, hangt af van de capaciteit van de electroden, de looptijd van de ionen en van de weerstand. Deze weerstand moet men in dit geval zeer hoog kiezen 10^{11} à 10^{13} Ohm. Dit heeft tengevolge, dat de hersteltijden zeer lang worden. Hierdoor zijn deze ontladingsvormen voor practische toepassing als teller onbruikbaar. Anders wordt dit wanneer men een ontladingsbuis gebruikt in een „Neherschakeling” ¹⁾.

Ook hier worden alle tijden 1000 maal korter. Inderdaad is het mogelijk een buis met vlakke electroden als electronenteller te gebruiken. Voor vele problemen kan een van de gebruikelijke afwijkende electrodevorm bijzondere voordelen bieden. S c h u l z e meende, dat de hier gegeven verklaring van het telmechanisme ook

Zählrohr und sein Zusammenhang mit Eigenschaften der normalen Glimmentladung Z. Phys. 78, 92 (1932).

1) J. H. Gisolf, The counting of electrons by means of a discharge tube. Physica 4, 69 (1937).

voor de Geiger—Müller-teller van toepassing zou zijn. Voor de gegeven verklaring was essentieel dat de ruimtelading een vermindering van de doorslagspanning zou veroorzaken, of zooals men dit uitdrukt: de ontlading een dalende karakteristiek moet hebben. Sven Werner¹⁾ heeft echter aangetoond, dat bij de Geiger—Müller-teller juist een stijgende karakteristiek essentieel is. Von Hippel²⁾ heeft theoretisch laten zien, dat een Geiger—Müller-teller een stijgende of een dalende karakteristiek kan hebben afhankelijk van de draaddikte.

Volgens Von Hippel zou bij de Geiger—Müller-teller het afbreken van de ontlading het gevolg zijn van het feit, dat de ontlading de stabiliseerende werking van een uitgebreide ruimtelading mist.

Voor we deze verklaring zullen kunnen aanvaarden, zal men eerst na moeten gaan in hoeverre de statistische voorkomende stroomfluctuaties een instabiliteit kunnen veroorzaken bij stroomsterkten, zooals die in de normale Geiger—Müller-tellers optreden.

1) Sven Werner, Die Entladungsformen im Zylindrische Zählrohr I. Z. Phys. **90**, 384 (1934); Idem II. Z. Phys. **92**, 705 (1934).

2) Von Hippel, Das Zählen von Gasentladungen als Raumladungsproblem. Z. Phys. **97**, 455 (1935).

MEDEDEELING

VACANTIELEERGANG VOOR VERLICHTINGSKUNDE.

De vacantieleergang voor verlichtingskunde, onder de auspiciën van het Curatorium van den Leerstoel voor Verlichtingskunde aan de Utrechtsche Universiteit in 1936 georganiseerd, zal dit jaar, gelet op het succes van het vorige jaar op dezelfde wijze worden voortgezet, en wel in de week van 30 Augustus tot 4 September.

Ook thans blijft het hoofddoel van dezen leergang, om „den menschen in de practijk”, die vroeger tijdens hun universitaire opleiding betrekkelijk weinig over deze onderwerpen hoorden, het gebied van zien en verlichten nader bij te brengen.

Zoodra de onderwerpen, de medewerkers en de data definitief bekend zijn, zal wederom een prospectus verschijnen, dat men kan aanvragen bij de Administratie van het Fysisch Laboratorium, Bijlhouwerstraat, Utrecht. Reeds thans kan men zich aan dit zelfde adres als deelnemer opgeven. De kosten voor deelname bedragen f 2.50, te storten op girorekening 80381 van prof. ir. G. B. v. d. Werfhorst te Vught.

De voordrachten van den leergang 1936 zullen binnenkort in gebundelden vorm verschijnen bij de N.V. Martinus Nijhoff te den Haag, tegen den prijs van ongeveer f 1.60.

VERSLAG VAN DE ALGEMEENE VERGADERING
DER NEDERLANDSCHE NATUURKUNDIGE VER-
EENIGING OP ZATERDAG 19 DECEMBER 1936 IN
HET LAB. „PHYSICA” TE AMSTERDAM

Deze laatste vergadering in het jaar 1936 begon met een voordracht over:

Absorptiespectra van metaallaagjes in het Schumann-gebied
door P. K. PEERLKAMP.

Door reflectie-onderzoekingen met gepolariseerd licht aan dunne laagjes kunnen de brekingsindex n en de absorptiecoëfficiënt k in afhankelijkheid van de golflengte λ en van de laagdikte d worden bepaald voor straling uit het zichtbare spectrum of uit het nabije ultraviolet. Ook uit metingen van doorlaatbaarheid en reflectie zijn n en k af te leiden. Voor straling uit het Schumann-gebied (2000 tot 1200 Å) is alleen maar deze laatste methode mogelijk.

Bij de metalen, waarvoor de absorptie zeer groot is, moet men een uiterst dun laagje van het metaal aanbrengen op een steviger onderlaag, die dan echter de metingen mede beïnvloedt. Deze invloed kan men elimineeren door laagjes te gebruiken van verschillende dikte, waarvoor een nauwkeurige diktebepaling vereischt is. Zet men de, voor een bepaalde golflengte uit de experimenten berekende, grootheden n en k uit als functies van de laagdikte, dan blijken zij voor laagdikten van meer dan $0,04 \mu$ niet meer daarvan afhankelijk te zijn. Zetten wij nu deze, van de laagdikte onafhankelijke, grenswaarden van de absorptie-coëfficiënt af als functie van de golflengte, dan vertoont deze absorptiekromme een minimum voor verschillende metalen bij een daarvoor karakteristieke golflengte, n.l. voor goud bij 5000 Å, voor zilver bij ongeveer 3200 Å.

Voor de reeks der alkalimetalen ligt de grens, waarbij de absorptiecoëfficiënt voor kortere golven sterk daalt, zoodat het metaallaagje daarvoor in belangrijke mate doorzichtig is, voor de opeenvolgend lichtere elementen telkens bij een kortere golflengte: voor Cs bij 4400 Å, voor Rb bij 3600 Å, voor K bij 3150 Å, voor

Na bij 2100 Å en voor *Li* bij 2050 Å. Volgens de dispersietheorie van *Kronig* hebben wij bij electromagnetische golven in metalen voor toenemende frequentie te maken met elkaar afwisselende gebieden of zônes van toegelaten en verboden frequenties. De onderste toegelaten zône is daarbij zeer smal en voor toenemende frequentie, d.w.z. kortere golven, nemen de toegelaten frequentiezônes in breedte toe en overlappen elkaar tenslotte zelfs ten deele, zoodat het daaruit begrijpelijk wordt, dat beneden een bepaalde golflengte het metaallaagje practisch geheel doorzichtig is.

Voor verschillende tralieconstanten a veranderen de breedten der verboden frequentiegebieden omgekeerd evenredig met a^2 . In de homologe reeks der alkalimetalen neemt de tralieconstante toe met het kernladingsgetal en de absorptiegrens zal voor zwaardere elementen derhalve verschoven zijn naar kleinere frequenties, dus naar langere golven, zooals inderdaad werd gevonden. Het verloop van de absorptie van *Au* met de frequentie werd door *Rathenau* beschreven met behulp van harmonische oscillatoren. Voor de breedten der opeenvolgende toegelaten energiezônes werd resp. 0,5, 1,5 en 10,3 Volt gevonden. In de laatste tijd zijn door spreker metingen verricht aan *Se* en *Te*, waarvan de resultaten analoog zijn aan die, welke gevonden werden bij de reeds eerder onderzochte metalen.

In de discussie werd vooral de vraag naar voren gebracht, in hoeverre dergelijke dunne laagjes nog werkelijk als gekristalliseerd mogen worden opgevat, aangezien anders de theorie van *Kronig* er niet op mag worden toegepast.

Hierna volgde een korte mededeeling met demonstratie over:

Een nieuwe manometer voor lage gasdrukken
(in het bijzonder voor 10^{-3} tot 10^{-5} mm)

door F. M. PENNING.

Deze manometer is eigenlijk voortgekomen uit onderzoekingen betreffende de invloed van een magneetveld op de beweging van electronen in een gasontlading¹⁾. Een magneetveld oefent op de electronen n.l. een *Lorentz*-kracht uit loodrecht op hun bewegingsrichting, zoodat zij hierdoor worden verhinderd, zich ongeveer in de richting van de elektrische krachtlijnen van de kathode naar de anode te begeven. De electronen zijn in de gasontlading

1) vgl.: F. M. Penning: *Nederl. T. Natuurk.* **3**, 141-153, 1936.

met magneetveld veel langer onderweg en de ontladingsvorm schijnt daardoor te beantwoorden aan een veel hogere gasdruk. Bij 300 Oerstedt en een gasdruk van 10^{-5} mm is bijv. de ontstekingsspanning hetzelfde als bij een gasdruk van 0,06 mm onder afwezigheid van een magneetveld.

Het bleek, dat voor drukken van 10^{-3} tot 10^{-5} mm de stroom der ontlading een goede maat is voor de gasdruk. Op een microamperemeter zou men de sterkte van de ontladingsstroom echter niet zóó momentaan kunnen aflezen, als dit het geval is met de lengte van het glimlicht op de staafvormige kathode van een zg. afstembuisje, dat hiertoe in de stroomkring is opgenomen. Voor een aantal veel voorkomende gassen zooals lucht, waterstof, argon en koolmonoxyde, blijken de drukaanwijzingen van deze elektrische manometer slechts een factor 2 uiteen te lopen.

Een belangrijke eigenschap van deze manometer is, dat hij ook de druk van condenseerbare dampen aangeeft, zooals kwikdamp, waterdamp en damp van vetten. Het groote voordeel ten opzichte van de *MacLeod* is, dat men met deze nieuwe manometer in staat is op ieder willekeurig oogenblik practisch momentaan de druk in de pompinstallatie te controleeren, hetgeen vooral van belang is tijdens het uitvoeren van manipulaties (zooals bijv. het openen van een kraan voor het inlaten van een kleine hoeveelheid gas). Komt uit emissiedraden van groote zendlampen of uit andere metaaldeelen bij het ontgassen bijv. plotseling veel gas vrij, dan wordt men door deze manometer vanzelf en momentaan gewaarschuwd!

In de discussie werd nog besproken, dat bij verwijderen van het *Dewar*-vat vanonder de kwikval de druk niet zoo erg snel oploopt, zoodat men gelegenheid heeft het vat rustig opnieuw te vullen met vloeibare lucht.

Een uitvoeriger behandeling vindt men in *Physica* 4, 71, 1937.

Na de pauze kwam als laatste voordracht:

Warmtegeleiding door bismuth

door A. N. GERRITSEN.

In het *Kamerlingh Onnes* laboratorium heeft *Schubnikow*¹⁾ aan bijzonder zuivere één-kristallen van bismuth proeven verricht over de elektrische geleidbaarheid. De groote zuiver-

1) L. Schubnikow and W. J. de Haas: *Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden*, Nos. 207 en 210, 1930.

heid bleek een lage restweerstand en een zeer groote invloed van een transversaal magneetveld op de geleidbaarheid te veroorzaken. Is het éénkristal maar voldoende zuiver, dan kan men de elektrische weerstand bij heliumtemperatuur door een magneetveld zelfs millioenvoudig verhoogen. Uit de metingen van P. M. van Alphen (diss. Leiden 1933) is voorts bij extreem zuiver bismuth (éénkristallen) de grillige veldafhankelijkheid van de diamagnetische susceptibiliteit gebleken, terwijl de waarde van de susceptibiliteit voor dit zuivere materiaal zeer hoog is. Bij de temperatuur van vloeibare stikstof blijkt de zuiverheid niet veel invloed te hebben, wèl echter bij lagere temperaturen.

De warmteweerstand is, geheel analoog aan de elektrische weerstand, te bepalen als het quotiënt van temperatuurverschil en warmtestroom. Een hierop berustende meetmethode voor de warmteweerstand werd in Leiden door Biermasz¹⁾ uitgewerkt en toegepast voor kwarts. De metingen van W. J. de Haas, W. H. Capel en spreker²⁾ werden verricht aan een éénkristal van bismuth in de vorm van een dubbel kruis. De stationnaire warmtestrooming door het éénkristal wordt gemeten, terwijl het temperatuurverschil tusschen de beide dwarsarmen door middel van op deze armen gewikkelde P_b -draadthermometers wordt bepaald. De specifieke warmteweerstand van bismuth is hieruit te berekenen, als men de vormfactor van het dubbelkruis kent. Daar deze niet zoo eenvoudig theoretisch is te berekenen, werd hij afgeleid uit metingen van de elektrische weerstand, die op analoge wijze aan het dubbelkruis werden verricht.

Uit de metingen blijkt, dat de invloed van de zuiverheid van het éénkristal op de warmtegeleiding geheel analoog is aan die op de elektrische geleidingen. Er werd verder ook nagegaan, wat de invloed van een magneetveld op de warmtegeleiding is. Zet men het quotiënt van de warmteweerstand met en zonder magneetveld uit als functie van de veldsterkte, dan krijgt men bij voldoende lage stikstof- en bij waterstoftemperaturen een kromme, die tot een verzadigingswaarde stijgt. Deze verzadiging treedt op bij een met de temperatuur lager wordende veldsterkte. Bij hogere temperatuur wordt de verzadiging echter niet bereikt. Bij lage temperatuur is een magneetveld blijkbaar in staat de electronen dusdanig

1) W. J. de Haas and Th. Biermasz: *Physica* **2**, 673, 1935.

2) W. J. de Haas, A. N. Gerritsen and W. H. Capel: *Physica* **3**, 1143, 1936.

van hun route af te buigen, dat hun bijdrage tot de thermische geleiding geheel verdwijnt, waardoor de warmteweerstand dan de hier beschreven verzadigingswaarde bereikt. De warmtegeleiding geschiedt in dat geval dus uitsluitend door het rooster.

Het specifieke warmtegeleidingsvermogen kan dan gesplitst worden in een gedeelte, dat aan de electronenbeweging moet worden toegeschreven en een gedeelte, dat aan de roostertrillingen beantwoordt. Noemen wij het eerste gedeelte λ_e en de specifieke elektrische geleidbaarheid σ , dan is volgens W i e d e m a n n , F r a n z en L o r e n z

$$L_e = \frac{\lambda_e}{\sigma T}$$

een constante, die volgens de door S o m m e r f e l d gegeven theorie $2,44 \cdot 10^{-8}$ watt .ohm .graad $^{-2}$ moet bedragen. Volgens de metingen van spreker vinden wij in het temperatuurgebied van vloeibare stikstof inderdaad voor bismuth een constante, die echter $1,47 \cdot 10^{-8}$ bedraagt, terwijl zij voor het waterstofgebied 10 % hooger is. Het is dus nog de vraag, in hoeverre de splitsing der warmtegeleiding in een electronen- en een roosterbijdrage geheel juist is geweest?

In de discussie werd o.a. nog besproken, dat de rekristallisatie van het bismuth niet in vacuum is geschied, zoodat er zich wellicht in het rooster zuurstofatomen bevinden.

Ook werd opgemerkt, dat het van belang zou zijn te meten, hoe het H a l l -effekt bij dit uiterst zuivere materiaal wordt.

Aldus opgemaakt door den 2en Secr. der Ned. Nat. Ver.

G. P. ITTMANN.

BOEKBESPREKING

N. F. Mott and H. Jones, The Theory of the Properties of Metals and Alloys, 326 blz., 108 fig. — Oxford University Press. London. 1936. Prijs 25 sh.net.

Dit boek, deel uitmakend van The International Series of Monographs on Physics, zal velen tot bewonderaars van de metaaltheorie maken, ook hen, die tot nu toe tegen de daar te pas komende mathesis hebben opgezien. Zij, die de oorspronkelijke stukken van Sommerfeld, Pauli, Bloch, Peierls, Landau, Heisenberg, Kronig, Bethe e.a. gelezen hebben en onwillekeurig de indruk gekregen zullen hebben, dat de metaaltheorie wel in gecompliceerde berekeningen zou vastloopen, zullen met voldoening constateeren, hoe onderzoekers als Mott, Wigner, Jones, Stoner en zooveel anderen veel verder weten te komen door op een meer physische wijze te letten op de vorm der Brioullin'sche zônes, vooral in verband met de verdeeling der electronen in de impulsruimte. Zelfs kan men door te onderstellen, dat deze Fermi verdeeling zooveel mogelijk binnen de eerste Brioullin'sche zône moet blijven (welke zônes rechtstreeks met de bouw van het kristalrooster samenhangen) begrijpen, waarom de verschillende elementen in de voor hen karakteristieke vorm kristalliseeren. Zoo worden ook de numerieke verhoudingen in de Hume-Rothery structuren begrijpelijk. Een verbetering ten opzichte van alle andere boeken is dat hier alleen die Brioullin'sche discontinuïteitsvlakken afgebeeld worden, die de voor vulling met electronen in aanmerking komende impulsruimte omsluiten, zoodat geen wirwar van lijnen ontstaat, doch voor elk bekend kristalrooster een eenvoudig figuurtje geteekend wordt, van welks vorm zeer veel zal blijken af te hangen.

De Fermi verdeeling der electronen, die al of niet een of meer der Brioullin'sche zônes gedeeltelijk of geheel kan vullen, en welke verdeeling men door toevoeging van andere metaalelectronen (vorming van alliages) kan wijzigen, is een ware uitkomst om van een bepaald element het typisch verloop van grootheden als soortelijke warmte, para- en diamagnetische susceptibiliteit, Hall coëfficiënt en bijbehorende weerstandsverandering, Röntgenabsorptie, elektrische weerstand, thermische uitzetting, thermo-electrische kracht enz. te verklaren in hun afhankelijkheid van de temperatuur of in hun afhankelijkheid van de procentueele samenstelling, als het om alliages gaat. Wel is waar moet dan vaak een aanname gemaakt worden (exact is de electronenverdeling in een energieband niet bekend, evenmin de energiesprong tusschen de zônes), maar men heeft juist in het verloop der genoemde grootheden genoeg waarnemingsmateriaal om één hypothese meervoudig te kunnen verifieeren, wat meestal prachtig lukt, zoodat vaak van te voren het recept kan gegeven worden voor de samenstelling van een legering met de een of andere gewenschte bijzonderheid.

Het boek behandelt geen oppervlakteverschijnselen zooals electronen-emissie, photo-effect of contactpotentialen, maar overigens alle problemen, die in het bekende artikel van Sommerfeld en Bethe in het Handbuch der Physik besproken worden. Dit laatste is meer fundamenteel in zooverre, dat daar alles van de grond af berekend wordt, terwijl bij Mott en Jones een groot deel der formules zonder meer aangehaald worden, waar tegenover staat, dat hier op werkelijk phenomenale wijze alle belangrijke artikelen tot op heden (soms nog dank zij correspondentie over in druk zijnde artikelen) in korte trekken geschetst worden. Wel verwonderlijk mag het heeten, dat in een boek, waar de Brioullin'sche zônes schering en inslag vormen, de mathematisch toch zoo doorzichtige Kronig'sche theorie der toegelaten en verboden zônes niet na de Bloch'sche afleiding behandeld is. Iets nieuws, wat niet in verband met de Brioullin'sche zônes staat, is het temperatuurverloop van de elektrische weerstand van een alliage als b.v. $AuCu_3$, waar bij lage temperatuur de verschillende metaal-atomen op hun plaats in het rooster zitten, doch bij hogere temperatuur eenige Cu en Au atomen van plaats verwisseld zijn, echter onder bijbehoud van alle roosterpunten. Deze disorde als functie van de temperatuur heeft Bethe berekend onder invoering van een kritische temperatuur, waarboven disorde en waaronder orde heerscht, net als bij een Curie temperatuur, waarboven para- en waaronder ferro-magnetisme heerscht.

Heisenberg's theorie van het ferro-magnetisme wordt eigenlijk maar heel terloops besproken, des te uitvoeriger echter de doorzichtige afleiding van de $T^{3/2}$ -wet van Bloch voor de temperatuurafhankelijkheid van het ferro-magnetisme bij lage temperatuur.

De originaliteit van het boek komt wel heel duidelijk uit, waar de schrijvers van Vlecks opvatting bestrijden, dat de electronenspinnen, die onder de Curie-temperatuur het ferro-magnetisme van Ni verklaren moeten (doch boven het Curie-punt een verkeerde Curie-constante geven in de paramagnetische susceptibiliteit) ongekoppeld zouden moeten zijn. Zij maken het op vele wijzen plausibel, dat men hier te doen heeft met Ni -ionen, wier $3d$ schaal soms geheel, soms gedeeltelijk gevuld is, in het laatste geval dan meestal twee positive holes bevat, die bovendien met hun spinnen gekoppeld zijn. Zelfs berekenen zij de kinetische energie dezer „holes” ter verklaring van de soortelijke warmte van Ni bij hogere temperatuur.

Het boek is ook zeer duidelijk geschreven. Als bewijs hiervoor leze men bv. het prachtige hoofdstuk over de beteekenis en de berekening der Hartree velden voor het kristal en diens verbeteringen door Fock of anders de berekening van de eigenfuncties der electronen in een metaal volgens de methode van Wigner en Seitz, waaruit weer de cohesie der Alkali- en Edelmetalen goed te verklaren is (berekening van roosterconstante en samendrukbaarheid).

Het boek verdient dan ook werkelijk van *a* tot *z* bestudeerd te worden.

K. F. N.

F. K. Stephan, *Repetitie-vragen Anorganische en Organische Chemie, voor hogere burgerscholen en andere inrichtingen voor voorbereidend hoger onderwijs*, 96 blz. — Versluys. Amsterdam. 1936. Prijs f 1.10.

Ik hoop, dat de redactie mij voor deze maal eens wat meer plaatsruimte zal willen inruimen, dan gewoonlijk voor de bespreking van een kleiner werkje wordt toegestaan, om mij de gelegenheid te geven mijn gemoed eens te luchten over de wijze, waarop men blijkbaar nog steeds onze kinderen op de Middelbare scholen het leven vergalt met vragen, waarvan niemand, die niet zelf in het schoolschuitje zit, ook maar de zin kan bevroeden. Ik citeer:

Wat zijn de verschillen tusschen antimoonwaterstof en arseenwaterstof?

Hoe toont men antimoontrioxyde naast arseentrioxyde aan?

Wat is een erts en wat een mineraal?

Bij welke metalen past men het thermietproces toe?

Men kan zich afvragen, wat het voor zin heeft, dat men de leerlingen der H.B.S.-en en Gymnasia zoolang dresseert, tot zij als papagaaien het antwoord op dergelijke vragen, geheel op feitenkennis berustend, kunnen afdraaien. Wat heeft het, vragen wij ons af, met inzicht te maken, of men de reacties op AsH_3 en SbH_3 kent, of weet dat As_2O_3 wat vluchtiger is dan Sb_2O_3 ? Men zou denken dat wij leven in een tijd zonder boeken: dat inpompen en onthouden nog altijd de eenige manier is om „algemeene ontwikkeling” te krijgen. Waar zijn dan boeken voor, als wij alles moeten leeren wat er in staat? Ik ben nog altijd de naïeve overtuiging toegedaan dat de Middelbare school de leerlingen zoover moet brengen, dat zij een vakboek kunnen bestudeeren, dat zij dus weten, waar zij moeten zoeken, als ze eens behoefte zouden gevoelen om te weten wat nu precies het verschil is tusschen antimoon- en arseenwaterstof!

Er is een ander type van vragen dat weer om andere redenen iemand de haren te berge doet rijzen.

„Waarom rekent men het hard worden van een ei tot de chemische verschijnselen?”! Het antwoord is er al, wees maar niet bang, al vóór de vraag afgemaakt is: „omdat het niet meer in zijn oorspronkelijken toestand is terug te brengen”. Realiseert de vragensteller zich zelf wat het verschil tusschen chemie en physica is? Is het niet tot hem doorgedrongen, dat deze grenzen wel eens heelemaal niet zouden kunnen bestaan en dat de vraag in dit geval, juist in het grensgebied, volkomen zinloos is? Wat zou hij zelf antwoorden als hem gevraagd werd: zijn de veranderingen die optreden bij het sinteren van fijn verdeeld pyrophoor ijzer van physischen of chemischen aard?

„Hoe toont men aan, dat kalialuin een dubbelzout en geen complex is?”

De school kent geen moeilijkheden van geleidelijke overgangen. Alles wordt keurig geklassificeerd en geëtiquetteerd. Kalialuin draagt blijkbaar het etiket „dubbelzout”. Een goede leerling weet zelfs „waarom”.

En dan zijn er nog de z.g. begripsvragen! Luister: „Waarom is potas niet volgens *S o l v a y* te bereiden?”. Lijkt diepzinnig: als we maar weten (van „weten” moeten zij het toch maar hebben), dat kaliumbicarbonaat in water goed oplosbaar is, dan is de vraag heel gemakkelijk te be-

antwoorden. Het voordeel hiervan is, dat wij nu ook inzien hoe dom het is, niet te weten dat kaliumbicarbonaat zoo goed oplost!

Van deze slimme vragen zijn er te kust en te keur. „Hoe groot is de pH -waarde van een $\frac{1}{10}$ N natriumsulfaatoplossing?” Moet ik mij nu verdiepen in de vraag of misschien $NaOH$ nog net niet voldoende sterk basisch is, of wel H_2SO_4 net niet voldoende zuur om een neutrale oplossing te geven? Of hebben de leerlingen al „gehad” dat beide sterk zijn, zoodat de hydrolyse nul komma nul repetent is? Ook hier weer berust de vraag op, een van te voren gemaakte, scheiding in bokken (sterke zuren en basen) en schapen (zwakke electrolyten).

Als wij later eens drogist zouden worden en ons dan het ongeluk overkwam, dat de bediende keukenzout en chilisalpeter in één zak gedaan had, dan zouden we veel plezier kunnen hebben van het antwoord, dat wij vroeger geleerd hadden op de vraag, hoe wij een mengsel van gelijke deelen keukenzout en chilisalpeter van elkaar kunnen scheiden. Ik zie geen kans, op eenigszins redelijke manier dit mengsel uit elkaar te halen. v. A.

J. Solomon, Théorie du passage des rayons cosmiques a travers la matière, Actualités Scientifiques et Industrielles. No. 339. 62 blz. — Hermann. Paris. 1936. Prijs 18 frs.

In dit deeltje wordt een samenvatting gegeven van wat de theoretische natuurkunde voorspellen kan aangaande het gedrag van photonen, electronen en protonen, welke de materie doordringen met snelheden welke zeer dicht bij de lichtsnelheid gelegen zijn.

Bij de energiën, zooals die in de cosmische straling optreden, bevindt men zich aan de grens van de toepasbaarheid van de tegenwoordige quantummechanica en om in ieder geval de grenzen van de theorie vast te kunnen stellen en extrapolaties buiten die grenzen te kunnen wagen, moet men practisch het gansche apparaat van de huidige theoretische physica beheerschen. Dat de schrijver zijn onderwerp in 60 pagina's behandelt wijst er reeds op dat men hier niet met een leerboek te doen heeft. Van iedere theorie wordt kort de gedachtengang aangegeven. Formules worden bijna nergens afgeleid. De uitkomsten worden in den vorm van tabellen en grafieken medegedeeld. De stof is zeer overzichtelijk ingedeeld in korte paragrafen.

Bij alle beschouwingen (energieverlies van snelle deeltjes door botsing en door straling, absorbtie van energierijke electromagnetische straling, paarvorming, enz.) wordt de atoomkern behandeld als een Coulombsch krachtcentrum. Kernprocessen worden dus niet behandeld. Een uitvoerige bibliographie verhoogt de waarde van dit boekje. J. H. G.

Madame Pierre Curie. Radioactivité, 563 blz. — Hermann. Paris. 1935. Prijs 150 frs.

Als een bijzonder groote verrassing is nu nog verschenen een nieuwe uitgave van het beroemde boek „Radioactivité” door Mad. Curie. In een voorwoord van I. Joliot—Curie en M. Joliot lezen we, dat Mad. Curie zelf dit boek nog geheel geschreven heeft en dat juist voor haar overlijden de eerste drukproeven waren binnengekomen. Met het

nazien van de overige drukproeven en de verzorging van de uitgave heeft het echtpaar Joliot zich belast.

Het spreekt vanzelf, dat de oude uitgave — die van 1910 was — volledig omgewerkt moest worden; wat de indeeling der behandelde stof betreft, heeft Mad. Curie echter dezelfde lijn gevolgd als vroeger. Ook nu wordt aangevangen met een beknopte behandeling van enkele gasontladingsverschijnselen, van de kathode- en kanaalstralen en van de Röntgenstralen. Mad. Curie merkt op, dat de kennis van deze onderwerpen een eerste vereischte is voor het goed begrijpen van het tweede gedeelte van het boek, waarin „de radioactiviteit” behandeld wordt in den ruimsten zin van het woord. En hier toont de schrijfster zich in haar element. Op een heldere en logische wijze wijdt Mad. Curie den lezer in in de radioactieve verschijnselen en in tegenstelling met vele andere boeken over de radioactiviteit behandelt Mad. Curie niet alleen de fysische verschijnselen, maar besteedt zij ook haar volle aandacht aan de chemie van de radioactieve elementen. Hierdoor wint het boek zeer aan beteekenis voor hen, die zich daadwerkelijk met experimenten op het gebied der radioactiviteit bezig houden.

Eenigszins jammer is het, dat geen literatuur aanwijzingen worden gegeven. Mad. Curie zelf zegt daarvan, dat zij literatuuraanwijzingen vermeden heeft, omdat dit nieuwe boek, meer nog dan het oude, als een „leerboek” voor studeerenden is gedacht. De qualificatie „leerboek” willen we gaarne aan de bescheidenheid van de schrijfster toeschrijven, want qua inhoud staat dit boek op een hoog wetenschappelijk peil en ten allen tijde zullen de physici aan de nagedachtenis van Mad. Curie dank verschuldigd blijven, omdat zij hun naast haar groot wetenschappelijk werk, ook nog dit documentaire boek heeft nagelaten.

B.

Guy Emschwiller. Les données spectrales, 40 blz. — Hermann. Paris. 1936. Prijs 12 frs.

Het boekje is een eenvoudige inleiding voor de hoofdzaken van de spectra der moleculen, doch dan speciaal chemisch georiënteerd. De eerste 15 blz. gaan over eenige gegevens van de spectra der atomen: spectraalseries van waterstof, termdiagram, quantengetallen, valentie en atoombouw.

De volgende 15 blz. behandelen: de algemeene structuur der molecuulspectra, de *P*-, *Q*- en *R*-takken, Raman-effect en de uit de spectra afgeleide grootheden als kernafstanden, traagheidsmomenten, *K* van Kohlrausch, bindingsconstante *k* van Mecke. Voor een aantal eenvoudige 2-atomige en 3-atomige moleculen worden deze grootheden opgegeven.

De laatste 10 blz. van het boekje gaan over het begrip dissociatie en het verband met de continue spectra, alsmede de predissociatie.

Als een korte eenvoudige inleiding voor de studie van de molecuul spectra is het boekje geschikt.

D. B.

W. T. Cocking, Wireless Servicing Manual, 2nd edition, 231 blz., 85 figuren. Iliffe and Sons. London. 1936. Prijs 5/—.

Dit werkje bedoelt een handleiding te zijn bij het opsporen en verhelpen

van fouten en gebreken, die in radio-ontvangapparaten kunnen optreden. Voor de verschillende in de praktijk voorkomende ongewenschte verschijnselen, die wijzen op een fout, een gebrek of een afwijking in het ontvang-apparaat, wordt de weg aangegeven om de fout te localiseeren en op te heffen. Er is ondersteld, dat men geen uitgebreide laboratoriumapparatuur bezit, doch slechts over enkele eenvoudige meetinstrumenten en gereedschappen kan beschikken, waarmee men in de meeste gevallen kan volstaan.

Het nut en de bruikbaarheid van deze gids wordt wel bewezen door het feit, dat reeds eenige maanden na het verschijnen een tweede druk noodig was, waarbij een paar hoofdstukken zijn toegevoegd, o.a. betreffende apparaten voor de ontvangst van korte golven. W.

G. Allard, Polarisation diélectrique, Actualités scientifiques et industrielles, 26 blz. — Hermann. Paris. 1936. Prijs 10 francs.

Dit boekje, een verslag van een voordracht, geeft een zeer verkort résumé over de diélectrische polarisatie. Uit het groote materiaal kiest de schrijver een aantal onderwerpen. Deze keus lijkt wat willekeurig. Van de anorganische verbindingen worden alleen water en zoutzuur behandeld; over de andere wordt niets gezegd.

Dat vele dipoolmetingen in oplossing uitgevoerd zijn, wordt niet vermeld; wel daarentegen enkele waarden van momenten die op deze wijze verkregen zijn.

Waar geen litteratuur geciteerd wordt die hen verder zou kunnen helpen, zal dit boekje de meeste lezers niet bevredigen: daardoor geeft het wat te weinig. v. A.

Répertoire international des centres de documentation chimique, 115 blz. — (International Repertory of Centres of Chemical Documentation. Internationales Verzeichnis der Nachweisstellen für Chemische Dokumentation). Office international de chimie; 28, rue Saint-Dominique. Paris. 1935.

In dit repertorium treft men een opgaaf aan van 46 documentatieinstellingen, werkzaam ten behoeve van de zuivere en toegepaste chemie en aanwezig in 10 landen. Van elke dezer instellingen worden vermeld: het adres, de directie, het doel, de organisatie, de publicaties en andere gegevens.

Nederland is er in vertegenwoordigd door de Kon. Vereeniging het Koloniaal Instituut, de Nederlandsche Chemische Vereeniging, het Nederlandsch Instituut voor Documentatie en Registratuur, het Rijksproefstation en den voorlichtingsdienst ten bate der leder- en schoenindustrie (Rijkslederdienst), den Rijksvoorlichtingsdienst ten behoeve van den rubberhandel en de rubbernijverheid (Rijksrubberdienst, den Rijksvoorlichtingsdienst ten behoeve van den vezelhandel en de vezelnijverheid (Rijksvezeldienst) en het Veiligheidsmuseum. De inleiding is geschreven (in 3 talen) door Jean Gérard, directeur van het Office international de chimie. Een alphabetisch en een systematisch register besluiten dit nuttige werk, dat ook een lijst geeft van de periodieken, door de genoemde documentatieinstellingen uitgegeven. W. P. J.



W. J. de Haas.

W. J. DE HAAS 1912-1937

door E. C. WIERSMA

11 Juli 1937 is het vijf en twintig jaar geleden, dat W. J. de Haas promoveerde. Bij deze gelegenheid willen wij trachten ons er rekenschap van te geven, wat hij zoowel als leider van zijn leerlingen als als onderzoeker voor ons beteekent.

De meesten van ons, zijn leerlingen, stellen zich hem voor, zittend achter zijn met papieren beladen bureau altijd zeer vriendelijk, vaak opgewekt maar altijd zéér critisch.

Wij kennen hem uit de besprekingen over de laboratorium-onderzoekingen, wij kennen zijn groot persoonlijk interesse voor ons, doch voor velen houdt het daarmee op. Zij kennen hem niet in dat deel van zijn werk, dat hem steeds het meeste ter harte is blijven gaan. Immers zijn eigen onderzoekingen, vaak de grondslagen der physica rakend, houdt hij ook experimenteel in eigen hand, slechts soms door een enkele jongere geholpen, en dus slechts enkelen de gelegenheid gevend, hem daarbij te leeren kennen. Wel zijn de eischen, welke hij aan beide groepen van onderzoek stelt dezelfde, doch zijn figuur ziet men, dunkt mij, pas in het ware licht als men bij zijn experimenteeren aanwezig is geweest.

Hoe ontwikkelt zich nu een onderzoek in zijn laboratorium? Zoodra hij besloten heeft, het op gang te brengen, heeft zijn groote vindingrijkheid er ook direct een methode voor gereed. Deze wordt hem, die met De Haas aan dit onderzoek zal samenwerken, voorgelegd. Er volgt een bespreking over de principes en dan krijgt men gelegenheid voor de bestudeering ervan en voor het uitwerken van de schets-teekeningen. Dan worden de resultaten hiervan besproken en wees hem, die overhaast in de oorspronkelijke plannen wijzigingen heeft aangebracht, vooral indien deze wijzigingen complicaties mede brengen.

Iedere verbetering wordt enthousiast overgenomen, maar alles, wat niet absoluut noodzakelijk is, wordt resoluut verwijderd. Daarbij is de leidende gedachte steeds: begin met een zoo eenvoudig mogelijke methode en bewijs hare experimenteele bruikbaarheid. Breng eerst daarna die complicaties aan, welke ter opvoering der

nauwkeurigheid onvermijdelijk zijn. Daarnaast geldt de stelregel: blijf niet „doorprutsen” met een methode, welke niet zoo héél goed gaat, maar verander direct.

Tot zoover over de wijze, waarop zoo een onderzoek wordt opgezet. De sterkste critiek staat den leerling echter dan nog te wachten en die volgt wanneer de resultaten der metingen worden besproken. Zorgvuldig wordt dan nog eens overwogen, of er eenige omstandigheid te bedenken is, die systematische fouten veroorzaakt kan hebben. Voor het ontdekken daarvan heeft W. J. de Haas een bijzonder instinct. Als er eens enkele afwijkende punten voorkomen moet men wel heel zeker de oorzaak dezer afwijkingen kennen voordat hij zich gerust laat stellen. Dit leidt ertoe, dat wel zeer vaak nog eens en nog eens de metingen herhaald moeten worden voordat tot publicatie wordt overgegaan. Vooral de jongere leerlingen schrikken er soms van en meenen, dat men zoo nooit tot een eind komt. De ouderen echter waardeeren het meer en meer al klopt ook bij hen het hart nog vaak sneller als het oogenblik gekomen is, waarop ze met de resultaten Professor's kamer binnen stappen.

Zeker is het, dat voordat De Haas iets publiceert, hij zich op alle mogelijke wijzen de hersens heeft gepijnigd om mogelijke fouten te vinden en hieraan is de groote roep van betrouwbaarheid, die er van zijn publicaties uitgaat, te danken.

Wat verder het werken onder De Haas aangenaam maakt is, dat hij fouten, ook als die schade te weeg brengen, snel vergeeft, al vergeet hij ze niet. Te vaak dient het niet voor te komen, immers in het bestaan van „pechvogels” gelooft hij niet hard.

Terwijl al zijn leerlingen deze wijze van samenwerken leeren kennen, beperken zich de besprekingen van nieuwe ideeën en theorieën tot een kleinere groep. Wanneer men nu een theorie met de Haas wil bespreken, dan moet men wel van te voren zorgen zich een zeer duidelijk, zeer „physisch” beeld ervan gevormd te hebben. Voor een alléén mathematische beschrijving is zijn interesse vaak gering en indien men zijn gedachten niet duidelijk kan formuleeren, breekt hij òf het gesprek af en vraagt eerst beter de theorie te doorgronden òf hij brengt het gesprek op een geheel ander onderwerp over. Voldoet men echter wèl aan de eischen, die hij aan de discussie stelt, dan wordt men steeds weer opnieuw getroffen door de scherpe opmerkingen, die direct de principiële kant van

de vraag belichten. Evenzeer treft het feit, dat hij geen extrapolatie van getoetste resultaten ook maar een oogenblik voor gewichtig houdt. Als voorbeeld hiervan moge aangehaald worden, dat hij de Maxwell'sche vergelijkingen gelooft met die precisie, waarmede ze getoetst zijn, ieder voor zich, en dat zijn persoonlijke belangstelling er sterk naar uitgaat, ze in hogere precisie te controleeren. Bij dergelijke besprekingen uit hij vaak ideeën, die eerst later in de wetenschap te voorschijn komen. Zoo besprak hij geruimen tijd voor de publicaties van Uhlenbeck en Goudsmit de mogelijkheid van het aantoonen van een rotatie van het electron met verscheidene zijner collega's.

Zooals reeds gezegd werd, werken slechts zeer weinigen aan zijn eigen experimenten mede. Eerst wanneer men dit genoeg gehad heeft is het, dunkt mij, mogelijk zich een vrij volledig beeld van zijn wijze van werken te vormen.

Liefst na afloop van de normale laboratoriumtijd begint hij — om niet telkens meer gestoord te worden — en aan zijn geduld komt geen einde. Hoe laat het wordt, hoe lang zijn etenstijd reeds gepasseerd is, dat alles doet er niets toe. Serie na serie wordt geprobeerd en hoe moeilijker het gaat hoe grooter zijn interesse wordt. Eerst dan leert men de diepte van zijn interesse en de scherpte van zijn oordeel naar waarde schatten. Helaas besluit hij er zelden toe, van deze proeven mededeeling te doen wanneer er niet een direct tastbaar, tegen de gevestigde meening strijdend, resultaat verkregen is en in zijn werkkamer is dan ook reeds een aantal methoden veel nauwkeuriger gecontroleerd dan men uit de literatuur kan opmaken.

In de resultaten van het onderzoek valt direct op, dat een zeer groot gedeelte ervan aan magnetische problemen is gewijd.

Reeds bij zijn oudere onderzoekingen wijdde W. J. de Haas zich aan dit gebied der natuurkunde. Nog steeds geldt de meting van de susceptibiliteit van water, met Drapier samen verricht, als een der standaard bepalingen. Op geestige wijze werden de moeilijkheden, door verandering van de vorm van het oppervlak in het magneetveld te voorschijn geroepen, gecompenseerd. Door het oppervlak zelf als spiegel te gebruiken, kon de meting uitgevoerd worden, als de kromtestraal van het water-oppervlak een bepaalde waarde had gekregen. Bij het werk in het laboratorium van Dubois waren voldoende nauwkeurige methoden van veld-

meting ontwikkeld en zoo gelukte het nauwkeurige waarden voor de susceptibiliteit te verkrijgen, wat vooral met het oog op de magneto-chemie zeer noodzakelijk was.

Dan wijst hij, in een onderzoek over de weerstandsverandering van antimoon in het magneetveld op het feit, dat zoo een weerstandsverandering nauw moet samenhangen met het diamagnetisme van een metaal. Ten dien tijde was het alleen mogelijk erop te wijzen dat op één enkele uitzondering (*Pb*) na de volgorde der metalen, wanneer men ze naar de grootte der beide effecten rangschikt, dezelfde is. Eerst een aantal jaren later gelukte het deze, experimenteële, analogie nog veel duidelijker aan het licht te doen treden.

Immers uit de metingen verricht met *Van Alphen* bleek, dat voor die alliages, waarvoor het diamagnetisme zeer groot werd, ook de weerstandsverandering in het magneetveld groote waarden aannam. Deze onderzoeken bevatten zoowel over de weerstandsverandering als over het diamagnetisme vrijwel het eenige bekende materiaal bij zeer lage temperaturen.

Daarbij verdient echter het bismuth de speciale aandacht, daar de samenhang hierbij nog veel verder gaat.

Met *Schubnikow* te zamen heeft *De Haas* getracht eindelijk reproduceerbare waarden voor de weerstandsverandering in het magneetveld van bismuth te verkrijgen. Reeds voor de verandering van de weerstand ervan met de temperatuur alleen bleek het noodzakelijk zeer goede kristallen van uiterst zuiver materiaal te vervaardigen om reproduceerbare waarden te verkrijgen. Voor de weerstandsverandering in het veld is dat, wat de absolute waarde betreft, nog veel moeilijker gebleken. Eerst wanneer een zeer zuiver uitgangsmateriaal drie maal chemisch gereinigd is en daarna zeven maal is omgekristalliseerd, begint men niet al te verschillende waarden te vinden, wanneer men werkt bij de temperatuur van vloeibare waterstof. Het bleek echter, dat voor het zuivere materiaal een zeer gecompliceerde afhankelijkheid dezer weerstandsverandering van de positie van het kristal ten opzichte van de richting der stroom en vooral ten opzichte van het magneetveld ging optreden. Nu volgden echter twee zeer scherpe bevestigingen van de samenhang van diamagnetische susceptibiliteit en weerstandsverandering. Plaatste men het kristal met de hoofdas loodrecht op de krachtlijnen en liep de stroom in de richting der hoofdas, dan verkreeg men diagrammen der weerstandsverandering als functie van de

hoek der binaire assen met het veld, die geheel analoge vorm vertoonden met de diagrammen gemeten voor de susceptibiliteit van het kristal met de hoofdas loodrecht op de veldrichting, als functie van de hoek der binaire assen: dus niet alleen is de volgorde der grootte der twee effecten voor verschillende metalen dezelfde, doch wanneer in het eene een zoo merkwaardige complicatie optreedt, dan gebeurt dit ook in het andere. Ten tweede: bij iets minder zuiver bismuth verdwenen deze complicaties zoowel voor de weerstandsverandering als voor de diamagnetische susceptibiliteit.

Ook voor gallium heeft iets dergelijks plaats. Men mag verwachten, dat de theorie der geleiding in metalen zich verder zal ontwikkelen, wanneer het gelukt deze samenhang nu ook van theoretisch gezichtspunt te begrijpen.

Er moet wel speciaal op gewezen worden, dat De Haas reeds in zijn publicatie over de weerstandsverandering van antimon (1914), waarin bovenbedoelde samenhang het eerst aan het licht wordt gebracht, er op wijst, dat het niet mogelijk is, deze effecten ooit te verklaren, wanneer men blijft aannemen, dat de electronen in de metalen werkelijk geheel vrij zijn.

Veel bekender is echter een ander, zéér principieel onderzoek door De Haas in samenwerking met Einstein verricht: een experiment, dat in de vroegste publicatie in onze taal heet: „Proefondervindelijk bewijs voor het bestaan der moleculaire stroomen van Ampère”. De grondgedachte ervan was deze: magnetiseert men een lichaam door het in een magneetveld te brengen, dan richten zich deze stroomen in de ruimte. Tengevolge van dat richt-effect verandert het moment der hoeveelheid van beweging ervan, en dit moet dus door de verandering van het moment van hoeveelheid van beweging van het lichaam als geheel gecompenseerd worden. De Haas en Einstein konden met volle zekerheid dit effect aantoonen en De Haas verfijnde in latere publicaties de methode sterk. Voor de ontwikkeling der theorie is dit effect van groot gewicht geweest, vooral sedert men weet, dat het toen gevonden effect afkomstig is, niet van de baanbeweging, doch van de eigen rotatie der electronen. In fijnere uitwerking kon de methode gebruikt worden voor het onderzoek van para-magnetische stoffen waar zoowel de baanbeweging als de eigen rotatie van het electron invloed hebben. Zij werkte daardoor mede aan de experimenteele

bevestiging van de principieele juistheid der theoretische berekeningen van de *Landé*-factor.

Wat betreft de bepaling der magnetische momenten van paramagnetische stoffen, moet weliswaar opgemerkt worden, dat dit onderzoek te Leiden reeds in gang was voordat *De Haas* directeur van het laboratorium was. Toch zal het ieder, die zich met dit gebied bezig heeft gehouden, opvallen dat er een groot verschil van inzicht bestaat in de beide perioden. De periode vóór *De Haas* was gewijd aan een algemeene exploratie van dit gebied en men trachtte de geldigheid der voor hogere temperaturen gevonden wetmatigheden bij lage temperatuur te toetsen. Onder *De Haas* geschiedde deze metingen voor verreweg het grootste deel ter directe contrôle van theoretische beweringen.

Als voorbeeld hiervan moge gelden de bepalingen der momenten in de ijzergroep, met *Gorter* tezamen verricht, en de bepaling van het moment van *NO* in gasvorm, met *Wiersma* en *Capel*. Door de metingen met *Gorter* werd definitief uitgemaakt, dat de momenten van de ijzergroep door *Sommerfeld* en *Lapate* volgens de methode van *Hund* berekend en voor de aanwezigheid van hogere niveau's gecorrigeerd niet de juiste waarden gaven, terwijl tevens materiaal verkregen werd dat voor de toetsing der verdere theoretische berekeningen noodzakelijk was. De bepaling van het moment van *NO* als functie der temperatuur, leverde een zeer mooie bevestiging van de theoretische berekeningen op de grondslagen der quanten-mechanica door *Van Vleck*. Een ander belangrijk punt waarop de metingen van het magnetisch moment werden voortgezet, was de bepaling van de magnetisatie uit metingen van de kracht, op een kristal door een magneetveld uitgeoefend voor dezelfde kristallen als waarvoor, in samenwerking met *J. Becquerel*, de magnetische draaiing van het polarisatievlak bestudeerd werd. Reeds in den tijd, dat *W. J. de Haas* nog geen directeur van het Laboratorium te Leiden was, werden daar door *Becquerel* dergelijke metingen verricht, doch alleen aan natuurlijke kristallen, die dus van gecompliceerde samenstelling waren. Thans geschieden de metingen aan kristallen met veel zorg uit zeer zuiver materiaal op het laboratorium verkregen en dus is een direct vergelijken der resultaten mogelijk geworden.

De metingen van de draaiing van het polarisatievlak in het magneetveld voor paramagnetische kristallen in Leiden uitgevoerd, zijn het uitgangspunt geworden voor een groot aantal theoretische beschouwingen over de wisselwerkingskrachten, welke in deze kristallen tusschen de verschillende soorten deeltjes kunnen bestaan. Door de nauwkeurigheid dezer optische metingen en het groote aantal punten, dat bij iedere temperatuur gemeten werd, vond de theorie hier een veel beter te bewerken uitgangsmateriaal dan het geval was bij de zeldzame en nog niet zeer nauwkeurige bepalingen van de magnetisatie bij zeer lage temperaturen.

Het werk op deze twee gebieden vormde de voorbereiding voor de proeven over het verkrijgen van zeer lage temperaturen door ontmagnetiseeren.

De resultaten van de bestudeering der wisselwerkingskrachten gaven het richtsnoer voor de keuze der paramagnetische zouten, de magnetische metingen de methode.

Deze kennis beheerschte de geheele eerste phase van het onderzoek, waarin met een zeer simpele, doch niet zeer nauwkeurige methode, direct aan de normale meetmethode ontleend, gezocht werd naar de meest geschikte substanties voor deze proeven. Aan de voorkennis der wisselwerkingen was het te danken, dat het onderzoek reeds na zeer korte tijd uitgebreid werd tot de aluinen uit de ijzergroep, terwijl de literatuur zich uitsluitend met de zeldzame aarden had bezig gehouden. De resultaten gaven een duidelijke bevestiging van de voorspellingen welke op grond van de ideeën over die wisselwerkingskrachten afgeleid waren.

De tweede phase bestond erin, dat een apparaat gebouwd werd, waarmede nauwkeurige metingen verricht konden worden aan de eigenschappen der zouten bij zeer lage temperatuur te bestudeeren, terwijl in de derde phase speciaal de aandacht werd gewijd aan de mogelijkheid, een goede kennis der werkelijk bereikte temperaturen te verkrijgen. Hoewel deze zeker nog niet geheel is afgesloten, is het toch reeds gelukt een goede weg ervoor te wijzen, die zich geheel aansluit bij de toegepaste meetmethode.

Er moge hier nog eens speciaal aan herinnerd worden dat in het werk van W. J. de Haas en zijn medewerkers voor het eerst het zeer eenvoudige doch zeer effectvolle principe werd toegepast, de magnetiseering, waarvoor groote veldsterkten noodzakelijk zijn, in het veld van een groote electromagneet te doen plaats vinden

en de metingen, waarvoor een nauwkeurig bekend, wel te commuteren, veld gewenscht is, in een spoel uit te voeren.

Daarvoor is het mechanisch vrij gecompliceerde systeem van een verplaatsbare cryostaat noodzakelijk, doch alleen zoo zijn de initiaal- en eind-condities voldoende te variëren en tevens voldoende nauwkeurig bekend. Door het gebruik van een speciale pomp, vlak bij de cryostaat opgesteld en door een zeer wijde leiding eraan verbonden, is ook de tweede initiaalconditie, de aanvangstemperatuur, binnen de wijdst mogelijke grenzen variabel.

De ontwikkeling van dit onderzoek werd iets uitvoeriger toegelicht, daar juist hieraan zoo duidelijk te toetsen is, wat in het begin werd gezegd. Begonnen met een uiterst eenvoudig apparaat, werd het onderzoek, steeds met een duidelijk probleem voor oogen ontwikkeld, waarbij de werkelijk noodzakelijke complicatie volledig werd geaccepteerd.

Op het gebied van de supra-geleiding zijn de onderzoekingen van W. J. de Haas wel zeer menigvuldig en ze betreffen een groot aantal problemen. Er moge hier enkele ervan even genoemd worden.

Met Voogd samen gelukte het aan te toonen, dat voor goede éénkristallen de overgang van de supra-geleidende in de niet supra-geleidende toestand plaats vond in een temperatuurinterval zóó klein, dat men er slechts de bovenste grens van kan opgeven, tenminste als de stroomsterkte waarmee gemeten werd kleiner en kleiner werd gekozen. Voor de theorie der supra-geleiding is dit van groot gewicht, daar er misschien modellen gegeven kunnen worden, die een continue overgang zouden toelaten, doch er nog geen gegeven zijn, die zoo een plotselinge overgang kunnen weergeven. Gezocht werd, of er een afhankelijkheid te vinden was van de oriëntatie van de kristal-assen ten opzichte van de stroom. Deze werd niet gevonden.

