



Onderzoekingen over de aanslag van waterstof door electronen

<https://hdl.handle.net/1874/325066>

A. gw. 192, 1930.

ONDERZOEKINGEN OVER DE
AANSLAG VAN WATERSTOF
DOOR ELECTRONEN

H. SCHAMHARDT

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

s.
ht

B

ONDERZOEKINGEN OVER DE AANSLAG
VAN WATERSTOF DOOR ELECTRONEN

Diss Utrecht 1938

ONDERZOEKINGEN OVER DE AANSLAG VAN WATERSTOF DOOR ELECTRONEN

PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN
DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE
AAN DE RIJKS-UNIVERSITEIT TE UTRECHT
OP GEZAG VAN DEN RECTOR MAGNIFICUS
DR. TH. M. VAN LEEUWEN, HOOGLEERAAR IN DE
FACULTEIT DER GENEESKUNDE, VOLGENS BE-
SLUIT VAN DEN SENAAAT DER UNIVERSITEIT
TEGEN DE BEDENKINGEN VAN DE FACULTEIT
DER WIS- EN NATUURKUNDE TE VERDEDIGEN
OP MAANDAG 21 NOVEMBER 1938, DES NAMIDDAGS
TE 3 UUR

DOOR

HENDRIK SCHAMHARDT

GEBOREN TE VALBURG



1938

DRUKKERIJ Fa. SCHOTANUS & JENS, UTRECHT

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

*Aan Mijn Ouders.
Aan Mijn Vrouw.*

Bij de voltooiing van dit proefschrift, is het mij een voorrecht U, Hooggeleerden en Lectoren in de Faculteit der Wis- en Natuurkunde, te danken voor het genoten onderwijs.

Zeer in het bijzonder gaat mijn dank uit naar U, Hooggeleerde *Ornstein*, Hooggeachte Promotor. Uw enorme stuwkracht heeft het mij mogelijk gemaakt, om steeds weer met nieuwe energie een soms hopeloos schijnend probleem weer aan te pakken en tenslotte tot een goed einde te brengen.

Het werken op Uw laboratorium was voor mij een vreugde, mede dank zij de sfeer, die Gij daar wist te scheppen.

De buitengewoon prettige samenwerking met de collega's is hiervan een direct gevolg.

Beste *Ter Horst* en *Brinkman*, ik wil niet nalaten hier mijn hartelijke dank uit te spreken voor de vele malen, dat wij van gedachten gewisseld hebben.

Beste *Milatz*, dat ik met jou samen de definitieve vorm aan dit proefschrift heb kunnen geven, wordt door mij op hooge prijs gesteld. De vele uren, die wij werkend aan deze dissertatie hebben doorgebracht, zullen een prachtige herinnering blijven uit mijn laboratoriumtijd.

Schuttevaer en *Keller*, van harte dank ik jullie voor de aangename wijze, waarop jullie mij hebben geassisteerd bij de metingen en bij het uitwerken der resultaten.

De groote hulpvaardigheid van de technische dienst heeft mijn werk in niet geringe mate vereenvoudigd. De wijze waarop gij, waarde *van der Leij*, mij steeds ten dienste was om de buis te verbeteren, blijf ik dankbaar gedenken.

Waarde *Van Straaten*, mijn dank aan de geheele werkplaats geldt ook U, terwijl ik zeer erkentelijk ben voor de wijze, waarop gij de teekeningen uit dit proefschrift voor mij verzorgdet.

HOOFDSTUK I

INLEIDING, DOEL VAN HET ONDERZOEK, VOORBEREIDEND EXPERIMENTEEL WERK

§ 1. Inleiding.

Het doel van de in dit proefschrift beschreven metingen, is het bepalen van de aanslagfuncties van waterstofatoomlijnen.

De eerste metingen in waterstof zijn door *Lindeman*¹⁾ gedaan. Hij heeft de aanslagfuncties van H_{α} , H_{β} en H_{γ} gemeten. Ons doel was de aanslagfuncties van de hogere lijnen uit de Balmer serie te meten.