Tezamen met Van Aubel en Voogd werd de invloed van bijmenging van vreemde metalen onderzocht, dus in de eerste plaats alliages, waarvan één of meer componenten supra-geleiders waren. Er werd gevonden, dat de bijmengsels soms de overgangstemperatuur verlagen, soms verhoogen, doch merkwaardiger was, dat deze metingen leidden tot de ontdekking van de eerste legering, die suprageleidend werd hoewel geen der beide componenten een supra-geleider was, het goud-bismuth.

Ook op dit gebied echter schijnen de onderzoeken in het magneetveld wel de belangrijkste.

Bij de metingen met Sizoo verricht werd ontdekt, dat er bij verstoring van de supra-geleiding door een magneetveld een hysteres-effect optrad. Het terugkomen van de weerstand geschiedde steeds geleidelijk, het verdwijnen vaak discontinu.

De voortzetting dezer onderzoeking verricht met Voogd leidde tot de ontdekking van het feit, dat ook een temperatuur-hysteres bestaat indien men het beurtelings verschijnen en verdwijnen der supra-geleiding bestudeert in een constant magnetisch veld, terwijl de temperatuur eerst verlaagd en dan verhoogd wordt.

Van groot belang zijn de metingen geweest, waarbij de verstoring van de supra-geleiding werd bestudeerd in magneetvelden loodrecht op de stroomrichting gericht en uitgebreid tot éénkristallen, waarvan de doorsnede elliptisch was, met Voogd en Mej. Jonker tezamen. Immers deze metingen zijn het geweest, waarop Von Laue eerst zijn theorie over de verwarming van het veld kon gronden en die later Meissner ertoe brachten de studie van de veld-verdeeling rondom supra-geleidende staven ter hand te nemen, waarbij het „Meissner-effect” ontdekt werd, dat is dus het feit, dat wanneer men een supra-geleider in een constant magneetveld brengt boven de overgangstemperatuur en daarna voldoende afkoelt, dit veld uit de ruimte door de supra-geleider ingenomen, verdwijnt („uitvriest”).

Over de veldverdeeling in en om het lichaam werd een systematisch onderzoek verricht aan een bolvormig éénkristal van tin, nadat eerst proeven aan cylinders verricht waren met Mevr. Casimir—Jonker, tezamen met Guinau. De resultaten hiervan waren de groote steun voor de interessante theorie van London.

Terwijl deze onderzoeken betrekking hadden op de zuivere metalen, werd daarnaast het gebied der legeringen onderzocht. Het bleek in een onderzoek met Voogd, dat de velden, noodig om de supra-geleiding te verstoren, gewoonlijk veel sneller toenamen bij dalende temperatuur, dan voor zuivere metalen het geval is. Het kwam voor, dat een veld van 22.000 gauss voor de verstoring noodig was.

Over het doordringen van het veld in de legeringen volgde een interessante studie met Mevr. Casimir—Jonker. Bij de

zuivere metalen is een waarde van het veld aan te geven, die nergens overschreden mag worden wil het veld niet in de geleider beginnen door te dringen, terwijl vrijwel tegelijk daarmede weerstand begint op te treden. Geheel anders is het geval bij de legeringen; daar kan reeds een vrij zwak veld in door het metaal ingenomen ruimte doordringen, doch voor het terugbrengen der weerstand zijn de zooeven genoemde hooge veldsterkten noodzakelijk.

Op het gebied der weerstandsverandering van zuivere metalen zijn een groot aantal metingen verricht ter contrôle van de theoretische voorspellingen, welke bij lage temperaturen een aangroeiing van de weerstand, evenredig met de vijfde macht der temperatuur deden verwachten. Uit de metingen door de Haas verricht in samenwerking met De Boer en Van den Bergh volgt niet, dat de wet voor alle metalen dezelfde is en dat zelden of nooit een aangroeiing met de vijfde macht der temperatuur gevonden wordt. Deze resultaten gaven weer grond tot een voortzetting der theoretische beschouwingen.

Een zeer groot gebied van onderzoek is tenslotte nog dat der warmtegeleiding.

De resultaten, zooals die uit de metingen met Bremmer volgen, zijn als volgt zeer kort samen te vatten:

Voor zuivere metalen, welke niet supra-geleidend worden, treedt een minimum in de warmte-weerstand als functie van de temperatuur op, zelfs voor zeer zuiver materiaal. De resultaten zijn niet in overeenstemming met de voorspellingen der theorie.

Voor de metalen, welke supra-geleidend worden, treedt evenzeer een minimum op, doch hierbij komt dat hun weerstand afneemt, indien men deze metalen bij temperaturen onder hun sprongpunt in een zoo sterk magneetveld plaatst, dat de suprageleiding verstoord is.

Legeringen, welke supra-geleidende componenten bevatten, vertoonen ook een minimum, gewoonlijk bij hooge temperaturen.

Onder het sprongpunt kan een magneetveld zoowel weerstand-verhoogend als weerstand-verlagend werken.

Het magneetveld heeft reeds invloed op de warmtegeleiding, wanneer het te zwak is om de supra-geleiding te verstoren — juist dit was aanleiding tot het bepalen van de waarde van het magneetveld, dat in de geleider doordringt.

Ten slotte vertoonen ook de kristallen van niet-geleiders, ge-

meten samen met Biermasz een minimum in de weerstand bij vrij lage temperaturen. Over de ligging daarvan en de oorzaken welke dit, theoretisch niet voorziene, effect teweeg brengen, zijn de onderzoekingen in volle gang.

Bovenstaand overzicht is geenszins volledig, doch tracht alleen de meest markante lijnen en hoofdresultaten aan te duiden.

Literatuuropgave van zijn werk schijnt hier nauwelijks noodzakelijk: de oudere resultaten zijn vrijwel alle in de „Mededeelingen der Koninklijke Akademie van Wetenschappen” te vinden, de nieuwere in de „Communications of the Kamerlingh Onnes laboratory of Leiden”. Voor overzichten ervan zie men de rapporten van de achtereenvolgende Koudcongressen. Wil men een overzicht van een bepaalde soort van onderzoek, zoo is het aan te bevelen de daarover verschenen proefschriften te raadplegen. Daar W. J. de Haas gewoonlijk eischt, dat een proefschrift, behalve de resultaten ook een overzicht van het geheele behandelde gebied geeft, vormen deze meestal een prettige inleiding tot de bestudeering daarvan.

Bij deze gelegenheid mogen wij W. J. de Haas voor zijn verdere werk toewenschen in de eerste plaats een goede gezondheid, want daaraan heeft het maar al te vaak ontbroken, en ten tweede een voortzetting van de reeks prachtige resultaten, welke hij nu reeds heeft verkregen.

HET UURWERK MET DEN BALANSSLINGER VAN CHRISTIAAN HUYGENS,

door C. A. CROMMELIN

(Mededeeling No. 38 uit het Ned. Hist. Nat. Mus. Leiden)

In de handschriften van Christiaan Huygens¹⁾ uit het jaar 1659 vindt men eenige schetsen, die betrekking hebben op

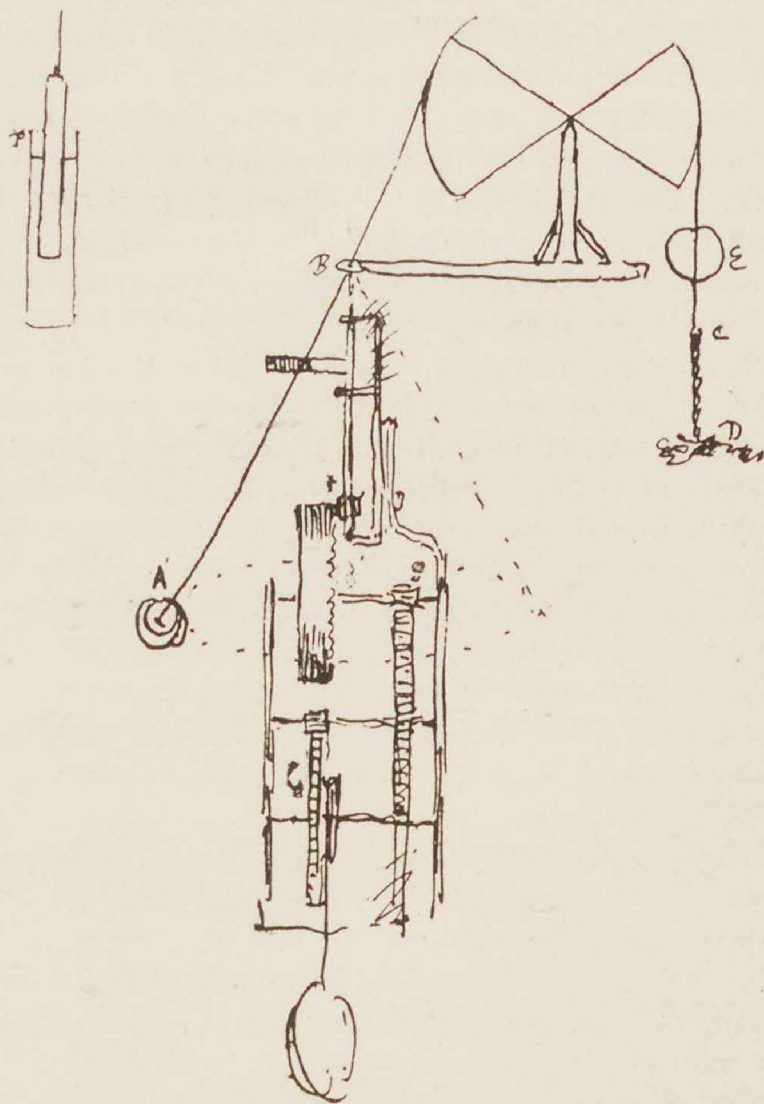


Fig. 1.

1) Codex A p. 175 in de Leidsche Universiteitsbibliotheek.

een uurwerk met een conischen slinger, voorzien van een compensatieinrichting in den vorm van een balans, die tot doel heeft, den slingertijd constant te houden ondanks kleine onregelmatigheden in het drijfwerk of in den luchtweerstand ¹⁾. Twee van deze teekeningen, waarvan die van het uurwerk tot opschrift heeft: „Inventum die 5 Oct. 1659”, zijn hiernevens gereproduceerd (fig. 1) ²⁾. Huygens voegt aan zijne schetsen een niet overduidelijke Latijnsche beschrijving toe, benevens een berekening der tandraderen; over de theorie der compensatie zwijgt hij echter geheel. Gelukkigerwijze zijn de teekeningen zoo duidelijk, dat men zich, afgezien van de beschrijving, een goed denkbeeld kan vormen over de wijze waarop HUYGENS zich dit uurwerk gedacht heeft. Het drijfwerk brengt een verticaal asje BF in draaiing en dit asje drijft eenerzijds den conischen slinger AB voort en wordt anderzijds in zijn rotatiesnelheid door den omloopstijd van den slinger geregeld. De draad, waaraan het gewicht A hangt, loopt door het kleine gaatje B en is opgehangen aan een vlindervormige balans ³⁾, die aan den rechterkant het gewicht E en het deels hangende, deels op een tafel rustende kettinkje CD draagt; deze beide compenseeren de spanning van den slinger. Het essentieele bij deze compensatie is, dat het compenseerende gewicht (E en CD) bij daling of stijging niet constant blijft; immers, bij daling komt een grooter deel van het kettinkje op de tafel te liggen en wordt het gewicht dus kleiner, bij stijging zal het gewicht grooter worden, zoodat de werking met die van een veer te vergelijken is. De tweede schets stelt eene andere constructie van de compensatie voor, namelijk een met kwik gevuld glazen buisje ⁴⁾, dat hangt in een tweede buis, eveneens met kwik gevuld. Ook hier is de compenseerende kracht bij daling of stijging niet constant.

Het is duidelijk, dat deze wijze van compensatie van een conischen

1) cf. Oeuvres complètes de Christiaan Huygens publiées par la Société hollandaise des sciences, La Haye, Martinus Nijhoff, XVII p. 88 en 90.

2) Met vriendelijke toestemming der Holl. Mij. der Wetensch. te Haarlem. De clichés zijn door de firma J. Enschedé & Zn. te Haarlem op welwillende wijze ter onzer beschikking gesteld.

3) Ik noem dit toestelletje gemakshalve een balans, hoewel het zwaartepunt met de as samenvalt; men kan er even goed (of beter) een katrol voor nemen, zooals op een andere schets van Huygens (Oeuvr. compl. XVII, p. 90, fig. 17) ook aangegeven is.

4) Dat Huygens hiervoor een met kwik gevuld buisje aangeeft, heeft geen essentieele beteekenis. Men zou er ook een staafje van een zéér zwaar metaal voor kunnen nemen; een buisje met kwik is echter het gemakkelijkst.

slinger geheel verschillend is van die welke H u y g e n s, ongeveer terzelfder tijd (waarschijnlijk eenigszins later) door middel van semicubische parabolische boogjes heeft gevonden en toegepast ¹⁾. Wij weten zeker, dat H u y g e n s in de jaren 1666—1668 met klokken, voorzien van parabolische slingers, heeft geëxperimenteerd; dat hij dit ook zou gedaan hebben met het hier geschetste uurwerk, blijkt noch uit zijne correspondentie, noch uit zijne handschriften.

Bij het afleiden van de theorie van de compensatieinrichting, met het kwikbakje zullen wij de volgende notaties gebruiken:

- T = slingertijd van den slinger
 l = lengte „ „ „
 α = elevatiehoek „ „ „
 g = versnelling van de zwaartekracht
 s = spanning in het slingerkoord
 A = slingergewicht
 E = compensatiegewicht
 G = gewicht van de binnenste buis
 K = opdrijvende kracht werkend op G (neg. naar boven)
 σ = doorsnede van de binnenste buis (uitwendig)
 σ' = „ „ „ buitenste „ (inwendig)
 D = soortelijk gewicht van het kwik.

Uitgaande van de bekende uitdrukking:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l \cos \alpha}{g}}$$

kan men zeggen, dat de compensatie moet voldoen aan de voorwaarde $\Delta T = 0$ en dus $\Delta (l \cos \alpha) = 0$. Hieruit volgt, dat alle cirkels, die A beschrijft, in een horizontaal vlak liggen. Immers, $l \cos \alpha$ is de hoogte van den kegel, die het slingerkoord beschrijft en deze hoogte blijft constant.

De spanning is:

$$s = \frac{A}{\cos \alpha} = \frac{l A}{l \cos \alpha}$$

en dus

1) Over dezen parabolischen slinger vergelijke men Oeuvr. compl. XVIII, p. 361, XVI, p. 242, 280, 281, 307, 308, VII p. 314, XVII p. 153, voorts twee opstellen van schrijver dezes: Physica 11 (1931), p. 359 en Ned. Tijdschr. v. Natuurk. 3 (1936), p. 273.

$$\Delta s = \frac{A \Delta l}{l \cos \alpha} \quad (1)$$

Deze spanning wordt gecompenseerd door de gewichten aan den rechterkant van de balans, verminderd met de opdrijvende kracht, dus:

$$s = E + G - K \text{ en } \Delta s = - \Delta K.$$

$$\text{Nu is} \quad - \Delta K = D \sigma (\Delta h + \Delta h') \quad (2)$$

Immers, wanneer de binnenste buis over Δh daalt, dan zal het kwik over $\Delta h'$ rijzen en wel zóó, dat

$$\sigma \Delta h = (\sigma' - \sigma) \Delta h' \quad (3)$$

Verder is $\Delta h = \Delta l$. Elimineert men nu $\Delta h'$ uit (2) en (3), dan vindt men:

$$- \Delta K = \Delta s = D \frac{\sigma \sigma'}{\sigma' - \sigma} \Delta l$$

en dit gecombineerd met (1) geeft:

$$\frac{A}{l \cos \alpha} = D \frac{\sigma \sigma'}{\sigma' - \sigma}$$

Ziehier de voorwaarde, waaraan de compensatieinrichting moet voldoen, opdat bij het compenseeren steeds $\Delta T = 0$ zij. A en T (of $l \cos \alpha$) eenmaal aangenomen zijnde, kan men b.v. σ kiezen en de daarbij behoorende σ' berekenen.

Eene dergelijke berekening voor het kettinkje wordt eenvoudiger. Noemt men het gewicht van het kettinkje per c.m. p en de hoogte daarvan boven de tafel h , dan is in dit geval:

$$s = \frac{A}{\cos \alpha} = E + ph$$

en dus:

$$\frac{A \Delta l}{l \cos \alpha} = p \Delta h$$

Nu is:

$$\Delta h = \Delta l$$

zoodat

$$p = \frac{A}{l \cos \alpha}$$

Ik merkte reeds op, dat Huygens alleen de constructie aangeeft, doch over de theorie zwijgt. Toch moet hem deze duidelijk

voor oogen hebben gestaan, wat blijkt, ten eerste uit de uitkomst van bovenstaande berekeningen en ten tweede uit een zijner figuurtjes, waarin hij de, in één horizontaal vlak liggende, cirkels die *A* beschrijven kan, duidelijk aangeeft ¹⁾. Als dit zoo is, dan moet Huygens den 5den Oct. 1659 de wet der centripetale en centrifugale kracht en ook de uitdrukking voor den omloopstijd van den conischen slinger in hoofdzaak gekend hebben ²⁾. Hierdoor wordt de dateering van Huygens' handschrift „De vi centri-fuga” op 1659 bevestigd.

Bij het vervaardigen van een werkteekening voor de constructie van een dergelijk uurwerk heb ik de schets en de verdere aanwijzingen van Huygens tot voorbeeld genomen en ben daar zoo weinig mogelijk van afgeweken. De afwijkingen, die ik mij om technische redenen heb veroorloofd, zijn alleen, dat ik één der raderen, waarvoor Huygens 6 tanden aangeeft, 12 tanden heb gegeven, het drijvende gewicht aan een takel met één katrol heb opgehangen, een 5de as aan de overbrenging heb toegevoegd (die Huygens niet teekent, maar wel aangeeft bij zijne berekening der tandraderen), en de compensatie met kwik in plaats van die met het kettinkje heb gekozen. Voor α heb ik volgens de teekening 30° genomen, terwijl Huygens in de text 45° aangeeft. Volgens dit ontwerp is het uurwerk door den Heer L. W. Muller en zijne leerlingen in een der werkplaatsen van het Kamerlingh Onnes Laboratorium op voortreffelijke wijze vervaardigd; het berust thans in de Huygenscollectie van het Nederlandsch Historisch Natuurwetenschappelijk Museum te Leiden (fig. 2).

1) Oeuvr. compl. XVII p. 90, fig. 17.

2) Hierover vergelijkte men XVI p. 194, 238, 254, 319, XVII p. 91, noot 4 en p. 281, noot 6. Vergelijkt men al deze plaatsen, dan komt men tot het besluit, dat Huygens inderdaad den 5den Oct. 1659 de wetten van de centrifugale kracht en van den conischen slinger gekend heeft, maar dat het niet zeker is of hij die uit theoretische beschouwingen dan wel uit proefnemingen had afgeleid.

Dr. J. A. Vollgraff, redacteur der Huygensuitgave, heeft mij verzocht betreffende XVII p. 91 noot 4 namens hem het volgende mede te deelen: in deze noot is voor de slingerlengte l van den conischen slinger opgegeven 4.6 rhijnl. duim, in de onderstelling, dat de hellingshoek 45° bedraagt en het aantal omwentelingen per uur 5040, terwijl, met Huygens op 5 Oct. 1659, voor de versnelling g der zwaartekracht werd aangenomen 30 rhijnl. voet of 360 rhijnl. duim. In deze berekening van l is echter eene vergissing begaan; bij juiste berekening wordt $l = 6.58$ rhijnl. duim. Huygens' „longitudo circiter 6 poll.” is dus niet iets te groot, maar integendeel iets te klein.

Nevenstaande meer uitgewerkte teekeningen (fig. 3) behoeven weinig toelichting. Het uurwerk heeft een wijzerplaat met seconde-

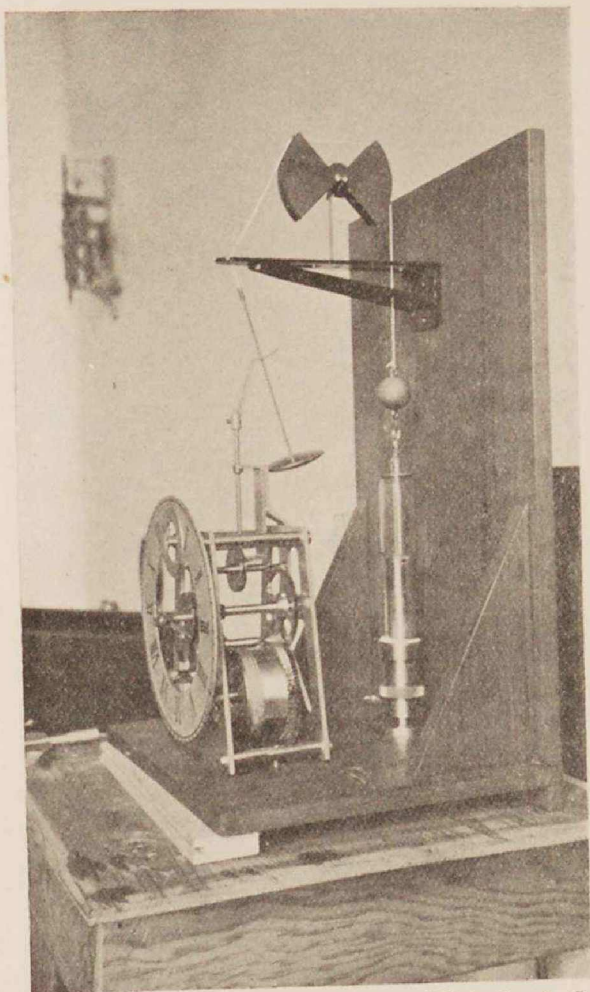


Photo C. A. C.

Fig. 2.

minuut- en uurwijzers; deze, benevens de quadratuurtandraderen zijn op de teekening weggelaten. Het tafeltje waarop het kwik-reservoir staat en dat met een schroef hooger of lager gezet kan worden, dient voor de regeling van het uurwerk. Deze regeling en ook de compensatie worden natuurlijk belemmerd door de wrijving, die het slingerkoord (sterk garen) in het gaatje *B* ondervindt. Ik geloof, dat Huygens niet toevallig den slinger zóó heeft geteekend, dat het koord van *A* tot den balans in één stand een rechte lijn vormt. Aldus is het koord bij iedere omwenteling een

oogenblik vrij van wrijving en zal daardoor zoowel de regeling als de compensatie gemakkelijker volgen.

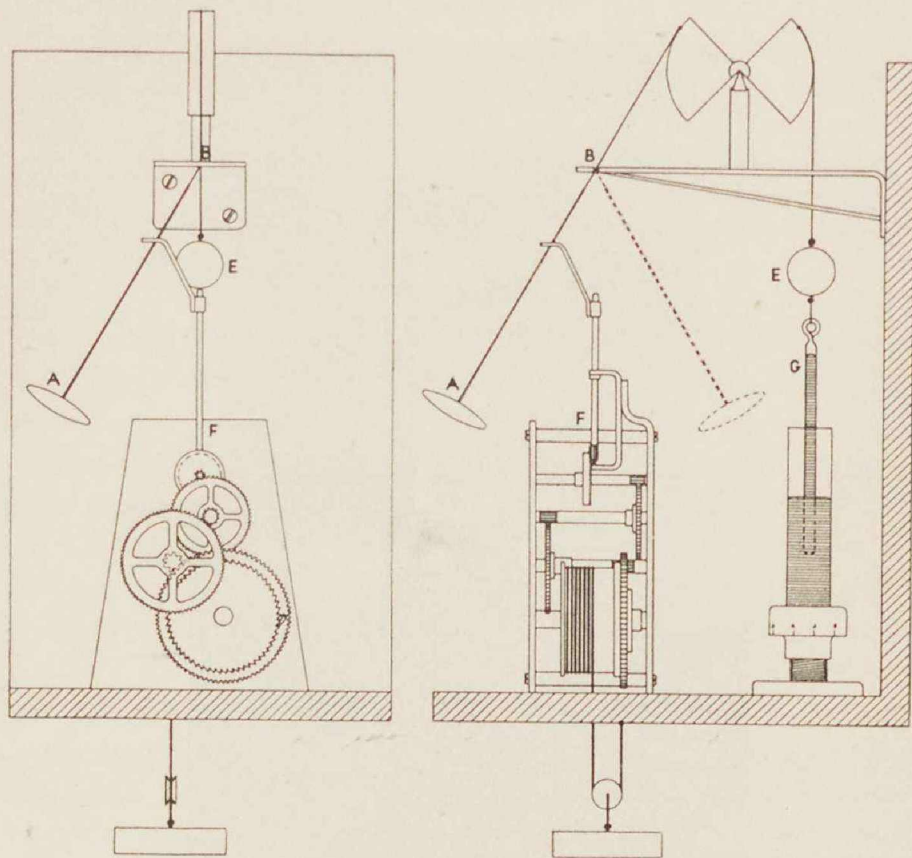


Fig. 3.

Een bijzonder regelmatige gang is bij dit uurwerk, dat geen compensatie voor de temperatuur bezit en welks slinger aan een draad garen hangt, niet te verwachten. Toch valt het mee; na eenig regelen heeft de klok van 4 tot 26 April 1937 ± 6 minuten voorgelopen, d.i. gemiddeld ruim 16 sec. per etmaal, maar ik vermoed, dat er bij waarneming om de 24 uur wel onregelmatigheden aan den dag zouden zijn getreden.

Ook de Heer O. F. Muller von Czernicki te Bloemendaal heeft eene constructie van een dergelijk uurwerk ontworpen en door den Heer Joh. IJzerdraat te Haarlem doen uitvoeren (fig. 4); deze constructie wijkt belangrijk van de zooeven beschrevene af aangezien de Heer Muller von Czernicki allerlei vernuftige technische verbeteringen heeft toegepast, terwijl ik mij zooveel mogelijk aan Huygens' oorspronkelijke schets

heb gehouden. In plaats van de vliedervormige balans is een lichte katrol genomen, met een diameter van zoodanige grootte, dat het

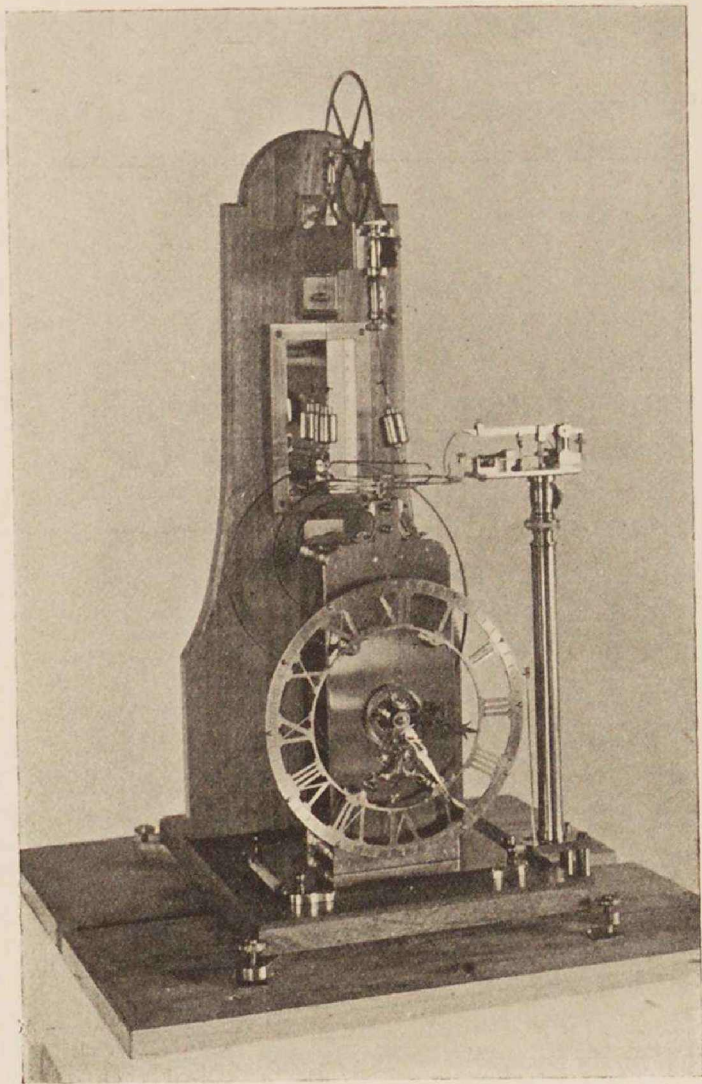


Photo A. Peperkamp, Haarlem.
Fig. 4.

slingerkoord, wanneer de klok in rust is, juist vertikaal boven de as van de klok hangt, waardoor een nauwkeurige centreering mogelijk is. De elevatiehoek is klein genomen, $\pm 10^\circ$. Door deze constructie is bereikt, dat de wrijving klein en constant is. Het kwikbakje of het kettinkje is vervangen door een ontspannen penduleveer. In een nauwe kwikbak en plunger, zooals Huygens die teekent, is het ondoenlijk een goede centreering te verkrijgen. Door de ongelijke oppervlaktetspanning kleeft de plunger dan al

spoedig tegen den binnenwand en veroorzaakt daar een belangrijke wrijving. Ook de wrijving tusschen glas en kwik, niet constant voor verschillende elevatiehoeken, werkt nadeelig. Deze bezwaren overwint men met een penduleveer; de werkzame lengte, die vergroot en verkleind kan worden, wordt zoo geregeld, dat aan den eisch voor het isochronisme wordt voldaan.

Maar bovendien is er nog een inrichting bijgemaakt, om, volgens een denkbeeld van H u y g e n s ¹⁾, de versnelling van de zwaartekracht te meten. Voor dit doel wordt op het verticale asje een horizontale, met roet zwart gemaakte, schijf geplaatst, die, op de wijze van een grammopfoonplaat, met een bekende hoeksnelheid draait. Rechts van de klok is op een statief een inrichting om een gewicht over eene bepaalde hoogte te doen vallen, gemonteerd. Het statief draagt bovendien 2 veeren aan hefboompjes, die zoo gesteld zijn dat de eene op het oogenblik, dat de val begint, een merk op het roet van de plaat schrijft, de andere op het oogenblik dat het vallende gewicht zijn eindpunt bereikt. Op deze wijze kan de valtijd met eene nauwkeurigheid van $\pm \frac{1}{360}$ sec. worden gemeten. Kent men nu eveneens de valhoogte, dan kan men uit deze gegevens de versnelling van de zwaartekracht berekenen.

Den gang van dit uurwerk, dat de Heer M u l l e r v o n C z e r n i c k i voor de Huygenscollectie in het Nederlandsch Historisch Natuurwetenschappelijk Museum te Leiden heeft bestemd, is nog in observatie, maar toch is reeds geconstateerd, dat hij veel regelmatig is, dan die verkregen met het kwikbakje. Thans is de fout $\pm \frac{1}{2}$ minuut per week. Dit bedrag zal bij voortgezette regeling zeker nog verminderd kunnen worden.

1) Chartae astronomicae f. 241 (Un. Bibl. Leiden).

VERSLAG VAN DE ALGEMEENE VERGADERING DER NEDERLANDSCHE NATUURKUNDIGE VER- EENIGING OP ZATERDAG 30 JANUARI 1937 IN HET LAB. „PHYSICA” TE AMSTERDAM

Deze jaarvergadering ving de voorzitter aan met de mededeeling, dat ingevolge het overleg met het Koninklijk Instituut van Ingenieurs als proef voor het jaar 1937 de leden van de afdeling voor Electrotechniek en Technische Natuurkunde en die van onze vereeniging wederkeerig tot bijwoning der vergaderingen zullen worden uitgenoodigd. Prof. Dr. Ir. W. Th. Bähler, voorzitter en Prof. Dr. W. J. D. van Dyc k, bestuurslid van de afd. voor Electrotechniek en Techn. Natuurk., die reeds op grond van deze afspraak aanwezig waren, werden speciaal welkom geheeten door den voorzitter.

Hierna werden het jaarverslag over 1936, de rekening en verantwoording over 1936 en de begrooting voor 1937 behandeld en na eenige discussie goedgekeurd. Tot leden van den Natuurkundigen Raad van Nederland, die o.a. tot taak heeft het contact met de Union Internationale de Physique te verzorgen, werden benoemd: Prof. Dr. F. Zernike, Prof. Dr. H. A. Kramers en Prof. Dr. W. J. D. v. Dyc k, zoodat de Natuurk. Raad thans als volgt is samengesteld:

Prof. Dr. C. Zwick er, Delft, voorzitter der Nederl. Natuurk. Ver.,

Prof. Dr. W. H. Keesom, Leiden,	{	treden 1 Jan. '38 af,
Prof. Dr. L. S. Ornstein, Utrecht, en		
Prof. Dr. P. Zeeman, Amsterdam,		
Prof. Dr. J. Clay, Amsterdam,	{	treden 1 Jan. '41 af,
Prof. Dr. H. B. Dorgelo, Delft en		
Prof. Dr. A. D. Fokker, Haarlem,		
Prof. Dr. F. Zernike, Groningen,	{	treden 1 Jan. '44 af.
Prof. Dr. H. A. Kramers, Leiden, en		
Prof. Dr. W. J. D. van Dyc k, Den Haag,		

Vervolgens werd Dr. H. G. Cannegieter herkozen tot penningmeester onzer vereeniging en Prof. Dr. G. E. Uhlenbeck en Dr. H. B. G. Casimir tot bestuursleden, zoodat het bestuur der Nederl. Natuurk. Ver. voor 1937 als volgt is samengesteld:

Voorzitter:	Prof. Dr. C. Z w i k k e r, Delft,
1e Secretaris:	Dr. T. L. d e B r u i n, Amsterdam,
2e Secretaris:	Ir. G. P. I t t m a n n, Eindhoven,
Penningm.:	Dr. H. G. C a n n e g i e t e r, De Bilt,
Leden:	Prof. Dr. G. E. U h l e n b e c k, Utrecht,
	Prof. Dr. J. A. P r i n s, Wageningen,
	Dr. H. B. G. C a s i m i r, Leiden,
	Dr. W. R. v a n W i j k, Bussum, en
	Drs. A. K e e s i n g, Amsterdam.

Aan het einde van het huishoudelijk gedeelte dezer vergadering werd besloten namens de Algemeene Vergadering ons, in het buitenland gevestigde, lid Prof. Dr. P. D e b i j e geluk te wenschen met de hem toegekende Nobelprijs voor Chemie.

Hierna volgde een voordracht over

Electrontellers

door J. H. GISOLF,

die met demonstraties werd toegelicht. Aangezien de spreker zelf inmiddels reeds een uitvoeriger artikel over dit onderwerp bij de redactie van dit tijdschrift heeft ingezonden, zullen wij er hier geen nader verslag van geven.

Aldus opgemaakt door den 2en Secr. der Nederl. Natuurk. Ver.

G. P. ITTMANN.

JAARVERSLAG VAN HET VAN DER WAALS-FONDS

1 Sept. 1935-1 Sept. 1936

door J. D. VAN DER WAALS Jr.,

Secretaris.

Het overbrengen van het instrumentarium naar het nieuwe Van der Waals-laboratorium en het opnieuw opstellen van de instrumenten met de noodige verbeteringen nam veel tijd in beslag. Ten gevolge hiervan zijn er betrekkelijk weinig onderzoekingen voltooid. Er werd echter een aanvang gemaakt met enkele nieuwe onderzoekingen.

Van de gedwongen stagnatie in de metingen werd gebruik gemaakt om de berekeningen in verband met vorige onderzoekingen uit te voeren, waardoor een grooter aantal mededeelingen van vroeger verkregen resultaten kon plaats hebben.

De leider der onderzoekingen werd niet alleen in beslag genomen door de nieuwe organisatie, maar bovendien door een aanzienlijke uitbreiding van zijn leeropdracht. Dit heeft het gevolg gehad, dat de ijkingen in de Westertoren nog niet ten einde zijn gebracht. Wel was het mogelijk het daarvoor benodigde instrumentarium te voltooiën.

In de financieele toestand is sinds het vorig jaar weinig verandering gekomen. Ook dit jaar bleef onze voornaamste bron van inkomsten bestaan uit een bijdrage van de Imperial Chemical Industries. Het laat zich echter aanzien, dat de komende jaren deze bijdrage althans voorloopig zal worden stopgezet wegens verandering in het directorium van deze maatschappij en ander inzicht bij de nieuwe leiders omtrent samenwerking tusschen wetenschap en industrie.

Dankbaar mogen wij vermelden, dat de B.P.M. ons wederom ondersteunde door haar producten gratis ter beschikking te stellen.

Gedurende het afgelopen jaar gaven we adviezen aan enkele industrieën, o.a. de Nederlandsche Springstof Fabrieken en N.V. Observator, terwijl op het oogenblik twee hoogedruktoestellen

volgens onze aanwijzingen vervaardigd worden resp. voor het Bureau National de Poids et Mesures te Warschau en the I.C.I. Alkali Ltd. te Northwich.

Manometerijkingen werden verricht voor het Torpedo-atelier te den Helder en het laboratorium voor Grondonderzoek te Delft en N.V. Observator.

Het v. d. W a a l s laboratorium mocht zich verheugen in het bezoek van vele belangstellenden, zoowel uit binnen- als buitenland. Bovendien mogen we vermelden, dat de studenten in de technische natuurkunde aan de hoogeschool te Delft onder leiding van drie hunner hoogleeraren een excursie naar ons laboratorium organiseerden.

In het afgelopen jaar werd een begin gemaakt met de catalogiseering der instrumenten, welke aan het v. d. W a a l s fonds behoorren.

VERSLAG DER WETENSCHAPPELIJKE WERKZAAMHEDEN.

Isothermen.

Een aanvang werd gemaakt met de meting van Helium- en van Waterstof-isothermen.

Metingen in de buurt van het kritisch punt.

De in het vorige jaarverslag aangekondigde verificatie van de kritische grootheden van koolzuur werd beëindigd.

Thermische grootheden berekend uit isothermengegevens.

K o o l z u u r. De latente verdampingswarmte werd berekend en de dampspanningslijn vastgelegd. De wet van de rechtlijnige diameter volgens M a t h i a s werd geverifieerd en tot $0,01^\circ$ beneden het kritische punt geldig bevonden.

Met behulp van de door S c h o t t k y toegepaste methode werd de verandering der kritische energie in het molecuul berekend. Deze bleek te stijgen met $0,43$ e.V. (9000 Cal/Gr. Mol.).

M e t h a a n. De soortelijke warmte, entropy, energie en vrije energie werden berekend tusschen 0° — 150° en tot 300 atm.

Smeltlijn.

Een apparaat werd gebouwd voor bepaling van smeltlijnen van

gassen. Voor koolzuur werden voorloopige metingen verricht van 10 tot 3000 atm.

Isothermen van gasmengsels.

Methaan en Aethaan. Gemeten werden 4 mengsels van Methaan met resp. 20 %, 40 %, 60 % en 80 % Aethaan tot ongeveer 50 Atm.

Viscositeiten van gassen.

De apparatuur werd weder in orde gebracht met de bedoeling de metingen van Waterstof boven 1000 atm. voort te zetten.

Oplosbaarheid van gassen in vloeistoffen.

De in het vorige jaarverslag vermelde metingen over de oplosbaarheid van Methaan in electrolytische oplossingen werden door-gerekend. Het bleek mogelijk thermodynamisch een formule af te leiden, waarmede het experiment tot de hoogst gemeten druk in overeenstemming was.

Diëcticiteitsconstante.

De Clausius Mossottifunctie van koolzuur onder druk werd met behulp van de nieuwe isothermgegevens berekend. Deze blijkt te dalen bij stijgenden druk. Deze afname loopt parallel met de boven vermelde stijging van de inwendige moleculaire energie.

Brekingsindex.

De berekeningen werden uitgevoerd in verband met in het vorige verslag vermelde metingen van de brekingsindex van koolzuur tot 1000 atm. De Lorenz-Lorenz constante blijkt te dalen bij stijgenden druk.

Invloed van druk op het electrisch geleidingsvermogen van overgangsmetalen.

De drukcoëfficiënt van den electrischen weerstand van CuNi legering met een Curiepunt van $\pm 30^\circ$ werd gemeten tot 3000 atm. en van 25° tot 60° . Verschuiving van de knik in de weerstandstemperatuurkromme schijnt te wijzen op verschuiving van het Curiepunt naar lagere temperatuur bij verhooging van druk.

Hoogedrukchemie.

Een begin werd gemaakt met de bestudeering van den invloed

van druk op de carbonylformatie in verband met de vraag of het mogelijk is, koolmonoxyde bij hoogen druk op haar physische eigenschappen te onderzoeken.

In samenwerking met Prof. W i b a u t werd een begin gemaakt met de bestudeering van chemische evenwichten onder druk.

LIJST VAN PUBLICATIES VAN HET VAN DER WAALS FONDS.

41. A. Michels, C. Michels and H. Wouters: "Isotherms of CO_2 between 0° and 150° and pressures from 16 to 250 atm. (Amagat-densities 18—206) I.
42. A. Michels, C. Michels and H. Wouters: "Isotherms of CO_2 between 70 and 3000 atm. (Amagat-densities between 200 and 600) II.
43. A. Michels, P. Sanders and A. Schipper: "The electric Constant of Hydrogen at pressures up to 1425 Atm. and at Temperatures of 25° C. and 100° C.
44. A. Michels, J. Gerver and A. Bijl: "Influence of Pressure on the Solubility of Gases".
45. A. Michels and G. W. Nederbragt: "Isotherms of methane between 0° and 150° C and densities between 19 and 53 Amagat. (pressures between 20 and 80 atm.).
46. M. H. Lenssen and A. Michels: "Contribution to the theory of the influence of pressure on the electrical resistance of metals".
47. A. Michels, J. de Gruyter and F. Niesen: "Isotherms of ethylene between 0° and 150° and at pressures from 20—270 atm.".
48. A. Michels and G. W. Nederbragt: "Isotherms of Methane between 0° and 150° for densities up to 225 Amagat. Calculated specific heat, energy and entropy in the same region.
51. A. Michels, H. Wouters and J. de Boer: "Isotherms of Nitrogen between 200 and 3000 atm. and 0° — 150° C."
52. A. Michels, H. Wouters and J. de Boer: "Calculation of thermodynamic properties of Nitrogen up to 3000 atm. between 0° and 150° C".

- "Letter to the editor of Nature". A. Michels, C. Michels and A. Bijl: "Indication of a decrease in the polarizability of a Non Polar molecule by pressure".
49. A. Michels, B. Blaisse and C. Michels: "Isotherms of CO_2 in the neighbourhood of the critical point and round the coexistence line".
50. A. Michels and C. Michels: "Series evaluation of the isotherm data of CO_2 , between 0° and 150° up to 3000 atm.".
53. A. Michels, C. Michels and A. Bijl: "Thermodynamical properties of CO_2 up to 3000 atm. between 0° and 150° ".
54. J. Versluys, A. Michels and J. Gerver: "A method for the measurement of the viscosity of Saturated methane-oil solutions under pressure.

In het vereenigingsjaar promoveerde de heer M. H. Lenssen op een dissertatie getiteld: „*De invloed van druk op het geleidingsvermogen van metalen*”.

DISSERTATIES

H. H. Kuipers: Over de L-Satellieten in het Röntgenspectrum. (Groningen, 22 Februari 1937).

Terwijl de satellieten van het *K*-Röntgenspectrum geheel verklaard worden door de theorie van Rosseland en Druyvesteyn, komen er voor de *L*-satellieten merkwaardige afwijkingen te voorschijn. Deze zijn verklaard door Coster en Kronig, als het gevolg van Augerprocessen in het atoom. Het proefschrift brengt nadere bewijzen voor de juistheid dezer theorie: 1) de relatieve sterkten der satellieten worden gemeten als funktie van de aanslagspanning; 2) de relatieve intensiteiten bij aanslag met kathodestralen worden vergeleken met die bij aanslag met röntgenstralen; 3) de relatieve sterkten worden gemeten bij opnamen, verkregen door bestralen van een „dunne” antikathode.

R. Andriessen: Bepaling van den Debye-Waller Factor van eenige metalen bij hogere temperaturen. (Groningen, 16 Maart 1937).

Deze faktor beschrijft, hoe de lijnsterkte in een Debye-Scherrer-diagram bij toenemende temperatuur geringer wordt. Metingen, in dit proefschrift uitgevoerd tot 800°, bewijzen dat bij deze hoge temperaturen de anharmonisiteit der atoomtrillingen een rol speelt. Dit effect is ook van belang voor de soortelijke warmte, die daardoor een extra-bijdrage krijgt. Tenslotte wordt vergeleken met de elektrische weerstand als funktie van de temperatuur.

J. Key: Meting van Overgangswaarschijnlijkheden in het Spectrum der Alkaliën. (Utrecht, 31 Mei 1937).

De intensiteit van 49 spektraallijnen wordt in emissie gemeten, en wel in een wisselstroomboog, waarvan stroboskopisch twee verschillende fasen worden waargenomen; de bij die fasen behorende temperaturen worden uit bandenspektra bepaald, en de verschillende Boltzmann-factoren kunnen dus in rekening gebracht worden. De relatieve overgangswaarschijnlijkheden die voor de verschillende lijnen gevonden worden, stemmen bij de twee beschouwde temperaturen bevredigend met elkaar overeen, zodat de koolboog wel als een thermisch mechanisme kan beschouwd worden. Vroegere metingen van Mej. C. E. Bleeker kunnen nu bevredigend verklaard worden.

BOEKBESPREKING

Max Born, Het Rusteloos Heelal. Vertaald door J. F. H. Custers, 325 blz., vele fig. — De Spieghele, Amsterdam. 1936. Prijs geb. f 3.90.

Het voornaamste gebrek van populaire boeken over natuurkunde is meestal de opzet van den schrijver om door het verhalen van merkwaardige feiten sensatie te wekken en alleen daardoor de belangstelling van den leek voor de natuurkunde te winnen. De opsomming van feiten zonder een nauw onderling verband kan natuurlijk geen fysisch inzicht geven. Integendeel, er wordt soms een geheel onjuiste houding ten opzichte van de fysische wetenschap gekweekt, een meening alsof de nieuwe gegevens niet de oude theorieën aanvullen, maar ze doorgaans overhoop gooien.

Het boek van Born is wel het ideaal van een populair boek over moderne physica. Niet de feiten worden geaccentueerd, maar de methodes van denken en concludeeren. De lezer wordt zonder gebruik van wiskunde naar de hedendaagsche natuurkunde geleid. Alle essentiele beginselen komen naar voren, van kinetische gasttheorie en relativiteitstheorie, van golfmechanica en van kernphysica. Iedere stap is volkomen duidelijk gemaakt, en van iedere fysische grootheid, die in Born's boek verschijnt, wordt verteld, uit welke proeven zij bekend is. De proeven worden door vele teekeningen en grappige teekenfilms toegelicht.

Zoo is het Born gelukt, om ook den buitenstaander de sfeer van het natuurkundige onderzoek te laten aanvoelen. Doordat de schrijver theoretische inzichten, die gevolg van zijn eigen onderzoek zijn, als zoodanig kenmerkt en deze in het bijzonder toelicht, heeft het boek de charme van een origineel werk.

De vertaling in het Hollandsch door Dr. Custers geeft alle fijnheden van het werkje goed weer. (Alleen is de rekensom op pag. 247 fout, want: f 1.— = 10 dubbeltjes = 20 stuivers). G. W. R.

C. F. von Weizsäcker, Die Atomkerne. 214 blz., 40 fig. — Akad. Verlagsgesellschaft. Leipzig. 1937. Prijs RM. 16.

„Das rasch anwachsende Erfahrungsmaterial über die Atomkerne lässt die Aufstellung einer erschöpfenden Theorie noch nicht zu". Zoo begint het voorwoord van den schrijver, die in dit boekje een overzicht geeft van de verschijnselen der kernphysica en van de theorieën, die daaraan vastgeknoopt worden. In vier hoofdstukken worden achtereenvolgens behandeld: I. de feiten (isotopie, massadefect, bindingsenergie, radioactiviteit, kernreacties, elementaire deeltjes en -processen); II. samenstelling van de kern („vloei-stofdruppel" theorie, theorie der krachten tusschen elementaire deeltjes); III. theorie der kernreacties; IV. theorie der β -emissie. In II wordt de samenstelling van de kern eerst van een half empirisch, half theoretisch standpunt bekeken. Vergelijken wij dit deel met het overeenkomstige uit

het overzicht van B e t h e en B a c h e r in de *Rev. of mod. physics*, dan stelt eenigszins teleur, dat hier in deze toch slechts oriënteerende theorie zooveel onbekende constanten zijn ingevoerd. De overeenstemming van de waargenomen grootheden met de empirische formules is daardoor iets minder overtuigend geworden. Hoofdstuk III bevat behalve de theorie der alphadesintegratie volgens G a m o w nog een algemeen overzicht over kernreacties door middel van de bekende methode van ontwikkeling van een invallende vlakke golf in een reeks van bolfuncties. Bovendien bevat dit hoofdstuk een interessante paragraaf over het voorkomen der elementen in de natuur en over de mogelijkheid, het inwendige der vaste sterren als de plaats van de genese der elementen aan te zien.

Een isotopentabel en een uitslaande plaat met N - Z -diagram der stabiele kernen voltooien het werk, dat ieder, die op het gebied der kernphysica werkzaam is, gaarne in zijn bezit zal willen hebben.

D. G.

Dr. J. F. H. Custers. Optica, I, Optische verschijnselen (ca. 330 pag.). N.V. De Spieghel, Amsterdam. Prijs gebonden f 8.25.

Dr. C u s t e r s heeft getracht een boek samen te stellen, dat „niet te geleerd mocht zijn” en „ook bestudeerd moest kunnen worden door den intelligenten autodidact”.

Men zou zich af kunnen vragen of iemand, die een gebied der natuurkunde zoo grondig wil leeren kennen, dat hij een speciaal boek er over wenscht te lezen, niet beter doet zich eerst met enkele wiskundige beginselen vertrouwd te maken en vervolgens een meer wiskundig onderlegd werkje te bestudeeren. Juist de optica, waar alle verschijnselen uit weinig formules afgeleid kunnen worden, is bij uitstek geschikt voor een elegante wiskundige formuleering, die het onderling verband der experimenteele uitkomsten duidelijk naar voren brengt.

Het boek van Dr. C u s t e r s „bestrijkt vrijwel de geheele optica”. Gezien de lezerskring waarvoor dit boek geschreven is, zijn enkele onderwerpen misschien te uitvoerig besproken, zoo b.v. de kristaloptica. De paragrafen over het photoelectrisch effect en over „phosforescentie” zouden helderder zijn als ze korter waren.

„Sommige onderwerpen werden voor een belangrijk gedeelte uit andere boeken overgenomen”. Men vindt echter ook onvoldoend toegelichte en onduidelijke afleidingen, ook wel vergissingen. Om een voorbeeld te nemen: de methode van O l a f R o e m e r om de lichtsnelheid te meten, is uit Dr. C u s t e r s boek niet te begrijpen (pag. 28). Men leest o.a. dat de golflengten boven 1800 Å niet, de golflengten 1220—1800 Å snel, de golflengten 136—1220 Å volkomen door de lucht geabsorbeerd worden (pag. 25). Een holtralie wordt cilindervormig voorgesteld (pag. 172). De taal is niet overal even goed. De „inhoud” promoveert tot „inhoudstafel”.

Vele, meer technische, onderwerpen zijn helder en goed beschreven, zoo de photometrie, de achromatische lenzen. Met belangstelling mag men uitzien naar Dr. C u s t e r s' boek over optische instrumenten.

G. W. R.

J. J. van Laar, Die Thermodynamik einheitlicher Stoffe und binärer Gemische, mit Anwendungen auf verschiedene physikalisch-chemische Probleme, 379 blz. — Noordhoff, Groningen. 1936. Prijs / 12.—, geb. / 13.50.

Dit boek van Van Laar neemt naast de bestaande leerboeken der thermodynamica een eigen plaats in, doordat zeer veel numerieke voorbeelden worden gegeven, o.a. een bespreking van de literatuurgegevens omtrent dampdrukken en daaruit afgeleide kritische gegevens enz. van alle elementen. Anderzijds worden echter de grondprincipes van de thermodynamica bekend verondersteld.

Karakteristiek voor dit boek, in tegenstelling bijv. met dat van Schottky, schijnt wel de algeheele afwezigheid te zijn van beschouwingen berustende op moleculaire of atomaire gegevens. In het algemeen trouwens is het accent op het mathematische in tegenstelling tot het fysische element gelegd. Zoo is de behandeling van de grondslagen van de theorie der sterke electrolyten van Debye—Hückel, welke Van Laar trouwens min of meer op gevoelsargumenten verwerpt ten gunste van die van Gosh, in nog niet geheel één pagina wel zeer oppervlakkig. Als geen ander heeft hij echter de mogelijkheden onderzocht en getoond, welke in de toepassing van de toestandsvergelijking van v. d. Waals in de thermodynamica zijn gelegen.

In dit boek heeft Van Laar een samenvatting gegeven van vele verspreide, ten deele reeds oudere en soms vrij weinig toegankelijke publicaties. Hierin zal dan ook wel de verklaring moeten worden gezocht, dat bijv. statistische beschouwingen over de entropie, ook de onderzoeken van de amerikaansche thermodynamici (Lewis, Giauque) (of misschien omdat deze met activiteiten en derde hoofdwet werken?) en de toch op de *a* en *b* van v. d. Waals berustende kookpuntsrelaties geheel ontbreken.

K.

W. van Tongeren, Quantitatieve Spectraalanalyse. 61 blz., vele fig. — Centen. Amsterdam. 1936. Prijs / 1.—.

De inhoud van dit werkje wordt gevormd door enkele artikelen, oorspronkelijk verschenen in het Chemisch Weekblad. Na een historische inleiding wordt een beknopt overzicht gegeven van de gebruikelijke methoden ter quantitatieve bepaling van elementen langs spectraal-analytische weg.

K.

Egmont Colerus, Van 1×1 naar Integraal, Vertaald door Dr. J. A. A.

Verlinden, 271 blz., 73 fig., De Gemeenschap, Bilthoven 1937.

Het populariseren van de wiskunde is een dankbare taak, die nog veel te zelden ondernomen wordt. De Oostenrijkse schrijver, die reeds vroeger de meetkunde op algemeen bevattelijke wijze had voorgesteld, behandelt nu de beginselen van de rekenkunde, de stekunde, de differentiaal- en de integraalrekening. Juist hier worden aan de didaktische gaven hoge eisen gesteld! De opgewekte, geestdriftige schrijftrant en de gezellig-huiselijke stijl doen wonderen, om de schrik van den leek voor de wiskunde te overwinnen; onweerstaanbaar wordt men meegesleept door de liefde voor het

vak die uit heel het boek spreekt. De voorstellingswijze is op een aantal punten origineel. M. M.

J. Engl, **Der tönende Film**, 98 blz., 59 fig. Friedr. Vieweg und Sohn, Braunschweig 1927. Prijs M. 6,50.

De schrijver van dit boekje heeft samen met H. Vogt en J. Masolle een systeem voor het opnemen en weergeven van sprekende films uitgewerkt; in verband met het feit dat drie personen hierbij samenwerkten, gaven zij dit systeem den naam van „Triergon-Verfahren”. Door J. Engl wordt nu in dit boek hun systeem uiteengezet. In groote trekken komt het hierop neer: het op de film vast te leggen geluid wordt opgevangen door een microfoon, de microfoonstroomen worden versterkt, en daarna aan een lamp met glimontlading toegevoerd; de lichtsterkte van deze lamp wisselt daardoor in het tempo der microfoonstroomen en deze lichtwisselingen worden fotografisch vastgelegd op een loopende film. Bij het Triergonsysteem wordt deze „geluidsfilm” vervolgens gecombineerd met de film waarop de gelijktijdig opgenomen beelden zijn vastgelegd; de geluidsopname ziet er uit als een smalle strook met overdwarsche banden van steeds wisselende intensiteit.

Bij het projecteeren der beelden moet nu ook de geluidsopname worden omgezet in geluid; daartoe wordt op de geluidsfilm een smalle lichtbundel geworpen; het doorgelaten licht wisselt in sterkte bij het afloopen der film, het valt op een foto-electrische cel en geeft aanleiding tot het ontstaan van zwakke wisselstroomen, die, na versterking, door een luidspreker in geluid worden omgezet. Proportionaliteit met het oorspronkelijke geluid en volkomen synchronisme met de geprojecteerde beelden vormen bij de sprekende film de voornaamste moeilijkheden; de schrijver bespreekt uitvoerig de verschillende pogingen — ook de mislukte — om die moeilijkheden op te lossen.

Waar de sprekende film den laatsten tijd steeds meer de aandacht gaat trekken, zal dit gemakkelijk leesbare en goed geïllustreerde boekje aan belangstellenden op dit gebied niet onwelkom zijn. E. O.

Dr. O. Posthumus, **De Nederlandsche Natuurwetenschappelijke instellingen. Hun tekort en hoe dit te verhelpen**, Van Ingen. Soerabaia—Bussum (Nederland), gratis.

In deze brochure verdedigt de schrijver de stelling, dat onderwijs en onderzoek in de natuurwetenschappelijke vakken niet, zooals aan de Nederlandsche universiteiten het geval is, in één hand behooren te zijn. C. Z.

OVER LENZEN MET NIET-SPHAERISCHE OPPERVLAKKEN

door C. A. CROMMELIN

(Mededeeling No. 39 uit het Ned. Hist. Nat. Mus. Leiden)

Wanneer men zich in de geometrische optica bepaalt tot monochromatisch licht en dus de chromatische afwijkingen buitensluit, dan nog kan men slechts in enkele zeer bijzondere gevallen door middel van een sphaerisch lichtbrekend oppervlak een exacte afbeelding van een puntvormige lichtbron verkrijgen. Toch gebruikt men bij de constructie van optische instrumenten nagenoeg uitsluitend lenzen of spiegels met sphaerische oppervlakken en wel om technische redenen. Alleen deze oppervlakken kan men met de vereischte hooge nauwkeurigheid slijpen en de kunst, met die oppervlakken toch eene goede beeldvorming te bereiken bestaat hierin, dat men door geschikte lenzencombinaties de fouten, die het gebruik van sphaerische oppervlakken onvermijdelijk medebrengt, zoo goed mogelijk onschadelijk maakt. Den rekenenden opticus is het maar zelden gegeven eene exacte berekening uit te voeren; bijna altijd is hij gedwongen met benaderingsmethoden te werken.

Dit alles is bekend genoeg en het was ook reeds bekend in de 17de eeuw, toen Snellius de brekingswet vond en Descartes zijne *Dioptrique* en *Géométrie* ¹⁾ en Huygens zijne *Dioptrica* ²⁾ en *Traité de la Lumière* ³⁾ schreven. Geen wonder dus, dat men zich in dien tijd, toen de lenzenslijperij den kinderschoenen nog niet ontwassen was en men zich van de technische moeilijkheden,

1) Beide in 1637 verschenen als aanhangsels aan de *Discours de la Méthode* (anoniem); Ed. Adam en Tannery, VI.

2) Aan de *Dioptrica* heeft Huygens voornamelijk gewerkt in de jaren 1652—1653, 1665—1666 en 1684—1692. Het is pas na zijn dood uitgegeven door De Volder en Fullenius in de *Opuscula posthuma* (1703) en door 's-Gravesande in de *Opera reliqua* (1728), in beide uitgaven onvolledig. Volledig in de *Oeuvres Compl.* XIII.

3) Geschreven en voorgedragen in de Académie des Sciences te Parijs in 1678, verschenen in 1690.

die het slijpen van niet-sphaerische oppervlakken medebrengt, nog niet goed rekenschap kon geven, bezig hield niet alleen met berekeningen over het juiste oppervlak van lenzen, die in staat zouden zijn volkomen exacte afbeeldingen te geven, maar ook met het slijpen van dergelijke oppervlakken.

Zoowel Descartes als Huygens geven in de genoemde werken talrijke dergelijke berekeningen, Descartes bovendien uitvoerige beschrijvingen en teekeningen van machines om hyperbolische slijpschalen en lenzen te maken, doch het blijkt niet, dat zij ooit geprobeerd hebben een niet-sphaerische lens te vervaardigen. Anderen hebben dat wel gedaan, bv. Hevelius te Danzig; in Maignan's *Perspectiva hororia* vindt men weer de beschrijving van eene machine om hyperbolische slijpschalen te maken en zoo zouden er nog eenige voorbeelden te noemen zijn. Veel succes zal men met deze niet-sphaerische lenzen wel niet gehad hebben en later, in de 18de en 19de eeuw, vindt men er in de literatuur zoo goed als niets meer over ¹⁾.

Het algemeene probleem in zijn eenvoudigsten vorm kan men aldus formuleeren: *welke gedaante moet een brekend oppervlak tusschen twee stoffen met brekingsindices n_1 en n_2 hebben, opdat een lichtpunt zuiver puntvormig worde afgebeeld?*

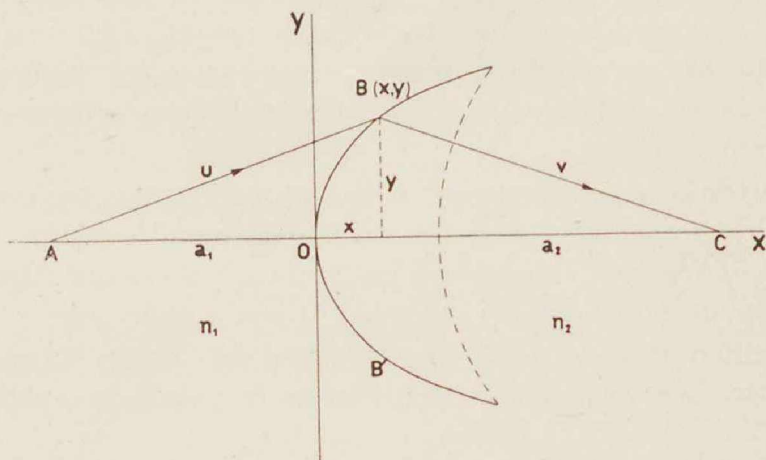


Fig 1.

Zij in fig. 1 A het lichtpunt, C het beeldpunt, dan is het duidelijk, dat het gezochte oppervlak een omwentelingsoppervlak om AC

1) Vgl. het boekje van schrijver dezes: Het lenzen slijpen in de 17de eeuw, Amsterdam H. J. Paris, 1929.

zal moeten zijn. Zij de beschrijvende kromme daarvan BOB' , dan zal deze kromme de meetkundige plaats moeten zijn van alle punten, waarvoor de optische weglengten van A over B naar C gelijk zijn, dus

$$n_1 u + n_2 v = n_1 a_1 + n_2 a_2.$$

Neemt men nu AC als X -as en O als oorsprong, dan wordt de vergelijking van de gezochte kromme van den vierden graad, nl.

$$n_1 \sqrt{(a_1 + x)^2 + y^2} + n_2 \sqrt{(a_2 - x)^2 + y^2} = n_1 a_1 + n_2 a_2.$$

De door deze vergelijking voorgestelde kromme gaat door den oorsprong en raakt daar aan de Y -as. Door n_1 en n_2 verschillende waarden te geven krijgt men eene klasse van krommen, die bekend zijn onder den naam van de *ovalen van Descartes*. De kegelsneden kan men opvatten als bijzondere gevallen van de ovalen van Descartes.

Zij de eerste stof nu lucht ($n_1 = 1$) en de tweede glas ($n_2 = n$), dan wordt de vergelijking

$$\sqrt{(a_1 + x)^2 + y^2} + n \sqrt{(a_2 - x)^2 + y^2} = a_1 + n a_2.$$

De gevallen, dat hetzij de intredende, hetzij de uittredende stralen evenwijdig zijn, volgen uit deze vergelijkingen; men heeft

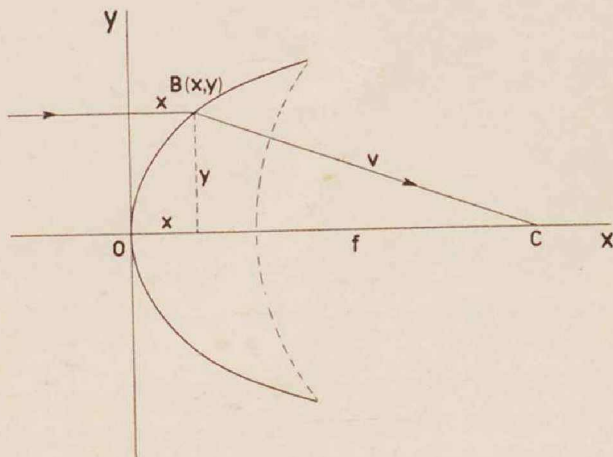


Fig. 2.

dan of a_1 of a_2 gelijk oneindig te stellen om de vergelijking der kromme te vinden, doch deze berekeningen worden zeer omslachtig. Beter doet men de gezochte krommen afzonderlijk af te leiden, waarbij wij nu a_2 (in fig. 3 a_1) den brandpuntsafstand (f) zullen noemen.

Voor het geval van evenwijdig invallende lichtstralen is de voorwaarde (zie fig. 2)

$$x + nv = nf.$$

Hieruit volgt:

$$(n^2 - 1) x^2 + 2nf(1 - n)x + n^2 y^2 = 0,$$

dit is de vergelijking van een ellips.

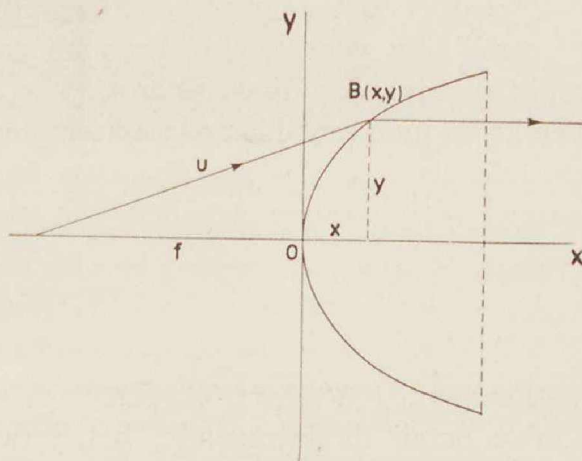


Fig. 3.

Eischt men, dat de stralen, komende van een puntvormige lichtbron, evenwijdig zullen uittreden, dan wordt de voorwaarde (zie fig. 3):

$$u = f + nx,$$

waaruit volgt:

$$(n^2 - 1) x^2 + 2f(n - 1)x - y^2 = 0,$$

en dit is de vergelijking van een *hyperbool*.

Wil men nu lenzen volgens deze beginselen maken, dan heeft men niet met één, maar met twee brekende oppervlakken te doen. Maar het is duidelijk, dat het tweede oppervlak steeds sphaerisch of plat kan zijn en zoo aangebracht kan worden, dat alle stralen er loodrecht opvallen, zoodat het bij de beeldvorming geen rol speelt. In de eerste beide gevallen neemt men een sphaerisch oppervlak met C als middelpunt en een straal, die alleen bepaald wordt door de grootte, die men aan de lens wil geven; in het laatste geval een plat vlak loodrecht op de X -as, met een afstand tot de top

der kromme, ook weer alleen afhankelijk van de grootte der lens.

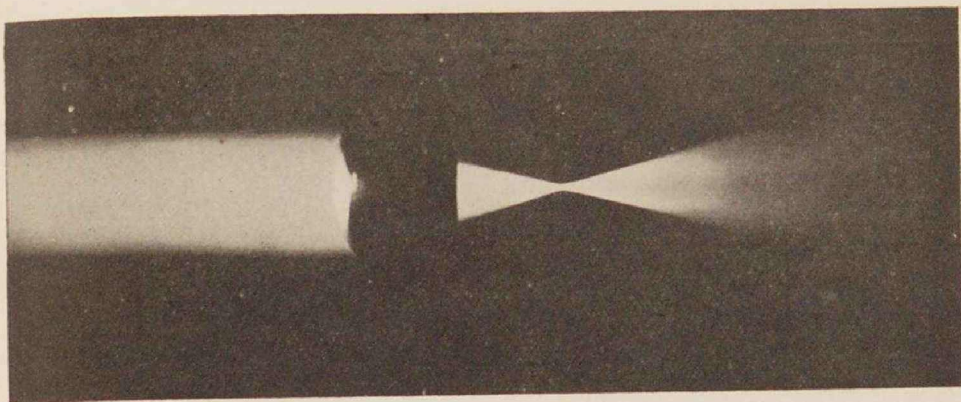


Fig. 4. Sphaerisch-elliptische lens; *goed* ¹⁾.

De doorsneden van deze oppervlakken zijn in de figuren met stippellijnen aangegeven.

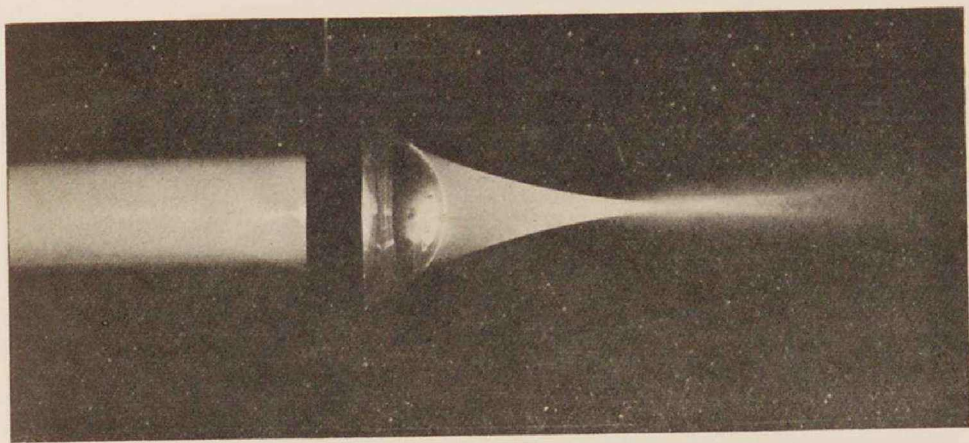


Fig. 5. Dezelfde lens, *verkeerd*. De lens vertoont nu het normale geval van een ongecorrigeerde lens: de randstralen vereenigen zich op de as op korteren afstand van de lens dan de centrale stralen. Fraaie scherpe diacaustica.

Volgens berekeningen voor concrete gevallen heb ik drie lenzen doen vervaardigen ²⁾, een sphaerisch-ovale, een sphaerisch-ellip-

1) *Goed* en *verkeerd* beteekenen in het vervolg resp., dat de stralen aan den juiste kant (in overeenstemming met de berekening), of dat zij aan den verkeerden kant van de lens invallen.

2) Door den Heer G. H. A. W. Hampe en zijne leerlingen op voortreffelijke wijze geslepen in de glasslijperij van het Kamerlingh Onnes Laboratorium te Leiden.

tische en een plan-hyperbolische. Nevenstaande photographieën ¹⁾ geven een denkbeeld van den loop der lichtstralen, waarbij men

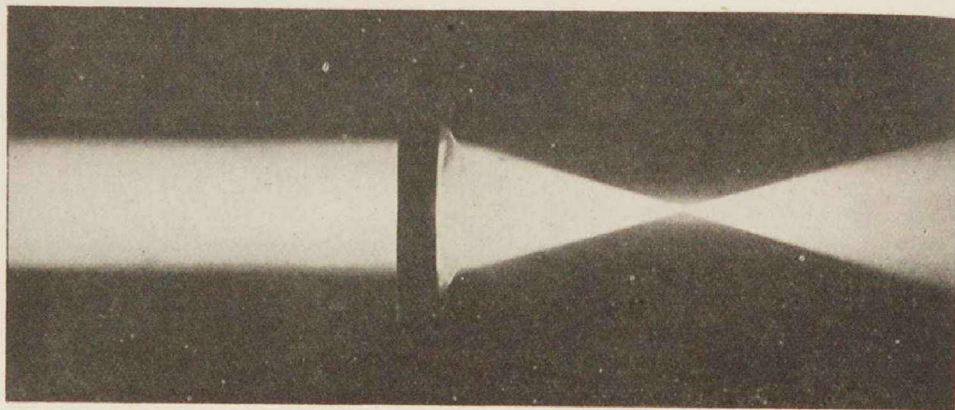


Fig. 6. Plan-hyperbolische lens, *goed*.

moet bedenken, dat in sommige gevallen de richting der lichtstralen tegengesteld is aan de in de figuren aangegevene (het licht valt overal van links in).

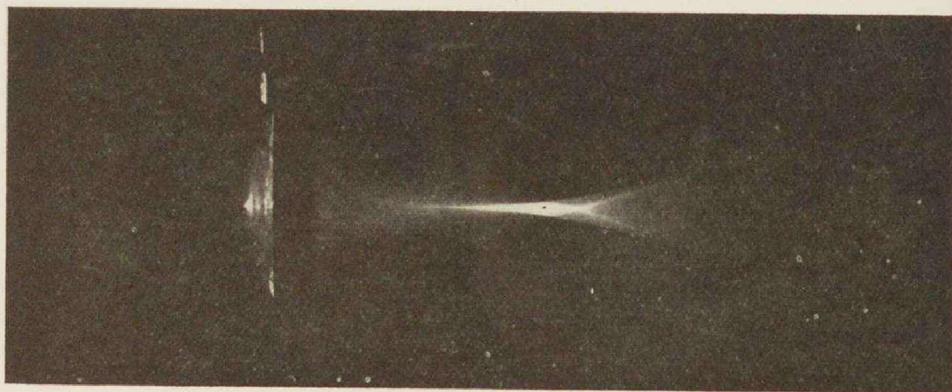


Fig. 7. Dezelfde lens, *verkeerd*. De van links invallende evenwijdige bundel is op de photo weggevallen. De lens vertoont hier het geval van een overgecorrigeerde lens: de randstralen vereenigen zich op de as op grooter afstand van de lens dan de centrale stralen. De diacaustica ligt nu rechts van het gebied der stralenvereeniging.

De photo's van de sphaerisch-ovale lens zijn minder goed gelukt, aangezien deze lens iets minder nauwkeurig dan de andere geslepen was.

¹⁾ Opgenomen door den Heer A. L. M. van Looveren, natuurk. stud., onder leiding van Dr. A. C. S. van Heel in het Laboratorium voor Technische Physica te Delft. Beiden heeren zeg ik ook bij dezen hiervoor mijn hartelijken dank.

GASONTLADINGSLAMPEN MET „LAGE DRUK”

door W. UYTERHOEVEN

§ 1. Inleiding.

Van praktisch standpunt bekeken is de belangrijkste eigenschap der moderne gasontladingslampen wel het zeer hoge rendement, dat in de buurt van 70 lm/W voor Natriumlampen en van 45 lm/W voor hoge druk Kwiklampen ligt. Voor gasge vulde gloeilampen is het rendement van de orde van $10\text{--}15 \text{ lm/W}$. Vraagt men zich af, waaraan dit gunstige resultaat te danken is, dan blijkt het een gevolg van de sterk selektieve straling te zijn. De fractie der aan de lamp toegevoerde elektrische energie, die in *zichtbare* straling wordt omgezet, bedraagt voor *Na*: 15%, voor (1 at.) *Hg*: 12% en voor *W*: 4%¹⁾. Dit percentage is dus aanmerkelijk gunstiger voor de gasontladingslampen. Daarenboven wordt bij gloeilampen de in het zichtbare uitgestraalde energie als een continue band over het geheele spectrum verdeeld. Bij gasontladingslampen daarentegen wordt deze (zichtbare) energie hoofdzakelijk in enkele smalle gebieden uitgezonden als spectraallijnen: voor *Na* met golflengten $\lambda 5890 \text{ \AA}$ ($1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ cm}$) en $\lambda 5896 \text{ \AA}$ (oranje-geel), voor *Hg* met $\lambda 5770$ en $\lambda 5790$ (geel), $\lambda 5461 \text{ \AA}$ (groen), $\lambda 4358 \text{ \AA}$ (blauw) en nog een paar zwakkere violette lijnen. De gele en groene lijnen liggen nu juist in het gebied van het zichtbare spectrum waar de ooggevoeligheid groot is. Zoo bedraagt de relatieve ooggevoeligheid V_λ voor de gele *Na* lijn 0,77, voor de gele *Hg* lijnen gemiddeld 0,88 en voor de groene *Hg* lijn zelfs 0,98. Zooals bekend geeft 1 Watt uitgestraald in de golflengte ($\lambda 5550 \text{ \AA}$) der maximale ooggevoeligheid $:621 \text{ lm}$; in $\lambda 5890\text{--}96 \text{ \AA}$ geeft 1 Watt $621 \times 0,77 = 478 \text{ lm}$. De lichtopbrengst per uitgestraalde Watt neemt naar de beide uiteinden van het zichtbare spectrum snel af, zoodat bv. 1 W in de sterke roode Neon lijn $\lambda 6402$ nog slechts $621 \times 0,16 = 100 \text{ lm}$ levert. Stelt men den eisch van een hoog rendement voorop, dan zal men dus bij de keuze van het atoom, dat voor de omzetting der elektrische energie in zichtbare stralingsenergie gebruikt wordt,

1) Korthedshalve zullen we bv. van „*Na*” spreken waarmee we Natriumlampen bedoelen, voor gloeilampen gebruiken we de aanduiding „*W*” (Wolfram).

vooral de golflengten der gemakkelijk opwekbare spectraallijnen in het oog houden. Dit is echter niet de eenige factor, die de keuze bepaalt. Wil men bv. een metaaldamp gebruiken, dan moet de dampdruk bij de voor het wandmateriaal (glas, kwarts) toelaatbare temperatuur, voldoende hoog zijn. Door combineeren van de kennis van het spectrum en het temperatuurverloop der dampdruk-kromme kan men reeds conclusies trekken betreffende de bedrijfsvoorwaarden en opbouw der te construeeren gasontladingslamp. We zullen dit in het kort aan de hand van *Na* en *Hg* toelichten.

§ 2. *Het Natriumspectrum* ¹⁾.

In fig. 1 vindt men een schematische voorstelling van het *Na*-atoomspectrum. Op de gebruikelijke wijze is hier volgens de or-

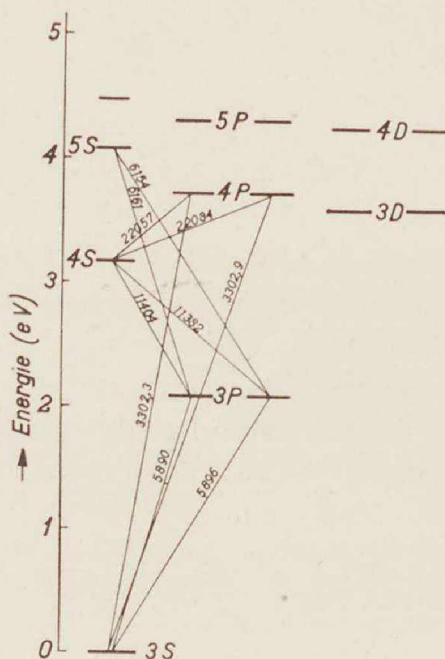


Fig. 1. Schema van het *Na*-atoomspectrum.

dinaat uitgezet het energieverval in electron-volt ($e \cdot V$) tusschen de normale toestand (de zgn. grondtoestand) van het atoom en zijn verschillende aangeslagen toestanden. Is het atoom in een dezer laatste gebracht, bv. door een electronenstoot, dan keert het na eenigen tijd in den grondtoestand terug, waarbij dit energie-

1) Voor de definities en begrippen welke bij de bespreking der elementairprocessen (aanslag en absorptie der spectraallijnen bv.) optreden, verwijzen we naar de voorgaande publicatie van H. Brinkman.

verschil als straling met een bepaalde golflengte uitgestraald kan worden. De lijnen in fig. 1 die de verschillende niveaus van het atoom verbinden, geven eenige der overgangen aan, de bijgevoegde getallen de daarbij optredende golflengten in Å. De niveaus der tweede en volgende kolommen zijn dubbel geteekend, daar ze in feite uit twee niveaus bestaan, die, wat energieinhoud aangaat, dicht bij elkaar liggen. Een gevolg daarvan is dat de uitgezonden spectraallijnen dubbel zijn, (zgn. doublets); er treden twee spectraallijnen op waarvan de golflengten onderling slechts weinig verschillen, bv. het gele Na-doublet met λ 5890 Å en λ 5896 Å.

Dit doublet correspondeert met overgangen vanuit het aangeslagen niveau $3P$, dat het dichtst bij de grondtoestand $3S$ ligt, naar dit laatste. Het betreffende niveau zal, daar het lager dan de andere aangeslagen toestanden ligt, gemakkelijk opgewekt worden, en men kan in een dergelijk geval zeer intensieve spectraallijnen (*resonantielij*n) verwachten (Brinkman § 5), des te sterker naarmate bij gegeven druk de stroomsterkte (en dus de electronenconcentratie n_e) toeneemt. Dit geldt echter *slechts* voor kleine stroomdichtheden, tengevolge der *zelfabsorptie*. (Brinkman § 4, III), dwz. de absorptie door den damp van zijn eigen straling. Deze heeft tengevolge dat een lichtquant, hetwelk in de as van een Na-lamp wordt opgewekt, niet direct de buis verlaat, maar herhaalde malen (in normale zuilontladingen van de orde van 2000) door atomen in den grondtoestand geabsorbeerd en weer geëmitteerd wordt. Op zichzelf zou de toename der concentratie van de aangeslagen atomen (in het 1e niveau $3P$) die tengevolge der zelfabsorptie optreedt geen bezwaar opleveren, maar deze toename bevordert het optreden van *cumulatieve effecten* en de daarmee gepaard gaande verlaging van het rendement.

Veronderstellen we dat een atoom, terwijl het zich in den aangeslagen toestand $3P$ bevindt, met een snel electron botst, dat een deel van zijn kinetische energie als potentiële energie aan het atoom overdraagt, waardoor dit uit $3P$ in een hoger aangeslagen toestand, bv. $4P$, komt. Het atoom kan vanuit $4P$ rechtstreeks naar den grondtoestand $3S$ terugkeeren, waarbij een der lijnen van het ultraviolette doublet λ 3302,34 en λ 3302,94 uitgezonden wordt. Het atoom kan ook via $4S$ naar $3P$ terugkeeren onder emissie der aangegeven infrarode lijnen, en van daaruit met uitzending van een der gele lijnen naar den grondtoestand $3S$. In het

eerste geval ($4P \rightarrow 3S$) wordt de elektrische energie, die de electronen uit het elektrische veld opgenomen en aan het atoom als potentiële energie overgedragen hadden, uitgezonden in golflengten (λ 3300) buiten het zichtbare spectrum. In het tweede geval wordt van de aanslagenergie van het niveau $4P$ (3,7 V) slechts de fractie, die met den overgang $3P \rightarrow 3S$ correspondeert (2,1 V), in het zichtbare uitgestraald. Ook kan het gebeuren dat tengevolge van cumulatieve aanslag andere zichtbare lijnen opgewekt worden, bv. λ 6154 en λ 6161 (rood), waarvoor de ooggevoeligheid V_λ slechts 0,42 bedraagt. Cumulatieve effecten hebben dus verlaging van het rendement tengevolge en moeten zooveel mogelijk beperkt worden. Dit beteekent laag houden zoowel van de electronenconcentratie n_e (dwz. der stroomdichtheid, en bij gegeven diameter der stroomsterkte) als van de concentratie N_a der aangeslagen atomen. Cumulatieve aanslagen toch treden des te gemakkelijker op naarmate n_e en N_a grooter zijn vanwege de toenemende kans op botsing.

Tengevolge der zelfabsorptie wordt alleen het licht van een dun laagje aan de buitenzijde der ontlading direct geëmitteerd, de dieper liggende lagen dragen niet rechtstreeks tot de lichtemissie bij. Daar nu verder vanwege de secundaire processen de concentratie N_a laag moet blijven, zal voor een Na lamp, (in het algemeen voor een lamp die een resonantielijntje uitzendt) de (oppervlakte) helderheid klein zijn: voor Na bv. ca. 10 k/cm². Per cm² bedraagt de lichtstroom dan 125 lm , en het oppervlak van een lamp met Φ ¹⁾ = 6000 lm wordt $6000/125 = 48$ cm². Bij een rechte cilindervormige lamp met een diameter van bv. 2 cm moet het lichtgevende deel dus ca. 8 cm lang zijn. Voor betrekkelijk geringe lichtstromen komt men dus reeds tot vrij groote afmetingen.

Anderzijds is het bekend dat, om een Na dampdruk van 0,001 tor²⁾ te verkrijgen, de temperatuur van het metaal 240° C bedragen moet. Bij een dergelijke temperatuur is de warmteafgifte der lamp aan de omgeving belangrijk, en hetzelfde geldt voor het toe te voeren elektrische vermogen. Bij een lage druk ontlading (tot enkele tor) kan het elektrische vermogen opgevoerd worden

1) In dit opstel is voor de lichtstroom in pl. v. het internationale symbool F het symbool Φ , dat nog gangbaar is in Duitschland, gebruikt, opdat de figuren, reeds klaar voor een andere Deutsche publicatie, hier konden worden gebezigd.

2) 1 tor = 1 mm Hg druk (Afkorting van Torricelli).

door verhooging der stroomsterkte, maar daardoor gaat ook de electronenconcentratie n_e en het aantal cumulatieve effecten omhoog, met als gevolg vermindering van het rendement.

Om de stroomsterkte binnen toelaatbare grenzen te houden, vermindert men de warmteafgifte door het aanbrengen van een luchtledige ruimte om de lamp. Samenvattend kan men besluiten dat bij gegeven lichtstroom de afmetingen van een Na-lamp groot zijn (geringe (oppervlakte) helderheid) en dat zij van een vacuumruimte voorzien moet worden (warmteafgifte en cumulatieve effecten geringer, beter rendement).

§ 3. *Het kwikspectrum.*

Bekijken we nu het Hg spectrum (fig. 14, volgend artikel E l e n b a a s) dan valt dadelijk op, dat de lijnen, die correspondeeren met overgangen vanuit de dichtst bij het grondniveau liggende toestanden naar dit laatste, in het ultraviolet liggen: λ 2537 en λ 1850. De zichtbare lijnen, waar het hier om gaat, worden uitgezonden bij overgangen tusschen twee aangeslagen toestanden bv. λ 5770. Nu kan men de hoogste dezer twee vanuit de grondtoestand aanslaan waarvoor $8,8 \text{ eV}$ noodig is, bij de emissie komt dan $(8,8 - 6,7) = 2,1 \text{ eV}$ als zichtbaar licht (λ 5770) en $6,7 \text{ eV}$ als ultraviolet (λ 1850) vrij. Van de toegevoerde $8,8 \text{ eV}$ worden dus $\frac{2,1}{8,8} \cdot 100 = 24\%$ in zichtbaar licht omgezet. De opwekking van λ 5770 zou nu veel economischer kunnen geschieden indien men het atoom, terwijl het nog in het $6,7 \text{ V}$ niveau is, door aanslag terug in het $8,8 \text{ V}$ bracht voordat de terugkeer naar het grondniveau plaats heeft. Hier is het optreden van cumulatieve aanslag dus gewenscht, zoodat men groote stroomdichtheden (groote n_e) toepast. Hooge concentratie der aangeslagen $6,7 \text{ V}$ en $4,9 \text{ V}$ niveaus verkrijgt men gemakkelijk, daar λ 1850 en λ 2537 resonnantielijnen zijn, die dus sterke zelfabsorptie vertoonen. Deze zelfabsorptie wordt nog versterkt door toepassing van hooge kwikdruk, die gemakkelijk te verkrijgen is, daar de verzadigde dampdruk van Hg bij 365° C reeds 1 atm bedraagt. De cumulatieve aanslag wordt verder nog bevorderd door het feit dat de $4,65 \text{ V}$ en $5,4 \text{ V}$ niveaus metastabiël zijn, zoodat ze een lange levensduur hebben (Brinkman § 4, I voetnoot).

Eenerzijds wil men dus hooge stroomdichtheid, anderzijds een

hooge druk, die een hooge gradiënt medebrengt, toepassen, zoodat de belasting (W/cm^3) en daarmee de oppervlaktehelderheid groot worden. De zelfabsorptie der zichtbare lijnen is hier minder belangrijk daar het aantal aangeslagen atomen altijd klein is ten opzichte van het aantal atomen in den grondtoestand. Kwiklampen zal men dus bij voorkeur met hooge druk gebruiken, waardoor voor een gegeven lichtstroom een compacte lamp met groote oppervlaktehelderheid ontstaat. De kleine afmetingen hebben een groote belasting per cm^2 wandoppervlak tengevolge, waardoor het wenschelijk wordt de warmteafvoer zooveel mogelijk te bevorderen (bv. door waterkoeling). Men moet daarbij zorgen dat de temperatuur der koudste plaats voldoende hoog blijft om de gewenschte kwikdruk in stand te houden, hetgeen vergemakkelijkt wordt door de relatief hooge verzadigingsdruk van Hg.

§ 4. *Positieve zuil. Koude en warme kathode.*

Practisch alle gasontladingslampen welke in Europa op de markt worden gebracht, hebben als lichtgevend element de zgn. positieve zuil. Deze is het gedeelte der ontleding (CD , fig. 2) dat

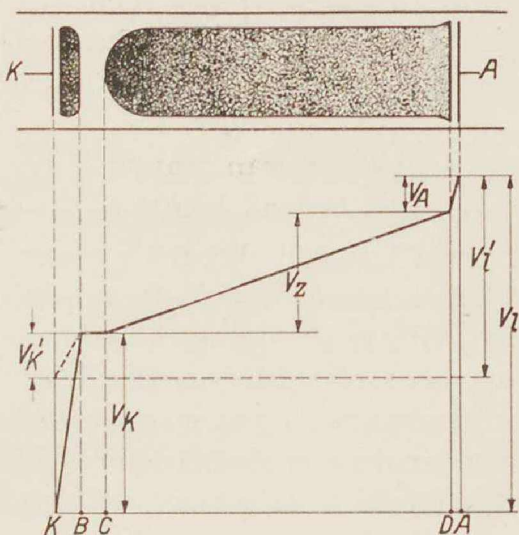


Fig. 2. Schematische weergave van een ontleding met positieve zuil en koude kathode in Neon (Lichtende deelen donker geteekend). Spanningsverloop — V_K koude kathode, V_K' gloeikathode.

tusschen de kathodische (KC) en anodische (AD) gebieden inligt. In fig. 2 is schematisch het uitzicht van een glimontleding met positieve zuil in Neon gegeven, alsook het spanningsverloop over

de verschillende deelen der ontleding. Men ziet dat bij de electroden een sterk spanningsverval optreedt: de zgn. kathodeval V_K en de anodeval V_A . De spanning aan de klemmen der lamp V_l is dus: $V_l = V_K$ (kathode) + V_Z (zuil) + V_A (anode). Beperken we ons eenvoudigheidshalve tot gelijkstroom, dan is het vermogen der lamp $N_l = I_l \cdot V_l$ (I_l = ontladingsstroom in A , V_l in Volt, N_l in Watt). Daarvan wordt $N_{A+K} = I_l(V_A + V_K)$ aan de electroden verbruikt, en op een klein deel na, dat door het zgn. negatieve glimlicht (KB , fig. 2) uitgezonden wordt, gaat het geheele vermogen N_{A+K} voor de lichtproductie verloren. Als grootteorde vindt men bv. in een Ne -ontleding met koude Fe electroden, buisdiameter 10 mm, gasdruk 10 tor, $V_K = 180$ V terwijl het spanningsverval per cm (gradiënt) 5,5 V/cm bedraagt. Bij een zuillengte van bv. 1 m gaat er dus ongev.

$$\frac{V_K}{V_K + V_Z} \cdot 100 = 25\%$$

van N_l in den kathodeval verloren. De anodeval is meestal van de orde van enkele volts.

Het verlies in den kathodeval kan men door toepassing van zeer lange zuilontladingsen (Neon reclameverlichting) relatief kleiner maken: V_K wordt dan een kleinere fractie van V_l , en hetzelfde geldt voor N_K ten opzichte van N_l . Een betere methode vindt men echter in de toepassing van warme kathoden, zgn. gloeikathoden, waardoor de kathodeval V_K tot een veel kleinere waarde V_K' (~ 20 V) daalt (fig. 2). Men ziet dat V_K' een veel kleiner deel van de lampspanning V_l' geworden is, en hetzelfde geldt natuurlijk voor $N_{K'} = I_l V_{K'}$ ten opzichte van $N_l' = I_l V_l'$.

De verwarming der kathode, die zooals bekend het uittreden der electronen vergemakkelijkt, kan door een afzonderlijke stroombron (transformator) of door de ontleding zelf gebeuren. Dit laatste is echter alleen bij wisselstroomontladingsen goed uitvoerbaar, waar elk der electroden beurtelings als anode en kathode optreedt. Om een electron uit de kathode vrij te maken is een zekere „uittreearbeid” eV_ϕ noodig (V_ϕ = zgn. uittreepotentiaal), die echter vrij komt wanneer het electron in de anode verdwijnt. Terwijl een electrode kathode is wordt er ong. een vermogen $\frac{1}{2}(I_l V_\phi)$ aan onttrokken, in de andere halve perioden wordt aan dezelfde electrode, nu anode geworden, een vermogen $\frac{1}{2}I_l(V_\phi + V_A)$ afge-

stand R , dan geldt U (netsp.) = V_l (lampsp.) + RI_l (weerstandsp.) (zie fig 3).

Behalve het opnemen van het verschil ($U - V_l$) heeft het voorschakelapparaat (bij gelijkstroom de weerstand) nog een andere zeer belangrijke functie: het stabiliseeren der ontlading d.i. het beperken van de onvermijdelijke stroomvariaties, zooals ze bv. tengevolge van netspanningsschommelingen optreden. Aan de hand van fig. 3 zullen we dit in het kort verduidelijken.

De dik geteekende kromme door A stelt de karakteristiek $V_l = f(I_l)$ eener ontlading voor, dwz. de bij elke waarde van den stroom I_l optredende spanning V_l ; zoo hooren bv. de stroom OC en de spanning CA bij elkaar. Met toenemende stroom I_l neemt de spanning V_l af, zgn. *negatieve karakteristiek*. Nu kan het gebeuren dat bv. tengevolge van een plotselinge toename ΔU der netspanning U , de spanning aan de klemmen der lamp van CA tot CB oploopt. In het beschouwde geval zal nu de stroom door de buis toenemen (door de gradiëntverhooging in de zuil), daarmede ook het spanningsverval in de weerstand en het geheel komt in evenwicht in het punt A' . Een analoge redeneering geldt ook voor een netspanningsafname — ΔU .

Zelfs bij absoluut constante U kan men een voorschakelweerstand niet ontbeeren. Sluit men bv. een gasontladingslamp zonder voorschakelapparaat op een batterij van voldoende capaciteit aan, dan zal na ontsteking de stroom blijven toenemen en de lamp vernield worden.

Bij gelijkstroom beschikt men practisch slechts over ohmsche weerstanden als voorschakelapparaat. In deze gaat dan een belangrijk deel ($\sim 50\%$) van het toegevoerde vermogen $I_l \cdot U$, nml. RI_l^2 verloren. Daardoor gaat het rendement van het geheel (lamp + weerstand) aanmerkelijk achteruit ten opzichte van het rendement der lamp alleen, dat bij gelijkstroomlampen zeer hoog zijn kan. Dit belangrijk verlies is een der factoren die het algemeen gebruik van = str. lampen in den weg staan.

Bij ~ stroom kan men zoowel een ohmsche weerstand, als een zelfinductie of een condensator als stabiliseeringselement gebruiken; ook bv. een combinatie van zelfinductie en condensator (zgn. $L - C$ apparaat). Tot nu toe is het meest algemeen een zelfinductie in gebruik, die voor het rustig branden der lamp belangrijke voordeelen boven een weerstand of condensator heeft. Fig. 4a

geeft het vectordiagram van een dergelijke schakeling, aannemende dat I_l en V_l sinusvormig zijn. Verder geeft fig. 4 het verloop van U (netsp.), V_l (lampsp.), I_l (lampstr.), V_L (smoorspoelssp.): *b*) sinusvormig verloop aangenomen; *c*) werkelijk verloop, met oscillograaf opgenomen.

De *arbeidsfactor* van lamp + smoorspoel: $\lambda = N_l/U \cdot I_l$ is natuurlijk < 1 (meestal $\sim 0,4$). Door het parallelschakelen van een condensator aan de netklemmen (*niet* over de lamp!) kan men λ tot

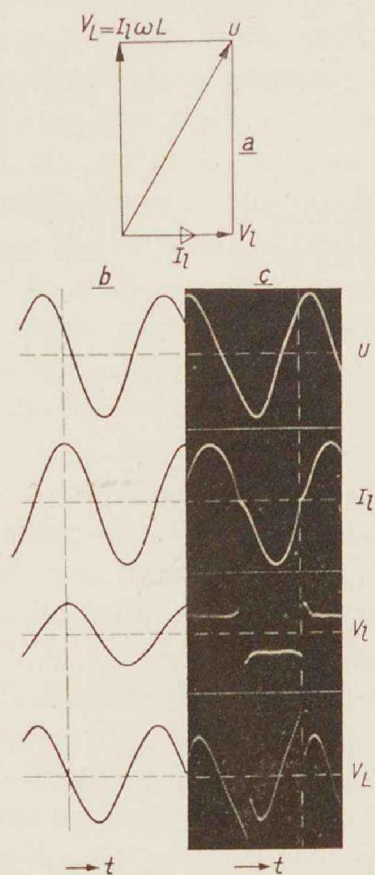


Fig. 4. *a*) Vectordiagram voor ontlasting in serie met smoorspoel. Netspanning U , lampspanning V_l , lampstroom I_l en smoorspoelspanning V_L :
b) sinusvormig aangenomen; *c*) met oscillograaf opgenomen.

ongeveer 0,9 opvoeren. De overblijvende „schijnbare” inductieve belasting is in werkelijkheid aan stroom- en spanningsvervorming in de lamp te wijten; en niet door een condensator op te heffen. De zgn. *vervormingsfactor* der lamp $\psi = N_l/I_l V_l$ bedraagt ongev. 0,9

§ 6. *Neon-lampen.*

De bekende *Ne*-lichtreclamebuizen zijn glimontladingen met positieve zuil en (meestal) koude kathode. Om de nadeelige invloed van de hoge kathodeval V_K op het rendement te beperken worden ze meestal zeer lang genomen en op hoogspanning aangesloten (transformator met magnetische spreiding zgn. lektransformator). Bij de meest voorkomende diameters (10—15 mm) bedraagt de vuldruk ca. 10 tor. Het rendement η_z , aan de zuil gemeten zonder elektroden- of transformatorverlies, bedraagt ca. 18 lm/W. De lichtsterkte per m lengte is gering, ca. 15 k/m en daardoor zijn ze niet voor algemeen verlichting geschikt, wel echter voor reclameverlichting dank zij de kleur en de geringe oppervlaktehelderheid (geen verblinding). Een andere belangrijke toepassing ligt op het gebied der plantenbestraling, waarvoor speciale buizen met gloeikathode en hoog rendement ¹⁾ ($\eta_l = 17,5$ lm/W) ontworpen zijn. Voor plantenbestraling is het Neonlicht zeer gunstig, daar de lijnen van het zichtbare spectrum in het oranje-rood liggen, waar de absorptie van het bladgroen (chlorophyl) zeer sterk is.

In de glimlampen wordt het kathodisch gedeelte der ontleding gebruikt, het zgn. negatieve glimlicht. Het verbruik dezer lampen is zeer gering, een paar watt, evenals de lichtstroom, enkele lumen. Ze worden als nachtlampen, signaallampen e.d. gebruikt.

§ 7. *Lage druk kwiklampen.*

Brengt men in een *Ne*-zuilontlading een geringe hoeveelheid *Hg* dan verdwijnt het *Ne* spectrum en treedt het *Hg* spectrum op, waardoor de kleur van oranje-rood in blauw omslaat. De aanslagen en ionisatiespanningen van kwik zijn belangrijk lager dan van Neon, zoodat, indien voldoende *Hg* damp aanwezig is, de electronen hun energie aan *Hg* overdragen voordat ze voldoende energie verzameld hebben om het *Ne* aan te slaan of te ioniseeren.

Evenals de Neon zuilontladingen worden deze blauwe *Hg*-buizen voor reclamedoeleinden toegepast (hoogspanning). Voorzien van een gekleurd glas, dat blauw absorbeert, geven ze de groene reclamebuis. Het kleureffect kan versterkt worden door toepassing

1) Het rendement wordt uitgedrukt in lm/W: $\eta_l = \Phi/N_t$ (Φ = lichtstroom in lm, N_t = totaal Wattverbruik), $\eta_l = \Phi/N_l$ (N_l = vermogen der lamp, elektrodenverlies inbegrepen), η_z = rendement van de positieve zuil, zonder elektrodenverlies.

van fluoresceerend uraanglas, dat een deel van de ultraviolette straling der ontlading in geel-groen licht omzet waardoor het rendement opgevoerd wordt.

Vroeger werd de lage druk *Hg* ontlading voor het produceeren van zichtbaar *Hg* licht gebruikt (C o o p e r—H e w i t t), tegenwoordig is ze echter voor dit doel volledig door de hoge druk ontlading verdrongen, die veel compacter is. Het spectrum der lage en hoge druk (1 atm.) *Hg* ontlading bevat ongeveer dezelfde lijnen, alleen is de relatieve intensiteitsverdeeling een andere, waardoor de lage druk-ontlading er blauwer uitziet.

De lage druk *Hg* ontlading is echter zeer belangrijk als bron der ultraviolette lijn λ 2537. Door middel van *luminophoren* kan men nml. het ultraviolet in zichtbaar licht omzetten, en er zijn een groot aantal dezer stoffen bekend, die sterk op de lijn λ 2537 aanspreken. De emissie der luminophoren strekt zich meestal over een breed continu gebied uit, zoodat ze bv. aangewezen zijn voor het opvullen van een lijnenspectrum waardoor de kleurweergave verbeterd wordt.

Tot nu toe worden lage druk *Hg* ontelingen met luminophoren vooral als reclamelichtbuizen gebruikt, ze zijn echter ook zeer geschikt voor algemeen-verlichting (kleine oppervlakte helderheid). De luminophoren worden bv. op den binnenwand der buis aangebracht zoodat de ultraviolette straling niet door absorptie in den wand verzwakt wordt. Voor buizen die ongeveer wit licht geven is $\eta_l \approx 30 \text{ lm/W}$, met groene buizen komt men belangrijk hoger, tot $\eta_l \approx 50 \text{ lm/W}$.

Wordt de lage druk *Hg* ontlading als bron van λ 2537 gebruikt (resonnantielijn), dan gelden analoge beschouwingen aan die in § 2 gegeven voor *Na* lampen. Van warmte-isoleerende middelen behoeft men echter geen gebruik te maken, daar de verzadigingsdampdruk van *Hg* bij 20° C reeds 0,001 tor bedraagt. (Voor *Na* is dit eerst bij 240° C het geval).

§ 8. *Natriumlampen, algemeene eigenschappen.*

Brengt men in een *Ne*-ontlading een voldoende hoeveelheid *Na* damp, dan zal deze laatste, evenals tevoren voor *Hg* beschreven, de ontlading overnemen, daar de aanslag- en ionisatiespanningen voor *Na* belangrijk lager liggen dan voor *Ne*. Ontsteekt men een lage druk *Hg* lamp met edelgasvulling, dan brandt ze, onder nor-

male omstandigheden, practisch dadelijk als kwikontlading. Bij een *Na*-lamp duurt het enkele minuten voor het *Na* licht te voorschijn komt daar het metaal op vrij hooge temperatuur gebracht moet worden ($\sim 200^{\circ}\text{C}$) om voldoende snel te verdampen. Het edelgas in de lamp vervult dus de belangrijke rol van „ontsteekgas”. In de praktijk worden de lampen zoo gebouwd dat ze door de ontlading in het edelgas, meestal neon, op de gewenschte temperatuur worden gebracht. Voor het *Na* voldoende verdampt is geven zij dus het bekende oranje-roode neonlicht.