Onder een *aanslagfunctie* verstaat men de betrekking, die het verband geeft tusschen de kans dat een botsend electron een bepaald niveau van een atoom of molecuul in een aangeslagen toestand brengt, en de snelheid van het opvallend electron. Als maat voor de per tijdseenheid aangeslagen atomen of moleculen kan het licht dienen, dat de aangeslagen deeltjes uitzenden wanneer ze terugvallen in de grondtoestand.

Wanneer wij dus de stroom van de beschietende electronen en de druk constant houden (dus het aantal waterstofdeeltjes per cc), komt de meting in de praktijk neer op het volgende:

1. het maken van het waterstofatoomengas;
2. de meting van de snelheid der electronen;
3. de meting van de intensiteit van het uitgezonden licht.

Aan de hand van voorloopige metingen zal nu in de vol-

¹⁾ *H. Lindeman*, Dissertatie Utrecht, 1933.

gende paragrafen beschreven worden op welke punten de door *Lindeman* gebruikte methode gewijzigd moest worden. Tevens zal dan blijken wat de grondprincipes zijn waarop het onderzoek gebaseerd is.

§ 2. Voorloopige Metingen.

De voorloopige metingen zijn uitgevoerd in een buis, zooals die door *Lindeman* is gebruikt en die in zijn dissertatie uitvoerig is beschreven. Wij willen hier deze methode in het kort samenvatten en de buis waarin hij de metingen deed, aan een nauwkeurige beschouwing onderwerpen.

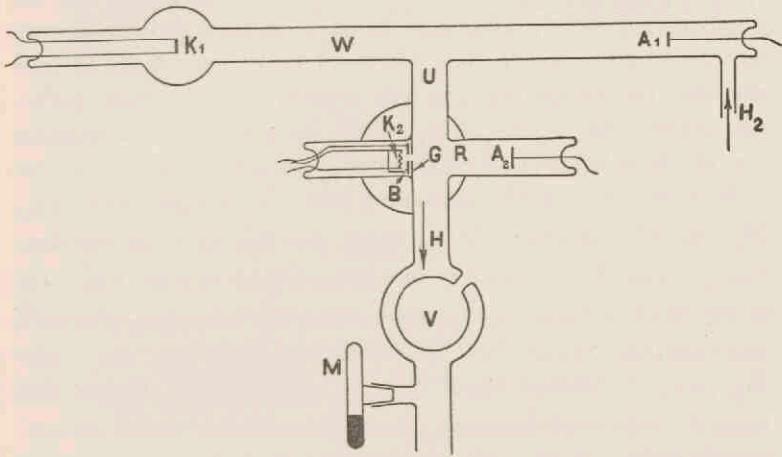
Waterstofatomen werden op de door *Wood* aangegeven wijze verkregen. ¹⁾ *Wood* nam daartoe een buis met gloeikathode en anode, waar tusschen een potentiaalverschil werd aangelegd, voldoende om een ontlading in het gas te doen optreden. De moleculen worden dan door de electronen van de ontlading voor een deel gedissocieerd in atomen. Daar het nu echter bleek dat de glaswand katalytisch werkt op de recombinate der atomen tot moleculen, voerde *Wood* vochtige waterstof naar binnen. Het water zette zich af op de wand en bleek de katalysator te vergiftigen. Op deze wijze was het mogelijk een waterstofspectrum te maken, dat in hoofdzaak uit atoomlijnen bestond.

Gebaseerd op deze gegevens had *Lindeman* nu een ontladingsbuis ontworpen, waarvan figuur 1 een schets geeft. Met behulp van deze buis werden zijn metingen verricht.

De waterstof, die van te voren een waschfleschje met water doorloopen heeft, wordt in een *Wood*'sche buis *W* gebracht en gedissocieerd door een ontlading tusschen K_1 en A_1 . In buis *W* worden een zeer groot deel der moleculen gedissocieerd, terwijl de gevormde atomen door een snelle diffusiepompe naar beneden worden gepompt. De zoo verkregen atomen worden dan in buis *R* aangeslagen door een electronenbundel van gedefinieerde snelheid. Bij de botsingen

¹⁾ *R. W. Wood*, *Phil. Mag.*, **44**, 538 (1922).

van electronen en moleculen krijgen we overdracht van energie, welke voor een deel als lichtenergie voor ons zichtbaar wordt. De bundel wordt met behulp van een glasspectrograaf (type Fuess; opening 1 op 4; dispersie bij 5000 \AA : 60 \AA/mm) gefotografeerd.