De *opwarmtijd* is een onvermijdelijk kwaad. Men kan deze tijd weliswaar op verschillende wijzen verkorten, bv. door bij het opwarmen de smoorspoel te verkleinen, waardoor de lamp tijdelijk overbelast wordt, meer watts opneemt en dus sneller op temperatuur komt. Dit brengt echter complicaties der electriche installatie mee: relais e.d. Doorlopende overbelasting der lamp komt niet in aanmerking daar rendement en levensduur dan te sterk achteruit gaan. Fig. 5 geeft het verloop van lichtstroom Φ (*lm*), stroom I_l (*A*)

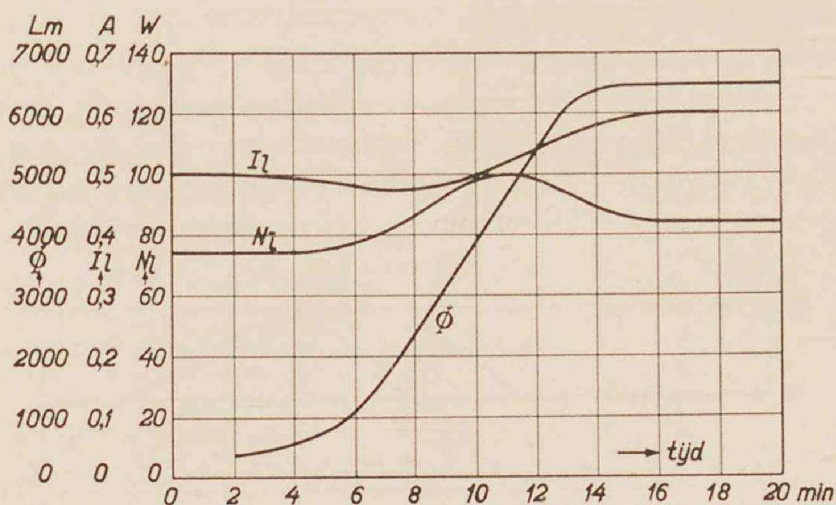


Fig. 5. Opwarmkrommen voor SO 650. Verloop van lichtstroom Φ , lampstroom I_l , en vermogen der lamp N_l als functie van de tijd na de ontsteking.

en vermogen N_l (*W*) als functie van de tijd na het ontsteken eener *Na* lamp SO 650.

Het is een bekend feit dat de onvermijdelijke *netspanningschommelingen* een zeer ongunstige invloed op den levensduur der gloeilampen uitoefenen, daar met toenemende spanning het opgenomen vermogen en de temperatuur van den gloeidraad snel op-

lopen. Wordt een gloeilamp bv. doorlopend op 5% overspanning gebrand, dan daalt de levensduur met 50%. Bij *Na* zijn deze verhoudingen veel gunstiger, daar bij toenemende netspanning U , de stroom I_l wel toeneemt, maar de lampspanning V_l daalt (negatieve karakteristiek). Het opgenomen vermogen $N_l = \psi \cdot I_l \cdot V_l$ ($\psi \approx 0,9$) stijgt bij gegeven ΔU minder snel dan bij een gloeilamp waarbij zooveel I_l als V_l toeneemt. Onderstaande tabel geeft een vergelijkend overzicht voor *Na* en *W* der diverse grootheden bij $\pm 10\%$ netspanningsverandering.

Invloed der netspanningsvariates op de karakteristieke eigenschappen van gloeilampen en *Na*-lampen (Type SO 650). Normale waarden = 100 gesteld.

Netspanning U	<i>Na</i>		<i>W</i>	
	90	110	90	110
Stroom I_l	78	116	95	106
Spanning V_l	111	90	90	110
Vermogen N_l	90	109	85	116
Lichtstroom Φ	96	101	69	140
Rendement η_l	104	94	81	121

Buiten de in § 2 aangegeven redenen voor het aanbrengen van een vacuum ruimte bestaat er nog een zeer dwingende: de lamp moet *onafhankelijk* van de *omgevingstemperatuur* zijn. Bepaalt men van een *Na* lamp de lichtstroom Φ en het rendement η_l als functie van het vermogen N_l , dan vindt men voor beiden een kromme met

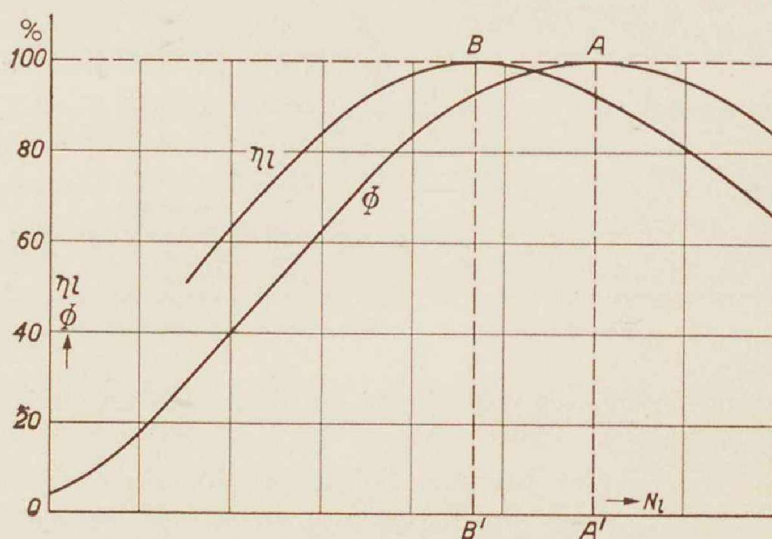


Fig. 6. Lichtstroom Φ en rendement $\eta_l (= \Phi/N_l)$ als functie van het vermogen in de lamp N_l (Maximum = 100 gesteld; schematisch).

een maximum (dat voor η_l ligt bij een iets lagere waarde als voor Φ daar $\eta_l = \Phi/N_l$, fig. 6). De normale waarde van N_l ligt tusschen A' en B' . Het verloop van Φ met N_l is met behulp van het voorgaande gemakkelijk te verklaren: bij kleine waarden van N_l ($< OB'$) is de temperatuur te laag om voldoende Na dampdruk te geven, bij hoge waarden van N_l ($> OA'$) is deze zoo hoog dat tengevolge der zelfabsorptie en der cumulatieve effecten de intensiteit der gele Na lijn achteruit gaat. In het normale bedrijf ($\sim 270^\circ \text{C}$) bedraagt de dampdruk van het Na $4 \cdot 10^{-3}$ tor. Nu is het bekend dat deze laatste zeer sterk met de temperatuur varieert (bij 270°C is $p_{Na} = 4 \cdot 10^{-3}$ tor, bij 260°C : $p_{Na} = 2,6 \cdot 10^{-3}$ tor), en daar verschillen in de temperatuur der omgeving van 40°C (van $+20^\circ \text{C}$ tot -20°C) voorkomen, moet de lamptemperatuur zooveel mogelijk van deze laatste onafhankelijk zijn.

De warmteafgifte der lamp geschiedt door straling, door convectorie en door conductie der omgevende lucht, waarbij de twee eersten de belangrijkste zijn. Door tusschenschakelen van een vacuumruimte, waarin de warmte alleen door straling overgebracht kan worden, slaagt men er in de variaties der lamptemperatuur binnen enge grenzen te houden. Als een gunstige factor treedt daarbij het verloop van N_l met de lamptemperatuur naar voren (fig. 7). Kromme 1 geeft voor elke temperatuur het vermogen dat

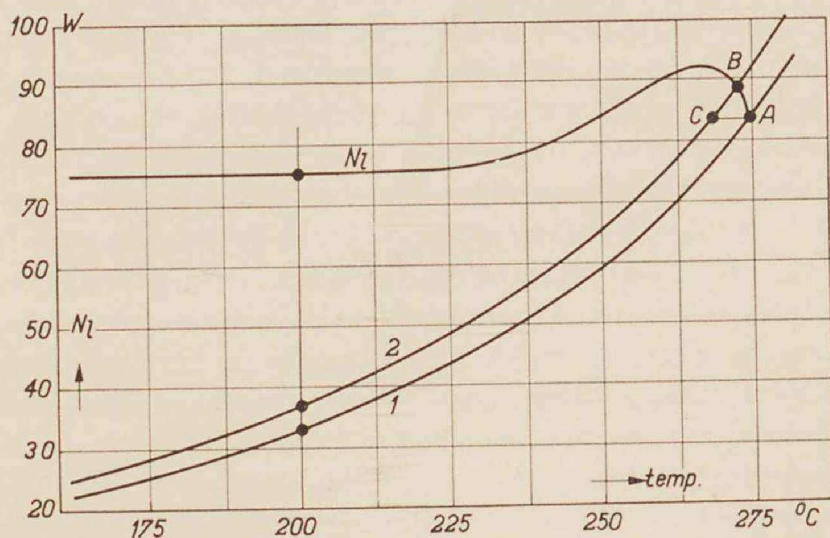


Fig. 7. Vermogen der lamp tijdens het opwarmen N_l , en Watts nodig om de lamp op de in de abscisse aangegeven temperatuur te houden: 1) onder normale omstandigheden; 2) bij sterke wind. (SO 650).

noodig is om de lamp op de in de abcisse aangegeven temperatuur te houden (onder normale omstandigheden). Bij 200°C bv. is $N_l = 75\text{ W}$, terwijl er slechts 33 W nodig zijn om de lamp op 200°C te houden, het verschil dient voor het verder opwarmen. De evenwichtstoestand wordt bereikt in het snijpunt A der krommen N_l en 1. Wordt nu de warmteafgifte aan de omgeving groter, bv. tengevolge van koude wind die in dit opzicht zeer nadeelig is, dan zijn meer watts nodig om de lamp op een gegeven temperatuur te houden: kromme 2 van fig. 7. De evenwichtstoestand ligt nu in het punt B ($t = 273^{\circ}\text{C}$). Dank zij het maximum in de kurve N_l wordt de temperatuurafval gereduceerd, daar indien N_l constant bleef het bedrijfspunt in C zou komen ($t = 268,5^{\circ}\text{C}$).

§ 9. *Natriumlampen: SO Typen.*

Ten slotte willen we nog enkele gegevens meedeelen betreffende de zich op de markt bevindende lampen die practisch alle op wisselstroom bedreven worden. We zullen ons beperken tot het zgn. *SO*-type dat uit een buis in *U*-vorm bestaat met ontladingsverwarmde kathoden. Men kan ze, eenigszins willekeurig, indeelen in twee groepen, al naar gelang de ontsteekspanning der lamp V_o boven of onder 200 V ligt.

a) SO 250, 400, 650 en 1000.

Van deze typen is $V_o > 200\text{ V}$, ze worden dus op 220 V (of 110 V) netten bedreven via een transformator. Meestal wordt deze in den vorm van een spaarlektransformator (met sterke magnetische spreiding) uitgevoerd, zoodat geen afzonderlijke smoorspoel voor het stabiliseeren noodig is. De schakeling is in fig. 8*a* schematisch weergegeven. Om te vermijden dat eventueel in de lamp opgewekte hoogfrequente trillingen (vooral bij oudere lampen) in het net komen en zodoende radiostoringen geven, legt men tusschen elke net- en corresponderende lampklem een gedeelte van de wikkeling.

Dit lamptype is van een los dubbelwandig vacuumglas voorzien, zoodat bij vervanging der lamp het vacuumglas verder gebruikt worden kan. Ook in het bedrijf der lamp biedt deze uitvoering zekere voordeelen, daar de ontladingsbuis zelf door lucht omgeven is, die er voor zorgt dat geen groote temperatuurverschillen in de lamp kunnen optreden (bv. bij éézijdige afkoeling door wind).

Dit lamptype wordt in verschillende grootten gemaakt; de getallen (650 bv. van *SO 650*) geven de lichtstroom in Decalumen

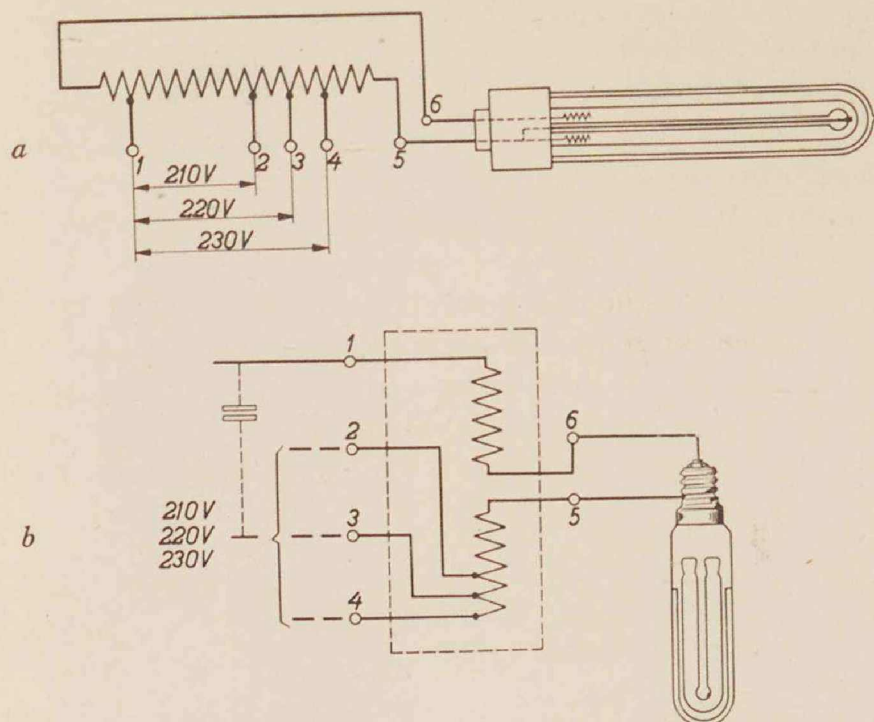


Fig. 8. Schakeling. a) voor SO 650 met spaarlektransformator; b) voor SO 300 met smoorspoel.

aan. Fig. 9 geeft een foto der SO 650, waarvan de belangrijkste gegevens zijn: $\Phi = 6500 \text{ lm}$, $N_l = 85 \text{ W}$, $N_t = 105 \text{ W}$, $I_l = 0,6 \text{ A}$, $V_l = 165 \text{ V}$, $\eta_l = 76,5 \text{ lm/W}$.

b) SO 300, 500.

Voor deze beide lampen is $V_o < 200$ zoodat ze met een smoorspoel als stabiliseeringselement op 220 V netten aangesloten kunnen worden (bij 110 V met behulp van transformator). Fig. 8b geeft de schakeling op 220 V schematisch weer. De smoorspoel is weer onderverdeeld ter voorkoming van radiostoringen.

Deze lampen zijn van een vaste vacuummantel voorzien, die terwille eener voldoende warmteisolatie nog van een extra binnen-cylinder voorzien is; de lamp bevindt zich hier in vacuum.

Dit type wordt in twee grootten gefabriceerd: SO 300 (300 Dlm) en SO 500 (500 Dlm). Fig. 10 geeft een foto der SO 500, waarvan de belangrijkste gegevens zijn: $\Phi = 5000 \text{ lm}$, $N_l = 80 \text{ W}$, $N_t = 94 \text{ W}$, $I_l = 1,2 \text{ A}$, $V_l = 75 \text{ V}$, $\eta_l = 62,5 \text{ lm/W}$.

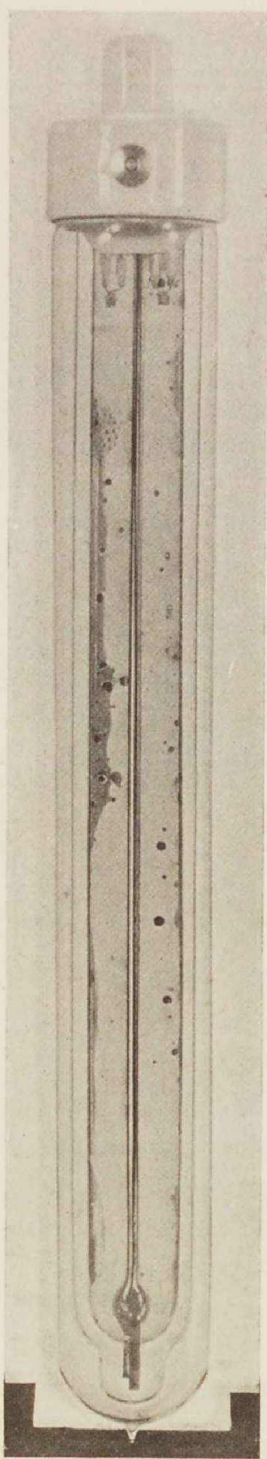


Fig. 9. Foto SO 650.

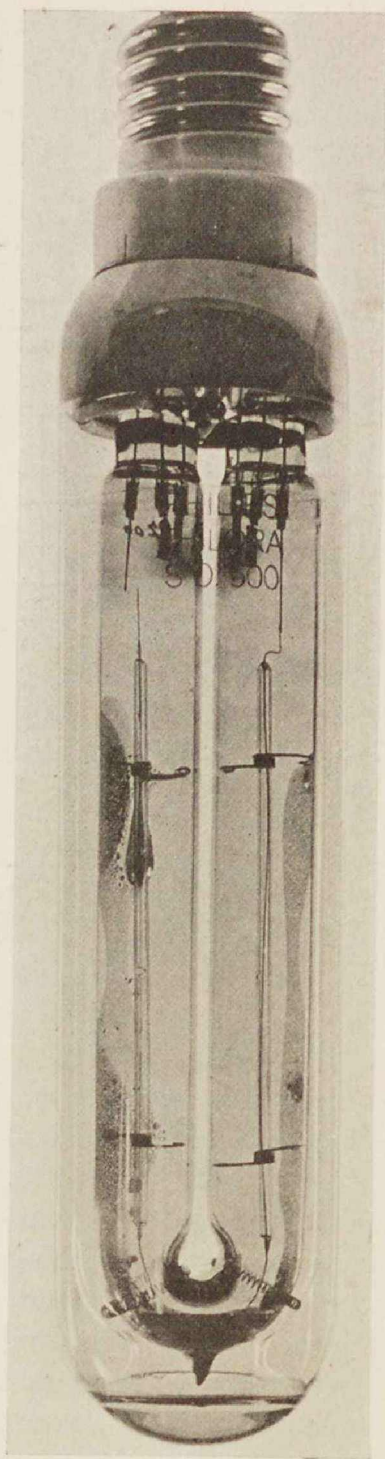


Fig. 10. Foto SO 500.

VERSLAG VAN DE ALGEMEENE VERGADERING
DER NEDERLANDSCHE NATUURKUNDIGE VER-
EENIGING OP ZATERDAG 27 FEBRUARI 1937 IN
HET LAB. „PHYSICA” TE AMSTERDAM

Van de eerste op deze vergadering gehouden voordracht over:
Het gedrag van suspensies en colloïden als mechanisch probleem
door H. C. HAMAKER

zal hier geen verslag worden gegeven, daar de spreker inmiddels zelf een uitvoerige verhandeling over dit onderwerp heeft laten verschijnen in *Recueil des travaux chimiques des Pays Bas* **56**, 727, 1937.

Namens de *Biophysische werkgroep Utrecht-Delft* volgde na de pauze een voordracht over:

De rol van straling bij assimilatie en ademhaling
door L. S. ORNSTEIN

Het voortbrengen zoowel als het opnemen van straling door levende organismen valt gemakkelijk te constateeren en een nader onderzoek van de invloed van straling op levende wezens is dus geboden. Lichtbacteriën kan men bijv. in het donker zien en het is nu de vraag, wat de beteekenis is van deze voortgebrachte straling voor het leven van de betreffende bacteriën. Bij de assimilatie wordt juist straling *opgenomen* en eventueel wordt dan later weer energie van grootere golflengte uitgestraald. Evenals fluorescentieverschijnselen beteekent ook de straling der lichtbacteriën eigenlijk een *verlies* aan energie.

Kluyver stelde als hypothese voor bij de lichtbacteriën twee ademhalingsprocessen te onderscheiden, nl. één weg, waarlangs het opnemen van zuurstof plaats heeft over haemine-fermenten, hetgeen niet met straling gepaard gaat, en een tweede weg, waarlangs het opnemen van zuurstof geschiedt over luciferine en luciferase, waarbij wél straling wordt uitgezonden, die men dus in zekere zin kan beschouwen als een verlies aan energie bij dit

levensproces. Worden verschillende uitwendige omstandigheden gevarieerd, bijv. de concentratie der waterstofionen of de leeftijd der bacteriën, dan verandert weliswaar de intensiteit der totale straling, maar de spectrale samenstelling blijft hierbij steeds dezelfde. De intensiteitsverdeling als functie van de frequentie is onsymmetrisch, maar kan worden gesplitst in twee symmetrische krommen, die beantwoorden aan twee verschillende frequenties. Het is nu gebleken, dat bij de stralingsprocessen van meerdere organismen dezelfde frequenties optreden, terwijl deze ook bij het fluoresceeren van diverse organische verbindingen worden waargenomen. Het is dus de vraag, of men hierbij niet te maken heeft met dezelfde moleculaire reacties, of met reagerende moleculen van verwante structuur?

Men kan zich de gang van zaken als volgt voorstellen: Bij de ademhaling wordt zuurstof opgenomen; dit beteekent een oxydatie, waarbij een molecuul in aangeslagen toestand wordt gevormd. Dit aangeslagen molecuul kan nu, of onmiddellijk verder in chemische reactie treden, of eerst door straling naar zijn grondtoestand gaan, waarvan uit het dan verder reageert. De straling, die bij het volgen van de laatste reactieweg vrijkomt, beteekent een verlies op de energie-balans der chemische reacties.

De vraag was nu, of wij bij deze lichtbacteriën te maken hebben met fluorescentie van flavine, zooals Prof. K l u y v e r onderstelde. De twee verschillende ademhalingsprocessen der lichtbacteriën moeten nu onafhankelijk van elkaar onderzocht kunnen worden, waarbij men dan tegelijkertijd de opgenomen hoeveelheid zuurstof, en de uitgestraalde hoeveelheid licht bij zoo'n proces dient te meten. Cyaankalium blijkt een vergift te zijn voor de ademhalingsweg over haemine-fermenten en deze kan men geheel onderdrukken door voldoende cyaankalium toe te voegen. De opgenomen hoeveelheid zuurstof en de uitgezonden lichtintensiteit werden voor verschillende gehalten aan KCN bepaald. Het blijkt dan, dat men bij algeheele onderdrukking der haemine-ademhaling een zelfde lichtintensiteit waarneemt bij een zuurstofopname, die slechts 20% bedraagt van de opgenomen hoeveelheid bij normale ademhaling. Voor de lichtademhaling wordt onder normale omstandigheden dus $\frac{1}{5}$ gedeelte der in totaal opgenomen hoeveelheid zuurstof gebruikt.

Nu wij dus weten, hoeveel zuurstof de lichtende bacteriën nodig

hebben voor het emitteeren van een bepaalde hoeveelheid licht, is het de vraag, hoeveel lichtquanta per zuurstofmolecuul vrijkomen? Het aantal zuurstofmoleculen, dat noodig is voor één reactiekans, blijkt bij lagere temperatuur sterk toe te nemen, zooals voor chemische reacties is te verwachten.

Een proces, dat tot op zekere hoogte het omgekeerde is van het lichtverschijnsel der lichtbacteriën is de assimilatie van bladgroenhoudende cellen en van purperbacteriën. Door O. W a r b u r g werd bijv. voor groene wieren gevonden, dat deze vier lichtquanta per molecuul noodig zouden hebben om een primair product van de reductie-toestand van een koolhydraat uit CO_2 te vormen.

Bladgroen absorbeert licht van verschillende golflengten, het wordt daardoor in verschillende aangeslagen toestanden gebracht. Hiervandaan zal het onder thermische energie-afgifte terugvallen naar een *bepaalde* lager gelegen energietoestand, van waaruit het onder emissie van fluorescentielicht weer in de grondtoestand terugkeert. Deze zienswijze wordt gesteund door het feit, dat het spectrum van het fluorescentielicht bij alle ingestraalde golflengten hetzelfde is. Verder is de intensiteit van het fluorescentielicht recht evenredig met de ingestraalde energie. De aangeslagen toestanden van het chlorophyl zijn dus bij bestraling aanwezig in een concentratie, die met de ingestraalde energie recht evenredig is. Overigens is de absolute opbrengst aan fluorescentielicht in het bijzonder bij levende bladgroenhoudende cellen slechts een zeer kleine fractie van de ingestraalde energie. Een overgroot gedeelte der aangeslagen chlorophylmoleculen verliest zijn energie langs andere wegen, o.a. aan de primaire processen der assimilatie. Bovenstaande en nadere waarnemingen leeren, dat deze overdracht ook een lineaire relatie met de ingestraalde lichtintensiteit moet hebben. Dit wijst er op, dat primair telkens één lichtquant *eenzelfde* reactie verricht. Nemen wij aan, dat het bovengenoemde getal 4 van W a r b u r g wijst op 4 elementaire stappen, noodig voor de reductie van één CO_2 -molecuul, dan kunnen deze niet gelijktijdig verlopen, aangezien dan het verdwijnen van de groote meerderheid der aangeslagen chlorophylmoleculen evenredig zou zijn met de vierde macht der intensiteit en dit zich dus ook in de fluorescentie zou weerspiegelen.

Laat men purperbacteriën in een agar-voedingsbodem groeien, belicht met een continu spectrum, dan blijkt de mate van de groei

sterk af te hangen van de golflengte van het licht. Een bijzonder sterke groei is te constateeren bij de golflengten tusschen 8500 en 9000 Å. Purperbacteriën blijken ook te fluoresceeren, en wel met een maximum bij ongeveer 9100 Å. Alle tot nu toe verrichtte waarnemingen wijzen er op, dat het door genoemd groeimaximum aangevoerde absorptiespectrum van het fotochemisch actieve pigment hier een rol speelt, analoog aan die van het absorptiemaximum van chlorophyl bij 6800 Å.

Uit deze beschouwingen zien wij, dat door gelijktijdige studie van assimilatie- en fluorescentieverschijnselen een beter inzicht in essentieele kenmerken van het assimilatieproces zal kunnen worden verkregen.

In de discussie werd o.a. opgemerkt, dat men assimilatieprocessen, waarbij zuurstof wordt gevormd, inderdaad kan remmen door toevoegen van zuurstof, zooals volgens de theorie der reactie-evenwichten ook is te verwachten.

Aldus opgemaakt door den 2en Secr. der Ned. Nat. Ver.

G. P. ITTMANN.

DISSERTATIES

H. Brinkman: Optische Studie van de elektrische Lichtboog. (Utrecht 5 Juli 1937).

Deze dissertatie heeft vooral betrekking op lichtbogen tussen koelelektroden. Een inleiding behandelt de karakteristiek en het spectrum van de boog, benevens de methodes ter meting van de temperaturen in het gas van de zuil. Bewerking van de Utrechtse temperatuurmetingen uit molekuulspektra, aangevuld door nieuwe metingen. De temperatuur neemt toe van 6300° tot 7000°, wanneer de stroomsterkte van 1 tot 13 Amp gevarieerd wordt; binnen de violette kern van de zuil is het temperatuurverloop gering, in de zoom van de boog wordt een temperatuur van 4000° gevonden.

Gebruik makend van de eigenschappen der bij deze temperatuur sterk geïoniseerde gassen, is het mogelijk de boog als thermisch mechanisme te beschrijven. Ook kan de theorie gegeven worden van de radiale structuur, en de diameter van de zuil a priori voorspeld worden.

J. M. W. Milatz: De Aanslagfunctie van het metastabiele S₅-Niveau van Neon. (Utrecht, 9 Juli 1937).

De hoeveelheid metastabiele atomen die zich gevormd heeft, wordt bepaald door de absorptie welke zij uitoefenen. Het licht van een emissiebuis wordt met een draaiende sektor intermitterend gemaakt, valt door het absorptievat en bereikt de fotocel; deze geeft een stroom, die versterkt

wordt en aan een galvanometer toegevoerd, waarvan het veld synchroon met de draaiende sektor wisselt. Tegelijk bereikt een tweede lichtbundel van dezelfde lichtbron ook de fotocel, maar met tegengestelde fase, zodat hij de vorige bundel compenseert. Alleen de absorptie geeft dan nog een uitslag aan het instrument. In het absorptievat wordt het gas beschoten met elektronen van veranderlijke snelheid; deze snelheid wordt onafhankelijk van de ruimteladingen bepaald door een tweede elektronenbundel, loodrecht op de eerste. De absorptie als functie van de snelheid der beschietende elektronen geeft de verlangde aanslagfunctie, welke ook in absolute waarde berekend wordt.

W. H. Capel: Warmtegeleidingsvermogen van Bismuth-éénkristallen bij lage Temperaturen. (Leiden, 9 Juli 1937).

De warmtegeleiding in metalen geschiedt gedeeltelijk door middel van de vrije elektronen, gedeeltelijk door voortplanting van de roostertrillingen. In deze dissertatie is het voor de eerste maal gelukt, die twee bestanddelen scherp te scheiden. De thermische geleiding van bismuth neemt namelijk af een in magneetveld, bij lage temperatuur is dit effect zeer sterk en wordt een limietwaarde bereikt. Parallel hiermede neemt ook het elektrisch geleidingsvermogen af. Het ligt nu voor de hand, aan te nemen dat in een sterk veld bij lage temperatuur de warmte- en elektriciteitsgeleiding door elektronen bijna volkomen wegvalt, en dat het overblijvende warmtegeleidingsvermogen aan het rooster te wijten is. Aldus wordt gevonden, dat bij de temperatuur van vloeibare stikstof nog 20% van de warmte door de elektronen wordt overgebracht, bij de temperatuur van vloeibare waterstof slechts 6%. Voor het elektronengeleidingsvermogen geldt de wet van Wiedemann-Franz-Lorentz streng, echter met een constante die aanzienlijk afwijkt van die welke Sommerfeld berekent.

W. R. Vijverberg. Het Karakter van de Waterstofboog. — Utrecht, 21 Juni 1937.

Onderzocht zijn zowel bogen tussen kool- als tussen wolfraamelektroden, in waterstof van drukking 8 cm tot 1 atmosfeer, bij stroomsterkten van 2,5 tot 40 A, gelijk- en wisselstroom. Het blijkt dat de spectra niet door één enkele temperatuur te beschrijven zijn. Uit de banden van CN en van C₂, uit de absolute intensiteit van H_α en uit de verhouding van H_α en H_β krijgt men verschillende fiktieve temperaturen; de waterstofboog is dus geen thermisch mechanisme, de snelheden der electronen zijn niet volgens Maxwell verdeeld.

G. H. Reman. Lijnverbreding in de Lichtboog. — Utrecht, 28 Juni 1937.

In het spektrum van een boog tusschen wolfraamelektroden, brandend in waterstof van 1 atmosfeer, worden de lijnprofielen van H_α, H_β, H_γ, bepaald. Grafisch worden zij gecorrigeerd voor het Doppler-effect, en voor het feit dat de waarnemer lagen van verschillende temperatuur gesuperponeerd ziet. De aldus verkregen profielen zijn wel eenigszins met de theorie van Holtsmark te beschrijven, maar vertoonen toch ook

typische afwijkingen, die waarschijnlijk door een „dynamische theorie” te verklaren zijn.

J. F. Schouten. Visuele Meting van Adaptatie en van de wederzijdsche Beïnvloeding van Netvlieselementen. — Utrecht, 29 Juni 1937.

Met één oog wordt een proefvlakje waargenomen, met het andere oog een vergelijkingsvlakje. Nu wordt een der ogen verblind: het blijkt dat het netvlies, om het punt waarop de verblindingsbron afgebeeld was, plotseling minder gevoelig is geworden en het proefvlakje veel minder helder ziet. Deze adaptatie en het herstel worden onderscheiden in een snel verlopende α - en een langzame β -adaptatie; hun verloop wordt bij allerlei omstandigheden gemeten. De α -adaptatie schijnt samen te hangen met wijziging in de elektrische potentiaal van het netvlies; de β -adaptatie wijst op een chemische 2-moleculaire reactie. Anderzijds bestaat er toch tussen beide een nauw verband. — De sluierverblindings door lichtverstrooiing in de oog-media wordt als minder belangrijk beschouwd.

J. H. Heijerman. Absolute Intensiteitsmetingen in Alkalispectra. — Utrecht, 5 Juli 1937.

De zouten worden verdampt of verstoven in een acetyleen-zuurstofbrander, waarvan de temperatuur door de omkeermethode bepaald is (2500°). De resonantielijnen van *K* worden fotografisch aangesloten aan die van een *K*-laagspanningsboog, die met de thermozuil in absolute maat geijkt is. De gevonden waarden der emissie-sterkte kloppen voldoende met de theoretische. Door vergelijking met deze lijnen kunnen dan de *f*-waarden voor nevenseriën van *K*, *Rb*, *Cs* bepaald worden. Voor de diffuse nevenserie van *K* is vergelijking met de theoretische waarden van Coenen en Kramers mogelijk, en wordt een bevredigende overeenstemming gevonden.

BOEKBESPREKING

F. Dupré la Tour, S.J., Le polymorphisme des acides gras. 56 blz. Paris, Hermann et Cie. Paris. 1936. Prijs 14 frs.

Het werkje bespreekt de resultaten van een oorspronkelijk, in zijn geheel nog niet gepubliceerd onderzoek van den schrijver over het in de titel genoemde onderwerp. Na een algemeen overzicht der literatuur wordt de gebruikte apparatuur kort beschreven, waarbij in het bijzonder op de door schrijver toegepaste methoden om opnamen bij verschillende temperaturen (variërend tusschen ongeveer -20° en 150° C) te vervaardigen, iets nader wordt ingegaan. Daarna volgt de bespreking der bij verschillende een- en tweebasische vetzuren verkregen resultaten, waarbij deze in elk afzonderlijk geval met eventueel door andere onderzoekers verkregen gegevens vergeleken worden. Een aantal röntgenfoto's, zoowel van eenkristallen als van poederpraeparaten, zijn op platen buiten de tekst gereproduceerd.

W. G. B.

Sir J. J. Thomson, Recollections and reflections, 451 blz., vele foto's. — Bell and Sons. London. 1936. Prijs 15 sh. net.

Dit boek van 450 bladzijden, keurig uitgevoerd en gedrukt op zwaar papier, verdient in meer dan een opzicht belangstelling. Dit natuurlijk reeds, omdat het een boek is over leven en werken van een der grooten en wel een boek door hemzelf geschreven.

Het bevat interessante gegevens over de gedegen opleiding van den jongen wis- en natuurkundige te Cambridge, over organisatie van onderzoek en instructie, over examens en onderscheidingen, alle beschreven op levendige manier aan de hand van eigen ervaringen van den schrijver. De lezer heeft daarbij gelegenheid op te merken, zonder dat dit al te nadrukkelijk vermeld wordt, dat Sir J. J. Thomson reeds in zijn jeugd zeer bijzondere begaafdheid en ijver toonde. Zoo was hij na Larmor „second Wrangler” in de vergelijkende wiskunde examens (trips), Fellow Royal Society en Cavendish professor vóór zijn dertigste jaar. Van belang is in dit verband de opmerking in het voorbericht, dat de schrijver zich niet herinnert in de laatste zestig jaren ook maar één dag zijn werk wegens ziekte te hebben onderbroken.

Een der interessantste deelen van het boek is misschien wel de beschrijving van de experimenten en resultaten van ongeveer een halve eeuw geleden. Ziehier een vorm van schrijven, die wel een groote tegenstelling vormt met de vele haastige publicaties, vol van uitvoerige détails, waarop onze generatie zoo rijkelijk onthaald wordt. Waarmede wij niet willen zeggen, dat het noodig is om met alle publicaties nu juist vijftig jaar te wachten.

De beschrijving van belangrijke resultaten, als die, welke leidden tot de ontdekking van het electron (magnetische massa van bewegende lading, de verhouding e/m , de lading e) en het bepalen van het aantal electronen per atoom door middel van Röntgenstralen, is zoo eenvoudig en overtuigend, dat zij met elementaire kennis begrepen kan worden.

Het boek bevat verder menige interessante bijzonderheid, bijv. dat een van de eerste leerlingen, de jurist Sir Austen Chamberlain, eerst een examen in de wiskunde moest afleggen om zijn verdere juridische examens te kunnen doen.

Het is onderhoudend geschreven, bevat menige note gaie en tal van pointes, waaraan men den grooten man herkent. Het vertelt aardige bijzonderheden betreffende tal van bekenden als: Dalton, Joule, Reynolds, Poynting, Roscoe, Cavendish, Crookes, Maxwell, Lord Kelvin, Lord Rayleigh en vele anderen.

Een imponeerend lijstje van oud-leerlingen bevat een zestig-tal professoren en niet minder dan zes winnaars van Nobelprijzen.

A. B.

G. A. Boutry, Les Phénomènes Photoélectriques et leurs Applications, I en II, 98 en 57 blz. — Hermann. Paris. 1936. Prijs frs. 20 en frs. 15.

Zes bij elkander behoorende deeltjes van de bekende serie Actualités Scientifiques et Industrielles zijn van de hand van G. A. Boutry onder bovengenoemden algemeenen titel verschenen (ze zijn ook in één band ver-

krijgbaar). Het zijn de deeltjes: 312, Phénomènes Photoémisifs (met een Préface van C. h. F a b r y), 100 pag., frs. 20.—; 313, Cellules Photoémisives, 57 pag., frs. 15.—; 336, Photoconductivité, 84 pag., frs. 20.—; 337, Différences de Potentiel Photoélectriques, 51 pag., frs. 15.—; 345, Photométrie Photoélectrique (Mesure des Courants), 51 pag., frs. 15.—; 346, Photométrie Photoélectrique (Mesure des Flux), 72 pag., frs. 15.—. Het geheel vormt dus een werk van ruim 400 pagina's en is in 10 hoofdstukken verdeeld, waarin op dikwijls prettige wijze de stof kritisch wordt behandeld. Er is niet altijd naar volledigheid gestreefd, een enkele maal moest ref. constateeren, dat door de onvolledigheid van de behandeling een onjuist beeld wordt gegeven. Zoo wordt b.v. aan het eind van hoofdstuk V (deeltje III) de indruk gewekt, alsof tusschen de photochemische verkleuring en het photoelectrisch gedrag van *NaCl* en *AgCl* geen principiële verschillen zouden bestaan. Veel van wat in den tekst niet kon worden behandeld, vindt men in een met vele toelichtingen voorziene bibliographie aan het einde van bijna ieder hoofdstuk. Aan het einde van het laatste deeltje bevindt zich een inhoudsopgave van het geheel en een register. De vergelijkende tabellen in de laatste twee deeltjes doen goed uitkomen, voor welke doeleinden een bepaald type cel het best geschikt zal zijn en waarom dit het geval is; de verschillende eigenschappen van photoelectrische emissiecellen (vacuum en met gas gevuld), photogeleidingscellen en sperlaagcellen worden met elkaar vergeleken.

Ref. wenscht te besluiten met zijn waardeering voor het geheel uit te spreken; hij zou, om een kleinigheid te noemen, echter gaarne zien, dat in het vervolg niet meer voor wolfram het symbool *Tu* werd gebruikt.

DE B.

DE OPTISCHE EIGENSCHAPPEN VAN RIJWIEL-REFLEKTOREN

door M. B. COELINGH en M. MINNAERT

Met 1 Januari 1938 zal de rode reflektor op het achterspatbord van de fietsen aan een nauwkeuriger contrôle onderworpen worden. Dit is een geschikte aanleiding om de optische werking van zulk een eenvoudig toestelletje te onderzoeken, dat ons voor meer aardige problemen stelt dan men misschien aanvankelijk zou vermoeden.

1. Het doel dat men wil bereiken is natuurlijk het volgende. Wij bevinden ons 's avonds aan het stuur van een auto; de lichtbundel van de koplampen treft de reflektor van een fietser die vóór ons rijdt, en wij zien een duidelijke rode schittering, die ons aankondigt dat we zijdelings moeten uitwijken of vaart minderen om den fietser niet te overrijden. Niet alleen de automobilist, ook de fietser die zijn collega beschijnt moet door het rode geschitter vóór hem gewaarschuwd worden; maar de gevaren zijn hier veel geringer wegens het kleine verschil in snelheid en de soepele bestuurbaarheid van de fiets. In beide gevallen is de optische eis dus dezelfde: een lichtbundel die de reflektor treft moet *ongeveer* volgens dezelfde richting waarin hij inviel teruggekaatst worden; „ongeveer”, omdat ons waarnemend oog zich niet precies bij de koplamp van de auto bevindt. Zal de reflektor helemaal aan zijn doel beantwoorden, dan moet dit terugspiegelen van het licht niet alleen gebeuren wanneer de fiets recht vóór ons rijdt en de reflektor volgens zijn asrichting beschenen wordt, maar ook wanneer de fietser bijvoorbeeld de weg schuin oversteekt. Hoe groter de hoek waaronder de terugwerpende eigenschap blijft doorgaan, hoe veiliger de reflektor is.

Uit de aldus gestelde eis ziet men, dat een gewoon vlak spiegeltje niet voldoen kan, daar dit de lichtbundel niet in de oorspronkelijke richting terugzendt, zodra het schuin staat. Een bol spiegeltje zou in beginsel enigszins voldoen, maar zou in elke stand de bundel zó wijd naar alle hoeken uitspreiden, dat er ontzaglijk veel licht verloren zou gaan.

Veel vernuftiger is de oplossing die men in de praktijk hiervoor gevonden heeft. Denken wij ons vooreerst eens twee spiegeltjes,

AB en BC , beide loodrecht op het vlak van tekening en loodrecht op elkaar (fig. 1). Als zij getroffen worden door een lichtstraal LM , hoe ook gericht, mits in het vlak van tekening, zullen zij hem na dubbele weerspiegeling altijd in zijn oorspronkelijke richting terugkaatsen.

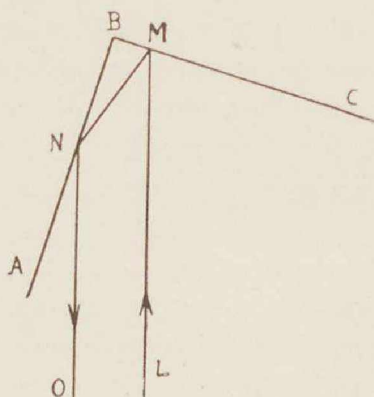


Fig. 1. Twee spiegeltjes, loodrecht op elkaar gericht, kaatsen elke lichtstraal volgens zijn eigen richting terug (mits in het vlak loodrecht op de spiegeltjes).

Dat dit inderdaad algemeen waar is, kan men misschien het eenvoudigst aantonen, door een denkbeeldige cirkel met B als middenpunt te tekenen, waarin wij de spiegels en lichtstralen tekenen, alleen lettend op hun *richtingen* en niet op hun eigenlijke *plaats* (fig. 2). De invallende lichtstraal LB wordt dus gekenmerkt door het punt L , op een boogafstand a van A , de oorsprong vanwaar af wij alle bogen zullen rekenen. Door de eerste terugkaatsing (tegen AB) krijgt de lichtstraal de richting Bu , en het punt u

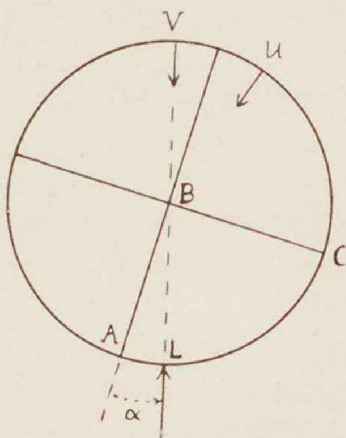


Fig. 2. Terugkaatsing door twee onderling loodrechte spiegeltjes.

ligt op een hoekafstand $180^\circ - a$ van de oorsprong. Door de tweede terugkaatsing (tegen BC) krijgt de lichtstraal de richting VB , en het punt V

ligt op een hoekafstand $180^\circ + \alpha$ van de oorsprong. De lichtstraal komt dus precies terug volgens de richting in dewelke hij inviel; wat te bewijzen was.

Zodra echter de invallende lichtstraal *niet* in een vlak loodrecht op beide spiegels loopt, is de stelling niet meer waar. Om ook in dit algemene geval aan onze eis te voldoen, zijn *drie* spiegels vereist, die onderling loodrecht op elkaar staan; wij denken ons dus b.v. kijkende in een geopende kist, waarvan de drie vlakken die in een hoekpunt bijeenkomen met spiegels bedekt zouden zijn.

Om na te gaan hoe een dergelijk samenstel de lichtstralen weerspiegelt, denken we ons een bol om het punt B , en met BRS , BST , BRT de richting der drie spiegels aangegeven (fig. 3); de richting van de invallende straal LB

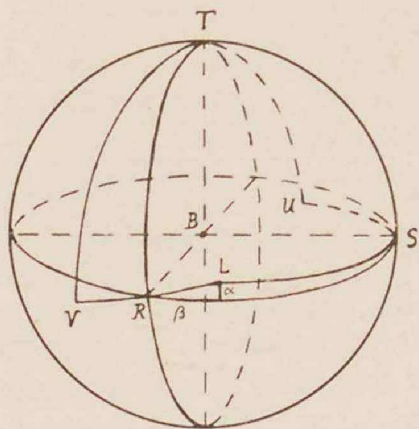


Fig. 3. Terugkaatsing door drie onderling loodrechte spiegeltjes.

zij gekenmerkt door de „aardrijkskundige” breedte en lengte van het punt L , welke wij met α en β aangeven, de breedte tellend van af de „evenaar” RS , de lengte van af de „meridiaan” door R . Na de eerste spiegeling (tegen de spiegel BRT) heeft de lichtstraal de richting BU gekregen; het punt U is bepaald volgens de terugkaatsingswet, door de voorwaarde dat $LS = SU$, en heeft dus de breedte $-\alpha$ en de lengte $180^\circ - \beta$. Na de tweede terugkaatsing (tegen BRS) loopt de lichtstraal in de richting VB , het punt V heeft de breedte $-\alpha$ en de lengte $-\beta$. Na de derde terugkaatsing (tegen BST) loopt de lichtstraal volgens BL , de breedte van L is α en zijn lengte β . Met andere woorden: dit punt valt weer precies samen met het punt van waar we zijn uitgegaan: de lichtstraal keert terug in dezelfde richting van waar hij kwam. Wat te bewijzen was.

Drie onderling loodrechte spiegels zenden dus een lichtstraal altijd terug in de richting van waar hij gekomen is, hoe zijn inval-

richting ook weze, — mits hij natuurlijk de drie spiegels treft. Deze eigenschap is nu gebruikt voor de vervaardiging van rijwielreflektoren. Een plaatje rood glas is aan de voorkant min of meer vlak, aan de achterkant voorzien van een aantal (bv. 18) uitsteeksels, die er elk uitzien als een soort pyramidetje, begrensd door drie loodrecht op elkaar staande vlakjes (fig. 4). Men berekent gemakkelijk, dat elk dezer vlakjes 35° helt ten opzichte van de as van de reflektor, die dus de lijn loodrecht op het voorvlak is. Een lichtstraal die in de asrichting invalt, treft achtereenvolgens de drie vlakjes, en wel onder hoeken van $90^\circ - 35^\circ = 55^\circ$ met de normaal. Lichtstralen die zò schuin invallen op een glasoppervlak worden totaal weer-spiegeld. Ook al is dus de reflektor niet verzilverd, toch worden der-gelijke stralen bijna zonder lichtverlies teruggekaatst.

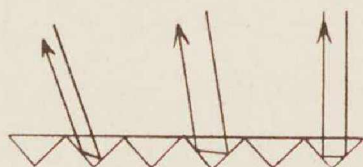


Fig. 4. Schema van een fietsreflektor.

Het is een prachtig gezicht, als men een goede fietsreflektor in een donker gemaakte kamer opstelt, en hem met een smalle, felle lichtbundel bestraalt, terwijl men waarneemt van uit de bestralingsrichting. De pyramidetjes achter op de reflektor schitteren als even zovele zeshoekjes met een mooie robijnrode kleur. Was de afwerking der vlakjes volmaakt, dan zou men de terugkerende bundel alleen precies in de invalrichting kunnen waarnemen. Gelukkig zijn de reflektoren niet zo zuiver afgewerkt! De oneffenheid der spiegelende vlakjes maakt, dat de terugkerende bundel altijd een uitspreiding over enige graden krijgt.

2. Wij hadden de gelegenheid, drie merken fietsreflektoren met elkaar te vergelijken. Het ene merk, dat wij met *F* zullen aanduiden, is een algemeen erkend goede reflektor, waarvan de vlakjes met de hand bijgepolijst zijn om ze zuiverder te maken. Het andere merk, dat we met *R* aangeven, is een concurrerende soort die in de laatste tijd in de handel wordt gebracht, en in afwerking op de vorige gelijkt. De derde soort is een der thans nog algemeen verspreide handelsartikelen, van geperst en niet bijgepolijst glas; wij zullen dit

met de letter H aanduiden. Vooreerst vergeleken wij de drie reflectoren, *bestraald volgens de as met éénzelfde bundel en ongeveer volgens deze zelfde as waargenomen*: het geval dus dat in de praktijk het meeste voorkomt. De slechte kwaliteit van H was daarbij reeds bij de eerste blik verrassend duidelijk te zien, terwijl daarentegen F en R zeer weinig verschilden. Om een denkbeeld te krijgen van de verhouding der lichtsterkten, plaatsten wij vóór de helderste reflector (R) een holle lens LM (fig. 5). De lichtbundel die deze reflector

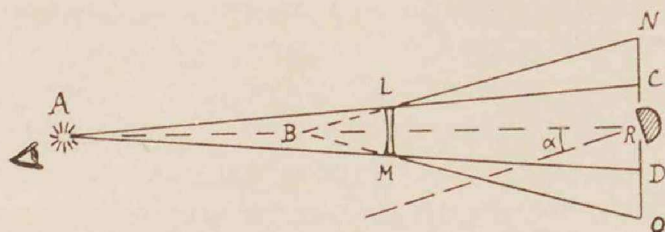


Fig. 5. Eenvoudige opstelling voor het vergelijken der sterkte van fietsreflectoren.

trof was daardoor aanmerkelijk verzwakt; dezelfde hoeveelheid stralen die door de lichtbron A uitgezonden wordt, door een cirkel LM gaat en nabij de reflector de middellijn CD heeft gekregen, wordt uiteengespreid wanneer er bij LM een holle lens is, en krijgt nu een middellijn NO . De verlichting die de reflector treft is dus kleiner geworden in de verhouding

$$\left(\frac{CD}{NO}\right)^2.$$

Om het bedrag van deze breuk te berekenen, bedenken we, dat de holle lens de stralenbundel zò uitspreidt, dat hij van B schijnt te komen: B is het beeld van A , en daar A ver verwijderd is, ligt B ongeveer bij het brandpunt der lens. Dan is

$$\frac{NO}{LM} = \frac{BR}{f}.$$

Maar als A ver verwijderd is, kan men voor ruwe bepalingen ook wel $LM = CD$ stellen. Dus wordt de lichtverzwakking:

$$\left(\frac{CD}{NO}\right)^2 = \left(\frac{f}{BR}\right)^2 = \left(\frac{f}{f + LR}\right)^2.$$

In de praktijk is de lichtbron niet oneindig ver verwijderd, en bere-

kent men dus de juiste waarden van AB en van CD , wat natuurlijk geen de minste moeilijkheid oplevert.

Op deze wijze konden wij uitmaken, dat de gebruikelijke reflektor H ongeveer 12 maal zwakker licht terugkaatst dan de goede reflektoren F en R !! Dat wil zeggen, dat deze een fiets zichtbaar maken op een afstand welke $\sqrt{12} = 3,5$ maal groter is dan voor de reflektor H geldt. Er is dus geen twijfel aan, dat keuring van fietsreflektoren buitengewoon wenselijk is, en veel ertoe kan bijdragen om de veiligheid te verhogen. — Wij merken nog op, dat een dergelijke rechtstreekse vergelijking, zoals wij ze met ongewapend oog hebben uitgevoerd, allerlei voordelen heeft tegenover fotometrische of andere bepalingen, daar wij hier de algemene „zichtbaarheid” schatten, en daarbij onbewust rekening kunnen houden met de ongelijkmatigheid der schittering, de grootte van het oppervlak, enz.

Van de reflektoren F en R bleek R nog een weinig duidelijker dan F , en wel tengevolge van de bijzondere omstandigheid, dat zijn voorste oppervlak in hoofdzaak vlak was (met enige onregelmatige golvingen), terwijl dat van F vrij sterk bol was. Vandaar dat R nabij de as nog een heldere witte lichtreflex geeft, die zich op de rode schittering superponeert, terwijl bij F deze reflex over alle richtingen verdeeld is, en ternauwernood meer opvalt.

3. Nu moesten we onderzoeken, hoe de reflektoren het licht terugkaatsen wanneer zij een hoek α vormen met de invallende lichtbundel. Nu de onbruikbaarheid van H voor het belangrijkste geval gebleken was, konden we volstaan met een vergelijking van F en R . Beide werden naast elkaar in een statief opgesteld, dat over afleesbare hoeken α gedraaid kon worden; we keken ook ditmaal van uit een richting die ongeveer met de beschijningsrichting samenviel, zoals dit bij het praktische gebruik van de reflektor het geval is. Merkwaardigerwijze echter waren onze uitkomsten van dag tot dag wisselend! De ene maal was F de helderste, de andere maal was er geen twijfel aan dat we R de voorkeur moesten geven! En in 't algemeen bleek dit verschil in dezelfde richting voor elke hoek α tussen lichtbundel en reflektor-as. De verklaring kwam weldra te voorschijn: *het glaasje van de reflektor kan in zijn huls gedraaid worden, en het blijkt nu van groot belang, hoe men de pyramidetjes ten opzichte van de horizontaal richt.* Als men b.v. bij een vast gekozen hoek α van 40° of meer het glaasje om zijn as draait, ziet men het in 6

standen helder oplichten, en in de 6 daartussen liggende uitdoven. Het is een zeer treffend verschil, en het is duidelijk dat hier zorgvuldig op gelet moet worden, wil men reflectoren met elkaar vergelijken. Nadat F en R beide in hun gunstigste stand waren gebracht, bleek R nog een gering voordeel ten opzichte van F te vertonen; de verhouding der helderheden was misschien op 1,2 te schatten.

Zeer kenmerkend was het verloop der teruggekaatste lichtsterkte als functie van de hoek α (fig. 6). Tot 15° nam de helderheid weinig

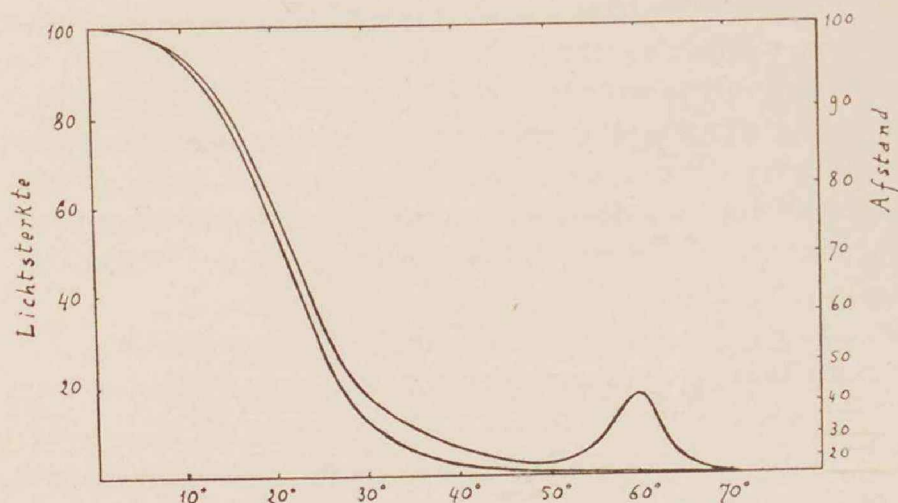


Fig. 6. Invloed van de richting der terugkaatsing op de sterkte van het licht. De twee krommen komen overeen met de gunstige, resp. ongunstige stand van de reflector in de huls. Waarnemingsrichting en bestrijdingsrichting vielen ongeveer samen.

af, daarna verminderde zij snel en werd bijna nul nabij 50° , maar bij nog grotere hoeken (60°) kwam er een tweede maximum, veel minder belangrijk dan het eerste, maar toch nog opvallend. Een nader onderzoek van de reflector leert ons, dat op dit ogenblik slechts twee vlakjes werkzaam zijn van de drie waaruit een pyramidetje bestaat; daarenboven is slechts *de helft* der pyramidetjes werkzaam. We ontdekken weldra, dat bij de niet werkzame helft, de invallende lichtstraal na breking aan het invalsvlak één der zijvlakken van de pyramide onder een invalshoek van slechts 20° ongeveer treft, en dus bijna niet teruggekaatst wordt, maar door het glas dringt en achter het reflektorglaasje uittreedt; dit licht is dus voor de reflectie verloren. De werkzame helft daarentegen is die, waarvan de pyramidetjes zò staan, dat de lichtstraal, na breking aan het voorvlak, twee der drie pyramidevlakjes treft, in een vlak dat loodrecht op

hun snijlijn staat. We zijn dan precies in het gunstige geval voor de reflektor door twee spiegels (vgl. § 1); die reflectie is nog totaal, want de invalshoek is 45° . Men ziet gemakkelijk in, dat dit bijzonder gunstige geval optreedt, wanneer in het glas de invallende straal een hoek van $bg \sin 1/\sqrt{3} = 35^\circ$ maakt met de normaal, dus in lucht een hoek van 60° ongeveer: dit klopt precies met de stand waaronder wij het secundaire maximum hadden waargenomen. Men begrijpt nu ook, waarom het nodig is, de reflektor in zijn huls te draaien en de beste stand uit te kiezen: de pyramidetjes van de reflektor zijn bij de merken F en R verdeeld in twee groepen, die een verschillende oriëntering hebben; door de reflektor in de gunstigste stand te draaien, zorgt men ervoor, dat althans bij één der groepen de gunstige reflectie op een vlakjespaar bereikt is. Voor elk der groepen prisma's vindt men natuurlijk bij draaiing over een hele slag drie gunstige standen, in 't geheel dus 6 standen, telkens op 60° van elkaar.

De invloed der oriëntering van de reflektor in de huls is aldus volkomen begrijpelijk gemaakt voor zeer grote invalshoeken van het licht. De oriëntering die dan de gunstigste is, blijft ook voor kleinere hoeken de voordeligste, daar de terugkaatsingen tegen de 3 vlakjes dan onder groter invalshoeken plaats grijpen en dus minder lichtverlies meebrengen. Men kan inderdaad waarnemen, dat ook bij hoeken van 40° en minder de éne helft van het totale aantal pyramides het licht beter terugkaatst dan de andere; dit verschil verdwijnt natuurlijk geleidelijk, naarmate de invalsricting meer tot de as nadert.

Ons besluit is dus, dat de firma's welke rijwielreflektoren maken grote zorg moeten besteden aan de oriëntering van de reflektor in de huls, en bijvoorbeeld door het aanbrengen van een gleufje en stift er voor moeten zorgen, dat de gunstige stand vanzelf bij het monteren in acht genomen moet worden. Zolang die maatregel niet is toegepast, kunnen wij aan alle fietsers aanbevelen om hun eigen reflektor eens van dit standpunt te bekijken en het glaasje in de huls te draaien tot de gunstigste stand bereikt is.

Wij hebben nog enkele metingen willen uitvoeren, om in getalmaat te kunnen aangeven hoe de lichtsterkte afneemt bij toenemende hoek α . Daartoe werd een reflektor onbewegelijk opgesteld met zijn as in de richting van de invallende bundel, en een tweede reflektor van dezelfde soort draaibaar ten opzichte daarvan. Samen

werden ze verlicht door een zelfde bundel; maar voor de eerste reflector werd het licht door een holle lens verzwakt op de reeds hoger beschreven wijze, tot beide reflectoren ons even „goed zichtbaar” leken. Aldus vonden wij hoe de lichtsterkte als functie van α afneemt; en door worteltrekken natuurlijk ook, hoe de afstanden zich verhouden waaronder men uit de verte een reflector nog net onderscheiden kan. Men vindt die curve in fig. 6 weergegeven, zowel voor de goede als voor de verkeerde oriëntering van het glaasje in de huls.

In allerlei opzichten is nog belangwekkend, hoe de bundel die een fietsreflektor treft over de naburige hoeken wordt uitgespreid. Wij hebben dit onderzocht voor het gewichtigste geval van de praktijk: *bestraling volgens de as en waarneming van uit toenemend grotere hoeken β met die asrichting* (fig. 7). Ook hier werd de holle lens op een der-

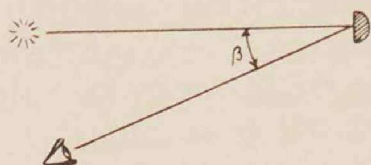


Fig. 7.

gelijke wijze als tevoren gebruikt om het licht in bekende mate te verzwakken. De uitkomsten zijn in fig. 8 gegeven voor het goede

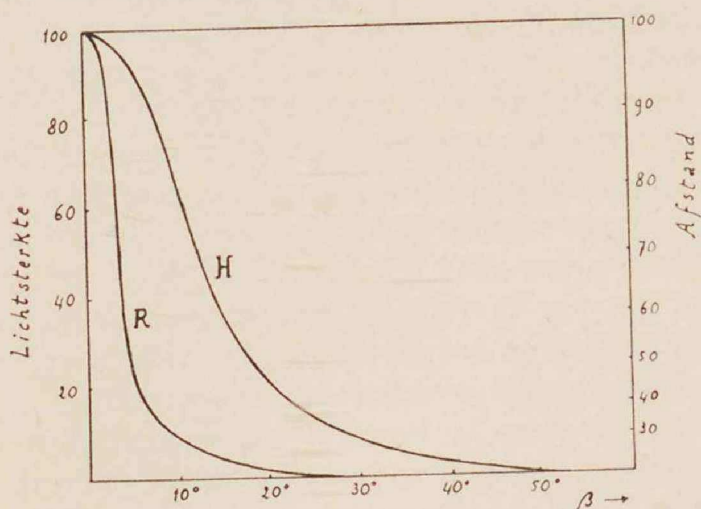


Fig. 8. Spreiding van de lichtbundel, door een fietsreflektor teruggekaatst.
R: goed merk; H: gewoon handelsmerk.

merk R en het slechte H . Het verschil is treffend: bij de reflektor met zuiver afgewerkte vlakjes neemt de lichtsterkte nog maar weinig af tot hoeken van $\beta = 3^\circ$ met de asrichting, daarna wordt die lichtsterkte snel kleiner, en is bij $\beta = 15^\circ$ praktisch nul geworden. De reflektor van geperst glas daarentegen blijft vrijwel onveranderd over hoeken tot 10° , en wordt slechts werkelijk gering bij 35° bijvoorbeeld. De oneffenheid der vlakjes wreekt zich dus, en des te meer, daar elke lichtstraal 3 maal teruggekaatst moet worden! Om ons duidelijk voor ogen te stellen, hoeveel licht verloren wordt door deze uitspreiding van de stralenbundel, moeten we door de schaal waarop we de kurven tekenen tot uitdrukking brengen dat bij eerlijke vergelijking de twee reflektoren door *dezelfde* hoeveelheid licht

getroffen moeten worden, dus $\int_0^{90^\circ} 2\pi i \sin \beta d\beta$ gelijk moeten

zijn. Doen we dit (zo goed mogelijk, met het beperkte aantal metingen), dan vinden we dat de slechte reflektor in de asrichting ongeveer 10 maal minder licht terugkaatst dan de goede: de overeenstemming met onze rechtstreekse vergelijking in § 2 is dus bevredigend. Het licht wat de slechte reflektor in die richting te weinig geeft, zendt hij naar grotere hoeken uit; bij hoeken groter dan ongeveer 15° is hij dan ook de helderste. — Men denke echter niet dat dit nut heeft voor de praktijk. De afstand van het oog van een automobilist tot één zijner koplampen moge bijvoorbeeld 1,50 m bedragen; wanneer dan twee fietsers vóór hem rijden, de ene met een goede reflektor R , de andere met een slechte reflektor H , zal de automobilist uit de verte de eerste reflektor ruim 10 maal helderder zien dan de tweede. Terwijl hij hen inhaalt blijft die verhouding lange tijd dezelfde, tot zij van b.v. 50 m af langzaam afneemt; slechts op een afstand van 6 meter ongeveer zouden de twee reflektoren hem even helder lijken, en pas nog dichter merkt hij op dat H helderder wordt. Het is echter duidelijk dat het waarnemen van een reflektor op dergelijke kleine afstanden geen het minste belang meer heeft voor de praktijk van het veilige verkeer, en dat H kans heeft niet lang te genieten van het voordeel van zijn grotere helderheid bij zéér grote hoeken! Daarentegen is de afwerking van de goede reflektoren F en R zo goed als voor de praktijk zin heeft, aangezien een kleine uitspreiding gewenst is, maar de breedte van hun teruggekaatste bundel precies aangepast is op afstanden van 50 meter en meer.

Merk nog op, dat de oneffenheid of bolheid van het voorvlak van de reflektor *niets* tot de lichtuitspreiding bijdraagt, daar de breking van de lichtstralen die in het glas dringen weer opgeheven wordt bij de terugkerende stralen, welke immers in *dezelfde* richting lopen.

Zoals men ziet, komt er bij de optica van de fietsreflektor nog meer theorie kijken dan men oppervlakkig denken zou. Wij hebben nog niet eens besproken aan welke eisen van kleur het glas dient te beantwoorden (het mag vooral niet te donker zijn!). En dan is er nog te overwegen, hoe de reflektor het licht doorlaat als er een lampje achter brandt, en hij dus alleen dienst doet als een rood glaasje vóór een seinlamp: het merk *R*, dat enkele delen van het vlak open heeft en niet met pyramidetjes bedekt, heeft ook hier een klein voordeel tegenover het merk *F*. Het is de moeite waard alle kanten van dit vraagstukje te overwegen, waar het voor Nederland alleen al gaat over het aanschaffen van honderdduizenden reflektoren en waar de veiligheid op de weg door dergelijke bijzonderheden aanmerkelijk groter of geringer kan worden.

Laten wij onze voornaamste besluiten nog even samenvatten:

- 1°. gebruik alleen een *goed* merk; de winst aan licht in de nuttige richting is ontzaglijk, dank zij de zuiverheid der spiegelende vlakjes;
- 2°. draai de reflektor in de huls, tot de beste stand voor zijdelingse verlichting en waarneming bereikt is.

Utrecht, 20—5—'37.

N a s c h r i f t. — Sedert het schrijven van dit stukje verschenen de officiële keuringseisen, waarvan § 6 betrekking heeft op het lichtreflikterend vermogen. De vergelijking met onze proeven bewijst, dat deze eisen in genen dele te streng, en veeleer als gematigd beschouwd kunnen worden.

STROOIING VAN RÖNTGENSTRALEN AAN GELEIDINGSELECTRONEN IN METALEN

door J. L. SNOEK

Inleiding.

Reeds lange tijd is bij het onderzoek naar de *electronendichtheid* als functie van de plaats in het kristalrooster van allerlei anorganische en organische verbindingen en ook wel van sommige metalen (wolfram, aluminium) gebruik gemaakt van de Röntgenmethode. Men bestudeerde daarbij echter uitsluitend het *cohaerente strooilicht* *).

Over de *snelheidsverdeling* der electronen komt men op deze wijze niets te weten. Een tweede beperking dezer methode is, dat zij in hoofdzaak uitsluitel geeft over de electronendichtheid vlak om de kern. De invloed der buiten-electronen op de intensiteitsverdeling der interferentielijnen is zoo gering, dat het b.v. onmogelijk is, om op deze manier iets over de geleidingselectronen te weten te komen.

Anders staat het met het *incohaerente strooilicht*, dat zich als een continue ondergrond tusschen de interferentielijnen bevindt. Zooals wij nader zullen zien, geeft de spectrale samenstelling van dit licht ons een directe indruk van de *bewegingstoestand* der electronen. Daardoor ontstaat de mogelijkheid, om de Fermiverdeling van de snelheden der geleidingselectronen, voor welker realiteit tot voor korte tijd slechts allerlei indirecte argumenten aangevoerd konden worden, rechtstreeks aan te toonen. Op deze mogelijkheid is reeds door C o m p t o n in 1923 gewezen. Eerst in 1929 heeft echter D u m o n d ¹⁾ na jarenlang experimenteren

*) Er zij hier nog even herinnerd aan de beteekenis der begrippen *cohaerent* en *incohaerent*. Het verstrooide licht is cohaerent met het primaire, indien het daarmede in een vaste phaserelatie staat en dus daarmede en met zichzelf kan interfereeren. Noodzakelijk daartoe is, dat het nauwkeurig dezelfde frequentie heeft als het primaire licht. Energieoverdracht vindt aan de strooiende materie bij cohaerente strooiing niet plaats. Incohaerent strooilicht daarentegen is niet tot interferentie te brengen en kan onder meer daardoor ontstaan, dat het photon energie uitwisselt met een electron. In het laatste geval heeft het verstrooide licht in het algemeen een andere frequentie dan het primaire (C o m p t o n effect).

in de zgn. *multikristalspectroscop* het instrument geschapen, waarmee het mogelijk bleek, om de spectrale samenstelling van de Compton-straling vrij van storingen tengevolge van valsche licht te onderzoeken. Hierbij staan vijftig identieke kalkspaat-kristallen nauwkeurig gejusteerd op een cirkelomtrek zoodanig opgesteld, dat de beelden alle nauwkeurig op dezelfde plaats vallen, terwijl talrijke looden diafragma's het valsche licht afschermen. Op de resultaten van deze proeven, welke gedaan werden aan beryllium en graphiet komen wij nog terug. De proeven geven een kwalitatieve bevestiging van de Fermi-verdeeling der electronen-snelheden.

Eerst kort geleden echter zijn proeven bekend geworden, door Scharwächter²⁾ aan beryllium verricht op initiatief van Debye, waarbij uit het *intensiteitsverloop van het strooilicht bij kleine afwijkingshoeken* quantitative conclusies omtrent de geleidingselectronen getrokken werden. Hierbij kon ook het aantal vrije electronen per atoom bepaald worden. De resultaten bevestigden op treffende wijze de theoretische verwachting, doordien namelijk de experimenteele resultaten goed bij de theoretische voor twee electronen aansluiten en veel slechter bij die voor een en drie electronen per atoom.

Spectrale samenstelling van de Compton-lijn.

Voor de nadere discussie van de beide klassen van experimenten, die elkaar op schoone wijze aanvullen, is het noodzakelijk, om eerst in te gaan op de theorie van de incohaerente strooiing van Röntgenstralen aan electronen, m.a.w. op het Compton-effect²⁾.

Zooals bekend, kan het proces van de strooiing van een Röntgenstraal aan een vrij en rustend electron, waarbij de strooiingshoek θ als gegeven wordt beschouwd, indien men afziet van de waarschijnlijkheid van dit proces, volledig beschreven worden met beelden, ontleend aan de corpusculairtheorie van het licht. Dit wil zeggen, dat het gelukt, om het verband, dat bestaan moet tusschen *strooihoek* en *golflengte van het verstrooide licht* alsmede de richting, die het electron na de strooiing heeft, vooruit te berekenen.

De energievergelijking eischt, dat de energie $h\nu$ van het gestrooide lichtquant en de kinetische energie van het getroffen electron (voor de laatste moeten wij in verband met de groote

snelheden, welke voor kunnen komen, de relativistische uitdrukking gebruiken) tezamen gelijk zijn aan de energie $h\nu_0$, van het primaire lichtquant. Dit geeft de vergelijking:

$$(1) \quad h\nu_0 = h\nu + \mu c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right)$$

waarin β de verhouding van de snelheid v van het electron tot de lichtsnelheid c is en μ de massa van het electron in rusttoestand. Desgelijks moet aan de wet van behoud van impuls voldaan zijn:

$$(2) \quad \frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu}{c} \cos \Theta + \frac{\mu \beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}} \cos \vartheta$$

$$(3) \quad 0 = \frac{h\nu}{c} \sin \Theta + \frac{\mu \beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}} \sin \vartheta.$$

Hierin stelt Θ de hoek voor, welke de richting van het gestrooide quant insluit met de richting van het primaire quant en ϑ de hoek, die de bewegingsrichting van het electron na de botsing aangeeft.

Eliminatie van β en ϑ voert tot de bekende vergelijking van Compton en Debye, die het verband geeft tusschen het golflengteverschil $\Delta\lambda$ van de secundaire met de primaire straling en de strooiingshoek Θ .

$$(4) \quad \Delta\lambda = A (1 - \cos \Theta).$$

Hierin is $A = h/\mu c = 0.0242$ Ångström een universeele constante, de zgn. „Compton-golflengte”. Vgl. 4) is tallooze malen onderzocht en bevestigd gevonden.

De kinetische energie van het weggestooten electron vindt men uit de relatie:

$$(5) \quad E_{kin} = -h \cdot \Delta\nu = \frac{h\nu^2}{c} \cdot \Delta \frac{c}{\nu} = \frac{h\nu^2}{c} \Delta\lambda = \frac{h\nu^2}{c} A (1 - \cos \Theta)$$

Voor het geval, dat het getroffen electron vóór de botsing nog een eigen beweging bezit, ondergaat natuurlijk de vergelijking nog een uitbreiding, welke wij echter eerst zullen aanbrengen, nadat wij de formule gespecialiseerd hebben voor een bepaalde strooiingshoek.

De golflengteverschuiving is, zooals vgl. 4 leert, maximaal voor een strooiingshoek van 180° en dan gelijk aan $2A$. Daar meestal de „onverschoven lijn” ook zichtbaar is op de foto, verdient het

aanbeveling om de strooiing onder zoo groot mogelijke hoek te bestudeeren. Daarbij komt, dat voor groote hoeken de verschuiving nagenoeg onafhankelijk van Θ wordt, zoodat met grootere openingshoeken kan gewerkt worden. D u m o n d werkte dan ook met zeer groote strooiingshoek ($\Theta = 176^\circ$).

Bezien wij voor $\Theta = 180^\circ$ het effect van een eigen beweging van het electron, dan is het zonder meer duidelijk, dat in dit geval alleen de snelheidscomponent van het electron langs de lichtstraal van belang is. Noemen we deze V , dan neemt de gecorrigeerde formule (4) de volgende eenvoudige vorm aan (welke dus alleen geldt voor $\Theta = 180^\circ$).

$$(4a) \quad \Delta\lambda = 2(A + B\lambda) = \Delta_0\lambda + \delta\lambda$$

waarin $B = V/c$ als van ouds V de snelheid van het electron uitgedrukt in de lichtsnelheid c voorstelt. Als gevolg van de eigen snelheid der electronen ondergaat de Comptonlijn dus een verbreeding.

Uit de evenredigheid van $\delta\lambda$ met B volgt, dat *de vorm van de Comptonlijn een rechtstreeksch beeld geeft van de snelheidsverdeeling der electronen in het metaal*. Helaas meet men daarbij niet de verdeeling der absolute snelheden, doch steeds die van de snelheidscomponent in een gegeven richting. De berekening leert verder, dat de omstandigheid, dat het electron gebonden is aan een kern op het resultaat van de berekening slechts zeer weinig invloed heeft, aangenomen, dat de kinetische energie, welke het electron ontvangt, voldoende groot is, om het uit het atoomverband te bevrijden.

Welke vorm mogen wij nu voor de C o m p t o n-lijn verwachten? In het algemeen bewegen de dicht bij de kern gelegen electronen zich het snelst en de vrije electronen het langzaamst. In het geval van een metaal krijgen we dus een sterk verbrede en daardoor sterk vervlakte C o m p t o n-lijn te zien, waarop zich een relatief scherpe lijn superponeert, welke afkomstig is van de vrije electronen.

De *vorm* van deze centrale lijn wordt geheel bepaald door de aard van de snelheidsverdeeling van de vrije electronen. Het is een eenvoudige zaak, om aan te geven, welke vorm men voor het geval van een Fermiverdeeling verwacht. Daartoe teekenen wij in de ruimte der snelheden een bol met straal V_0 , waarbinnen zich alle practisch voorkomende snelheden bevinden (fig. 1). Om het aantal electronen te vinden, dat een snelheidscomponent in de straalrichting heeft tusschen V en $V + dV$, is het voldoende, de inhoud

te kennen van een bolschijf met dikte dV op afstand V uit de bol

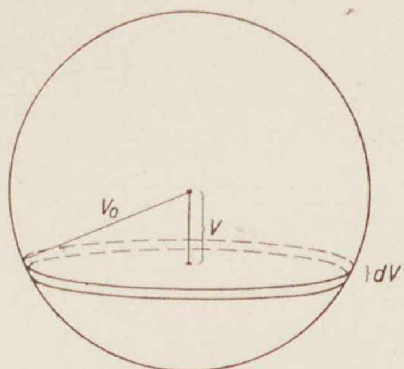


Fig. 1. Alle electronen met een gegeven snelheidscomponent tusschen v en $v + dv$ liggen met hun snelheidsvector binnen het bolsegment, dat de bol met straal v_0 op een afstand v uit het middelpunt doorsnijdt, terwijl hun aantal gegeven wordt door de inhoud van dit segment, welke gelijk is aan $\pi (V_0^2 - V^2) \delta v$.

gesneden. Deze inhoud is gelijk aan $\pi (V_0^2 - V^2) dV$ waaruit volgt voor de spectrale verdeling $I(\delta\lambda)$ van de Compton-lijn.

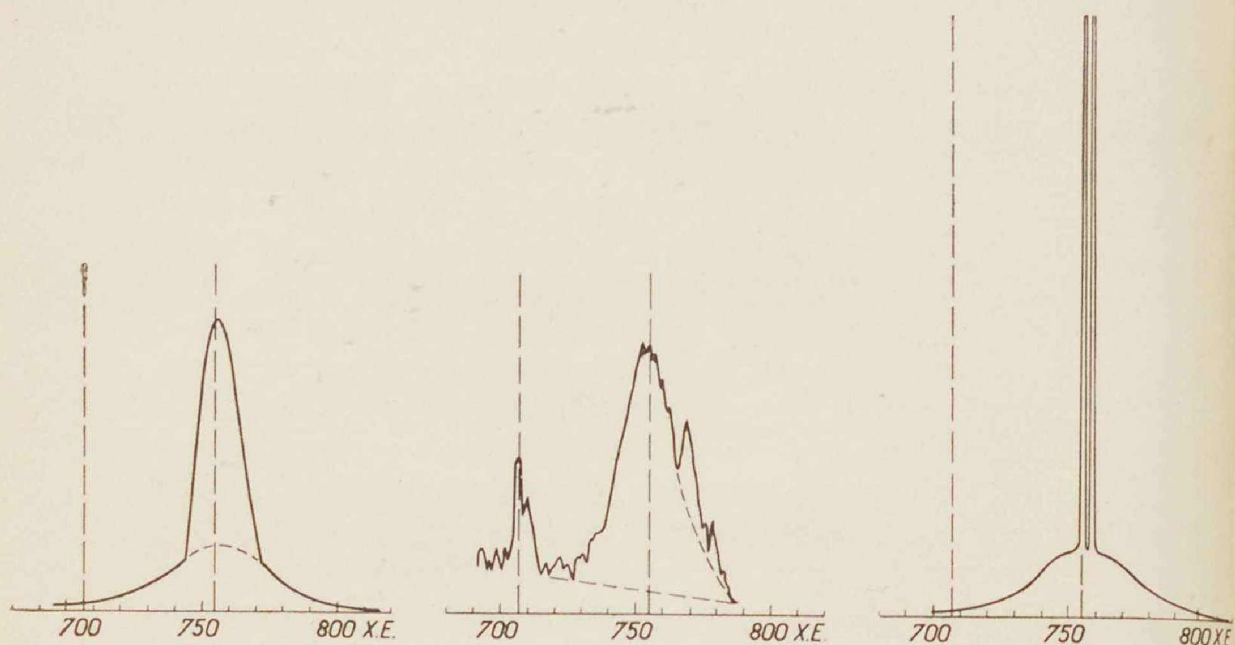


Fig. 2. Links: vorm van de Compton-lijn voor het geval, dat de twee valentie-electronen een snelheidsverdeling volgens Fermi hebben. Midden: uitkomst van het experiment aan beryllium. Rechts: vorm van de Compton-lijn, voor het geval, dat de twee valentie-electronen een snelheidsverdeling volgens Maxwell hadden. (De dubbele top hangt samen met de doubletstructuur van het primaire licht). De „onverschoven lijn” ligt bij 700 X-eenheden.

$$(5) \quad I(\delta\lambda) d(\delta\lambda) = 2\lambda \cdot \pi (V_0^2 - V^2) dV$$

Bedenkt men, dat volgens (4a) V evenredig is met $\delta\lambda$, dan ziet men dat de centrale lijn dus een zeer karakteristieke vorm heeft, namelijk die van een *parabool met verticale as*. Fig. 2 laat zien voor beryllium, dat deze verwachting door het experiment bewaarheid wordt. De schematische teekeningen links en rechts van de fotometercurve geven de curven weer, welke men resp. volgens de Fermi-verdeeling en volgens de Boltzmann-verdeeling verwachten moet. Daarbij moet men in aanmerking nemen, dat het primaire licht niet streng monochromatisch is, doch steeds een doubletstructuur heeft. (De twee extra pieken op de middelste curve zijn afkomstig van barium, dat als verontreiniging in het beryllium aanwezig was).

Intensiteit als functie van de strooiingshoek Θ .

Uit de in het voorafgaande beschreven experimenten zou men, indien de metingen nauwkeurig genoeg waren, conclusies kunnen trekken, omtrent het *aantal vrije electronen* per atoom. De moeilijkheden van het experiment zijn echter buitengewoon groot en het is dus interessant, dat Debye naar middelen heeft gezocht, die langs andere weg tot het zelfde doel voeren ³⁾.

Daartoe vat Debye de intensiteitsverdeeling van de Compton-straling voor kleine waarden van Θ in het oog. Voor volkomen vrije electronen is deze sinds lang bekend en wordt gegeven door de zgn. formule van Klein en Nishina.

Voor gebonden electronen moet men nu echter in aanmerking nemen, dat de kinetische energie, welke het electron ontvangt, voldoende groot moet zijn, om dit laatste uit zijn quantenbaan te bevrijden.

De uitdrukking voor deze energie bevat o.m. een factor $(1 - \cos \Theta)$ (zie formule 5) en streeft dus voor kleine Θ -waarden naar nul. Hieruit volgt dus, dat de sterk gebonden electronen voor kleine Θ geen bijdrage kunnen leveren; de ontvangen energie is nl. niet voldoende, om het electron uit zijn baan te verwijderen ⁴⁾. Voor de „vrije electronen” bestaat deze beperking niet; men zou dus geneigd zijn om te zeggen, dat de incohaerente stralingsintensiteit voor kleine waarden van Θ een directe maat moest zijn voor de concentratie der „vrije” electronen. Helaas is het niet zoo eenvoudig. Ook de reactie der „vrije electronen” is aan een zekere beperking

onderhevig en wel is zij dat tengevolge van de toestand van ont-aarding, waarin het electronengas verkeert.

Beschouwen wij nog eenmaal de bol, welke de Fermi-verdeeling der snelheden voorstelt en bepalen wij onze aandacht op een punt, dat binnen die bol gelegen is. Ontvangt dit (zooals bij kleine waarden van Θ steeds het geval zal zijn) een kleine impuls, die niet voldoende is om het electron naar een quantentoestand, die buiten de bol gelegen is, te brengen, zoo is deze overgang volgens het Pauliprin-cipe verboden.

De fractie van het totaal aantal electronen, dat wèl aan de

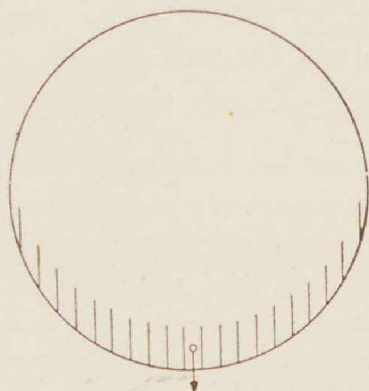


Fig. 3. De gearceerde ruimte geeft die fractie van de electronen aan, welke na ontvangst van een naar links gerichte impuls overeenkomstig de grootte van de pijl een snelheid hebben, welke niet strijdig is met het P a u l i-principe.

impuls gevolg kan geven, wordt bepaald door de inhoud van het gearceerde gedeelte van fig. 3.

Het is een betrekkelijk eenvoudige zaak, om nu uit te rekenen, hoe deze „verzwakkingsfactor” zal verlopen als functie van Θ . Debye berekent hiervoor:

$$(6) \quad \frac{Z_{eff}}{Z} = \frac{3}{2} \frac{a}{\lambda} \sin \frac{\Theta}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{a}{\lambda} \sin \frac{\Theta}{2} \right)^3$$

een curve, die voor kleine waarden van Θ lineair stijgt en vrij plotseling naar een constante waarde één ombuigt (fig. 4).

Hierin is

$$a = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{1}{N} \right)^{1/3}$$

waarin N het aantal vrije electronen per volume eenheid) op een

factor twee na (afkomstig van het eigen impulsmoment der electronen) gelijk aan de ribbe van de elementaire kubus, die het be-

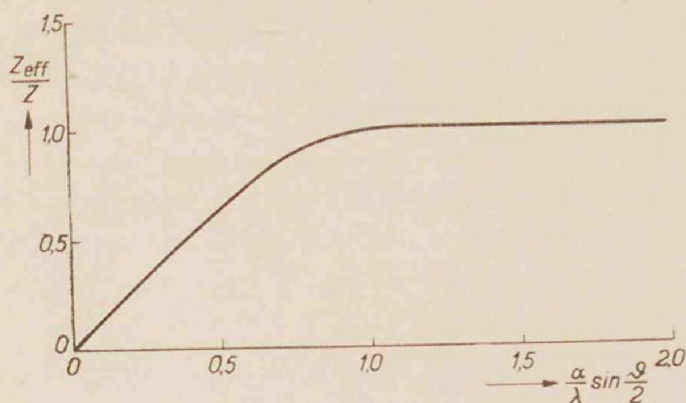


Fig. 4. Verzwakking van de incoherente straling der geleidingselectronen tengevolge van het P a u l i-verbod.

schikbare volume per electron voorstelt. Om nu de bijdrage der geleidingselectronen tot de incoherente stralingsintensiteit te berekenen, moet deze functie nog vermenigvuldigd worden met de strooiingsfunctie, welke aan het geheel vrije electron toekomt. Deze functie wordt gegeven door de zgn. formule van K l e i n en N i s h i n a, welke streng theoretisch afgeleid is en ook door uitgebreide experimenten herhaaldelijk bevestigd.

Tenslotte moet nu voor grootere waarden van θ nog iets opgeteld worden voor de strooiing door de gebonden electronen, die daar merkbaar begint te worden. Helaas is voor deze correctie slechts een bovenste grens bekend, welke gevonden wordt door de bijdrage van ieder der electronen afzonderlijk te berekenen en op te tellen. In werkelijkheid mag men deze bijdragen niet zonder meer optellen, aangezien de wisselwerking tusschen de electronen (analoog aan de wisselwerking tusschen de geleidingselectronen) het totale bedrag verlaagt.

Daar de strooiingscurve experimenteel niet in absolute maat gemeten kon worden en men dus nog over een evenredigheidsconstante vrij beschikt, is de objectieve vergelijking tusschen theorie en experiment van delicate aard.

In fig. 5, waar de theoretische curve door de getrokken lijn en de experimenteele door de gestippelde wordt gegeven, heeft men de aansluiting voor kleine waarden van θ zoo goed mogelijk gemaakt.

De afwijking, die voor $\Theta > 0,3$ optreedt, ligt in de verwachte richting en is van de goede orde van grootte. Men kan nu ook de be-

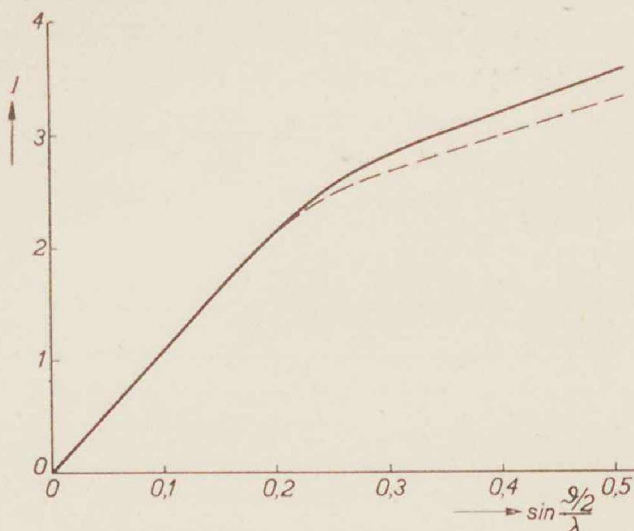


Fig. 5. Getrokken lijn: theoretische curve voor twee geleidingselectronen per berylliumatoom. Gestippelde lijn: uitkomst van het experiment (aangepast aan de theoretische curve voor kleine Θ).

rekening uitvoeren in de onderstelling, dat het aantal geleidingselectronen per atoom niet twee, doch één of drie bedraagt en zich dan afvragen, of niet evengoed aansluiting aan de theorie verkregen kan worden. Dit blijkt niet het geval te zijn.

Het aantal vrije electronen is vooral van invloed op de ligging van de knik in de strooicurve. Voor de Θ waarde, waarbij deze knik optreedt, leidt men in de onderstelling, dat het aantal vrije electronen achtereenvolgens een, twee of drie bedraagt, de volgende waarden af: $\Theta = 0,245$; $0,295$; $0,34$. Uit de experimenteele curve vindt men $\Theta = 0,28$.

De aansluiting is dus voor twee geleidingselectronen het best.

LITERATUUR

- 1) J. W. M. Dumond, Rev. Mod. Physics **5**, 1, 1933.
- 2) Voor uitvoerige toelichting zie: H. Compton en S. K. Allison, X rays in theory and experiment, N.Y. 1934, de hoofdstukken IIIC en D.
- 3) P. Debye, Phys. Z. **38**, no. 6, 161, '37; W. Scharwächter, ibidem, pag. 165.
- 4) A. Sommerfeld, Phys. Rev. **50**, 38, '36.

Natuurkundig Laboratorium der
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken.
Eindhoven—Holland.

VERSLAG VAN DE ALGEMEENE VERGADERING DER NEDERLANDSCHE NATUURKUNDIGE VER- EENIGING OP ZATERDAG 24 APRIL 1937 IN HET LAB. „PHYSICA” TE AMSTERDAM

Op deze vergadering werden eenige voordrachten gehouden door medewerkers van het Fysisch Adviesbureau en Instrumentenfabriek van Mej. Dr. C. E. B l e e k e r te Utrecht. De eerste voordracht was over:

Enkele problemen bij de constructie van optische instrumenten
door J. VAN ZUIJLEN

Gewoonlijk wordt het begrip „optisch instrument” zeer ruim opgevat, zoodat zelfs het oog en de bril ertoe worden gerekend. Om eenigszins de gedachten te bepalen kan op twee algemeene kenmerken worden gewezen; allereerst, dat bij elk optisch instrument een duidelijk aan te geven doel bestaat, en in de tweede plaats, dat dit doel bereikt wordt, doordat met het instrument een optische afbeelding tot stand kan worden gebracht. Als zeer eenvoudig optisch instrument moge bijvoorbeeld de reflector van een zoeklicht worden genoemd.

De kwaliteit van het door het instrument gevormde beeld kan zeer verschillend zijn. Vaak is het voldoende, dat het beschikbare licht zoo ongeveer op een bepaald vlak wordt geconcentreerd; in andere gevallen moet aan veel zwaardere eischen worden voldaan. Het vaststellen van de eischen in verband met het te bereiken doel is een zeer belangrijk deel van het ontwerp. Men kan hierbij uitgaan van het uit ervaring bekende feit, dat een niet geschikt gekozen optisch stelsel allerlei „afbeeldingsfouten” vertoont, waarvan sommige voor het speciale, gekozen doel schadelijk zijn en zoo goed mogelijk moeten worden gecorrigeerd. Vaak kan een aantal fouten als zonder veel beteekenis buiten beschouwing blijven. In ieder geval moeten de eischen, waaraan voldaan moet worden zoo zuiver mogelijk worden gesteld om te voorkomen, dat het stelsel noodeloos ingewikkeld zou worden. Er moet dus worden vastgesteld, welke toleranties voor de verschillende fouten kunnen worden toegelaten. De afbeeldingsfouten vallen uiteen in twee groepen. De fouten

van de eene groep treden alleen op als met licht van verschillende kleuren wordt gewerkt (chromatische fouten), die van de andere groep treden ook op in monochromatisch licht (monochromatische fouten, veelal sferische fouten genoemd). Bij de monochromatische fouten hebben we te doen met cohaerent licht, bij de chromatische fouten kan dat natuurlijk nooit het geval zijn. Nu is het bekend, dat bij een ideaal optisch stelsel de afbeeldingsscherpte door buigingsverschijnselen wordt begrensd. Het is mogelijk voor de monochromatische fouten grenzen op te geven, zoodanig dat de afbeelding niet merkbaar slechter is dan die van een ideaal stelsel. Bovendien kan vrij eenvoudig een maat voor de „insteldiepte” worden gevonden. Die laatste uitkomst levert weer toleranties voor de chromatische fouten: voor de „belangrijke” kleuren moeten de gebieden binnen welke het beeld scherp is, tenminste gedeeltelijk samenvallen.

Aan het voorbeeld van een foto-objectief van matige lichtsterkte en een matig groot gezichtsveld kan worden gezien, dat voor een bepaald probleem soms meerdere bruikbare oplossingen bestaan. In zoo'n geval kunnen bijvoorbeeld de kosten van vervaardiging of een bijzonder gunstige ligging van de (ongewenschte) reflexbeelden ten gunste van een bepaald type spreken.

Vaak kan voor de oplossing van een bepaald probleem worden uitgegaan van een bestaand stelsel, dat reeds ongeveer de gewenschte eigenschappen heeft. In andere gevallen zal misschien een geheel nieuw type moeten worden gevonden, en dan is het ook lang niet zeker, dat het ontwerp zal slagen. Een goede intuïtie is hoofdzaak in dat geval, verder zijn er slechts enkele zeer algemeene regels, die in acht genomen moeten worden en op die manier de te volgen weg eenigszins bepalen.

Naarmate aan meerdere eischen voldaan moet worden, zal het stelsel meer en meer ingewikkeld worden. Het is om allerlei redenen van belang de complicaties vooral niet te ver te voeren. Een van die redenen ligt in het optreden van reflexbeelden aan de in het stelsel aanwezige grensvlakken tusschen lucht en glas. Iedere reflex beteekent lichtverlies en iedere „dubbele” reflex geeft aanleiding tot het optreden van valsch licht of valsche beelden. Van belang is in dit verband de plaats, waar het dubbel gereflecteerde beeld ontstaat. Zooveel mogelijk moet ervoor gezorgd worden, dat dit ver van het eigenlijke beeldveld geschiedt. Aan de hand van een paar

foto's werd aangetoond, dat een modern triplet in dit opzicht een gunstiger vorm heeft dan een portretobjectief volgens P e t z v a l.

Bij het uitvoeren van optische stelsels is een hooge precisie mogelijk. Deze precisie is evenwel kostbaar en wordt voor goedkoope instrumenten vaak niet in voldoende mate gehandhaafd. Het blijkt dan ook, dat in de handel vaak goedkoope stelsels voorkomen, die op zeer ongunstige wijze afwijken van wat de maker zich blijkbaar had voorgesteld. Vooral de spherische afwijking is in dit opzicht gevoelig. Dikwijls is het achteraf nog wel mogelijk zoo'n stelsel belangrijk te verbeteren door de afstanden van de componenten wat te veranderen. De methode werd gedemonstreerd aan een lichtsterk projectie-objectief van 6 cm brandpuntsafstand.

In de discussie werd opgemerkt, dat, indien de condensor maar zoowel chromatisch als sferisch goed gecorrigeerd is, men met een eenvoudig brilleglas als projectielens goede beelden kan verkrijgen.

Hierna volgde een voordracht over:

Eenige belangrijke nieuwere materialen

door G. J. D. J. WILLEMSE

De ontwikkeling van nieuwe materialen heeft de laatste jaren een stormachtig verloop gehad. Een groot aantal *kunstharsen*, vele *keramische stoffen*, talloze soortelijk *lichte legeringen* en nieuwe *staalsoorten* met zeer waardevolle eigenschappen zijn ontstaan. In deze voordracht wordt slechts de laatste groep besproken.

Als uitgangspunt kiezen wij hierbij het klassieke koolstofstaal, waarin harde carbiden gevormd worden als het plotseling wordt afgekoeld vanaf een temperatuur van 700-800° C. Bij een volgende verhitting verdwijnen deze carbiden weer min of meer, hetgeen bij verschillende toepassingen hinderlijk is. Toevoegen van wolfraam bleek reeds 70 jaar geleden gunstig te zijn.

T a y l o r verrichtte onderzoekingen aan wolfraamhoudende gereedschapsstalen en hierbij werden toevallig enkele beitels hooger verhit. Na afschrikken bleken deze veel beter te zijn, dan de andere beitels en dit werd het uitgangspunt van onze moderne *snelstalen*. De invloed van toevoegingen van wolfraam, chroom, vanadium, cobalt en molybdenium werd ook uitvoerig bestudeerd.

Hiernaast is reeds vroeger de ontwikkeling begonnen van materialen als stelliet, akriet e.d., zg. hardmetalen. Van recente datum zijn Widia en Titaniet. Deze stoffen bevatten tot 40 % carbiden,

snelstaal slechts 5 %. Ze worden door een sinterproces verkregen, de oude hardmetalen daarentegen door gieten. Ze hebben dan ook een veel fijnkorreliger structuur. De groote hardheid laat bijvoorbeeld verspanende vorming van gehard staal en glas toe. Enorme snijsnelheden worden ermee bereikt, voor lichtmetalen tot 1 km/min, Ze hebben tot een nieuwe revolutie in de werktuigmachinebouw geleid.

Opvallend zijn de resultaten, bereikt op het gebied der zuur- en hittebestendige staalsoorten. Hier is hoofdzakelijk toevoeging van chroom belangrijk. Bij een gehalte vanaf 12 % Cr bereikt men sterk verminderde aantastbaarheid voor chemische agentia mits het oppervlak van het metaal gepolijst is. Dit laatste is minder belangrijk als het Cr-gehalte 16 % of meer bedraagt. Een bovendien toegevoegd quantum molybdenium blijkt de eigenschappen verder te verbeteren. Een aparte plaats neemt het roestvrij staal met chroom en nikkel in. Over de bewerking dezer metalen is ook nog het een en ander te zeggen. Scherp gereedschap en zware werktuigen vergemakkelijken deze zeer. Lasschen brengt eigenaardige moeilijkheden met zich mee, die door het bijleggen van kleine hoeveelheden titanium opgelost worden.

Deze staalsoorten vertoonen verder een aanmerkelijke hittebestendigheid, welke door aluminium en silicium sterk wordt verhoogd. Hier wijzen wij terzijde nog op materialen als Kanthal en Megapyr, die aan Nichroom verwant zijn. Ze zijn voor verwarmings-elementen in elektrische ovens zeer geschikt en kunnen tot 1300° C gebruikt worden. Megapyr bestaat uit 30 % Cr, 65 % Fe en 5 % Al. Het wordt door Heraeus gefabriceerd.

H o n d a ontdekte omstreeks 1925 het cobalt-chroom magneetstaal met toenmaals ongekend hoge coërcitiefkracht. Behalve dit waardevolle materiaal bracht Japan ons ook een geheel nieuw materiaal in het Mishimastaal met coërcitiefkrachten tot 500 Oersted. Het bestaat uit ijzer, nikkel en aluminium.

In de discussie werd o.a. nog besproken, dat men de taaiheid van hooggelegeerde staalsoorten bij lage temperaturen niet heeft onderzocht.

Na de pauze kwam als laatste voordracht:

Automatische potentiometers door Mej. C. E. B l e e k e r.

Hiervan zal het verslag afzonderlijk worden gepubliceerd.

VERSLAG VAN DE INTERNATIONALE CONFERENCE VOOR AKOESTIEK TE PARIJS,

van 30 Juni tot 3 Juli 1937

uitgebracht door Prof. Dr. A. D. FOKKER

Op initiatief van het Internationaal Electrotechnisch Comité is in Parijs bijeengekomen een congres van de afgevaardigden van de centra van akoestische onderzoekingen in de verschillende landen. Vertegenwoordigd waren: Amerika, Groot Brittannië, Frankrijk, Duitsland, Italië, België, Noorwegen, Tsjecho Slowakije, en Nederland. De Geluidstichting was op de openingsdag vertegenwoordigd door Prof. Dr. C. Z w i k k e r, secretaris, en Prof. Dr. A. D. F o k k e r. De eerste was door ambtsbezigheden verhinderd langer dan die dag te blijven.

Aanvankelijk was de bedoeling om te geraken tot de organisatie van een afzonderlijk, internationaal akoestisch comité, hetwelk de comité's van de verschillende landen tot samenwerking zou brengen. De werkzaamheden van dit comité zouden verdeeld worden over 5 subcomité's te weten:

- No. 1, woordenlijst van technische termen, definities, eenheden, symbolen,
- No. 2, fundamentele eenheden, meetmethoden en meettoestellen,
- No. 3, electro-akoestiek, vastlegging, overbrenging, en weergave van geluid,
- No. 4, bouwkundige akoestiek,
- No. 5, lawaaibestrijding.

In de openingszitting bleek al aanstonds, dat hiervan moest worden afgezien. In een bespreking tussen het Internationaal Electrotechnisch Comité (I.E.C.) en de International Standard Association (I.S.A.) was overeengekomen voor te stellen, dat de comité's No. 1, No. 4 en No. 5 zouden werken onder de vleugels van de I.S.A., comité No. 2 en No. 3 onder de vleugels van de I.E.C. Met dit voorstel gingen Groot-Britannië, Amerika, Frankrijk en Duits-

land akkoord, en niemand verzette er zich tegen, zodat aldus besloten werd.

Hoewel men in zekere zin dit kan betreuren, valt toch niet te ontkennen dat de vraag naar het verkrijgen van de voor een organisatie benodigde geldmiddelen een onoverkomelijke moeilijkheid betekende, om aanstonds tot een internationaal akoestisch comité te geraken. De I.E.C. en de I.S.A. beschikken over organisaties, die reeds lange tijd werkzaam zijn geweest.

Op Woensdag 30 Juni kwam in de namiddag het *subcomité* No. 2 bijeen, onder praesidium van Dr. Fletcher, uit Amerika. Aan de orde werd gesteld, welke *quantitatieve schaal* gekozen zou worden om intensiteiten van *geluid* te omschrijven. Men kwam overeen, dat alle vergelijkingen van geluidsterkten zouden geschieden met betrekking tot een standaardtoon, met een frequentie van 1000 per seconde. Het zullen lopende golven zijn. Men zal met beide oren tegelijk luisteren en daarbij de geluidsbron aanzien.

Het *nulpunt* van de intensiteitsschaal zal zijn een energiestroom van 10^{-16} watt per cm^2 , dan wel een geluidsdruk van $2 \cdot 10^{-4}$ Barye (dynes per cm^2). In beide gevallen wordt een logaritmische schaal gebruikt, met 10-tallige logarithmen, berekend volgens de intensiteit. De schaaleenheid zal heten *decibel*, d.i.: $\frac{1}{10} \log 10$. In deze overeenkomst zijn de Duitsers zoveel als mogelijk was tegemoetgekomen aan het gebruik in de andere landen, zowel door de aanvaarding van de decibels als door de verschuiving van hun nulpunt. Strikt genomen heeft een energiestroom van 10^{-16} watt per sec een geluidsdruk bij 20° Celsius van $2,04 \cdot 10^{-4}$ Barye. Het vasthouden aan een rond getal van $2 \cdot 10^{-4}$ Barye betekent geen noemenswaardige afwijking van de amerikaanse keuze van een nulniveau.

Het bleek in de vergadering, dat de Barye de naam is, tegelijkertijd met de dyne in 1879 vastgesteld voor de drukeenheid van een dyne per cm^2 .

Bij de vergelijking van de sterkte van geluiden van verschillende hoogte met de standaardtoon zal met beide oren tegelijk geluisterd worden, afwisselend naar het ene en naar het andere geluid, voorzover mogelijk met gelijke intervallen. De standaardtoon zal daarbij niet korter dan 1 seconde worden aangehouden. Indien de even luid bevonden standaardtoon een intensiteitsniveau van n decibel heeft, zal men zeggen dat het vergeleken geluid een „intensité acoustique subjective” (luidte-peil) heeft van n *phoon*.

Op een opmerking van Dr. Fletcher was men het eens, dat studies over de isophonen, en over het verband tussen subjectieve luidheid en luidte-niveau tot het programma van deze commissie behoorden.

In deze vergadering werd een ondercomité gevormd onder leiding van Dr. Davis (Engeland) ter bestudering van de vraag of de tijd rijp was om de eisen te formuleren, waaraan een *objectieve lawaai-meter* heeft te voldoen. Deze ondercommissie kwam tot de conclusie, dat het mogelijk is een reproduceerbaar toestel aan te geven, welke aanwijzing voldoende betrouwbaar de sterkte van continue geluiden geeft, met name toestellen, welker werking berust op het gebruik van quadratische versterkers. Deze toestellen echter schieten tekort, waar het geldt geluiden van korte duur te meten. Voor klik-aanwijzingen is het nodig om te werken met een instrument met een top-aanwijzer (*indiquateur de crête*, *leaky peak meter*). Dergelijke instrumenten hebben goede resultaten gegeven, echter zijn zij nog niet voldoende reproduceerbaar voor fabricatie in het groot. De conclusie is, dat men niet in staat is een objectief meetinstrument aan te geven, dat voor alle soorten van geluiden bruikbaar is. Elke soort geluidsmeter moet gebruikt worden voor de soort van geluid waarop hij gemaakt is. Deze slotsom werd aanvaard door het subcomité No. 2 in een zitting op Vrijdag voormiddag, om 11.30 uur.

Subcomité No. 3 vergaderde Donderdag 1 Juli, te 9.30 uur, onder voorzitterschap van Dr. Grützmacher, Duitsland. Als programapunten voor deze commissie werden geformuleerd 4 vragen:

1. Er zijn verschillende methoden om geluid vast te leggen (gramofoonplaat, film, staaldraad). Hierbij doen zich vragen omtrent de mogelijke duur van de opname, over contrôle van de opname, hetzij door directe reproductie gedurende de opname, hetzij erna, over de kosten van het procédé, over de vertekeningen, over het achtergrondgeruis. Op welke wijze kan men komen tot een beoordelingsschema voor dergelijke procédés?