Figuur 1.

Schema van de buis waarin de voorloopige metingen zijn gedaan.

- W*: Wood'sche buis;
R: de eigenlijke aanslagbuis;
V: vloeibare luchtvat;
M: kenometer.

De geteekende cirkel is de projectie op het vlak van teekening van de spoelen, die het magneetveld verwekken.

De bundel wordt niet op de spleet van de spectrograaf afgebeeld, ten einde automatisch de intensiteit van het licht over de dwarsdoorsnede van de bundel te integreren, wat noodig was omdat de bundel divergeerde.

De electronenbundel wordt gevormd met behulp van een electronenbron, bestaande uit een gloeikathode K_2 en een rooster B . Dit is aangebracht achter een glazen venster G , om te voorkomen dat er zich metaal in de waarnemingsruimte R bevindt, daar metaal de eigenschap heeft om katalytisch

te werken op de recombinatie der atomen tot moleculen.

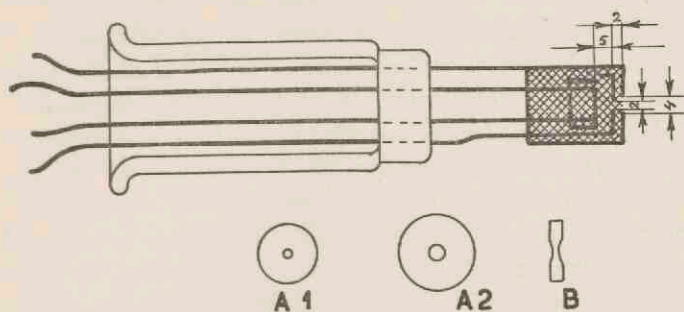
De electronen loopen dus in buis R van K_2 naar A_2 en loodrecht op deze richting bevindt zich een venster (in de teekening niet aangegeven), waar doorheen de electronenbundel gefotografeerd kan worden.

Het vloeibare luchtvat V is wijd geconstrueerd, om de pompsnelheid groot te houden. Immers de tijd, die een atoom noodig heeft om uit buis W in R te komen, moet kleiner zijn dan de levensduur van een atoom. Dit vloeibare luchtvat diende om tijdens de opnamen de kwikdamp, afkomstig van de diffusiepomp en de kenometer M , uit de buis te houden.

Met de beschreven opstelling zijn de Balmerlijnen H_α , H_β en H_γ gemeten. Wij stelden ons ten doel de aanslagfuncties van H_δ , H_ϵ , enz. te bepalen. De intensiteit van deze lijnen bleek echter zoo gering te zijn, dat de meting practisch onuitvoerbaar werd. Een belichtingstijd van één uur voor H_δ (voor de andere lijnen telkens ongeveer een factor drie langer), was niet geschikt, daar het moeilijk werd de omstandigheden, waaronder gemeten werd, tijdens de opname constant te houden. Er moest dus uitgezien worden naar een electronenbron, die meer electronen leverde. Deze noodzakelijke verandering gebruikten we tevens om een electronenbron te ontwerpen, die een evenwijdige bundel electronen gaf. Daartoe hebben we een bron geconstrueerd (zie fig. 2), die bestond uit een platinabandje K_2 met dikte van 30μ , dat in het midden was ingekeept en met oxyd geprepareerd werd. Hiervoor gebruikten we een mengsel van $Ba(OH)_2$ en $Sr(NO_3)_2$, in verhouding 10 : 1.¹⁾ Op een afstand van 5 mm plaatsten we een rooster G_1 met een gaatje van 2 mm, en op 2 mm afstand hiervan een tweede rooster G_2 met een opening van 4 mm. Wanneer we nu het eerste rooster een hooge spanning geven ten opzichte van de gloeikathode (ongeveer 200 Volt), en het tweede rooster een lagere spanning dan

¹⁾ A. Wehnelt, Ann. Phys., 14, 425, 1904.

het eerste, hebben we een eenvoudige electronenlens, die een convergente bundel electronen geeft.



Figuur 2.
Het nieuwe „electronenkanon“.

De getallen geven de afstanden in millimeters. Het geheel is uitgevoerd in rood koper.