2. Op welke eigenschappen moet men letten bij de kenschetsing van microfonen?

3. Op welke eigenschappen heeft men te letten bij de kenschetsing van luidsprekers?

4. Als punt van muzikale akoestiek: welke toon zal als stemtoon genomen worden? Er zijn landen, die gebruiken 435 per sec, 440,

444, 446 per sec. Militaire muziekcorpsen gebruiken wel 452, of zelfs 461 per sec. Men acht deze vraag zeer urgent. De laatste afspraak is in 1885 in Weenen gemaakt. Voorlopig stelt men voor om omstreeks over een half jaar wederom in Weenen een conferentie te beleggen, om hierin een internationale regeling te treffen.

Subcomité No. 1 vergaderde op Donderdag 1 Juli, 14.30 uur, onder voorzitterschap van Léon Brillouin, Frankrijk. Onderwerp van discussie was het eerste gedeelte van een door het franse comité opgestelde ontwerp „vocabulaire d'acoustique”, en daarvan de afdeling A: Acoustique Physique.

In de loop dezer zitting, en een zitting op Vrijdag 2 Juli te 9.30 uur, werd dit gedeelte doorgenomen. De bedoeling is, dat de nationale comité's een vertaling zullen geven van de termen en van de definities.

Subcomité No. 4 vergaderde Vrijdag 2 Juli 14.30 uur, onder voorzitterschap van Dr. Kaye, Engeland. Het onderwerp was: gedachtewisseling over de methoden ter bepaling van absorptie en doorlating van het geluid. Dr. Meyer (Duitsland), J. Brillouin (Frankrijk), Dr. Fletcher (Amerika), Dr. Davis (Engeland), Prof. Fokker (Nederland), Gigli (Italië), Van Dungen (België) rapporteerden over absorptiemeting. Algemeen worden gebruikt monsters van 10—12 m², in galmkamers van 150—300 m³. Dr. Davis meldde dat het niet veel verschil bleek te maken of de galmkamer rechthoekig of scheefhoekig was. J. Brillouin stelde voor, om met behulp van geperforeerde metalen platen reproduceerbare absorptie eenheden te vervaardigen, die in verschillende laboratoria zouden kunnen worden beproefd, ten einde een vergelijking tussen de verschillende methoden en hunne uitkomsten mogelijk te maken.

Aangaande de *doorlating* rapporteerde Dr. Davis, dat men in Engeland twee grootten van scheidingswand kon gebruiken: 5 bij 4 voet², en 10 bij 8 voet². De eerste scheidingswand is in de muur tussen twee akoestisch vrijwel dode kamers. In de ene daarvan wordt geluid geproduceerd. In beide kamers wordt op verschillende plaatsen het luidte-peil gemeten, zowel met tussenplaat-sing als met weglating van de te meten wand. Voor frequenties tussen de 250 en 4000 per sec kan hieruit het doorlatend vermogen worden bepaald.

De grote scheidingswand van 10 bij 8 voet² wordt gesteld tussen twee ruime, sterk galmende kamers; tegelijkertijd wordt zowel in de zend- als in de ontvangkamer de nagalmtijd gemeten, en zulks met tussengeplaatste en met verwijderde wand.

Aangaande *vloerisolatie* tegen voetstappen rapporteerde D a v i s, dat met hamertjes 40 tikken per seconde werden gemaakt, en dat in een kamer beneden die vloer door twaalf waarnemers met een subjectieve lawaaimeter het luidte-peil werd vastgesteld. De bovenkamer is akoestisch tamelijk dood. Men maakt altijd een vergelijking tussen twee vloeren, op aanvraag, zonder voor een enkele vloer een absoluut getal te geven.

Dr. M e y e r rapporteerde, dat in Duitsland vrijwel volgens dezelfde methode werd gewerkt.

Het subcomité No. 5 vergaderde Vrijdag 2 Juli te 16 uur, onder voorzitterschap van Ir. G i g l i (Italië). De voorzitter stelde de vraag of het mogelijk is reeds nu toelaatbare *grenzen* aan *straatlawaaï* aan te geven. Dr. G r ü t z m a c h e r acht van meer belang de vraag, hoe men het lawaai kan *vermindere*n. H. T h i v e t (Frankrijk) zegt, dat men *medische* getuigenissen moet verzamelen aangaande de schade, door lawaai aangericht. Dokters moeten klinische proeven nemen voor de draagkracht van de menselijke machine in dezen. Dr. F l e t c h e r wijst op een studie, in de Amerikaanse Otological Society voorgedragen, over de schadelijkheid van geluid. Men zal het publiek moeten opvoeden. Besloten wordt in de eerste plaats de beschikbare gegevens over de wettelijke bepalingen aangaande het straatlawaaï in de verschillende landen te verzamelen, en eveneens de nationale gegevens te verzamelen aangaande audio-meters.

Zaterdag 3 Juli te 9.30 uur gaf Dr. F l e t c h e r een voordracht over metingen, tot onderzoek van de *luidheidsgewaarwordingen van den mens*.

Om 11 uur volgde de slotzitting van het congres, waarin werd afgesproken, dat de verschillende nationale comités rechtstreeks zouden corresponderen met de secretariaten van de subcomités, terwijl zij afschriften van die correspondentie zouden doen toekomen aan het algemeen secretariaat van de I.S.A., met bijvoeging van het verzamelnummer 43, onder hetwelk de akoestische werkzaamheid van de I.S.A. gecatalogiseerd is.

MEDEDEELINGEN

Directeuren van het Bataafsch Genootschap der Proefondervindelijke Wijsbegeerte te Rotterdam maken bekend, dat een bedrag beschikbaar is, waarmede onderzoekers op het gebied der proefondervindelijke wijsbegeerte bij hun wetenschappelijk onderzoek kunnen worden gesteund. Zij, die voor een toelage in aanmerking willen komen, worden verzocht vóór 15 December 1937 een schriftelijke aanvraag in te zenden aan den Isten Secretaris van het Genootschap, Witte de Withstraat 37, Rotterdam, met opgave van het doel, waarvoor de toelage moet dienen, van de reden van aanvraag en van het gewenscht bedrag.

Het strekt in het belang van den aanvrager om daaraan c.q. toe te voegen afdrukken van vroegere publicaties van den aanvrager, voor zoover deze met het onderwerp der aanvraag verband houden.

De namen van hen, die een toelage ontvangen, worden bekend gemaakt. Aanvragers blijven geheel vrij in de wijze, waarop — of het tijdschrift waarin — zij het onderzoek publiceeren, hetwelk met steun van het Genootschap is verricht; slechts zij melding gemaakt van het feit, dat door het Genootschap eenige steun is verleend.

Directeuren zullen er prijs op stellen, enkele exemplaren van de desbetreffende publicatie te ontvangen.

Van 12—16 September 1938 wordt gehouden het **Vijfde Internationale Congres voor Toegepaste Mechanica** en wel in het Massachusetts Institute of Technology te Cambridge Mass. Voor deelnemers zijn studentenkamers beschikbaar van Zondag 11 September tot Zaterdag 17 September tegen een prijs van 1 dollar per dag. Na afloop van het congres worden diverse excursies georganiseerd.

Te behandelen onderwerpen zijn:

- I. Stofstructuur, Elasticiteit, Plasticiteit, Vermoeidheid, Sterkteleer, Kristalbouw.
- II. Hydro- en Aerodynamica, Gasdynamica, Hydraulica, Meteorologie, Watergolven, Warmteoverdracht.
- III. Dynamica van vaste stoffen, Trillingsleer, Geluid, Wrijving, Smering, Slijtage, Ouderingsverschijnselen.

Een beperkt aantal bijdragen kan worden ingezonden, voor elke bijdrage wordt een half uur uitgetrokken op de agenda. Men wordt verzocht ter vermindering van overvulling van het programma, alvorens te schrijven, eerst de titel van de bijdrage aan het secretariaat op te geven.

Het secretariaat wordt waargenomen door de heeren J. C. H u n s a k e r en T h. v o n K á r m á n, adres Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Mass.

BOEKBESPREKING

(Recensie).

Charles Dévé, Le travail des verres d'optique de précision, 372 blz., 120 fig.

— *Revue d'Optique, Paris. 1936. Prijs 48 frs.*

Dit werk is een tweede druk van de *Guide de l'ouvrier en verres d'optique de précision*, die in 1930 verscheen. De belangrijke uitbreiding, die de behandelde stof ondergaan heeft, wettigt echter volkomen de titelverandering.

Vooreerst is de theorie der slijpmachines, die door den schrijver in de laatste jaren is ontwikkeld, in het vijfde hoofdstuk opgenomen. Ook de nieuwe „valseurs”, waarbij het slijpstuk mechanisch met een andere snelheid tot rotatie gebracht wordt, dan met de gewone slijpsnelheid overeen komt, worden beschreven. De paragrafen, waarin de geheele opzet van een slijp-project behandeld wordt, zijn zeer nuttig.

Ook het centreeren wordt uitvoeriger dan voorheen behandeld.

Aan het metalliseeren van glasoppervlakken is een apart hoofdstuk gewijd. Hierin worden niet alleen de klassieke methoden van verzilveren e.d. gegeven, maar ook de moderne verdampingswijze in hoog vacuum, die door Strong in Californië met zooveel succes wordt toegepast. Verder wordt ook de vervaardiging van optische verdeelingen vrij uitvoerig beschreven.

Wij kunnen het verschijnen van deze nieuwe technologie van optische oppervlakken dan ook ten zeerste toejuichen. Zij is een waardevolle aanvulling van de litteratuur. Het eenigszins verouderde boekje van Halle (*Handbuch der praktischen Optik*) gaf veel minder, en het werk van Ewald (*Die optische Werkstatt*) bevatte wel meer bijzonderheden van slijpmachines en eenige nuttige interpolatie-tafels van brekingsindices, maar mist vaak de nauwkeurige beschrijving van belangrijke onderdeelen van het slijp- en polijstproces.

Wij kunnen deze nieuwe uitgave van Dévé dan ook ten zeerste aanbevelen aan ieder die met optisch precisie-werk te maken heeft. v. H.

Th. Kahan, Théorie de l'émission des rayons alpha à travers une double barrière de potentiel, 29 blz. — Hermann. Paris 1937. Prijs 12 fr.

De schrijver behandelt eerst de theorie van Gamow van de alpha-desintegratie, welke afleiding wordt voorafgegaan door een algemeene beschouwing over het doordringen van een potentiaalberg (W.K.B.methode). Vervolgens wordt de theorie van Gamow uitgebreid tot het denkbeeldige geval, dat de kern door twee potentiaalwallen zou zijn omgeven. Wanneer deze beide wallen zeer hoog zijn, is het resultaat eenvoudig: de uiteindelijke transparantie van de dubbele wal is gelijk aan het product van de beide transparanties van iedere wal afzonderlijk. Een uitzondering is er echter voor die snelheden, waarvoor de ruimte tusschen de wallen in resonantie is met de De Broglie-golven. Dit wordt in verband gebracht met de experimenteel waargenomen resonanties bij het indringen van alphadeeltjes

in de kern. Gewezen wordt op de analogie met de wisselstroomimpedantie van een achter elkaar geschakelde zelfinductie en capaciteit. Gewezen moge worden op de onjuistheid van fig. 2 en van de eerste numerieke factor in de formule voor $\log \lambda$ op blz. 15. d. G.

G. Gamow, Cinétique des réactions nucléaires, 21 blz., 3 fig. — Hermann. Paris 1937. Prijs 8 frs.

G a m o w geeft hier een overzicht van de onderscheidene soorten van kerntransformaties, die verdeeld worden in spontane transformaties en transformaties tengevolge van de botsing van 2 deeltjes. Interessant zijn bij de laatsten de vermelde formules voor de werkzame doorsnede voor verschillende typen van reacties. Weliswaar kunnen deze formules niet streng zijn, omdat nog steeds de aard van de krachten, die in de kern een rol spelen, onvoldoende bekend is, maar zij kunnen toch kwalitatief b.v. het verloop van het rendement van een reactie met de energie van de botsende deeltjes beschrijven en zij kunnen in vele gevallen laten zien, waarom een kernreactie, die volgens de energiewetten mogelijk is, met meer of minder waarschijnlijkheid optreedt. De uiteenzetting van de invloed van de verschillende factoren, die daarbij in het spel zijn, is de verdienste van dit korte geschriftje. B.

Lord Rutherford, The Newer Alchemy, based on The Henry Sidgwick Memorial Lecture, delivered at Newnham College Cambridge. 67 blz., 13 fig. — Cambridge University Press. London 1937. Prijs 3 sh. 6 d. net.

Dit is een uitgebreide bewerking van een voordracht van R u t h e r f o r d en geeft een overzicht over de nieuwste uitkomsten van de kernphysica, die juist in de laatste jaren zoo'n stormachtige ontwikkelingsperiode heeft doorgemaakt. In de aanvang wordt kort behandeld de „natuurlijke” radio-activiteit en de natuur van de stralen, die daarbij optreden. Vervolgens worden methodes besproken, die het mogelijk maken om individuele stralingsdeeltjes waar te nemen. In aansluiting op de beroemde proef van R u t h e r f o r d, waarbij aangetoond werd, dat stoffen onder invang van een α -deeltje een proton kunnen uitzenden, worden dan behandeld de ontdekking van het neutron en van de kunstmatige radio-activiteit. Merkwaardig is bij de bespreking van het neutron het citaat, uit een voordracht door R u t h e r f o r d in 1920 gehouden, waaruit blijkt, dat reeds meer dan 10 jaar voor de ontdekking, de eigenschappen van het neutron door R u t h e r f o r d voorspeld zijn.

Hierna worden de methodes ter opwekking van intensieve protonen- en deutonenstralen beschreven en volgt de behandeling van de belangrijkste atoomkernprocessen, die daarmee kunnen worden verkregen. Deze processen zijn door opvallend mooie W i l s o n-opnamen geïllustreerd.

Het is vanzelfsprekend, dat dit boekje, door den nestor der kernphysica op zijn bekende bevattelijke wijze geschreven, het lezen meer dan waard is.

B.

JOHANNES DIDERIK VAN DER WAALS ¹⁾

door Prof. Dr. P. DEBYE

Eenige dagen al hebben wij in kleinen kring vergaderd om een overzicht te krijgen over het verloop van de grenzen van dat gebied van de natuurkunde, dat ons door Van der Waals toegankelijk werd gemaakt. Heden zijn wij samengekomen om in gedachten nog eens den weg te volgen, waar langs de toegang daartoe werd bereikt, met het doel, als het ware van Van der Waals zelf, nieuwe opwekking te ontvangen bij toekomstige pogingen tot uitbreiding. Het gaat hier om de ontginning van het land tusschen natuur- en scheikunde gelegen. Groote gedeelten daarvan liggen nog braak en wachten op mannen van vernuft, die met het nieuwe gereedschap van de quantentheorie vertrouwd, met frisschen moed en volharding aan het werk willen gaan. Aangeboren vernuft, maar bovendien moed en volharding, ziedaar de drie eigenschappen, die Van der Waals in ruime mate bezat. Uit zijn levensgeschiedenis kunnen wij leeren wat een grootsch werk een zuiver afgewogen combinatie van dat drietal tot stand kan brengen.

Johannes Diderik van der Waals werd honderd jaren en vier dagen geleden, den 23sten November 1837 te Leiden geboren. De eerste vijf en dertig jaren van zijn leven, bleef hij geheel en al onbekend in de wetenschappelijke wereld. Hij gaf les als onderwijzer, legde examens voor de akte van middelbaar onderwijs af, was leeraar aan de H.B.S. te Deventer, vervolgens leeraar en directeur van de H.B.S. in den Haag. Met zijn werkkring was hij volkomen tevreden. Geestelijk genot vond hij in het bestudeeren van wat andere op het gebied der natuurkunde schreven en dat dit geen klein genot was, mogen wij wel afleiden uit het feit, dat hij nog op meer dan zeventigjarigen leeftijd zelf vertelt hoe diep de indruk was, dien hij een veertigtal jaren geleden ontvangen had van

1) Rede, uitgesproken tijdens de herdenkingsplechtigheid op 27 November 1937, in het Koloniaal Instituut te Amsterdam.

een stuk van C l a u s i u s uit het jaar 1857 met den titel: Over de soort van beweging, die wij warmte noemen. Hij schrijft in 1910 „Die Arbeit von C l a u s i u s war mir eine Offenbarung“, maar dan voegt hij er dadelijk aan toe: „aber zugleich kam mir der Gedanke“ Op dat oogenblik werd de gedachte geboren, die V a n d e r W a a l s beroemd zou maken. Wat voor een gedachte dat was, weet tegenwoordig iedere leerling uit een van de hogere klassen van een H.B.S. en hij vindt het eigenlijk als van zelf sprekend, dat dezelfde deeltjes, dezelfde molekulen, die in een ijl gas door hun botsingen de drukking veroorzaken ook nog onveranderd in het gecondenseerde gas, de vloeistof, zullen aanwezig zijn, al mag men dan hun uitbreiding niet meer verwaarloozen, nadat zij zoo dicht bij elkaar gebracht zijn. En toch was deze gedachte omstreeks het jaar 1870 nieuw en in haar uitwerking van het allergrootste belang, want daarmee heeft V a n d e r W a a l s den grondslag gelegd voor zijn opvatting, dat eigenlijk geen kwalitatief verschil bestaat tusschen vloeistoffen en gassen. Hij maakt deze zienswijze, volop met recht, tot de hoofdzaak van zijn betoog en als hij straks een titel voor zijn proefschrift gaat zoeken, dan vindt hij: „Over de continuïteit van den gas- en vloeistoftoestand“.

Maar al moet ook aan het idee van de continuïteit de eerste plaats worden ingeruimd, daarmee alléén was het niet gedaan. Vloeistoffen toch kunnen bestaan zonder dat de druk, die er van buiten af wordt op uitgeoefend, van veel beteekenis is. V a n d e r W a a l s moest dus nog zoeken naar een kracht, die van de molekulen van de vloeistof zelf uitgaat. Deze vond hij in de moleculaire aantrekking, die L a p l a c e al noodig had gehad om de capillaire verschijnselen te verklaren. Ook dat was weer van groot belang, want van de geheele drukking, die een gevolg van de moleculaire aantrekking is, komt bij alle proeven over oppervlakte-spanning maar uiterst weinig te voorschijn. Alleen van de zeer kleine verandering, die de druk ondergaat bij den overgang van een plat tot een gebogen grensvlak, is daar iets te zien en V a n d e r W a a l s zegt zelf, dat de keuze van zijn onderwerp ontstaan is uit den wensch iets over de absolute grootte van den molekulairen druk zelf te weten te komen.

Nu heeft V a n d e r W a a l s alles, wat hij noodig heeft. Hij is er van overtuigd, dat de molekulen werkelijk bestaan, dat zij ruimte innemen, dat zij steeds en altijd elkaar aantrekken. Maar

tenslotte komt het er nog op aan zijn voorstelling tot een formule te verwerken, die de rol van de klassieke toestandsvergelijking voor ideale gassen kan overnemen en voortzetten. Wij weten heden ten dage, dat deze opgave, van een zuiver wiskundig standpunt bekeken, verschrikkelijk moeilijk is. Tot nu toe is het nog niemand gelukt een expliciete oplossing te vinden, die zoowel voor kleine als groote dichtheid even toepasselijk blijft. Ik beschouw het als een van Van der Waals grootste verdiensten, dat hij den moed heeft gehad een benaderde oplossing te geven en die, vertrouwend op zijn fijn gevoel voor de werkelijkheid in de natuur, ook nog daar als tenminste kwalitatief geldig te verklaren, waar een wiskundige van onberispelijken stijl al lang alle hoop zou hebben opgegeven. Zóó is het ook te begrijpen, als Van der Waals ons later, naar aanleiding van een discussie met Kohnstamm over een ander onderwerp, even gelegenheid geeft vast te stellen hoe hij denkt, door zijn gezegde: „Je moet niet al te logisch willen zijn”.

Ik zal niet blijven stilstaan bij bijzonderheden, hoe groot hun beteekenis ook is, als daar zijn: de verklaring van de kritische verschijnselen, zooals ze door Andrews proefondervindelijk bij koolzuur waren gevonden; de realisatie van de voorzegging van James Thomson over het verloop van de drukkromme, die damp- en vloeistoftoestand zou moeten verbinden; of de verklaring waarom een gas „plus que parfait” volgens Regnault of een, dat bij de proef van Joule en Thomson warm word in plaats van zich af te koelen niet als uitzondering mag worden beschouwd.

Van der Waals schreef zijn stuk, het werd op aandrang van Bosscha zijn proefschrift, hij promoveerde den 14en Juni 1873.

Hoe groot de indruk was, dien de dissertatie alom maakte, heeft Zeeman bij twee verschillende gelegenheden met behulp van twee citaten op voortreffelijke wijze doen uitkomen. Ik kan niet beter doen dan deze twee uitspraken hier achter elkaar te herhalen. De eene is van Maxwell, die één jaar na de promotie verklaart: „There can be no doubt, that the name of Van der Waals will soon be among the foremost in molecular science”. De andere werd gedaan door Voigt, die zegt: „Der Wendepunkt zu dem Aufsteigen der Niederlande zu einer Grossmacht im Gebiete der

Physik (die sie jetzt fraglos darstellen) bezeichnet das Jahr 1873 durch das Erscheinen der genialen Dissertation von V a n d e r W a a l s"

In een hoofdstuk van zijn proefschrift heeft V a n d e r W a a l s het over moleculaire afmetingen en krachten; daarover mag ik nog wel eenige woorden zeggen. Van de twee constanten a en b , die voor zijn toestandsvergelijking karakteristiek zijn, is de tweede, b , het viervoud van de gezamenlijke *ruimte*, die de molekulen zelf innemen, tenminste zoo lang als zij als kleine, harde bollen mogen worden geïdealiseerd. Nu had M a x w e l l al vroeger gevonden, dat proeven over inwendige wrijving, van het standpunt van de kinetische gastheorie bekeken, ons in de gelegenheid stellen het totale *oppervlak* van de moleculaire bollen te berekenen. V a n d e r W a a l s ziet hoe hij dus, door combinatie van de experimenteele gegevens over viscositeit met de resultaten van proeven over afwijkingen van den idealen gastoestand, in staat is zoowel het aantal molekulen in één cm^3 alsook het volumen van een enkel molekuul aan te geven. Waarop ik Uw aandacht zou willen vestigen is het feit, dat V a n d e r W a a l s al heel kort bij de waarheid komt. Hij berekent voor het gewicht van één atoom waterstof ongeveer $1 \cdot 10^{-24}$ gram, wij weten tegenwoordig, dat het juiste getal $1,65 \cdot 10^{-24}$ gram is. De bepaling van de waarde van de eerstgenoemde constante a geeft V a n d e r W a a l s gelegenheid de moleculaire drukking in vloeistoffen onder gewone omstandigheden te berekenen. Hij vind daarvoor waarden van eenige *tientallen kilogram* per *vierkante* millimeter. Maar uit proeven over de capillariteit volgen voor dezelfde vloeistoffen waarden van de oppervlaktespanning van eenige *milligram* per millimeter. De verhouding van deze twee getallen geeft den ongeveer afstand aan, waarop de moleculaire krachten nog werken en, zooals men dadelijk ziet, volgt daarvoor eenige tienmillioenste millimeter. Dat maakt V a n d e r W a a l s iets ongerust, want zijn resultaat beteekent in verband met zijn andere berekening van den straal van de moleculaire bollen uit de constante b , dat de krachten tusschen molekulen maar op heel korte afstanden werkzaam zijn, die zelfs gemiddeld nog iets kleiner zijn dan hun lengteafmetingen. Dit maakt de berekening van den molekulair druk, zooals ze door V a n d e r W a a l s werd gevolgd, onzeker en dit is dan ook het punt, waarvan een bijzonder interessant gedeelte van de verdere

ontwikkeling is uitgegaan, die ten slotte geleid heeft tot de beantwoording van de vraag, wat de eigenlijke oorzaak van de aantrekking is, die alle molekulen steeds op elkaar uitoefenen. Hoe ver de invloed van Van der Waals dissertatie zich uitstrekt, blijkt wel daaruit, dat wij ons 64 jaar na haar verschijnen gedurende het pas afgelopen congres juist met deze vraag nog intensief hebben beziggehouden, bijv. naar aanleiding van de voordracht van L o n d o n of van die van D e B o e r en van anderen.

In 1877 werd in verband met de invoering van de nieuwe Hooger-Onderwijswet het sinds 1632 bestaande Athenaeum Illustre te Amsterdam tot Universiteit verheven. Van der Waals werd haar eerste hoogleeraar in de physica en had van nu af aan gelegenheid meer gevorderde studenten in zijn colleges te laten deelnemen aan zijn eigen onderzoek, iets waarvan hij gaarne gebruik maakte. Daar hij jaren lang de eenige hoogleeraar voor natuurkunde was, moest hij echter ook de inleidende colleges geven. Eerst van 1891 af werd hij door de benoeming van J u l i u s tot buitengewoon hoogleeraar en later door die van S i s s i n g h en van Z e e m a n ontlast. Daarentegen gelukte het hem al vroeger, in 1881, gesteund door burgemeester V a n T i e n h o v e n, den bouw van een physisch laboratorium door te zetten. Steeds bleef hij Amsterdam trouw, alhoewel hij van Delft, later ook van Leiden een aanbod ontving en als hem gelegenheid gegeven werd een wensch te uiten was alles, wat hij vraagde in zijn huis in Nieuwer Amstel te mogen blijven niettegenstaande er intusschen aanmerking op was gemaakt, dat gemeenteamtbenaren buiten de gemeente woonden. Wel een blijk, dat V a n d e r W a a l s zich in Amsterdam op zijn gemak voelde.

In den allereersten tijd van het Amsterdamsche professoraat, in het jaar 1880, valt zijn tweede groote ontdekking, de wet van de overeenstemmende toestanden. Van wiskundig standpunt bekeken schijnt de zaak wel heel eenvoudig. Door druk, volumen en temperatuur niet meer in willekeurige eenheden uit te drukken maar ze te meten als veelvouden van kritischen druk, kritische volumen en kritische temperatuur worden alle constanten uit de toestandsvergelijking geëlimineerd en blijven er alleen onbenoemde getallen in staan, die voor alle stoffen dezelfde zijn. Dat is alles, wat de toestandsvergelijking zelf zegt, maar V a n d e r W a a l s wist er meer achter te zoeken. Het is hem niet verborgen gebleven, dat

zijn vergelijking in haar eenvoudigsten vorm maar een gebrekkig hulpmiddel is, als het er op aankomt niet het kwalitatief maar het kwantitatief verloop van de verschijnselen in de werkelijkheid weer te geven. Maar, zoo vraagt hij zich af, kan ik misschien door de kritische grootheden als éenheden te kiezen de hoofdzakelijke verschillen tusschen de verschillende stoffen wegwerken en dat wat aan alle gemeenzaam is beter doen uitkomen, onafhankelijk daarvan of mijn vergelijking juist is en of het mij al of niet gelukt een betere te vinden? Weldra kan hij zich ervan overtuigen, dat zijn vernuft hem den goeden weg heeft gewezen; de correspondentie van de verschillende stoffen onder elkaar bestaat inderdaad en wat de hoofdzaak is, zij gelijken veel beter op elkaar, dan op hun door de toestandsvergelijking geleverde schets. Wat een machtig hulpmiddel de nieuwe wet geworden is voor de proeven, die er op uitgingen het absolute nulpunt meer en meer nabij te komen, is alom bekend. Destijds was nog het bereiken van lagere temperaturen verbonden met het streven naar de vloeibaarmaking van de laatste permanente gassen en het is duidelijk, dat het van het grootste belang was door middel van de correspondentiewet met voldoende nauwkeurigheid te kunnen voorspellen hoe deze zich moesten gedragen in het nog niet bereikte gebied. Horen wij wat D e w a r en K a m e r l i n g h O n n e s zeggen. In zijn rede op de vergadering van de British Association in 1902 zegt de eerste: „It is perhaps not too much to say that as a prolific source of knowledge . . . it would be necessary to go back to C a r n o t's cycle to find a proposition of greater importance than the theory of the law of corresponding states” en K a m e r l i n g h O n n e s schrijft: „Toen het laboratorium meer en meer voor het werk bij de laagste temperaturen gespecialiseerd werd, is het een gelukkig oogenblik voor mij geweest V a n d e r - W a a l s onder het zware geboomte van het voor zomerverblijf gehuurde Ewijkshoeve het verslag over de vloeibaarmaking van het helium te kunnen voorlezen, waarin uiteengezet werd van hoeveel nut zijn wet der overeenstemmende toestanden bij dit werk geweest was . . .” Mag ik nu nog V a n d e r W a a l s zelf laten spreken over zijn eigen opvatting. In 1904 verscheen van hem een stuk in de „Deutsche Revue”, dat klaarblijkelijk ten doel heeft de beteekenis van de wet ook aan het algemeen publiek zonder vakkennis duidelijk te maken. Daarin lezen wij het volgende: „So wird der Physiker, den ich mit

dem Maler vergelijken möchte und der sich die Aufgabe gestellt hat mit der peinlichsten Genauigkeit den Wert bestimmter Grössen an einem bestimmten Stoffe zu ermitteln, vielleicht glauben können das gegebene Prinzip habe für ihn keinen Nutzen. Aber neben ihm steht einer, den ich mit dem Philosophen unter den Physikern vergelijken möchte und dieser erkennt, dass er durch den Begriff „Korrespondenz“ Einheit und Harmonie in dem Ganzen wahrnimmt, wo sonst Willkür und Verwirrung zu herrschen schien,” Iets verder lezen wij nog: „Aber was könnte es uns nützen, hätten wir auch das umfangreichste empirische Material zusammengetragen, sodass das grösste Museum es kaum umfassen könnte und wir besäßen nicht gleichzeitig den Faden, der uns in diesem Labyrinth den Weg finden lässt, oder wären nicht gleichzeitig im Stande die Einheit in all der Verschiedenheit wahrzunehmen”.

Het is voorwaar een voortreffelijke wet, die Filosoof en Praktikus, allebei tegelijk voldoening schenkt. Dat heeft ook 's lands regeering niet minder ingezien, want ik vermoed, dat het geen toeval is, dat in 1898, toen De war waterstof vloeibaar maakte, Van der Waals tot Ridder van den Nederlandschen Leeuw benoemd werd en hij Commandeur in de Orde van Oranje Nassau werd in 1908, het jaar waarin de tegenstand van het helium door Kamerlingh Onnes eindelijk gebroken was.

Bijna het geheele levenswerk van Van der Waals heeft het licht gezien in de publicaties van de Koninklijke Akademie van Wetenschappen. Al in 1875 was hij lid geworden van de Wis- en Natuurkundige Afdeeling, in 1888 werd hij ondervoorzitter en van 1896 tot 1912 was hij secretaris. Met groote intensiteit heeft hij al die jaren deelgenomen aan het werk van de afdeeling en daarbij volgens de meening van allen, die hem in de Akademie gekend hebben, een overheerschende rol gespeeld. Ik ontnem aan de rede, die na zijn overlijden in de zitting van zijn afdeeling werd uitgesproken de volgende woorden, die betrekking hebben op het tijdperk van 1888 tot 1912 en duidelijk doen uitkomen, wat hij voor de Akademie geweest is.

„Gedurende 24 jaren is Van der Waals zoo de ziel geweest van het Bestuur dezer Afdeeling. Ieder, die hem in functie gezien heeft, weet, dat hij zijn secretariaat met de uiterste nauwgezetheid vervulde en — hoe afkeerig hij ook moge geweest zijn van nieuwigheden — hier danken wij mede aan hem o.a. een vervanging

van de oude Verslagen en Mededeelingen door het moderne zittingsverslag en zeer in het bijzonder de Engelsche vertaling daarvan, waaraan onze afdeeling een groot deel van haar beteekenis heeft te danken”.

Het was in de zitting van de Wis- en Natuurkundige Afdeeling van de Akademie, gehouden den 23en Februari 1889, dat *Van der Waals* zijn eerste mededeeling maakte over de theorie der mengsels, die aanleiding zou geven — *Van der Waals* zegt het zelf — tot „een gelukkige samenwerking van theorie en praktijk”. Een zeer volledige maar beknopte publicatie verscheen 1890 in de „Archives Néerlandaises” met den titel „Théorie moléculaire d'une substance composée de deux matières différentes”. Dit was een door *Bosch* a bezorgde vertaling van den door *Van der Waals* oorspronkelijk in het hollandsch geschreven tekst. Twee gedachten zijn in dit stuk verwerkt en met elkaar gecombineerd. Ten eerste word voor het mengsel bij een willekeurig aangenomen maar vaste verhouding van de gewichten van de twee stoffen weer de toestandsvergelijking opgesteld. Zij is dezelfde als die van het proefschrift, alleen met dit verschil, dat de twee constanten a en b nu tweedemachtsfuncties van de concentratie zijn geworden. Daar *Van der Waals* wist, dat met zijn toestandsvergelijking voor enkelvoudige stoffen met constante waarden van a en b geen goede quantitatieve resultaten konden worden verkregen en zijn opzet voor mengsels in dit opzicht niet beter was, voelde hij zich niet heelemaal op zijn gemak. Want de opstelling van de toestandsvergelijking is voor de theorie van de mengsels niet meer gelijk te stellen met het bereiken van het doel; zij is om zoo te zeggen eerst het fundament, waarop hij voort moest bouwen. Hij heeft dan ook getwijfeld of hij zijn stuk wel zou publiceeren en werd eerst door het aandringen van *Kamerlingh Onnes* daartoe overgehaald. Het gebouw van de theorie zelf werd door *Van der Waals* opgetrokken door gebruik te maken van theoretische hulpmiddelen, die intusschen door *Gibbs*, den stillen geleerde van overzee, waren uitgewerkt. De thermodynamische potentiaal ψ word berekend en bij constante temperatuur als functie van volumen en concentratie voorgesteld door een eigenaardig gebogen oppervlak in de ruimte, dat ter eere van *Gibbs* ψ -vlak genoemd wordt. Nu is het te overzien welke toestanden stabiel, labiel of metastabiel zijn en door nog een plat raakvlak over het ψ -vlak te

laten rollen kunnen alle mogelijke, soms zeer ingewikkelde toestandsveranderingen van het mengsel op hoogst eenvoudige manier worden vervolgd. Van der Waals gewaagt met dank van de goede hulp hem door Korteweg verleend bij het onderzoek naar de wiskundige eigenschappen van punten en lijnen op het ψ -vlak, die voor zijn discussie van belang waren.

Een van de mooiste toepassingen vond de constructie bij de verklaring van de door Kuennen in het Leidsche Laboratorium ontdekte, zoogenaamde retrograde condensatie. Word een mengsel bijv. van koolzuur en methylchloride samengeperst, dan ziet men onder gunstig gekozen omstandigheden, eerst zooals gewoonlijk vloeistof ontstaan. Bij verdere samendrukking komt echter dan een oogenblik, waarop het vloeistofvolumen stationair wordt en van dit oogenblik af verdwijnt de vloeistof weer, totdat er niets meer van over is; zij wordt als het ware opgelost in het daarop staande gecomprimeerde gas. Aan het model ziet men hoe de raaklijnen, die twee zijkanten van een plooï van het ψ -vlak verbinden eerst beginnen door te steken door een plat vlak loodrecht op de concentratie-as, maar hoe ze zich dan weer terugtrekken en ten slotte het platte vlak niet meer kunnen bereiken. Daar volgens de theorie de stukken van de raaklijnen, die door het platte vlak doorsteken in lengte evenredig moeten zijn aan de hoeveelheid vloeistof, is het verloop van de proef daarmee verklaard.

In het Nieuws van den Dag van Donderdag den 2en April 1908 staat in een artikel over „Twee hollandsche Geleerden” het volgende te lezen:

„ maar wie heeft er nu iets aan de continuïteit van gas- en vloeistofoestand, aan het schrikkelijk geheimzinnige ψ -vlak, waar men struikelt over lengte- en dwarsplooïen en in connodale, spinodale en plooipunts-lijnen verstrikt raakt; Wie krijgt nu door zulke dingen een boterham méér te eten? ”

Zooals uit den samenhang blijkt wil de schrijver met deze opmerking zeer zeker geen afkeurend oordeel over het werk van Van der Waals geven, maar hij wil, naar het schijnt, dan toch wel doen uitkomen, dat niet veel menschen zullen bestaan, die er iets aan hebben. Ik geloof niet, dat ik hem, zelfs zóó opgevat, gelijk kan geven — ik heb al te veel idealisten vooral ook onder de eenvoudige menschen ontmoet — ik wil zijn uitlating boeken, als een weliswaar ietwat onwillige maar toch onverkenbare eerbetuiging.

Het werk van Van der Waals over mengsels heeft een groot aantal experimenteele onderzoeken uitgelokt en menig onderzoeker zou zonder deze lichtbaak de veilige haven wel niet gevonden hebben. Wat het diepe inzicht van Van der Waals voor hen, die op dit gebied werkten, beteekende, zou ik nog even willen illustreeren, door dat, wat Kamerlingh Onnes daarover schrijft. Wij lezen:

„Het waren besprekingen over de Wet der overeenstemmende toestanden, die mij het eerst in nauwere aanraking met Van der Waals brachten Vooral echter heeft zijn theorie der mengsels in samenhang met het schoone werk van onzen diepbetreurden K u e n e n mij met enge banden aan Van der Waals verbonden. Bijna geregeld kwam ik voor wat ik het „maandelijksch privatissimum” noemde bij hem en mocht dan menig uur op zijn studeerkamer doorbrengen”

Dat Van der Waals ook ver buiten de grenzen van zijn eigen land beroemd was, behoeft geen betoog. Toch mag ik wel even aanstippen, dat hij lid, buitenlandsch lid of eerlid was van tal van wetenschappelijke gezelschappen in Nederland, Nederlandsch Indië, België, Italië, Frankrijk, Engeland, Duitschland, Rusland en Amerika. Met groote vreugde nam de geheele wetenschappelijke wereld in 1910 kennis van de toekenning van den Nobelprijs aan Van der Waals, die toen, ondanks zijn 72-jarigen leeftijd, nog druk bezig was met het moeilijke vraagstuk van de moleculaire constitutie van de vloeistoffen en met zijn publicaties over „schijn-associatie” aan het begin staat van een nieuwe ontwikkelingsperiode, die zelfs nu nog ver van afgesloten is. Dat blijkt wel uit het feit, dat wij op het pas afgelopen congres een voordracht mochten hooren van L e n n a r d J o n e s, waarin duidelijk werd gemaakt hoe de tegenwoordige meer uitgebreide kennis van de atomen en de van hun uitgaande krachten ons in staat stelt een begrip ervan te krijgen hoe de schijnassociatie moet worden opgevat.

Van der Waals heeft ook na zijn aftreden als hoogleeraar in 1908 nog vele jaren geleefd; hij is den 8en Maart 1923 te Amsterdam in den ouderdom van ruim 85 jaren overleden.

Blik ik nu nog eens terug op het werk, dat hij in een lang leven vol arbeid heeft tot stand gebracht, dan komt het mij voor als een teekening van een kunstenaar, die het groote talent bezat om

met slechts enkele krachtige lijnen een volledig kunstwerk te scheppen, dat diepen indruk maakt. Het is geen stuk, waar men met den neus op mag gaan liggen om de details aan kritiek te onderwerpen of door klein peuterwerk zoogenaamd te verbeteren. Het moet van op een afstand worden bekeken om de schoonheid van de groote lijnen werkelijk te genieten. Dien afstand hebben wij heden, honderd jaren na Van der Waals' geboorte, van zelf en wij staan met bewondering voor het levenswerk van den geleerde, wiens naam in de wetenschap leeft en die als mensch door Kohnstamm beschreven word als de man met „dat stoere onbuigbare karakter, dat trouwe en fijn besnaarde hart en dat vrome diep deemoedige gemoed.

MEDEDEELING

„HET NEDERLANDSCH NATUUR- EN GENEESKUNDIG CONGRES.”

Het algemeen bestuur van het 27ste congres, dat op 11, 12 en 13 April 1939 te Nijmegen zal worden gehouden, is samengesteld als volgt:

Prof. Dr. G. Holst te Eindhoven, algemeene voorzitter,
Ir. J. A. Pennink te Nijmegen, algemeene ondervoorzitter,
Dr. D. Coelingh te Bussum, 1ste algemeene secretaris,
Dr. N. R. Pekelharing Azn. te Bussum, 2e algemeene secretaris,
Prof. Dr. L. P. de Bussy te Amsterdam, algemeene penningmeester,
Prof. Dr. J. A. Schouten te Delft, voorzitter der 1ste afdeeling,
Mejuffr. Prof. Dr. J. Westerdijk te Baarn, voorzitster der 2de afdeeling,
Dr. J. A. M. J. Enneking te Nijmegen, voorzitter der 3de afdeeling,
Prof. Dr. F. A. Vening Meinesz te Amersfoort, voorzitter der 4de afd.
G. F. J. M. Bär te Nijmegen,
Dr. W. E. Furstner te Nijmegen.

HET VERBAND TUSSCHEN DOORDRINGINGSVERMOGEN EN SNELHEID VOOR VERSCHILLENDE ELEMENTAIRE DEELTJES *)

door W. DE GROOT

Summary.

The relation between the ranges of different heavy charged particles (alpha-particle, proton, deuteron) are discussed on the base of Bethe's formula and experimental data of Mano, Briggs a.o. A graph of the function

$$R \cdot \frac{z^2}{M} = f(v)$$

where R is the range, ze and M the charge and the mass of the particle, is provided with different scales for ordinates and abscissae so that the range as a function of energy may be read in one figure from the same curve for different particles. It is pointed out that even electrons (beta-particles, Lenard-rays) fit this curve fairly well in the energy range 10—100 keV.

Attention is drawn to the fact that in the literature about the yield of nuclear reactions, the atomic stopping power is often abusively taken as proportional to Z .

Some measurements on Lenard-rays are communicated.

Inleiding.

In vele gevallen is het gewenscht de dracht van een bepaalde soort deeltjes in een of ander milieu te kennen, zonder dat hierover experimenteele gegevens ter beschikking staan.

Dit is bijvoorbeeld het geval, wanneer men de rendementen van sommige kern-reacties wil bestudeeren, met name de neutronenproducerende reacties, die optreden wanneer kanaalstralen van zware waterstof of deuterium (symbool H^2 of D) inwerken op D -verbindingen en op Be , Li en koolstof. Bij de beoordeeling van het rendement dezer reacties is behalve de effectieve kerndoorsnede ook de dracht van het deutron in het materiaal der pastille, die door de kanaalstralen wordt getroffen, van belang. Het is mogelijk deze te berekenen dank zij het feit, dat er theoretische relaties bestaan tusschen de dracht van verschillende deeltjes in een gegeven milieu.

De formule van Geiger.

In 1910 leidde Geiger uit proeven over het doordringen van alpha-deeltjes in lucht de empirische wet af, volgens welke de dracht evenredig zou zijn aan de 3e macht van de snelheid

*) Voordracht gehouden voor de Ned. Nat. Ver. op 25 Sept. 1937.

$$R = \text{const. } v^3.$$

Zoo neemt deze dracht toe van 1 tot 8 cm wanneer de snelheid toeneemt van 10^9 tot $2 \cdot 10^9$ cm/sec.

Wanneer men de kwestie zeer precies stelt moet gelet worden op de kleine verschillen in de dracht van individuele deeltjes. Men moet dus spreken van een gemiddelde dracht (parcours moyen). Voor de onderscheiding tusschen „parcours moyen” en „parcours extrapolé” moeten wij verwijzen naar de literatuur ¹⁾.

Theorieën over de doordringing (zware deeltjes).

De theorieën over de remming van geladen deeltjes door materie stellen zich op het standpunt, dat deze geheel veroorzaakt wordt door de ionisatie. J. J. T h o m s o n ⁴⁾ leidde in 1912 een formule af voor de energie q welke een deeltje met lading ze en massa M meedeelt aan een vrij electron, dat zich aanvankelijk op een afstand a van de baan van het deeltje in rust bevindt:

$$q = \frac{2z^2e^4}{mv^2} \frac{1}{a^2 + \frac{z^2e^4}{m^2v^4} \left(\frac{m+M}{M} \right)^2} \quad (1)$$

De structuur van deze formule kan men gemakkelijk begrijpen als men onderstelt dat de impuls plotseling aan het electron wordt meegedeeld. Deze impuls, product van een kracht van de orde ze^2/a^2 en een tijd van de orde a/v moet ongeveer ze^2av bedragen. Dientengevolge wordt de energie van de orde z^2e^4/mv^2a^2 . De afwijkende exacte formule ontstaat door het feit, dat in werkelijkheid de impulsoverdracht in een eindig tijdsinterval plaats heeft.

Men vindt nu voor de afname van de kinetische energie van het deeltje

$$-\frac{dT}{dx} = N \int 2\pi a \cdot q \cdot da$$

of ook

$$-\frac{dT}{dx} = \frac{2\pi z^2 e^4}{mv^2} N \int \frac{dq}{q}.$$

Hierin is N het aantal electronen per volume eenheid van het milieu. Bij de integratie naar q is het duidelijk, dat men als bovenste grens moet nemen de maximale energie, die aan het electron kan worden meegedeeld. Deze bedraagt als $M \gg m$ volgens (1) $2mv^2$ (namelijk als $a = 0$). Een moeilijkheid levert de onderste grens. Stelt men deze $= 0$ dan divergeert de integraal. T h o m s o n trachtte deze moeilijkheden te ontgaan door voor a een bovenste grens te nemen

van de orde van een atoomdiameter. B o h r ⁵⁾ nam in 1913 aan, dat de bovenste grens van a gegeven was door het quotient v/ν waarin ν de frequentie van het electron in het atoom voorstelt. H e n d e r s o n ⁶⁾ nam een onderste grens van q aan, gelijk aan de ionisatie energie en vond bijvoorbeeld voor waterstof de formule

$$-\frac{dT}{dx} = \frac{2\pi z^2 e^4}{mv^2} N \cdot \ln \frac{2mv^2}{E}$$

waarin $E = 13.5$ electron Volt. F o w l e r ⁷⁾ toonde aan, dat deze formule de resultaten van het experiment voor alphadeeltjes in H_2 vrij goed weergeeft, wat de relatieve waarden betreft, met dien verstande echter dat de formule quantitatief beter zou hebben geklopt als de numerieke factor 4π was geweest inplaats van 2π . In 1930 leidde B e t h e ⁸⁾ langs golfmechanische weg (benaderingsmethode van B o r n) voor waterstof de formule af

$$-\frac{dT}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{mv^2} N \cdot \ln \frac{2mv^2}{E^*}$$

E^* is hier een grootheid van de orde van een ionisatie-energie, met de waarde 15 eV. De factor 4π in de formule (in tegenstelling met de 2π van H e n d e r s o n) is volgens B e t h e het gevolg van het feit, dat overgangen van de grondtoestand naar aangeslagen toestanden mede in rekening zijn gebracht.

Voor atomen met meer dan een electron (kernlading Z) luidt de formule van B e t h e

$$-\frac{dT}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{mv^2} N \cdot Z \ln \frac{2mv^2}{E^*} \quad (2)$$

Hierin is N thans het aantal atomen per cm^3 , Z het aantal electronen per atoom. De grootheid E^* is thans een gemiddelde, dat zich uitstrekt over alle electronen van het atoom. Over de waarde van E^* waren de theoretici het oneens. M a n o heeft zich in 1934 ten doel gesteld de formule te toetsen. Daarbij bleek, dat de formule het experiment zeer nauwkeurig weergeeft, wanneer men voor iedere atoomsoort een empirische waarde van E^* inzet. Deze empirische E^* waarde bleek voor de zwaardere elementen nagenoeg evenredig met Z te zijn (E^* ongeveer $10 \cdot Z$ electron-Volt).

Wij verzuimden tot nogtoe er op te wijzen, dat voor groote waarden van v de formule van B e t h e nog eenige relativistische correcties behoeft, welke reeds door B o h r en later door B e t h e

en Bloch nauwkeurig zijn aangegeven. Voor alphadeeltjes met snelheden kleiner dan $2 \cdot 10^9$ cm/sec spelen deze correcties echter nog een ondergeschikte rol.

Universele formule.

Stelt men $dT = Mv dv$ dan kan men de formule (2) in de vorm brengen

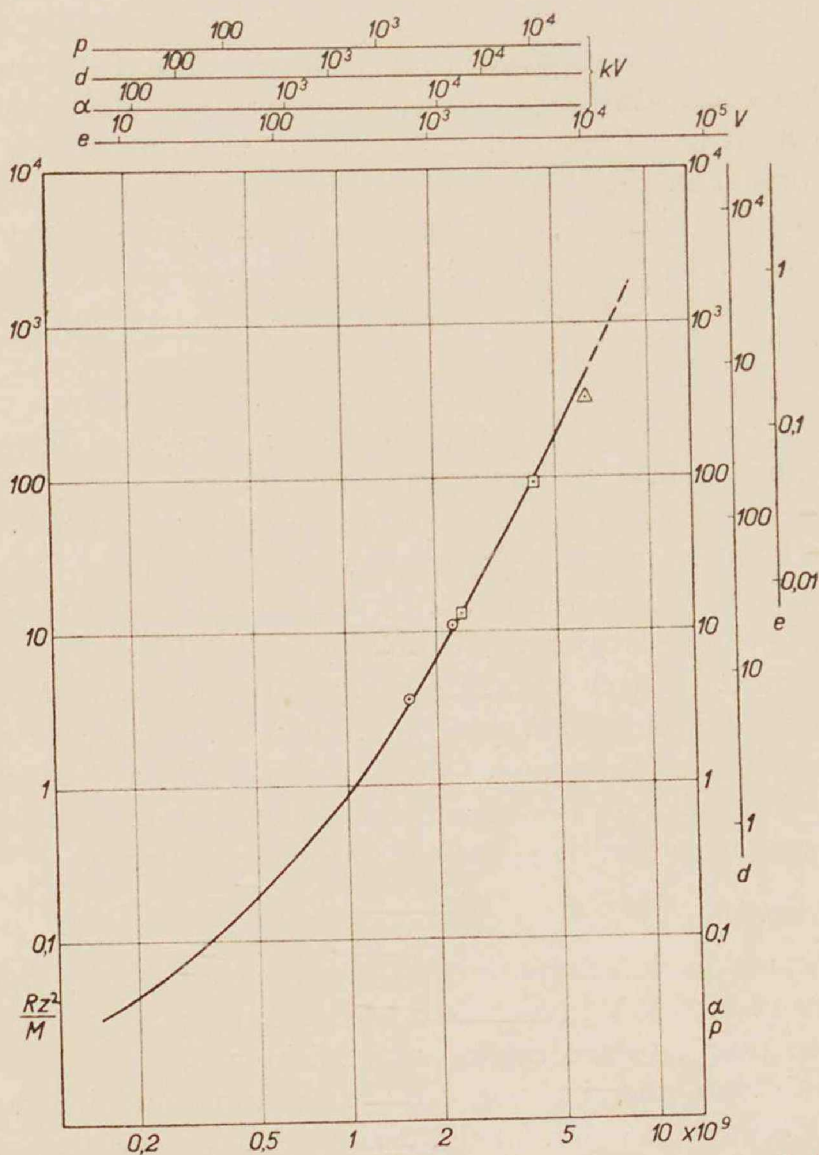


Fig. 1. Getrokken kromme: verband tusschen dracht en snelheid (resp. energie) voor verschillende elementaire deeltjes (proton, deutron, alphadeeltje)

- ● natuurlijke alphadeeltjes ²⁾
- □ protonen uit kernprocessen volgens Mano ³⁾
- △ Electronen (β -deeltjes) volgens Varder en Schonland ¹⁰⁾.

$$\frac{z^2}{M} dx = f(v) dv.$$

Wanneer men deze functie integreert, vindt men voor de dracht

$$\frac{z^2}{M} R = F(v)$$

De functie F is nu onafhankelijk van de aard van het deeltje. Men kan één kromme teekenen, die bijv. het verband tusschen dracht en snelheid van alle zware geladen deeltjes in lucht aangeeft. Wil men uit deze kromme het verband tusschen de energie in eV en de dracht in cm aflezen voor iedere deeltjessoort afzonderlijk, dan moet men voor elk deeltje een aparte abscissen- en ordinaten-schaal aanbrengen. Dit is gebeurd in fig. 1.

Electronen.

Voor electronen is $M = m$ en dientengevolge de maximale energie die over kan worden gedragen niet $2mv^2$ maar $\frac{1}{2} mv^2$. Tengevolge hiervan ondergaat de formule van B e t h e een kleine wijziging onder de logarithme. Wij hebben ons de alleszins redelijke vraag gesteld in hoeverre de experimenteele gegevens voor electronen passen in de kromme van fig. 1. Experimenteele gegevens over de dracht van beta-deeltjes vindt men bijvoorbeeld bij L e n a r d ⁹⁾ en bij R u t h e r f o r d ¹⁰⁾. In de figuren is de waarde van RZ^2/m voor electronen van 10 keV aangegeven en men ziet dat deze waarde vrij goed in de figuur past. Ook de waarde die in de literatuur opgegeven wordt voor electronen van 100 keV komt zeer behoorlijk in het verlengde van de geteekende kromme te liggen.

Lenardstralen.

Wij waren in de gelegenheid bij een L e n a r d-buis, waarmee electronen tot 90 keV in lucht konden worden geproduceerd eenige metingen over de doordringing te verrichten *).

Deze buis was voorzien van een venster van aluminium van 7μ dik en 2,5 mm diameter. In fig. 2 is een foto weergegeven van de lichtende pluim die deze electronen in lucht veroorzaken. Brengt men in de ruimte vóór de buis een sonde aan, bestaande uit een

*) Deze metingen alsmede de opstelling van de L e n a r d-buis zijn verricht door den Heer C. G. J. J a n s e n phil. cand.

metalen plaatje van ca. 20 mm diameter verbonden met een ge-

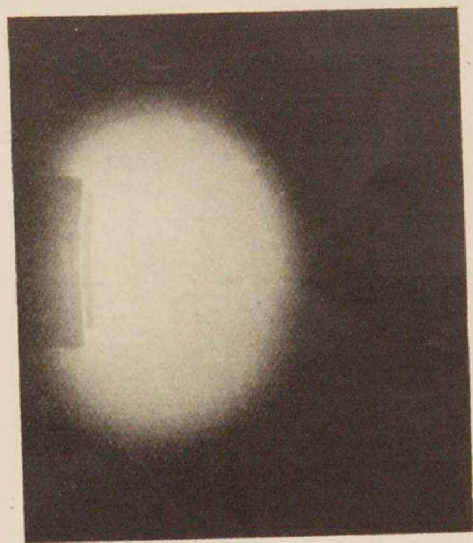


Fig. 2. Lenardstralen $10\mu\text{A}$ bij 60 kV in de lucht.

voelige galvanometer (1 mm schaaluitslag = $7 \cdot 10^{-8}$ amp) dan is het mogelijk de sondestroom als functie van de afstand tot het

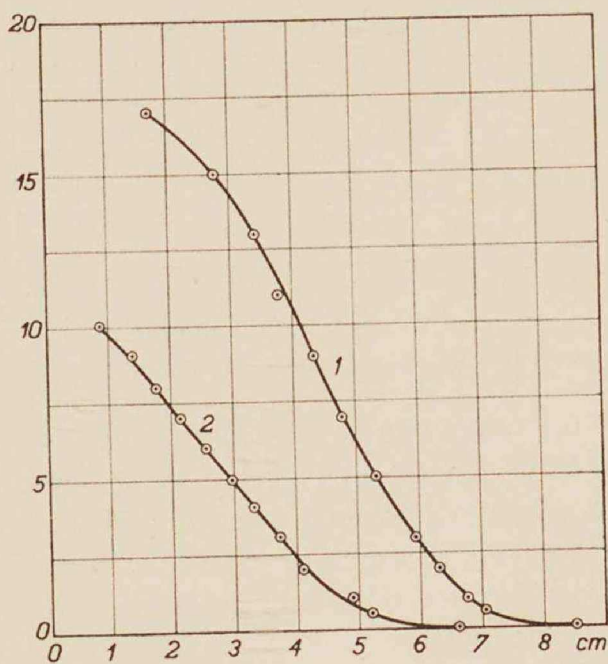


Fig. 3. Sondestroom in de pluim van de Lenardstralen als functie van de afstand tot het venster. Totale stroom door het venster ca. $10\mu\text{A}$, 71.5 kV
Ordinatenschaal: 1 schd = $7 \cdot 10^{-7}$ amp.

venster waar te nemen. Het resultaat is in fig. 3 weergegeven voor twee waarden van de dikte van het venster (7μ en 14μ).

In fig. 4 is de aldus bepaalde dracht voor twee vensterdikten weergegeven als functie van de energie der electronen en met behulp van deze gegevens geëxtrapoleerd op vensterdikte nul. De waarden

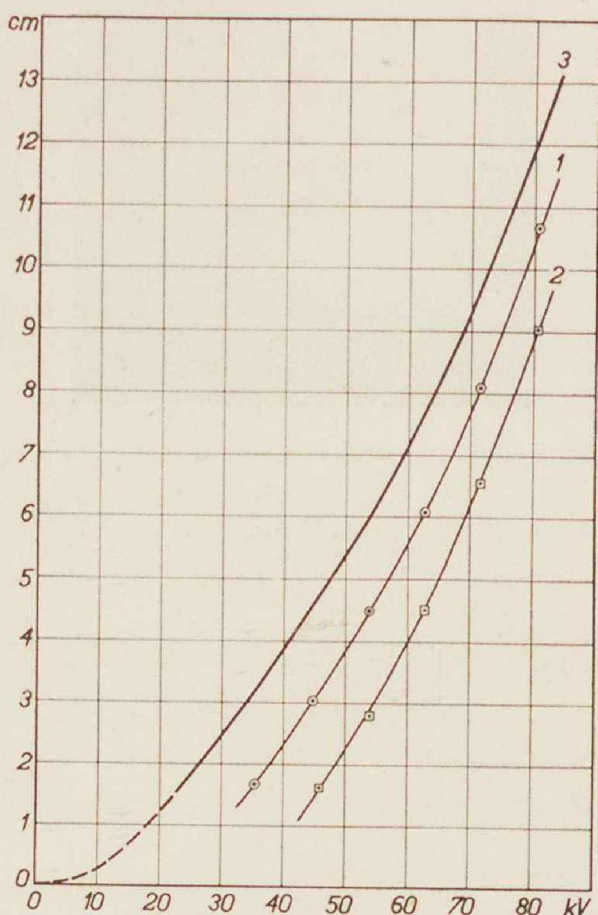


Fig. 4. Doordringing van Lenardstralen in lucht. (1) venster 7μ Al, (2) venster 14μ Al, (3) extrapolatie naar vensterdikte nul.

van de dracht die aldus zijn gevonden zijn ca. 50 % groter dan de waarden die bijv. R u t h e r f o r d opgeeft. Dit vindt mogelijk zijn oorzaak in het feit dat men bij proeven over de doordringing van β -stralen, waarbij soortgelijke curven als in fig. 3 worden gevonden, gewoonlijk het middelste (rechte) deel van de curve lineair naar nul extrapoleert. Ook is het mogelijk, dat de verwarming van de lucht door de stralen (vermogen $10\mu A \times 100 \text{ keV} = 1 \text{ Watt}$) hier een rol speelt. Daarentegen zijn onze waarden kleiner dan de op lucht omgerekende „Grenzicken” van L e n a r d.

Vergelijking van verschillende milieu's.

Wanneer men twee verschillende milieu's met elkaar wil vergelijken moet men voor beide de formule van *B e t h e* opschrijven. Men vindt dan voor de verhouding van de dikten die dezelfde energievermindering tengevolge hebben

$$\frac{dx_1}{dx_2} = \frac{N_2 Z_2 \ln 2mv^2/E_2^*}{N_1 Z_1 \ln 2mv^2/E_1^*}$$

M a n o heeft deze verhouding voor een groot aantal materialen in vergelijking met lucht als standaard materiaal berekend. De verhouding

$$dx_{lucht}/dx$$

wordt de remkracht van het betrokken milieu genoemd. Het is duidelijk, dat als $2mv^2 \gg E^*$ de drachten zich omgekeerd verhouden als de producten $N.Z$, dus ongeveer omgekeerd als de dichtheden. Dit is echter niet het geval voor snelheden waarbij mv^2 en E^* van dezelfde orde worden. Voor alphadeeltjes van 1—8 cm dracht in lucht geldt bijvoorbeeld een empirische relatie volgens welke de remkracht inplaats van met Z evenredig te zijn ten naastebij evenredig is met \sqrt{Z} . Bij de beschouwingen over de rendementen van kernreacties wordt deze omstandigheid in de literatuur dikwijls over het hoofd gezien.

LITTERATUUR

1. *G. M a n o*, Ann. de phs. **1**, 407 (1934).
 2. *G. M a n o*, Journ. de phs. et le Radium **5**, 628, 1934.
 3. *G. M a n o*, C. R. Ac. Sc. Paris **204**, 1244 (1937).
 4. *J. J. T h o m s o n*, Phil. Mag. **23**, 449, 1912.
 5. *N. B o h r*, Phil. Mag. **25**, 10, 1913, **30**, 581, 1915.
 6. *G. H. H e n d e r s o n*, Phil. Mag. **44**, 680, 1922.
 7. *R. H. F o w l e r*, Proc. Cambr. Phil. Soc. **21**, 521, 1923.
 8. *H. B e t h e*, Ann. de Phys. **5**, 325, 1930.
 9. *P. L e n a r d u. A. B e c k e r*, Hb. Exp. Phys. Bd. **14**, Leipzig 1927, p. 125.
 10. *E. R u t h e r f o r d, J. C h a d w i c k, C. D. E l l i s*. Radiations from radioactive substances, Cambridge 1930, p. 422, 443.
- F. R a s e t t i*, Elements of nuclear physics, New York 1937.

Eindhoven, 27 Sept. 1937.

Natuurkundig Laboratorium der
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken
Eindhoven—Holland.

INTERPRETATIE VAN MOLECULAIRE VERSCHIJNSELEN DOOR MIDDEL VAN POTENTIAALKROMMEN ¹⁾

II. LICHTABSORPTIE DOOR GEADSORBEERDE ATOMEN EN MOLECULEN

door J. H. DE BOER

Summary.

Discussion of the phenomena of light absorption by atoms and molecules which are adsorbed to a solid wall. Selective photoelectric effect and thermionic emission of crystals containing adsorbed alkali atoms.

Inleiding, geadsorbeerde atomen.

Indien een atoom zich bevindt in de nabijheid van een vaste wand, dan ondervindt het een kracht, zoodat de potentieele energie een functie is van de afstand r van de atoomkern tot de wand. De potentiaalkromme

$$E = f(r)$$

vertoont in het algemeen een minimum gevolgd door een sterke stijging bij kleine waarden van r , evenals de potentiaalkromme van een tweeatomig molecuul (vergelijk I, p. 112, fig. 3). Ook in het geval van adsorptie kan men onderscheid maken tusschen „chemische binding” en „Van der Waals binding”. De kromme heeft een verschillende gedaante, naarmate het geadsorbeerde atoom geladen (ion) is, of ongeladen. Bovendien heeft de aard van de wand (kristal-isolator of metaal-geleider) een invloed.

Vat men behalve het atoom in de normale toestand ook hetzelfde atoom in een aangeslagen toestand in het oog, dan kan men op grond van het Franck—Condon principe (I, p. 113) nagaan, hoe de frequentie ν_a van het licht, dat door absorptie van een quantum in staat is het geadsorbeerde atoom in de aangeslagen toestand te brengen, zich verhoudt tot de overeenkomstige frequentie ν_0 van het vrije atoom. Naargelang van de omstandig-

1) Vergl. Ned. T. v. Natuurk. 4, 109 (1937).

heden kan ν_a kleiner of groter dan ν_o zijn (fig. 10 en 11). De absorptieband van het geadsorbeerde atoom is dan ten opzichte van de absorptielijn van het vrije

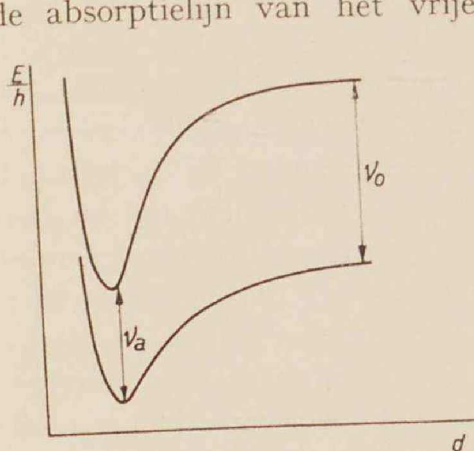


Fig. 10. Afname van de frequentie van de absorptieband door adsorptie.

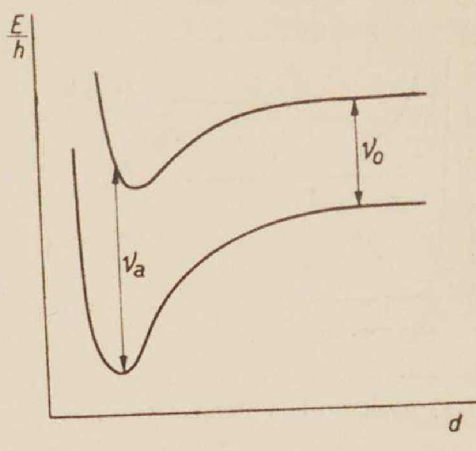


Fig. 11. Toename van de frequentie van de absorptieband door adsorptie.

atoom naar rood resp. naar violet verschoven, waarbij natuurlijk in het oog moet worden gehouden, dat de overgang tusschen de beschouwde niveaus van het atoom verboden kan zijn, zoodat de absorptielijn ν_o soms niet realiseerbaar of althans zeer zwak is.

Geadsorbeerde moleculen.

Indien een tweeatomig symmetrisch molecuul aan een wand wordt geadsorbeerd, zal dit in practisch alle gevallen zoo plaats vinden, dat beide atomen door de wand worden vastgehouden. In dit geval kunnen we niet meer volstaan met een tweedimensionale voorstelling. De potentieele energie zal in dit geval dan een functie zijn zoowel van de afstand r der atoomkernen onderling als van de afstand d der atoomkernen van de wand.

Als voorbeeld kiezen we het molecuul J_2 . Het J -atoom heeft een 2P -toestand als grondtoestand. De beide componenten van het P -doublet hebben een energieverval van 0,9 Volt. De onderste toestand is $^2P_{3/2}$, de bovenste $^2P_{1/2}$ („verkeerd doublet”). De overgang is bij het atoom een verboden overgang. Bij nadering van een J -atoom tot een tweede J -atoom splitst zich het onderste niveau in twee potentiaalkrommen, het bovenste blijft enkelvoudig. Hieruit volgt het potentiaalkrommenschema van het vrije jodiummolecuul, zooals dit in fig. 12 is weergegeven. Indien het J_2 -molecuul nu // aan een vlakke kristalwand wordt geplaatst en tot deze

nadert, dan daalt nog eens de potentieele energie: ze gaat door een minimum en stijgt voor kleine waarden van d . Dit is het geval

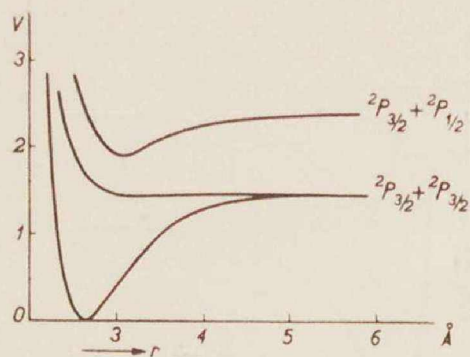


Fig. 12. Potentiaalkrommen van het J_2 -molecuul (volgens Brown).

voor iedere onderlinge afstand r der beide J -atomen.

Het diepste minimum behoeft echter niet noodzakelijkerwijs te worden gevonden bij die afstand r , die de atoomafstand in het vrije, niet geadsorbeerde molecuul voorstelt. We kunnen, met andere woorden gezegd, verwachten, dat bij adsorptie van het molecuul tevens de atoomafstand in het molecuul verandert, zoodat

in de ruimtelijke figuur daarmede rekening moet worden gehouden. Experimenteel blijkt de lichtabsorptie van jodium bij adsorptie aan verschillende zoutoppervlakken onder meer sterk naar kortere golflengten te zijn verschoven ¹⁾.

Terenin ²⁾ heeft eveneens lichtabsorptie onderzocht bij J_2 , geadsorbeerd aan diverse zoutoppervlakken, en aangetoond, dat in sommige gevallen geen desorptie optreedt, doch wel dissociatie. Dit laatste bleek, doordat bij adsorptie aan een thalloyodide-oppervlak, dat *niet* met jodiummoleculen, doch *wel* met jodiumatomen reageert, door belichting direct een ontkleuring werd te voorschijn geroepen.

Photo-ionisatie van alkali-atomen.

Beschouwen we een alkali-atoom (Na , K , Cs), geadsorbeerd aan een isoleerende onderlaag (halogenide, oxyde). In het algemeen zal dit atoom gebonden worden aan een negatief ion van het oppervlak (actieve plaats). Aangezien voor het alkali-ion de attractiekracht van het negatieve ion van de wand groter is dan voor het atoom, zal de potentiaalkromme van het ion een dieper minimum vertoonen (fig. 13). Uit de figuur lezen we af, dat de frequentie (ν_a), waarbij photo-ionisatie optreedt, ten opzichte van die voor

1) J. H. de Boer en J. F. H. Custers, Zeitschr. physikal. Chem. (B) **21**, 208 (1933); voor verdere literatuur zie: J. H. de Boer, Electron Emission and Adsorption Phenomena, Cambridge 1935, blz. 189; Deutsche uitgave, Leipzig 1937, blz. 137.

2) A. Terenin, Acta Physicochimica USSR **1**, 178, 407 (1934).

het vrije atoom (ν_0) naar rood verschoven is ($\lambda_a > \lambda_0$). In de figuur beantwoordt de bovenste kromme aan het geval, dat het vrijgemaakte electron het atoom met nulsnelheid verlaat. De energiewaarden, waarbij het electron bovendien kinetische energie meeneemt, liggen in het gearceerde gedeelte.

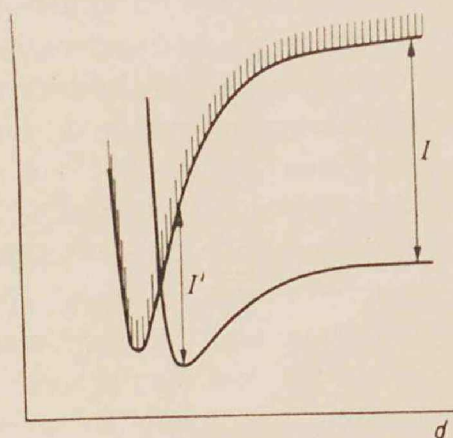


Fig. 13. Potentiaalkrommen van een geadsorbeerd alkaliatoom en een geadsorbeerd ion.

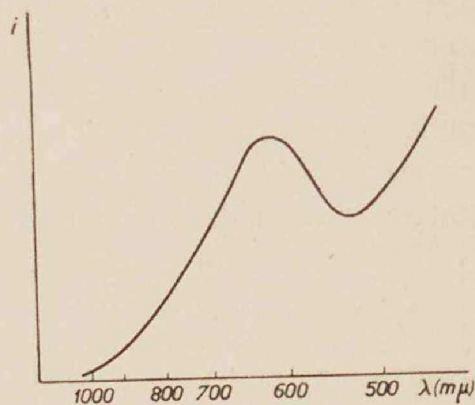


Fig. 14. Spectrale lichtgevoeligheid van een [Ag]-Cs₂O-Cs photocel.

De kathode der moderne photocellen bestaan uit een alkali-oxyde, waaraan alkaliatomen zijn geadsorbeerd (b.v. Cs₂O-Cs). De roodgrens van de photoelectrische werking ligt in het genoemde geval (Cs) bij 1,2—1,7 μ , afhankelijk van de samenstelling van de laag. Er is een maximum in het photoeffect bij 750 à 800 $m\mu$, een minimum bij 550 $m\mu$ en een tweede maximum bij 350—370 $m\mu$ (fig. 14).

Verschillende onderzoeken wijzen er op, dat het maximum met de grootste golflengte aan de atomen moet worden toegeschreven, die aan het uitwendige oppervlak zijn geadsorbeerd. Wordt b.v. een aldus samengestelde photokathode aan de inwerking van zuurstof blootgesteld, dan zullen de caesiumatomen, die aan het uitwendige oppervlak zijn geadsorbeerd, direct worden geoxydeerd, terwijl caesiumatomen, die in het oxyderooster zijn opgenomen, eerst dan worden geoxydeerd, wanneer bij voortdurende inwerking van zuurstof dit in het rooster naar binnen diffundeert. Direct na de inwerking van zuurstof blijkt nu het maximum aan de zijde der lange golven te zijn verdwenen, datgene aan de zijde der korte golven blijft nog bestaan en verdwijnt eerst langzaam, naarmate de zuurstof meer indringt.

De snelheidsverdeling der photoelectronen van een dergelijke samengestelde photokathode, dus van een k thode, waarbij niet alleen alkaliatomen uitwendig aan het oxydoppervlak zijn geadsorbeerd, maar ook inwendig in het rooster zijn gebonden, is door Pjatnitski en Timofeev¹⁾ onderzocht. Indien alle geadsorbeerde atomen in dezelfde conditie zouden zijn en indien de electronen geen vertraging bij het uittreden zouden ondergaan, dan zou men verwachten, dat bij monochromatische bestraling alle electronen dezelfde snelheid hadden (overeenkomstig de formule $\frac{1}{2}mv^2 = h(\nu - \nu_a)$). Inderdaad vinden genoemde onderzoekers, dat bij bestraling van een Cs-kathode met infrarood licht (maximum aan de zijde der lange golven) de meest waarschijnlijke

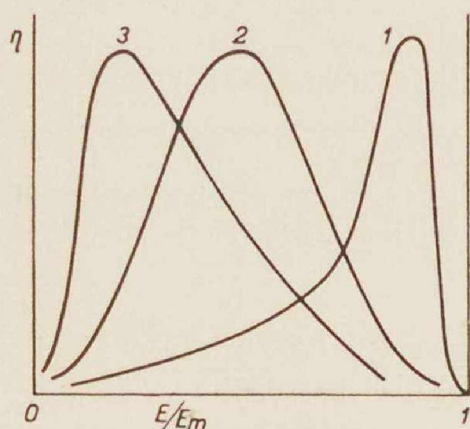


Fig. 15. Relatieve energieverdeling van de photoelectronen eener samengestelde photokathode bij instraling van licht van verschillende golflengten.

snelheid 90% van de maximale snelheid bedraagt, zoodat men kan besluiten, dat de photoelectronen bij hun uittreden geen energie-verlies ondergaan en dus van de aan het buitenoppervlak geadsorbeerde atomen afkomstig zijn. Bij bestraling met monochromatisch licht van kleinere golflengte verandert dit beeld en verschuift de meest waarschijnlijke snelheid in de richting der kleine snelheden (fig. 15). Dit kan men zoo interpreteren, dat dan een deel der in het rooster gebonden atomen meedoet aan de emissie

en de electronen, alvorens uit het rooster te treden, energie verliezen.

Selectief photoeffect.

Gaat men de richtingsverdeling der photoelectronen na, dan blijken deze hoogstens onder een hoek van 20° met de normaal het oppervlak te verlaten. De oorzaak hiervoor moet men zoeken in de verdeling nabij het oppervlak van het op het photoelectron werkende veld. Dit veld wordt in de eerste plaats geleverd door de

1) A. I. Pjatnitski en P. W. Timofeev, Phys. Zs. Sowjet-Union **9**, 187, 1936.

aantrekking van de positieve atoomromp van het Cs. Dit veld is centraal symmetrisch. Hierop gesuperponeerd vindt men de velden van de naburige ionen. Het negatieve zuurstof-ion, waaraan het Cs-atoom geadsorbeerd is (fig. 16), heeft hierbij de overheersende werking. Het veroorzaakt een deformatie van het energieoppervlak (potentiaaltrechter voor het electron), waardoor aan de meest afgekeerde zijde de energie, noodig om het electron te verwijderen, lager wordt dan de

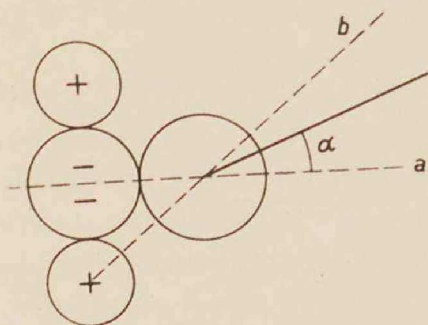


Fig. 16. Cs-atoom gebonden aan een Cs_2O kristalrooster; constructie van de richtingsverdeling der photoelectronen.

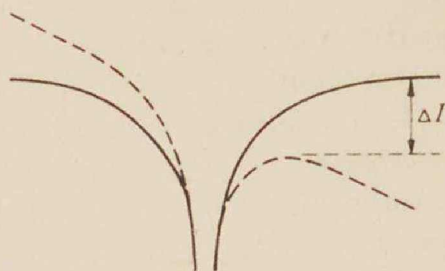


Fig. 17. Verlaging van de ionisatie-energie door deformatie van de potentiaaltrechter van het optisch electron.

ionisatie-energie van het atoom. Deze verlaging van de ionisatie-energie, welke in fig. 17 is weergegeven, is in wezen dezelfde, die wij reeds uit fig. 13 aflazen.

Het is mogelijk, op grond van de kennis der afmetingen der atomen een ruwe schatting te maken van de openingshoek, waarbinnen de electronen het oppervlak verlaten. Gaat men n.l. de potentiaalkrater volgens a en b doorsnijden, dan moet men bij a rechts een verlaging en bij b rechts een verhooging vinden. Deze zullen in elkaar overgaan ongeveer op de lijn, die de kern van het Cs-atoom verbindt met het midden tusschen de kernen van O^{2-} en Cs^+ . Hieruit berekent men voor de uiterste hoek α

$$\text{tg } \alpha = \frac{(\text{straal O-ion} + \text{straal Cs-ion}) : 2}{\text{straal O-ion} + \text{straal Cs-atoom}} = \frac{(1,35 + 1,65) : 2}{1,35 + 2,68} = 0,37.$$

Dit geeft voor α de genoemde waarde van 20° .

De kleine waarde van α maakt, dat de photoelectrische absorptie zeer gevoelig is voor de trillingsrichting (polarisatietoestand) van het invallende licht. Het z.g. selectief photoeffect, dat in 1895 door Elster en Geitel werd ontdekt en omstreeks 1912 o.a. door

Pohl en Pringsheim en later door vele anderen is onderzocht, is aldus te verklaren.

Thermische emissie van photokathoden.

De geadsorbeerde atomen zenden ook thermisch electronen uit volgens de formule

$$i_{th} = Ae^{-\frac{\epsilon\phi}{kT}}.$$

Hierbij is van een eventueele verdere afhankelijkheid van T , zooals in de formule van Richardson, afgezien.

De constante A hangt, behalve van de temperatuur en van de „uittreearbeid” ϕ der electronen, ook nog van verschillende andere factoren af. Zoo neemt A toe, wanneer het aantal meewerkende atomen toeneemt; daar i_{th} meestal in ampère/cm² wordt uitgedrukt, hangt dus A af van de bezettingsdichtheid van het oppervlak met geadsorbeerde atomen en ook van de ruwheid van het oppervlak. Voorts is de constante A afhankelijk van het aantal malen, dat een bepaald atoom per tijdseenheid een electron kan uitzenden en wordt ze dus beheerscht òf door de gemakkelijkerheid, waarmede het geëmitteerde electron van binnen uit wordt geremplaceerd (geleiding der laag), òf door de ionisatiekans van het geadsorbeerde atoom.

Bij metalen is men gewend, dat tusschen de ϕ der thermische emissie en de roode grensfrequentie ν_r van het photoeffect, de betrekking

$$\epsilon\phi = h\nu_r$$

geldt. Dit is hier geenszins het geval. Bij de photokathoden met geadsorbeerde atomen geldt in het algemeen

$$\epsilon\phi < h\nu_r$$

v.b. roodgrens

$$1,3 \mu = 0,95 \text{ Volt}$$

$$\phi = 0,6 \text{ à } 0,7 \text{ Volt.}$$

Daar komt nog bij, dat de roodgrens een absoluut minimale waarde voorstelt, terwijl ϕ een gemiddelde is. Men kan zich namelijk een photokathode voorstellen als te zijn samengesteld uit verschillende deelen met verschillende eigenschappen, naargelang van de wijze van adsorptie der alkali-atomen, omhulling, adsorptie aan hoek-

punt, ribbe of oppervlak, enz. In dit geval zou de formule voor de thermische emissie moeten luiden:

$$i_{th} = \Sigma A e^{-\frac{\epsilon \phi}{kT}}.$$

Het blijkt echter, dat in de practijk de som te vervangen is door een enkele uitdrukking van de gedaante

$$A' e^{-\frac{\epsilon \phi'}{kT}}.$$

Dit blijkt uit het volgende voorbeeld (2 termen, $\varphi_1 = 1,2$ en $\varphi_2 = 1,6$).

A_1	A_2	A'	ϕ'
1	1	1,1	1,20
0,1	1,9	0,2	1,24
0,01	1,99	0,45	1,43
0,001	2,0	1,6	1,57

Uit deze tabel blijkt, dat de meest actieve plaatsen een veel lagere φ kunnen hebben dan de waargenomen φ' .

Dat $\epsilon \varphi$ kleiner is dan $h\nu_r$, is nu uit fig. 13 te begrijpen. Om thermisch te kunnen ioniseeren is het slechts noodig, dat tengevolge van vibratie, in de figuur het *snijpunt* der beide potentiaalkrommen wordt bereikt. Dit snijpunt ligt belangrijk lager dan het snijpunt van de verticaal uit het minimum der onderste kromme met die voor het geïoniseerde atoom.

Eindhoven, 27 Sept. 1937. Natuurkundig Laboratorium der
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken.
Eindhoven (Holland).

INTERPRETATIE VAN MOLECULAIRE VERSCHIJNSELEN DOOR MIDDEL VAN POTENTIAALKROMMEN

III. PHOTO-ELECTRISCHE GELEIDING, HALFGELEIDERS

door J. H. DE BOER

Summary.

Discussions of the properties of internally adsorbed electropositive and electronegative atoms in crystals and of the theory of semiconductors.

Atomen in heteropolaire roosters.

In tegenstelling met vroegere beschouwingen (II), waarbij wij vooral de aandacht vestigden op de eigenschappen van kristalroosters (halogeniden, oxyden), aan het oppervlak waarvan atomen (in het bijzonder alkali-atomen) waren geadsorbeerd, willen wij thans het geval bezien, dat atomen zijn opgenomen in een kristal, zoodat het atoom aan alle zijden geheel door het rooster is omgeven. Als voorbeeld nemen wij de stof keukenzout (NaCl). Het

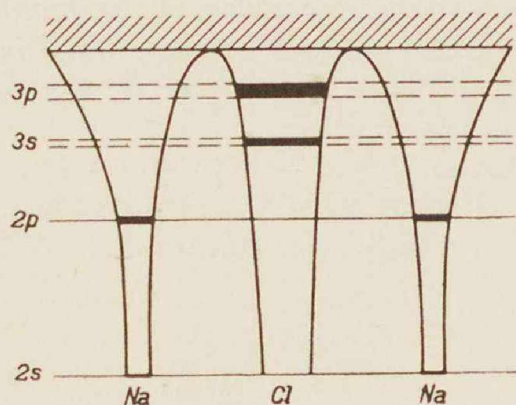


Fig. 18. Potentiaaltrechters voor de electronen en ligging der niveaus in een NaCl kristal.

normale NaCl -rooster is een ionenrooster, bestaande uit Na^+ -ionen en Cl^- -ionen. Beschouwen wij eerst deze ionen in vrije toestand. De buitenste schaal van het Na^+ -ion is een L schaal, bestaande uit twee $2s$ -electronen en zes $2p$ -electronen. Boven het energieniveau der $2p$ -electronen ligt het, onbezette, $3s$ -niveau, waarin bij het neutrale atoom het optisch electron loopt. Het Cl -ion heeft als buitenste

schaal een M -schaal met twee $3s$ - en zes $3p$ -electronen. De L -niveaus van Na^+ liggen lager dan de M -niveaus van Cl^- (fig. 18).

Stellen wij ons voor, dat de ionen gerangschikt zijn in een ku-

bisch rooster, zooals dit in het kristal het geval is, maar met een variabele roosterafstand d , dan kunnen wij de ligging der niveaus als functie van d aangeven.

Dit is weergegeven in fig. 19, die aan een publicatie van Slater en Shockley is ontleend. Wij zien, dat de niveaus, die bij groote waarden van d scherp zijn, bij nadering der ionen zich splitsen in een „niveauband”. Deze niveau-banden kunnen elkaar tenslotte doordringen, zoodat de toestand in het werkelijke kristal zeer gecompliceerd kan zijn. Iedere band bestaat uit vele niveaus.

Het aantal is gelijk aan het totale beschouwde aantal gelijknamige ionen, vermenigvuldigd met de multipliciteit van het niveau in het vrije ion. Practisch zijn de „banden” dus continu. Boven de $3p$ -band van Cl^- ligt de onbezette $3s$ -band van Na . Het is nu mogelijk, door instraling van licht van passende golflengte een electron over te doen gaan van de $3p$ Cl^- -band naar de $3s$ Na -band. Het is echter gebleken, dat het electron in dit geval niet tot een geleidingselectron wordt, omdat het, populair uitgedrukt, direct terugvalt. De absorptieband der alkali halogeniden (de maxima van de chloriden liggen bij ongeveer $160\text{ m}\mu$, van de bromiden bij $190\text{ m}\mu$, van de jodiden bij ongeveer $220\text{ m}\mu$) geeft, bij instraling in het maximum van lichtabsorptie, geen aanleiding tot photoelectrische geleiding.

Anders is het, wanneer in het rooster een natriumatoom is opgenomen. In een volkomen ideaal rooster zou waarschijnlijk geen atoom kunnen worden opgenomen. In ieder rooster zijn echter storingsplaatsen of bouwfouten aanwezig, waardoor een dergelijke opname mogelijk wordt. Het electrolytisch geleidingsvermogen van de alkali halogeniden wijst op het ontbreken van een aantal halogeon-ionen en alkali-ionen in het normale rooster. Volgens de jongste opvattingen nu kan een natriumatoom worden opgenomen in het

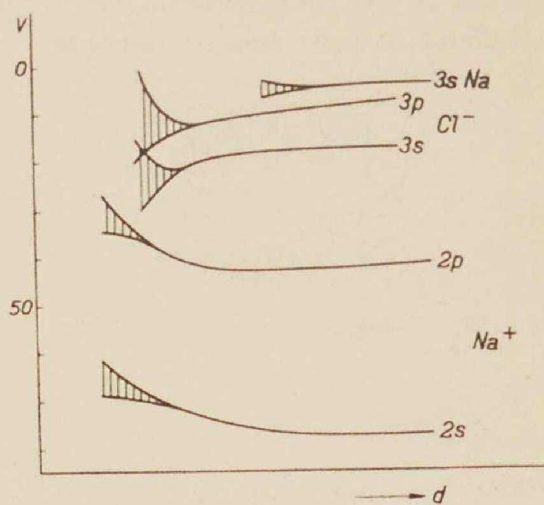


Fig. 19. De niveaus in het $NaCl$ rooster als functie van de roosterafstand d volgens Slater en Shockley.

rooster van natriumchloride, doordat het zich splitst in een natrium-ion en een electron, waarbij dan het natrium-ion komt te zitten in een der normaal aanwezige natrium-ionenholtten en het electron in een chloor-ionenholte (zie fig. 20), alwaar het min of

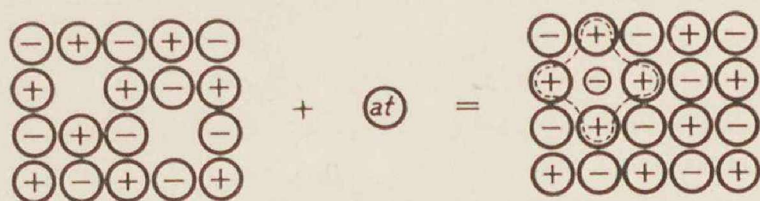


Fig. 20. Opname van een *Na*-aatom in een *NaCl* rooster volgens nieuwere opvattingen over de vorming der *F*-centra.

meer kan worden beschouwd te behoreen bij de zes omringende natrium-ionen (vier in de figuur, welke een tweedimensionale doorsnede is)¹⁾.

NaCl-kristallen, die dergelijke *Na*-atomen, dus eigenlijk surplus-electronen, bevatten, zijn *geel* gekleurd. Men kan een normaal *NaCl*-kristal door lichtabsorptie in deze toestand brengen en wel door in te stralen met een golflengte, welke beantwoordt aan de langgolvige uitlooper van de ultraviolette absorptieband $2p\text{ Cl} \rightarrow 3s\text{ Na}$. Hetzelfde resultaat bereikt men door het kristal aan röntgenstraling of aan γ -straling bloot te stellen. In beide gevallen vindt gemakkelijk terugkeer tot de normale toestand (ontkleuring) plaats.

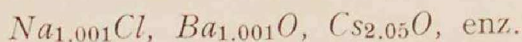
De gele kleur van *NaCl*, dat surplus-electronen bevat, is te danken aan de mogelijke overgang van het niveau van het extra gebonden electron naar de hoger gelegen $3s$ -band van het kristal. De absorptieband, die aan deze overgang beantwoordt, heeft een maximum bij $465\text{ m}\mu$ en is naar rood en violet begrensd. Wordt een electron door absorptie van blauw licht ($\lambda \sim 465\text{ m}\mu$) in de kristalband gebracht, dan is het tot geleidingselectron geworden. Het kristal is dus photoëlectrisch geleidend.

In die gevallen, waarin (zooals na instraling van röntgenstraling of ultraviolet licht) naast vrije *Na*-atomen vrije *Cl*-atomen in het rooster aanwezig zijn, heeft instraling met blauw licht een versnelde ontkleuring van het kristal tengevolge, omdat de door belichting

1) Voor literatuur zie: J. H. de Boer, Elektronenemission und Adsorptionserscheinungen, Leipzig 1937, hoofdstuk X; Rec. trav. chim. **56**, 301, 1937; en verder de discussie tijdens de conferentie in Bristol op pag. 36 van Proc. Phys. Soc. **49**, 1937.

ontstane geleidingselectronen nu gelegenheid hebben, een Cl -atoom op te zoeken en zich daarmee te vereenigen. Dezelfde ontkleuring kan men behalve door instraling met blauw licht ook bevorderen door het kristal te verwarmen.

Men kan ook nog op andere wijze surplusselectronen in het rooster brengen. In de eerste plaats kan men electronen van zeer hoge energie (β -stralen, $Lenard$ -stralen) in het rooster schieten. Deze zullen daartoe geschikt gelegen Na -ionen neutraliseeren. Verder kan men, bij hoge temperatuur, een kristal van $NaCl$ in contact brengen met Na -damp (additieve verkleuring) of ook, bij hoge temperatuur, aan het kristal uit een negatieve electrode, die op een potentiaal van bijv. 1000 Volt gebracht is, electronen toevoegen. De electronen bewegen zich in dit geval, zooals $Pohl$ heeft laten zien, als een zichtbare wolk (zichtbaar tengevolge van de absorptie bij $465 m\mu$) door het kristal. De beide laatstgenoemde verschijnselen moeten echter gepaard gaan met electrolytische geleiding, omdat het overschot aan negatieve ruimtelading moet worden afgevoerd. Dergelijke additief verkleurde kristallen kan men niet alleen verkrijgen bij alle alkali-halogeniden, maar ook bij oxyden en sulfiden, zooals Cs_2O , ZnO , BaO , Ag_2S , enz. De hoeveelheid neutrale atomen, die men maximaal kan invoeren, bedraagt enkele pro mille, soms zelfs meerdere procenten, zoodat men als formule zou moeten aangeven



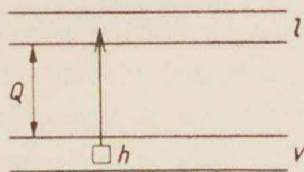
Halfgeleiders.

In vele kristallen vindt men analoog aan het vorige geval (geel $NaCl$) een niveauband, die te danken is aan in het rooster gebrachte vreemde atomen en daarboven een leege band, die aan het kristal zelf behoort. Wanneer de afstand van beide banden niet te groot is, kunnen reeds onder invloed van de temperatuur electronen uit de volle naar de leege band getild worden. Dit is de verklaring der halfgeleiders volgens $Wilson$. Deze beschouwde naast het electron de „leege plaats” (hole), die het electron achterlaat (fig. 21) en paste daarop een chemische evenwichtsbeschouwing toe:

gebonden electron \rightleftharpoons vrij electron + leege plaats.

Volgens de chemische massawerkingswet moet, als n het aantal

vrije, N het aantal gebonden electronen voorstelt, de betrekking gelden:



$$\frac{n^2}{N-n} = \text{temperatuursfunctie.}$$

De temperatuursfunctie bleek te zijn

$$\text{constante} \times T^3 e^{-Q/kT}$$

Fig. 21. Volle (v) en leeg (l) electronenband in de theorie der halfgeleiders volgens Wilson (h = leeg plaats = „hole”).

waarin Q = energieverval tusschen de banden.

Daar nu $n \ll N$, geldt:

$$n = C \cdot T^{3/2} e^{-Q/2kT}.$$

Tegen de theorie bestaan serieuze bezwaren:

1. Men kan een halfgeleider ook photoëlectrisch geleidend maken door de energie

$$Q = h\nu$$

in te stralen. Men zou dan het volgende evenwicht krijgen:

per tijdseenheid vrij $\alpha (N-n)$, waarbij α evenredig is met de lichtintensiteit;

per tijdseenheid terug βn^2 .

Gelijkstelling geeft, dat n , dus ook het geleidingsvermogen, evenredig zou zijn met de wortel van de ingestraalde intensiteit. In werkelijkheid is er evenredigheid met de ingestraalde energie.

2. Bij die halfgeleiders, waarbij de geleiding veroorzaakt wordt door vreemde atomen in het rooster, zou het geleidingsvermogen evenredig moeten zijn met \sqrt{N} . In werkelijkheid is het minstens evenredig met N .

Men heeft de theorie van Wilson trachten te verbeteren door aan te nemen, dat er een groot aantal (N_0) storingsplaatsen in het rooster is, waarvan N door vreemde atomen bezet zijn ($N_0 \gg N \gg n$). De formule voor het evenwicht zou dan zijn:

$$\frac{n(N_0 - N + n)}{N - n} = f(T)$$

$$n = A \cdot N \cdot T^{3/2} e^{-\frac{Q}{kT}}.$$

Het ziet er dus naar uit, of men tusschen beide theorieën zou kunnen beslissen, door na te gaan of de energiewaarde in de tempera-

tuur-afhankelijke e -macht gelijk is aan $h\nu$ of $h\nu/2$. In werkelijkheid vindt men veel grotere afwijkingen, bijv.

	thermisch	optisch
MoS_2	0.15 eV	0.5 eV
$NaCl$	0.94	2.65
KCl	1.0	2.19
RbJ	0.63	1.59

Dit is nu te begrijpen, als men de potentiaalkrommenfiguur te hulp roept. Voor de in het rooster opgenomen atomen gelden dezelfde beschouwingen als wij vroeger (II) in het geval van adsorptie aan een uitwendig oppervlak hebben uiteengezet. Men vindt dan een soortgelijke ligging der krommen als bij Cs en Cs^+ , geadsorbeerd aan een wand (II, fig. 13). De ongelijkheid der beide energiewaarden heeft dezelfde oorzaak als de ongelijkheid der thermische en optische uittreearbeid

$$\varepsilon\varphi < h\nu$$

bij een fotokathode ¹⁾.

Overmaat negatief bestanddeel.

In het vorige bespraken wij de eigenschappen van kristallen met een overmaat aan metaalatomen. Ook een overmaat van het negatieve bestanddeel kan echter tot halfgeleiding aanleiding geven. Een oud voorbeeld is CuJ , waaraan een overmaat J is toegevoegd. De hoogste bezette electronenband in het rooster is de $3s$ -band van Cu^+ . Een overtollig J -aatom zal nu geneigd zijn een electron te nemen ten koste van een Cu^+ -ion, dat tot Cu^{++} wordt. Hierdoor is een open plaats in de $3s$ -band ontstaan. Dit geeft aanleiding tot geleiding, want de open plaats kan door verplaatsen van een electron van het eene Cu -ion naar een ander overgaan (Lochleitung). Hoe meer J men invoert, hoe meer geleiding men vindt. Bij de samenstelling $CuJ_{1.005}$ is de stof metallisch.

Een dergelijk geval is Cu_2O met extra zuurstof. De constante in de exponent der temperatuur-afhankelijkheid der geleiding varieert van 0.72 eV tot 0.13 eV, wanneer de samenstelling varieert van $Cu_2O_{1.002}$ tot $Cu_2O_{1.005}$. Een soortgelijk gedrag vertoont NiO ²⁾.

1) J. H. de Boer en W. Ch. van Geel, Physica **2**, 286, 1935.

2) J. H. de Boer en E. J. W. Verwey, Proc. Phys. Soc. **49**, 40, 1937.

Ook bij alkali-halogeniden kan men halogeen in het rooster brengen. Jodium in NaJ geeft een geel natriumjodide met absorptiebanden bij 350 en 280 $m\mu$. Het absorptiespectrum is volkomen analoog aan dat van J_2 geadsorbeerd aan CaF_2 .

Brengt men het kristal op 400—600° C in een electrisch veld, dan loopt J naar de kathode. Dit is eigenlijk een electronengeleiding in omgekeerde zin: J neemt een electron van J^- , dit wordt J enz.

Eindhoven, 6 Oct. 1937.

Natuurkundig Laboratorium der
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken.
Eindhoven (Holland).

DISSERTATIES

V. E. Gonsalves: Metingen aangaande de relatieve Energieverdeling van het continue Waterstofspectrum tusschen 2000 en 3000 AE. (Delft, 14-10-37).

Aan een waterstof-ontladingsbuis wordt vooreerst gemeten, hoe de totale uitstraling in het UV -gebied van de gasdruk afhangt. Een belangrijke aanvulling van de door *Chalonge* verkregen resultaten wordt verkregen: de constantheid der straling geldt slechts tussen 3,0 en 3,5 mm druk. Vervolgens wordt de relatieve energieverdeling bij verschillende druk en stroomsterkte onderzocht. Deze is constant tussen 1,0 en 3,5 mm druk, en onafhankelijk van de stroomsterkte. Een dergelijke buis is dus geschikt als standaardlamp.

De afhankelijkheid van de druk en de energieverdeling over de golflengten worden kwalitatief begrijpelijk gemaakt. Het continuum is bij deze druk voornamelijk toe te schrijven aan H_2 -molekulen, die de overgang van $2^3\Sigma$ naar het instabiele $1^3\Sigma$ uitvieren; waarschijnlijk zou daarenboven nog de overgang $2^3\Pi \rightarrow 1^3\Sigma$ moeten worden beschouwd.

ISOLATIE VAN MECHANISCHE TRILLINGEN

door C. W. KOSTEN

(Mededeeling van de Rubber-Stichting, Amsterdam)

Summary.

The insulation of mechanical vibrations by means of elastic mounting is discussed.

To obtain the best results the vibrational system should possess damping properties.

Various cases of friction are examined. The characteristic frequencies of the springs appear to influence the insulation disadvantageously. Internal friction of the springs decreases the effect.

Rubber springs prove to be of advantage in comparison with other resilient constructions. Internal friction due to porosity causes a very different behaviour of the frictional force.

1. *Inleiding.* Het probleem der isolatie van mechanische trillingen is in de loop der laatste jaren zeer in belangrijkheid toegenomen. Men denke b.v. hierbij aan het steeds meer toepassen in woningen-complexen van pompen, ventilatoren, omvormers, liftmotoren of explosiemotoren.

In de volgende bladzijden zullen we ons uitdrukkelijk beperken tot periodieke verschijnselen en uitgaan van sinusvormige trillingen. Dit laatste houdt vanzelfsprekend slechts een beperking in indien de verschijnselen niet-lineair zijn.

Wellicht ten overvloede laten we hier een korte inleiding volgen over mechanische trillingssystemen en hun elektrische analoga.

De differentiaalvergelijking, die het mechanisch trillingssysteem van fig. 1 beheerscht, luidt:

$$M\ddot{x} + \frac{x}{c} = F \text{ of } M\dot{v} + \frac{1}{c} \int v dt = F \dots (1)$$

waarin M , x , c , F , v en t resp. zijn de veerend opgestelde massa,

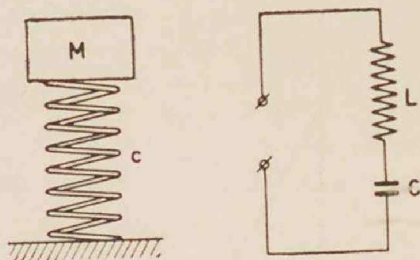


Fig. 1. Mechanisch trillingssysteem met electrisch analogon.

de compressie der (massaloos gedachte) veer, de samendrukbaarheid der veer, de op M werkende vertikale uitwendige kracht, de snelheid van M en de tijd. We letten slechts op één vrijheidsgraad en wel op die van de vertikale trillingen.

Het electrische analogon wordt beheerscht door:

$$L \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} \int i dt = E \quad (2)$$

Daar de differentiaalvergelijkingen van hetzelfde type zijn, heeft de analogie zin. Bij dit analogon zijn resp. M , c , x , v , F , t analoog met L , C , q (lading), i , E en t . We mogen nu gebruik maken van alle hulpmiddelen en uitkomsten der wisselstroomtheorie. We zullen ons derhalve in den vervolge bedienen van de complexe rekenwijze, de voorstelling door middel van vectordiagrammen, enz.

De sinusvormige oplossing van het mechanische systeem uit fig. 1 is nu ineens neer te schrijven als:

$$F = v (j\omega M + 1/j\omega c) \text{ of } F = x \left(\frac{1}{c} - M\omega^2 \right) \quad . . . (3)$$

Voor $\omega^2 Mc = 1$ treedt resonantie op. Dit wisten we reeds naar analogie van het electrische geval. Begrenzing van den uitslag x wordt in geval van resonantie bewerkstelligd, doordat er altijd sprake is van eenige wrijving, b.v. luchtwrijving of inwendige wrijving in de veer. Deze wrijving wordt meestal

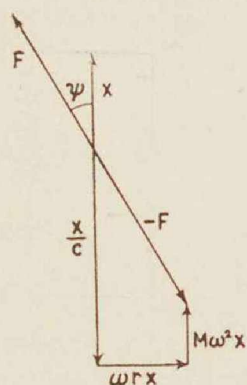


Fig. 2. Vectordiagram van systeem: massa op veer met verliezen.

in de differentiaalvergelijking (1) bij wijze van hypothese gelijk gesteld aan $r\dot{x} = rv$.

Zouden we voor een willekeurige frequentie beneden de resonantie de verschillende grootte-heden naar grootte en phase meten, dan zou het vectordiagram blijken van de gedaante te zijn van fig. 2. In het geval, dat de wrijving afkomstig is van inwendige wrijving in het veermateriaal, uit zich frequentieverandering bij constante uitslag-amplitude x in de meeste gevallen hoofdzakelijk in het grooter worden van $M\omega^2 x$.

Het blijkt dus, dat de wrijvingskracht ωrx doorgaans niet evenredig met de frequentie toeneemt, doch constant blijft. Men interpreteert dit vaak door te spreken van een

weerstand r , die omgekeerd evenredig is met de frequentie. Feitelijk is dit onjuist en moet men concluderen, dat de differentiaalvergelijking niet deugt; immers de differentiaalvergelijking zou dan moeten luiden:

$$M\ddot{x} + \frac{r}{\omega} \dot{x} + \frac{x}{c} = F$$

Dat in de differentiaalvergelijking geen ω voor kan komen, is duidelijk, immers er is soms geen sprake van ω (b.v. bij aperiodische damping eener eigen-frequentie) terwijl er dan toch wel degelijk een eindige wrijvingskracht aanwezig is. Daar de verschijnselen echter wel lineair zijn (alle deelkrachten blijken n.l. evenredig met x te zijn) is het niet gevaarlijk r omgekeerd evenredig met de frequentie te denken voor de stationnaire trillingstoestand. Het is echter handiger in de berekeningen in plaats van r de verlieshoek der veer δ in te voeren. Analooq aan de verlieshoek van een condensator stellen we n.l. $\omega rc = tg \delta$. Nu zal dus $tg \delta$ doorgaans ongeveer constant zijn te nemen in de berekeningen.

Voor het geval van resonantie, lezen we uit fig. 2 af ($\psi = 90^\circ$):

$$F = \omega r x_{res} = \frac{tg \delta}{c} x_{res} \text{ waaruit } x_{res} = \frac{x_{stat}}{tg \delta}.$$

Bij resonantie is dus de uitslag gelijk aan de uitslag die dezelfde kracht bij frequentie nul zou teweegbrengen, gedeeld door $tg \delta$. Om de gedachten te bepalen kunnen we aannemen, dat $tg \delta$ varieert van 0,001 voor „verliesvrije” constructies tot 0,1 à 0,2 voor sterk absorbeerende materialen, zooals bepaalde rubbersoorten, kurk, vilt.

2. *Bronnen van mechanische trillingen.* De meest voor de hand liggende trillingsoorzaak is die, afkomstig van het niet volkomen zijn uitgebalanceerd van snelronddraaiende machinedeelen. Electromotoren en dynamo's zijn in dit opzicht zeer gunstig. De uitbalancing bij explosiemotoren e.d. is veel ingewikkelder. Behalve massa-krachten en -momenten van dezelfde frequentie als de motoras, treden hier nog z.g. krachten en momenten van hogere orde op. Men moet zich dan tevreden stellen met gedeeltelijke uitbalancing.

Een o.i. minstens even belangrijke trillingsoorzaak ligt in de explosiestooten van explosiemotoren. Ofschoon wel periodiek, zijn de

storingen verre van harmonisch. Dergelijke stooten werken dan ook onmiddellijk storend door hoorbare trillingen. Wanneer men de grondharmonische onverminderd laat, doch de hogere harmonischen isoleert, is de storende invloed reeds zeer veel minder. De frequentie dezer explosiestooten is meestal niet gelijk aan die van den motor zelve, doch hangt af van het aantal cylinders, bovendien van het feit of de motor tweetact of viertact is.

Zoo zouden natuurlijk nog talloze trillingsbronnen te noemen zijn, o.a. trillingen veroorzaakt door snelverkeer enz.

3. *Trillingsisolatie*. De twee voornaamste en tevens eenvoudigste gevallen van trillingsisolatie zijn:

a. het voorkomen, dat mechanische trillingen, veroorzaakt door machines, zich voortplanten in de gebouwen, waarin ze zijn opgesteld. Dit is dus a.h.w. isoleeren bij de bron zelve.

b. het beveiligen tegen trillingen van gevoelige opstellingen.

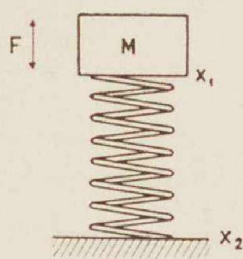


Fig. 3a

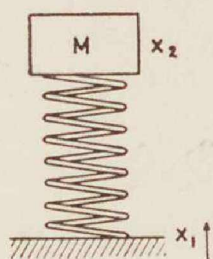


Fig. 3b.

De twee voornaamste gevallen van isolatie.

In beide gevallen tracht men meestal het doel te bereiken door de machine resp. de opstelling veerend op te stellen. We zullen nu nagaan, hoe deze afveering zoo goed mogelijk gemaakt kan worden. We letten eerst op geval b (zie fig. 3b).

De differentiaalvergelijking der vertikale bewegingen luidt:

$$M\ddot{x}_2 + r(\dot{x}_2 - \dot{x}_1) + \frac{x_2 - x_1}{c} = 0 \quad (4)$$

Voor sinusvormige oplossingen geldt:

$$\left| \frac{x_1}{x_2} \right|^2 = \frac{(M\omega - 1/\omega c)^2 + r^2}{(1/\omega c)^2 + r^2} \quad (5a)$$

of

$$V = \left| \frac{x_1}{x_2} \right|^2 = \frac{\{(\omega/\omega_0)^2 - 1\}^2 + tg^2 \delta}{1 + tg^2 \delta} \quad (5)$$

Zooals duidelijk zal zijn, zijn ω en ω_0 hierin de hoekfrequentie van de te isoleeren frequentie resp. van de eigenfrequentie.

V kunnen we opvatten als een maat voor de verbetering door het veerend opstellen. Zien we n.l. af van terugwerking van de massa M op de trillende vloer, dan zijn x_1 en x_2 respectievelijk de grootte van de trillingsuitslag van M niet-afgeveerd en wel-afgeveerd. De verhouding V geeft nu aan de verhouding, waarin de in M aanwezige trillingsenergie wordt verminderd door het veerend opstellen.

Dezelfde grootte speelt een rol in geval a (fig. 3a). Dit is als volgt in te zien. De kracht op het fundament uitgeoefend bij directe plaatsing van M op het fundament (dus zonder veer), stellen we gelijk aan de in M werkende kracht F . Dit houdt een benadering in en wel geldt het slechts als de impedantie van het fundament zeer groot is. Bij plaatsing op een veer met samendrukbaarheid c en weerstand r zal M een trillingsuitslag krijgen

$$x_1 = \frac{F}{j\omega(j\omega M + 1/j\omega c + r)}.$$

De op het fundament uitgeoefende kracht F' is gelijk aan de veerkracht en is dus:

$$F' = j\omega x_1 \cdot (1/j\omega c + r)$$

$$F' = F \frac{1/j\omega c + r}{j\omega M + 1/j\omega c + r},$$

Als verbetering V definiëren we nu de verhouding, waarin de door het fundament opgenomen trillingsenergie wordt verminderd door het veerend opstellen.

We krijgen dan $V = |F/F'|^2$ en vinden hiervoor dezelfde uitdrukking als vgl. 5. We zullen deze uitdrukking nader onderzoeken.

Voor $\omega \gg \omega_0$ volgt uit (5) met groote benadering, als $\tan \delta$ klein is:

$$V = \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^4 \dots \dots \dots (6)$$

Veelvuldig voorziet men verliesvrije trillingssystemen van luchtdamping en verkrijgt door bijzondere uitvoering dier damping, dat $r = \text{constant}$ te rekenen is.

In dit geval leert vergl. (5a) voor $\omega \gg \omega_0$ bij benadering:

$$V = \left(\frac{M\omega}{r}\right)^2 \dots \dots \dots (7)$$

hetgeen voor het geval van aperiodische damping der eigentrilling overgaat in:

$$V = \frac{1}{4} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \quad \dots \dots \dots (8)$$

Vergelijken van (7) en (8) met (6) leert ons, dat isolatie met als veermateriaal rubber ($tg \delta$ ongeveer constant) veel effectiever is dan isolatie met een systeem, dat luchtdemping bezit ($r \approx \text{constant}$), immers in het eerste geval (rubber e.d.) is V evenredig met ω^4 voor hooge frequentie, daarentegen is V bij het tweede geval (luchtwrijving) evenredig met ω^2 voor hooge frequenties.

In het geval a is volgens Weber-Fechner $\log V$ eigenlijk gebleken de grootheid te zijn, die bepaalt in hoeverre de afveering deugdelijk is. (Vergelijk het logaritmisch reageeren van ons gehoor). In dit licht bezien, kunnen we dus concludeeren, dat op grond van vgl. (6) en (7), ruw gesproken bij vergelijking van twee elastisch volkomen gelijkwaardige opstellingen (ω_0 voor beide gelijk) een opstelling met rubberveering tweemaal zoo goed is als een opstelling met luchtdemping ($r = \text{constant}$).

Uit (5) leidt men verder af, dat slechts verbetering voor

$$\omega_0 < \omega/\sqrt{2}$$

optreedt. De beste afveering is dus die, waarbij de eigenfrequentie van het systeem zoo laag mogelijk ligt; de eigenfrequentie moet echter zeker liggen beneden $\frac{1}{2}\sqrt{2}$ maal de te isoleeren frequentie.

Maakt men de afveering te stug, waardoor $\omega_0 > \omega/\sqrt{2}$ wordt, dan bereikt men in plaats van isoleering der trillingen juist versterking ervan. In het allerongunstigste geval (n.l. voor $\omega = \omega_0$) bedraagt de amplitudeversterking door de afveering $1/tg \delta$.

In fig. 4 is het frequentieverloop van $1/\sqrt{V}$ voorgesteld voor $tg \delta = 0,1$ en $tg \delta = 0,2$.

Bij het isoleeren van machinetrillingen, legt men de resonantiefrequentie (in werkelijkheid zijn er zes resonantiefrequenties, n.l. drie van de rotatie en drie van de translatie) zoo laag, dat deze bij het aanloopen der machines moeten worden gepasseerd. Hierbij is een niet te kleine $tg \delta$ gewenscht. Ook voor geval b is dit gewenscht met het oog op mogelijke storingen van dezelfde frequentie als één der zes resonantiefrequenties. We komen dus tot de conclusie, dat de eerste eisch is, dat de samendrukbaarheid voor elk geval de juiste is, zoodat de resonantiefrequenties op de juiste plaats liggen. Materialen, waarvan de eigenschappen niet constant zijn en zelfs niet bekend zijn, kunnen dus niet worden gebruikt. De resonantie-

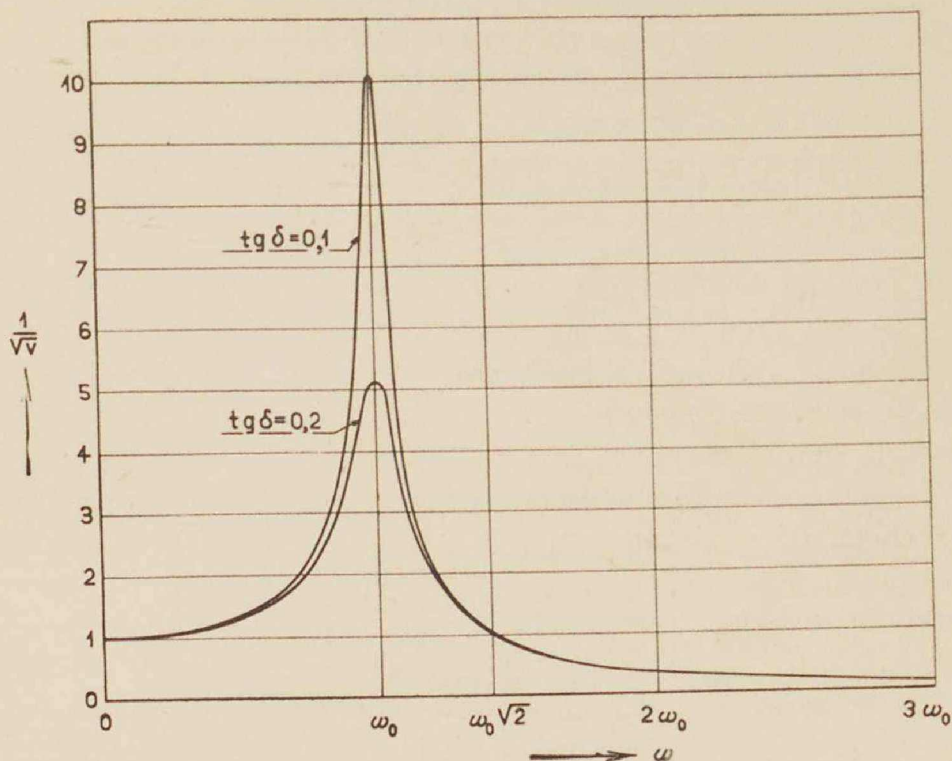


Fig. 4. Verbetering als functie van de frequentie.

frequenties lopen hierbij vaak langzaam op door vermindering der samendrukbaarheid, totdat de verbetering overgaat in verslechterring. De tweede eisch is, dat de opstelling eenige damping bezit, om opslingeren van resonanties te voorkomen (b.v. bij aanlopen). Bij voorkeur zij de damping van de soort $\operatorname{tg} \delta = \text{constant}$ en niet $r = \text{constant}$. Het is nu mogelijk rubberveeren te maken, waarvan de elastische eigenschappen de juiste zijn (1e eisch) en practisch ook de juiste blijven bij langdurige belasting, waarvan bovendien de inwendige wrijving voldoende groot is om resonanties ongevaarlijk te maken (2e eisch), terwijl bovendien de wrijvingskracht is van de soort $\operatorname{tg} \delta = \text{constant}$.

We hebben in dit hoofdstuk slechts twee gevallen van isolatie behandeld. Het geval 3b wordt dikwijls gewijzigd en wel b.v. zoodanig, dat men de veer in het midden nog belast met een massa. Men ziet n.l. vaak veerende opstellingen, die uit diverse veerende lagen bestaan, gescheiden door zware platen. In 't algemeen verslechtert men hiermee de isolatie, daar men nu nog te maken krijgt met resonantiefrequenties van hogere orde (volkomen analoog met kritische frequenties van drijfassen enz.). Weliswaar is de isola-

tie voor zeer hoge frequenties beter, doch het frequentiegebied der verslechtering wordt vaak erg uitgebreid.

Tot nog toe hebben we ons de veeren massaloos gedacht. Het toekennen van massa aan de veeren, zal blijken een niet onbelangrijk gevolg te hebben.

4. *Invloed der eigenfrequenties der veeren.* In dit hoofdstuk denken we ons de veeren niet meer massaloos. Voorloopig laten we de verliezen in de veer buiten beschouwing. Van de veer zij bekend de massa m en de samendrukbaarheid c_{stat} , zooals deze uit statische drukproeven is gevonden.

Tengevolge van zijn massa m heeft de veer bij niet-statisch gebruik traagheid. Er is sprake van golfbewegingen in de veer. Men kan zich nu de vraag stellen hoe groot de trillingsuitslag wordt van een eenzijdig ingeklemde veer, die aan het vrije uiteinde de kracht

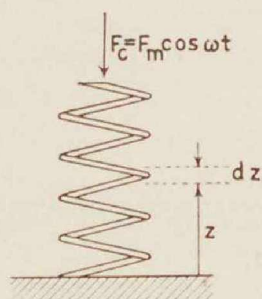


Fig. 5.

$F_c = F_m \cos \omega t$ ondergaat. Noemen we deze amplitude x dan kunnen we als dynamische samendrukbaarheid der veer definiëren:

$$c_{dyn} = \frac{x}{F_m} \dots \dots \dots (9)$$

Om c_{dyn} als functie van ω te berekenen, letten we op de differentiaalvergelijking, die de longitudinale veertrillingen beheerscht. Hiervoor vindt men:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = \frac{l^2}{mc_{stat}} \frac{\partial^2 y}{\partial z^2} \dots \dots \dots (10)$$

Hierin is l de veerlengte, z de afstand van het beschouwde punt der veer tot het vaste uiteinde en y de uitwijking van dit punt uit de evenwichtsstand.

Hieruit is eenvoudig af te leiden *):

$$c_{dyn} = c_{stat} \frac{\operatorname{tg} \omega \sqrt{mc_{stat}}}{\omega \sqrt{mc_{stat}}} \dots \dots \dots (11)$$

De dynamische samendrukbaarheid is in fig. 6 als functie van de frequentie geteekend.

*) Zie voor de volledige afleiding: C. W. Kosten en C. Zwicker, Physica IV, 3, pg. 230. — 1937.

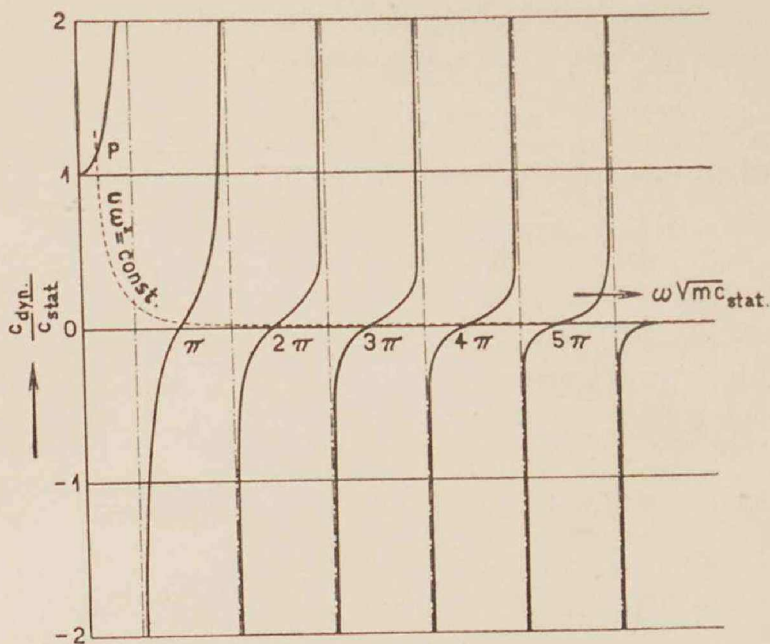


Fig. 6. Dynamische samendrukbaarheid van veer met massa als functie van de frequentie.

Een ander gevolg van de massa der veer is, dat de kracht op het vrije uiteinde uitgeoefend, niet meer gelijk is aan de kracht, die op het vaste uiteinde wordt uitgeoefend. De verhouding van deze krachten zullen we uitrekenen. Een oplossing der differentiaalvergelijking (10) is:

$$y = y_m \sin \omega z \sqrt{\frac{m c_{stat}}{l^2}} \cdot \sin \omega t \quad (12)$$

Deze oplossing voldoet bovendien aan de voorwaarde voor het vaste uiteinde. De kracht, in een willekeurige doorsnede der veer overgebracht, is:

$$F(z) = \frac{l}{c_{stat}} \frac{\partial y}{\partial z} \quad (13)$$

Combinatie van (12) en (13) geeft de gezochte verhouding, nl.:

$$\frac{F(l)}{F(0)} = \cos \omega \sqrt{m c_{stat}} \quad (14)$$

Men kan zich nu afvragen, wat tenslotte de invloed der veer-massa op de verbeteringsfunctie V is. Beschouwen we eerst geval a van hoofdstuk 3 (zie fig. 3a). Gaan we de afleiding der verbeteringsfunctie van dit geval na, dan blijkt dat we in plaats van c , c_{dyn} moe-

ten lezen. De op het fundament uitgeoefende kracht F' wordt grooter volgens vgl. (14) en wel komt er de factor

$$1/\cos \omega \sqrt{mc_{stat}}$$

bij. Afgezien van wrijving leidt dit tot de uitdrukking:

$$V = (\omega^2 M c_{dyn} - 1)^2 \cdot \cos^2 \omega \sqrt{mc_{stat}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

(vergelijk vgl. 5a voor $r = 0$).

Hierin is c_{dyn} gelijk aan de uitdrukking, die we in (11) gaven. Voor diè eigenfrequenties der veer waarvoor $\omega \sqrt{mc_{stat}}$ gelijk is aan $\frac{\pi}{2}$, $\frac{3\pi}{2}$, $\frac{5\pi}{2}$ enz. wordt $c_{dyn} = \infty$ doch tegelijk $\cos \omega \sqrt{mc_{stat}} = 0$. V blijkt echter eindig te blijven en wel is V gelijk aan

$$V = \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 \frac{M}{m} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

Hierin is $\omega_0 = 1/\sqrt{M c_{stat}}$. ω_0 is nu slechts op te vatten als een rekengrootheid. Ook bij $\omega \sqrt{mc_{stat}} = \pi$ resp. 2π , 3π enz. liggen eigenfrequenties der veer. Hiervoor wordt $c_{dyn} = 0$ en $V = 1$. Voor waarden van $\omega \sqrt{mc_{stat}}$, die iets grooter zijn dan 0 , π , 2π enz. is aan de uitdrukking $\omega^2 M c_{dyn} - 1 = 0$ te voldoen. Dit beteekent, dat er ∞^1 resonantiefrequenties van de massa op de veer zijn, waarbij voor een verliesvrije veer de verslechtering oneindig groot is. Noemen we de bijbehorende hoekfrequenties ω_1 , ω_2 , ω_3 enz. Nu zal ω_1 doorgaans klein zijn. Bij deze frequentie zal $c_{dyn} \approx c_{stat}$ zijn (zie fig. 6). In fig. 6 is nu duidelijk te zien, waardoor ω_2 , ω_3 enz. bepaald worden. Zij behooren bij de oneindig snijpunten van de kromme

$$\omega^2 u = \text{constant}$$

die door het punt P gaat ($\omega = \omega_1$), met het stelsel lijnen, dat c_{dyn}/c_{stat} voorstelt. Immers voor ω_1 is er resonantie. Voor het snijpunt ω_2 is de waarde voor c_{dyn} kleiner geworden in de verhouding $(\omega_1/\omega_2)^2$ zoodat wéér aan de resonantiewaarde $\omega^2 M c_{dyn} = 1$ is voldaan.

Al deze beschouwingen gelden onder verwaarloozing der verliezen. Deze veroorzaken echter slechts, dat de resonantiepieken minder geprononceerd zijn. Principieele wijzigingen brengt het meerekenen der verliezen niet mede.

Ook voor het in hoofdstuk 3 genoemde geval b (zie fig. 3b) gelden analoge beschouwingen. Waar echter in geval a zonder meer kon

worden beslist dat de veer eenzijdig was ingeklemd en wel in het fundament, is dit in geval b lastiger.

We zullen hierop niet verder ingaan.

We kunnen uit deze beschouwingen concludeeren:

1°. dat er theoretisch oneindig veel resonanties optreden als men de veeren massa toekent.

2°. dat diè eigenfrequenties der veer, waarvoor

$$\omega \sqrt{mc_{stat}} = \pi \text{ resp. } 2\pi, 3\pi \text{ enz.}$$

is, bijzonder funeste invloed op de isolatie uitoefenen.

3°. dat diè eigenfrequenties waarvoor $\omega \sqrt{mc_{stat}} = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}$ enz. is,

voor *hooge frequenties* eveneens verslechterend werken, immers volgens vgl. (16) groeit de verbetering slechts met de tweede macht der frequentie aan in plaats van met de vierde macht zooals bij isoleering met massalooze veeren.

4°. dat derhalve de beste isolatie te verkrijgen is met lichte veeren met eenige inwendige wrijving, immers lichte veeren hebben *hooge eigenfrequenties*. Bij deze frequenties wordt verslechtering niet zoozeer gevoeld, daar hier reeds een belangrijke isolatie is verkregen. Inwendige wrijving zal bovendien de slechte invloed der eigenfrequenties nog kunnen verminderen.

5°. dat dus rubberveeren verre de voorkeur verdienen boven stalen veeren, daar stalen veeren geluidsfrequenties doorlaten.

De in dit hoofdstuk gegeven beschouwingen zijn intusschen volledig experimenteel bevestigd door de metingen van Erwin Meyer en Keidel ¹⁾. Hun conclusie is eveneens, dat eigenfrequenties verslechterend werken en dat dit effect sterk wordt verminderd door inwendige wrijving, zooals b.v. rubber die vertoont. Bovendien liggen hierbij de eigenfrequenties *hooger*.

5. *Metingen van samendrukbaarheid en verlieshoek van rubberveeren.* Uit de beide vorige hoofdstukken zal het duidelijk zijn, dat rubber belangrijke voordeelen heeft als isolatiemateriaal, doch tevens, dat om mislukkingen te voorkomen het absoluut noodzakelijk is, rubberveeren te kunnen maken, waarvan de eigenschappen voor een bepaald doel de juiste zijn. Hiertoe onderzochten wij rubberveeren, die de vorm hadden van massieve cilindrs. Noemen we de diameter Φ , en de hoogte h .

Oppervlakkig bekeken, zou men zeggen, dat men slechts voor elke rubbersoort de elasticiteitsmodulus behoeft te meten, waaruit dan de samendrukbaarheid der veer zou volgen als:

$$c = \frac{h}{OE} \quad \dots \dots \dots (17)$$

Hierin is $O = \frac{1}{4} \pi \Phi^2$.

Er doen zich echter complicaties voor. Zoo is voor een bepaalde rubberveer, c afhankelijk van de frequentie. Zelfs voor frequenties, die zeer veel lager zijn dan de eigenfrequenties is meestal $c_{dyn} < c_{stat}$. Dit duidt op nawerking der rubber, waardoor snel wisselende krachten kleinere indrukkingen der veer geven dan statische krachten. Deze ongelijkheid kan dus niet verklaard worden door de massa der veer (zie vgl. 11). Verder hangt c af van de (constante) voorbelasting der veer. Dit geldt ook voor c_{stat} , immers de druk-kromme van een rubberveer is niet recht. De afgeleide ervan hangt dus af van de belasting. Behalve bovendien van de rubbersoort hangt c ook nog af van Φ en h en kan niet uit een voor de rubber constante elasticiteitsmodulus E worden afgeleid volgens vgl. (17). Ook c_{stat} en δ moeten bekend zijn. Het heele probleem omvat derhalve de bepaling van de volgende functies:

$$\left. \begin{aligned} c_{dyn} &= c_{dyn}(h, \Phi, \omega, \text{rubbersoort, belasting}) \\ c_{stat} &= c_{stat}(h, \Phi, \text{rubbersoort, belasting}) \\ \delta &= \delta(h, \Phi, \omega, \text{rubbersoort, belasting}) \end{aligned} \right\} \dots \dots (18)$$

Dit onderzoek blijkt echter bij nader inzien zeer belangrijk beperkt te kunnen worden. De verlieshoek is al heel oninteressant. δ hangt weinig af van h , Φ , ω en de belasting. De rubbersoort heeft de meeste invloed en stelt ons in staat δ te veranderen van ongeveer 3° tot 6° .

In de litteratuur vindt men nog wel 10° à 20° voor rubber ²⁾. Dit is o.i. onjuist, hetgeen een voordeel is te noemen, daar te groote wrijving de isolatie voor hooge frequenties ten ongunste beïnvloedt. In groote trekken kan men over de invloed van de rubbersoort op δ het volgende zeggen. Rubberrijke mengsels, die volledig zijn dóórge vulcaniseerd, hebben een kleine verlieshoek. Onvoldoende gevulcaniseerde producten vertoonen een iets grootere verlieshoek en tevens is hiervan in sterkere mate $c_{dyn} < c_{stat}$. Dit is o.i. in overeenstemming met de opvatting, dat deze verschijnselen worden bewerkstelligd door nawerking.

Over de eerste twee betrekkingen van vgl. (18) is ook iets in 't algemeen te voorspellen. Zooals reeds gezegd, zijn c_{dyn} en c_{stat} niet volgens vgl. (17) af te leiden van een constante elasticiteitsmodulus.

Bij nadere beschouwingen blijken E_{dyn} en E_{stat} (die we definiëren door vgl. (17)) echter slechts functies te kunnen zijn van h/Φ , rubbersoort en belasting. We gronden dit op gelijkvormigheidsoverwegingen. Alle denkbeeldige vervormingstoestanden van cylinders van eenzelfde homogeen materiaal, die gelijkvormig zijn met een bestaande vervormingstoestand van datzelfde materiaal, zijn eveneens te verwezenlijken door op overeenkomstige punten gelijke druk- of trekspanningen aan te leggen. Daar nu voor al deze gelijkvormige gevallen alle spanningen gelijk zijn, zijn de elasticiteitsmoduli ook gelijk, immers dit is ook een spanning. Men kan n.l. de elasticiteitsmodulus opvatten als de drukspanning, die — afgezien van niet-lineairiteit — de rubberveer 100 % comprimeert.

Daar verder experimenteel gebleken is, dat vèr beneden de eigenfrequenties der cylinders c_{dyn} practisch niet van ω afhangt, gaan de beide eerste betrekkingen van (18) over in:

$$\left. \begin{aligned} c_{dyn} &= \frac{h}{\frac{1}{4}\pi\Phi^2} \varphi\left(\frac{h}{\Phi}, \text{soort, belasting}\right) \\ c_{stat} &= \frac{h}{\frac{1}{4}\pi\Phi^2} \psi\left(\frac{h}{\Phi}, \text{soort, belasting}\right) \end{aligned} \right\} \dots \dots (19)^*$$

We kunnen nu bij wijze van hypothese in navolging van Ariann o³⁾ de drukkromme van rubber schrijven in de vorm:

$$Xy - \alpha X + \beta y = 0 \dots \dots \dots (20)$$

Hierin is:

X = de druk op de rubberveer berekend per oppervlakte-eenheid van het oorspronkelijke oppervlak.

y = relatieve compressie (Dus $0 < y < 1$)

α en β = constanten. α heeft een physische beteekenis, n.l. α is de relatieve compressie voor $X = \infty$. Vandaar, dat de grootteorde van α 1 is.

Vgl. (20) leert ons:

$$\frac{X}{y} = \frac{X + \beta}{\alpha} \dots \dots \dots (21)$$

*) Thum en Oeser geven in „Gummifederungen für ortfeste Maschinen“ een empirische formule voor c_{dyn} . Deze voldoet echter niet aan vgl. (19).

$$\sqrt{E} = \frac{X + \beta}{\sqrt{a\beta}} \quad \dots \dots \dots (22)$$

Uit proefnemingen is nu gebleken:

1°. dat het statisch gedrag met een voor technische doeleinden voldoende nauwkeurigheid beantwoordt aan vgl. (21). De grafiek X/y als functie van X bleek dus vrijwel een rechte te zijn, waaruit a en β eenvoudig zijn te berekenen. a blijkt inderdaad ongeveer 1 te zijn voor $h/\Phi \approx 1$.

2°. dat het dynamisch gedrag eveneens voldoende nauwkeurig voldoet aan vgl. (22). Voor de beschrijving van het instrumentarium ter bepaling van E verwijzen wij naar: C. W. K o s t e n en C. Z w i k k e r — Physica IV, 3, p. 221, 1937. Vermeld dient hierbij nog te worden, dat nadat gebleken was, dat de rol der frequentie ongeschikt was en dat de verlieshoek vrij klein was, een groot deel van deze metingen is verricht met behulp van een eenvoudige resonantiemethode. (Bepaling van resonantie-uitslag en -frequentie).

3°. dat inderdaad X/y en \sqrt{E} wat betreft de afhankelijkheid der uitwendige afmetingen, slechts afhangen van h/Φ .

Volgens vgl. (21) en (22) is:

$$\frac{X}{y} \sqrt{\frac{a}{\beta}} = \sqrt{E_{stat}} \quad \dots \dots \dots (23)$$

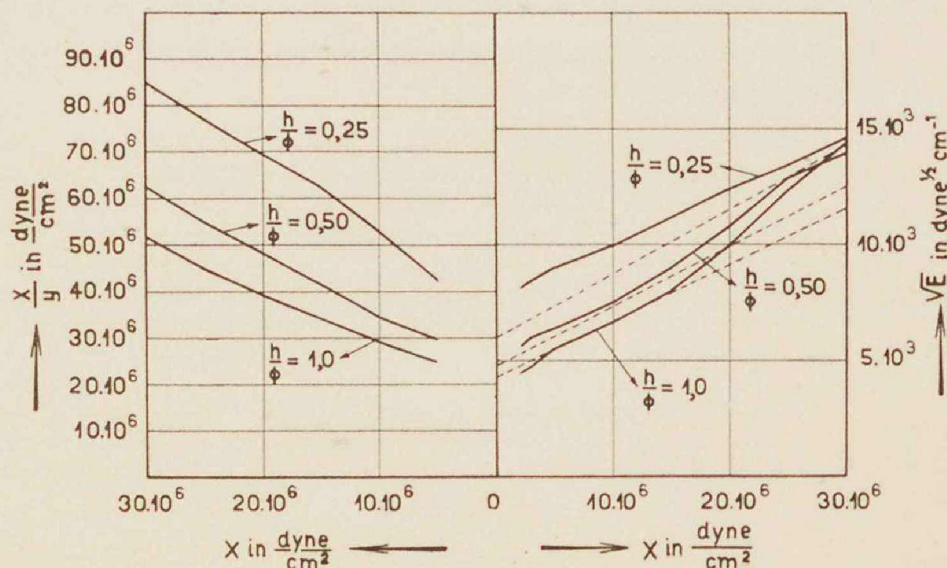


Fig. 7. Uitkomsten van statische en dynamische metingen aan cilindrische rubberveeren van verschillende h/Φ .

Vgl. (23) stelt ons in staat om zonder grafisch differentieeren in groote trekken te controleeren in hoeverre $E_{stat} = E_{dyn}$. Fig. 7 geeft een voorbeeld van meetresultaten aan rubberveeren van verschillende h/Φ . In de linkerhelft zijn de statische waarnemingen, in de rechterhelft de dynamische waarnemingen gegeven. De stippellijnen in het dynamische gedeelte zijn met behulp van vgl. (23) afgeleid uit het statische gedeelte. Voor kleinere h/Φ nemen E_{stat} en E_{dyn} toe (mits de belastingen niet buitensporig hoog zijn). Dit is als volgt aan te voelen. Zonder bijzondere voorzorgen te nemen is de vorm van een belaste rubberveer tonvormig, doordat de uiteinden niet vrij kunnen uitwijken. Daar rubber echter alzijdig zoo goed als onsamendrukbaar is, dragen de uiteinden van een belaste veer niet tot de samendrukbaarheid der veer bij, immers de samendrukbaarheid vindt zijn oorsprong in de mogelijkheid tot zijwaarts uitwijken. De nuttige hoogte van een rubberveer is dus kleiner dan de geheele hoogte. Maakt men derhalve van een bepaalde cylinder de (geheele) hoogte tweemaal zoo klein, dan verkleint men de nuttige hoogte meer dan tweemaal, met het genoemde gevolg.

Een bepaalde rubbersoort is dus volledig bekend, als fig. 7 ervoor is opgemeten. Onder aannahme van het feit, dat de grafiek uit rechte lijnen bestaat, zijn hiertoe slechts enkele metingen noodig. Daar bovendien voor $h/\Phi > 1$ voor rubberrijke mengsels $\alpha \approx 1$ is, kan men feitelijk reeds met één enkele waarneming volstaan. Voor $h/\Phi < 1$ zijn minstens twee waarnemingen noodig of wel een enkele meting in combinatie met een schatting van α .

6. *Iets over de aard der inwendige wrijving.* Rubber sluit zich in zooverre aan bij de metalen wat betreft de inwendige wrijving, dat voor beide sprake is van een mechanische hysteresislus, waarvan het oppervlak frequentie-onafhankelijk is. De per periode geabsorbeerde energie is gelijk aan het oppervlak der lus en is dus frequentie-onafhankelijk. Bij metalen is echter de wrijving van een geheel andere grootteorde dan bij rubber.

Een principieel andere oorzaak voor inwendige wrijving is de eventueele porositeit van het isolatiemateriaal. Hieraan dankt sponsrubber zijn groote verlieshoek en waarschijnlijk eveneens kurk en vilt. Wordt een dergelijke poreuze stof onderworpen aan mechanische trillingen, dan wordt de luchtinhoud gedwongen zich te verplaatsen in de poriën. Dit geeft aanleiding tot wrijvingsverliezen.

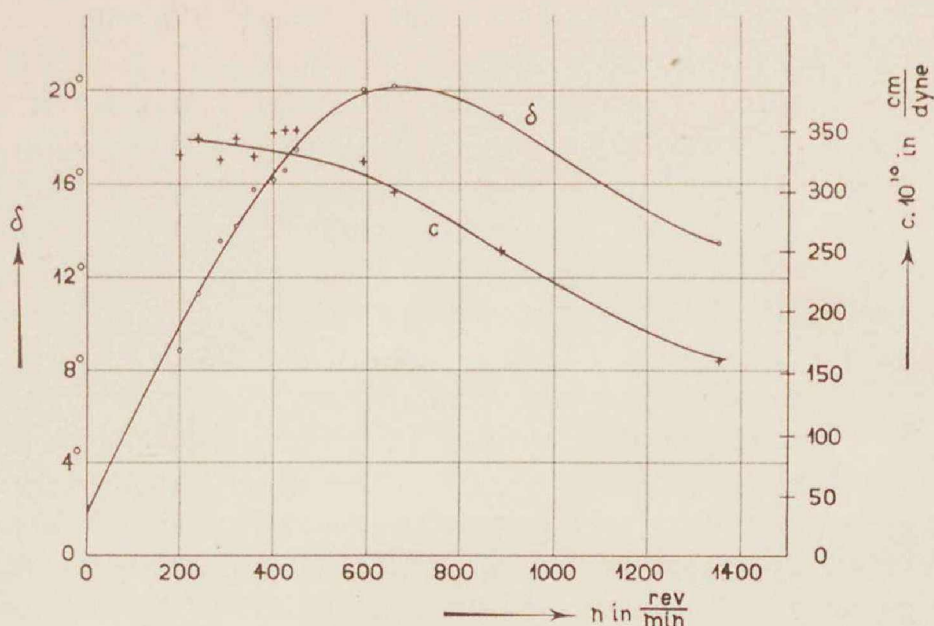


Fig. 8. Meetresultaten voor sponsrubber.

Voor zeer hoge frequenties is dit luchttransport te traag. De luchtinhoud gedraagt zich dan als een luchtkussen zonder verliezen. Zij verkleint alsdan de samendrukbaarheid van het geheel. Tevens is dan de verlieshoek gelijk aan die van het massieve materiaal. Voor

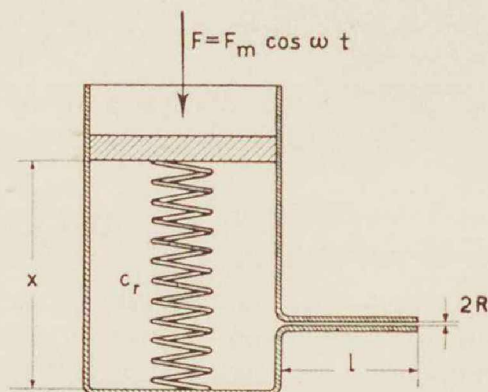


Fig. 9. Vervangingsopstelling voor sponsrubber.

lagere frequenties treden wel verliezen op door luchtwerking. Fig. 8 geeft de meetresultaten voor een bepaalde fijn-poreuze sponsrubber (n = frequentie). Fig. 10 geeft het theoretische frequentieverloop van c en δ (c_r is een constante), zooals dit uit berekeningen volgt voor de mechanische vervangingsopstelling volgens fig. 9, die we voor sponsrubber kunnen maken. We kunnen op deze plaats hierop

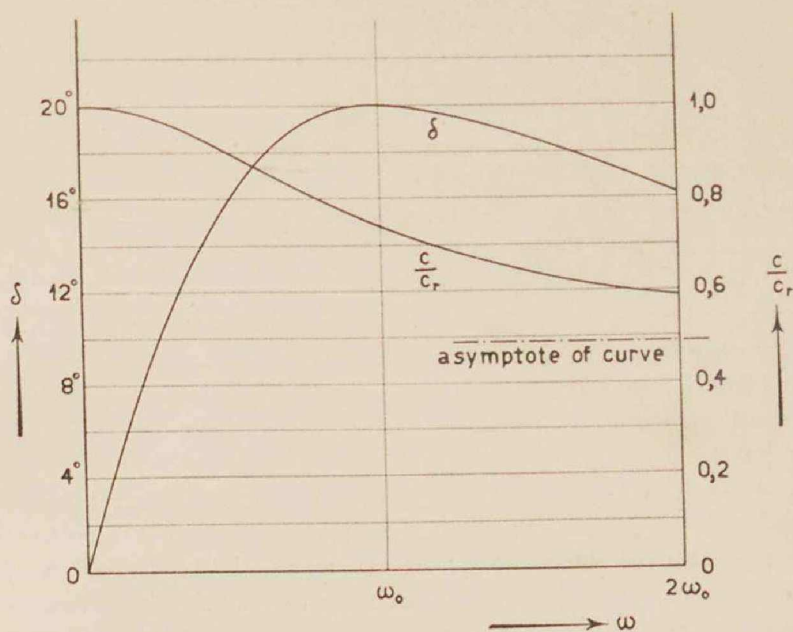


Fig. 10. Theoretisch berekend verloop van c en δ .

niet verder ingaan, doch verwijzen voor de volledige berekeningen naar: C. W. Kosten en C. Zwicker, Physica IV, 9, p. 843, 1937. De berekeningen zijn zeer goed in overeenstemming te noemen met het experiment. Zij leeren ons echter tevens iets over de invloed der fijnheid der poriën, de porositeit, hardheid der rubber enz.

Tenslotte moge dank gezegd worden aan de Rubber-Stichting voor de toestemming tot publicatie van deze beschouwingen.

LITERATUUR

- 1) Meyer und Keidel, Ztschr. f. techn. Physik, 1937, XVIII, p. 299 (10).
- 2) E. Schmidt, Gesundheits-Ing. 1923, 46, p. 61.
- 3) R. Ariano, India Rubber Journal, 1928, 76, 207.
- 4) C. W. Kosten en C. Zwicker, Physica, 1937, IV, 3, p. 221.
- 5) C. W. Kosten en C. Zwicker, Physica, 1937, IV, 9, p. 843.
- 6) Thum und Oeser, Gummifederungen für ortsfeste Maschinen, Berlin — 1935.

BOEKBESPREKING

L. Bergmann, Schwingende Kristalle, und ihre Anwendung in der Hochfrequenz- und Ultraschalltechnik, 46 blz., 42 fig. — B. G. Teubner, Leipzig, 1937. Prijs voor Nederland RM 0.90.

In zeer kort bestek geeft de schrijver een handig overzicht van de piëzo-elektrische verschijnselen die zich tot het opwekken van mechanische trillingen langs elektrischen weg zoo bij uitstek leenen. Ofschoon ook andere kristallen genoemd en kort beschreven worden, zijn het toch de kwarskristallen, die hier den toon aangeven. Talrijke aardige demonstratieproeven worden beschreven, vaak met precieze voorschriften van schakeling. Het gebruik van kwartsplaten tot regeling van de frequentie in elektrische zendkringen, tot het opnemen van mechanische trillingen om ze elektrisch te versterken in microfoon en „pick-up”, en meer zulke door de kwartsplaten bewezen diensten worden verklaard. Een kwart deel van het boekje is gewijd aan de ultrasone golven en trillingen, die door de kwarskristallen worden opgewekt, hun eigenschappen (stralingsdruk, lichtdiffractie) en hun toepassingen. Het boekje zal den lezer misschien naar het uitgebreider boek van denzelfden schrijver doen grijpen.

A. D. F.

F. London, Une conception nouvelle de la supra-conductibilité, 80 blz — Hermann, Paris, 1937. Prijs 20 frs.

Dit boekje is ontstaan uit lezingen, die de schrijver op het Institut Henri Poincaré over zijn macroscopische theorie van de suprageleiding heeft gehouden. Uitgaande van de fundamenteele proef van Meissner en Ochsenfeld en van de hieraan vastknoopende, door Gorter gegeven thermodynamische beschouwingen, stelt hij de grondvergelijkingen voor het electromagnetische veld in de suprageleider op. Door een proef van H. London wordt daarbij beslist tusschen twee mogelijkheden, die zich voordoen bij het verband van de afgeleide van de stroomdichtheid naar de tijd en de elektrische veldsterkte. De rest van het boek behandelt de consequenties, die uit de grondvergelijkingen omtrent het gedrag van eenvoudig of meervoudig samenhangende suprageleiders kunnen worden getrokken

R. DE L. K.

Alfred Landé, Principles of Quantum Mechanics, 115 blz — Cambridge University Press, London, 1937. Prijs 7/6 net.

De schrijver van dit boek heeft zich tot taak gesteld, het principiele verband tusschen de begripsvorming der quantum mechanica en de fundamenteele proeven over de structuur van de materie en haar wisselwerking met straling nader toe te lichten. Aldus heeft het boek ongeveer het karakter van de in 1930 gepubliceerde voordrachten van Heisenberg, „Die physikalischen Prinzipien der Quantentheorie”. Het boek bevat vele zeer

stimuleerende beschouwingen, daarnaast echter ook enkele zienswijzen, waarmee de recensent het niet eens is. Zoo wordt in het begin een parallel getrokken tusschen de situatie in de quantum mechanica en in de relativiteitstheorie: Evenals b.v. de algemeene relativiteitstheorie hetzelfde verschijnsel de eene keer beschrijft als veroorzaakt door een gravitatieveld, de andere keer als berustende op de invoering van een versneld coördinatenstelsel, zoo kan ook de quantum mechanica het atomaire gebeuren óf met behulp van de photonenbril óf van de golfbril bekijken. Daarbij wordt echter niet voldoende naar voren gebracht, dat het gebruik van de eene of de andere bril (of een elkaar aanvullend gebruik van beide brillen) in den aard van de voorgenomen waarneming reeds ligt opgesloten. M.a.w. in tegenstelling met de klassieke physica, waartoe ook de relativiteitstheorie hoort, is er geen gebeuren „an sich”, los van de waarnemer. — Het uiterlijk van het werkje is keurig verzorgd.

R. DE L. K.

M. P. Lacroute. Raies d'Absorption dans les Spectres stellaires, 91 blz. — Hermann. Paris. 1937. Prijs 20 francs.

De theorie der intensiteitsverdeling in de Fraunhofer-lijnen van de zon en van de sterren vormt een der belangrijkste hoofdstukken der moderne Astrophysica. Voor de studie van dit onderwerp was men tot hiertoe uitsluitend aangewezen op de vaktijdschriften en op het Handbuch der Astrophysik, dat buitengewoon duur en niet geheel meer op de hoogte van de tijd was. Het verschijnen van het goedkope en goede werkje van *Lacroute* is daarom bijzonder toe te juichen; het is geheel op de hoogte van de tijd, en geeft een uitstekend overzicht met litteratuur-opgave. Een overzicht — ietwat oppervlakkig, zodat de vakman er de techniek en exakte behandeling dezer onderwerpen niet voldoende uit leren kan; maar dan toch zeer nuttig voor den beginnening en voor den belangstellenden natuurkundige, die een indruk willen krijgen van wat de Astrophysica uit de studie der lijnprofielen halen kan, en van de betekenis der atoomtheorie voor dit onderzoek.

Bijne alle eigennamen zijn verkeerd gespeld.

M.

Karl Steiner und Peter Grassmann. Supraleitung, 139 blz. — Vieweg, Braunschweig. 1937. Prijs RM. 9.60.

Bij de vlugge groei, die onze experimenteele kennis van de verschijnselen der suprageleiding in de laatste jaren vertoont, is het toe te juichen, dat er nu door vroegere medewerkers van *Meissner*, die zelf zooveel tot dien groei heeft bijgedragen, een samenvattend overzicht over deze verschijnselen is gegeven. Dat daarbij vooral de te Berlijn herhaalde resultaten in de text naar voren worden gebracht, mag het boek wel niet tot nadeel worden aangerekend; want de schrijvers zijn natuurlijk van de details der proeven uitgevoerd in het laboratorium, waaraan zij zijn verbonden, bijzonder goed op de hoogte en buitendien hebben zij moeite gedaan om ook het werk van anderen zoo volledig mogelijk te citeeren. De lijst van over 300 citaten aan het slot zal voor iedereen op dit gebied werkzaam buitengewoon waardevol

zijn. Bij de proefondervindelijke resultaten wordt niet alleen het geleidingsvermogen maar ook het thermische gedrag der supraconductors besproken. De discussie van de theoretische interpretatie is terecht beperkt, aangezien een bevredigende microscopische theorie der supraconducting ook heden nog niet bestaat.

R. DE L. K.

T. van Lohuizen: **„De Wonderbouw der Materie”**. 96 blz., 18 fig. — „De Hofstad”. Den Haag. 1937.

Zooals de schrijver in het voorwoord zegt, bevat dit boekje de stof door hem behandeld voor de studiering van de Haagsche Volksuniversiteit. In 88 bladzijden van smal formaat behandelt Dr. Van Lohuizen de volgende onderwerpen: Electronen en Ionen; Spectraalanalyse en Spectroscopie; Atoommodellen; Atoommodel van Bohr; Röntgenstralen en Röntgenspectra; Radioactiviteit; Natuurkunde van de atoomkern; Mikrokosmos en Makrokosmos; Hoe vormen de atomen een molecuul?. Tusschen de tekst staan nog 18 figuren.

Uit bovengenoemde feiten volgt reeds, dat de stof zeer beknopt is behandeld. Dr. Van Lohuizen zegt dat zelf in het voorwoord als hij schrijft dat . . . „het levende woord, gesteund door vele proeven en lichtbeelden, heel wat meer vermag dan wanneer men dezelfde stof in de vorm van een boekje aanbiedt!”

Het boekje lijkt mij dan ook in de eerste plaats geschikt voor deelnemers aan bovengenoemde studiering. Het is helder en zakelijk geschreven en zal veel dingen, door Dr. Van Lohuizen op de studiering verteld en vertoond, in de herinnering terug roepen. Voor belangstellenden die bovengenoemde cursus niet meemaakten, komt mij het boekje minder geschikt voor. Zij zullen goed doen naast of in plaats van dit boekje een uitvoeriger werk te raadplegen, waarvan zij de titel kunnen vinden in de door Dr. Van Lohuizen aan het eind van zijn werkje opgenomen literatuuropgave.

t. H.

ALPHABETISCH REGISTER

	Blz.		Blz.
Akoestiek. Internationale conferentie voor	249	Electronen diffractiebeelden . . .	120
Assimilatie en ademhaling. De rol van straling bij	217	Electronentellers.	129, 182
Bataafsch Genootschap der Proefondervindelijke Wijsbegeerte . .	254	Fokker, A. D. — Internationale conferentie voor akoestiek . .	249
Bleeker, Mej. E. C. — Automatische potentiometers	248	Gammastraling van het UX-complex	120
Boekbesprekingen, 31, 56, 88, 96, 126, 155, 189, 222, 255, 308		Gasontladingslampen met „Lage Druk”	199
Boer, J. H. de — Potentiaal-krommen	276, 284	Gerritsen, A. N. — Warmtegeleiding door bismuth. . .	152
Bovenluchtonderzoek op de Oceanen	93	Gisolf, J. H. — Electronentellers	129, 182
Burgers, W. G. — Verstrooiing van Röntgen- en electronenstralen door kristallen. I, 33	33	Groot, W. de — Potentiaal-krommen	109
— — Optische demonstratie van electronen-diffractiebeelden . .	120	— — Doordringingsvermogen en snelheid voor verschillende elementaire deeltjes	268
Cannegieter, H. G. — Bovenluchtonderzoek op de Oceanen	93	Haas, W. J. de, 1912—1937 . . .	161
Coelingh, M. B. & M. Minnaert — Rijwielreflectoren.	225	Hamaker, H. C. — Suspensies en colloïden als mechanisch probleem	217
Crommelin, C. A. — Het uurwerk met den balansslinger van Christiaan Huygens . . .	172	Koninklijk Instituut van Ingenieurs	48
— — Over lenzen met niet-sphaerische oppervlakken. . .	193	Kosten, C. W. — Isolatie van mechanische trillingen . .	291
Debye, P. — Johannes Diderik van der Waals	257	Kruijthof, A. A. — Ionisatiecoëfficiënt van Townsend . .	89
Denier van der Gon, H. A. C. — Didactiek der Natuurkunde	97	Kwikdamp. Ontladingen in. . . .	65
Didactiek der Natuurkunde. . .	97	Lenzen met niet-sphaerische oppervlakken	193
Dissertaties. . 30, 108, 188, 220, 290		Lichteenheid	49
Doordringingsvermogen en snelheid voor verschillende elementaire deeltjes	268	Manometers voor lage gasdrukken	151
Druyvesteyn, M. J. — Ionisatiecoëfficiënt α van Townsend	91	Materialen. Eenige belangrijke nieuwere	247
Elenbaas, W. — Ontladingen in kwikdamp van hooge druk. .	65	Mechanica. 5e Internationale congres voor Toegepaste	254
		Metaallaagjes. Absorptiespectra van metaallaagjes	150
		Michels, A. — Van der Waals Laboratorium	53
		Minnaert, M. & M. B. Coelingh — Rijwielreflectoren. . .	225

	Blz.		Blz.
Nederlandsch Natuur- en Geneeskundig Congres	267	Townsend. Ionisatiecoëfficiënt α van	89
Nederlandsche Natuurk. Vereeniging 53, 89, 120, 150, 181, 217, 245		Trillingen. Isolatie van mechanische	291
Optische instrumenten. Constructie van.	245	Uurwerk met den balansslinger van Christiaan Huygens	172
Ornstein, L. S. — De rol van straling bij assimilatie en ademhaling	217	Uyterhoeven, W. — Gasontladingslampen met „Lagedruk”	199
Peerlkamp, P. K. — Absorptiespectra van metaallaagjes in het Schumann-gebied. . . .	150	Verlichtingskunde	149
Penning, F. M. — Een nieuwe manometer voor lage gasdrukken	151	Vermeulen, D. — Spectraalfotometrie	15
Potentiaalkrommen	109, 276, 284	— — Lichteenheid	49
Potentiometers. Automatische.	248	Verstrooiing van Röntgen- en electronenstralen door kristallen.	1, 33
Rijwielreflectoren	225	Waals, Johannes Diderik van der	257
Sizoo, G. J. — Gammastraling van het UX-complex	120	Waals-fonds, Van der — Jaarverslag	183
Snook, J. L. — Strooiing van Röntgenstralen aan geleidingselectronen in metalen	236	Waals-laboratorium, Van der . . .	53
Spectraalfotometrie	15	Warmtegeleiding door bismuth . .	152
Strooiing van Röntgenstralen aan geleidingselectronen in metalen . . .	236	Wiersma, E. C. — W. J. de Haas, 1912—1937	161
Suspensies en colloïden als mechanisch probleem.	217	Willemse, G. J. D. J. — Eenige belangrijke nieuwere materialen	247
		Zuylen, J. van — Constructie van optische instrumenten. . . .	245