A_1 : het eerste rooster } van boven gezien.
 A_2 : het tweede rooster }
 B : het platinabandje van boven gezien.

Doordat de platinaspiraal vervangen is door een over de heele oppervlakte emitterend bandje, terwijl tevens de electronen door de hooge spanning op het eerste rooster sterk worden versneld, bereiken we dat de electronenstroom in de waarnemingsruimte veel sterker wordt (2 mA).

De electronenbundel, die nu in de waarnemingsruimte R binnentreedt, was zeer fraai gecentreerd. Hierdoor werd het mogelijk de bundel met een lens (evenwel niet geheel scherp) af te beelden op de spleet van de spectrograaf, waardoor we begrijpelijkerwijs belangrijk aan intensiteit winnen.

Nu op deze wijze de electronenbundel zeer mooi evenwijdig was geworden, lag het voor de hand om na te gaan of het ook mogelijk was de snelheid van deze electronen te bepalen op andere wijze dan door aflezing van de spanning op het tweede rooster. Immers is het een bekend feit, dat in een ontladingsbuis dikwijls sterk storende ruimteladingen

kunnen optreden. En daar deze ook in deze buis geconstateerd waren, was het zeer de vraag of de spanning van het tweede rooster inderdaad een directe maat voor de snelheid was. Wij zullen dan moeten uitzien naar een snelheidsmeting, die onafhankelijk van ruimtelading, toch de juiste snelheid geeft.

Een zeer geschikte wijze om deze snelheid te meten, is het afbuigen van de electronenbundel in een magnetisch veld. Daartoe werden een paar spoelen geconstrueerd, met geïsoleerd koperdraad omwikkeld, op een batterij aangesloten en loodrecht op de snelheidsrichting der electronen geplaatst. De electronen loopen van K_2 naar A_2 ; de magnetische krachtlijnen staan dus loodrecht op het vlak van teekening. In fig. 1 is een cirkel geteekend, die de projectie is van de spoelen op het vlak van teekening. Door de richting van de magnetische krachtlijnen geschikt te kiezen, wordt de electronenbundel in het vlak van teekening naar beneden afgebogen. Het bleek nu dat de bundel ten gevolge van de goede centreering zeer fraai omhoog. (Zie voor verdere beschrijving Hoofdstuk II, § 3.)

Wij trachten nu de afbuiging te bepalen, door de bundel in omgebogen toestand te fotografeeren en op de fotografische plaat de straal van de cirkel te construeeren. De eerste metingen gaven echter geen bevredigend resultaat. Dit was gemakkelijk te verklaren. Daar de electronenbundel in omgebogen toestand niet wordt opgevangen, maar tegen de zijwand van de buis uitkomt, waar reflectie aan het glas optreedt en waar tevens wandladingen ontstaan, wordt de vorm van de bundel gewijzigd. Dit was oorzaak dat een voldoende nauwkeurige bepaling van de kromtestraal niet mogelijk was. Bij de definitieve metingen hebben we deze moeilijkheid overwonnen, door het aanbrengen van een zijbuis met opvangplaten (zie Hoofdstuk II).

Bij het experimenteeren met de electromagneten, om op deze wijze te komen tot een exacte bepaling van de snelheid der electronen, deed zich een merkwaardig feit voor.

Wanneer we de stroom, die door de magneetspoelen liep,

constant hielden (d.w.z. de magnetische veldsterkte bedroeg een bepaald vast aantal *Oerstedt*), en wij de spanning op het tweede rooster continu verlaagden, werd de bundel en dus de straal van de cirkel, kleiner. Dit ging door tot een zekere spanning op het tweede rooster bereikt was. Verlaagden we de spanning nog heel weinig, dan verdween de bundel volkomen discontinue tot achter het glasvenster *G* (zie fig. 1).

Men kan dit op de volgende wijze verklaren. De electronen, die door de opening van het glazen venster passeeren, laden dit, en geven het een zekere negatieve potentiaal ten opzichte van de gloeidraad. Dat wil dus zeggen, dat het glasvenster als derde rooster gaat werken en dus bepalend wordt voor de snelheid waarmee de electronen uittreden. De spanning op het tweede rooster, die we aflezen op de voltmeter, is dus geenszins een maat voor de snelheid. Daar echter de potentiaal van het glasvenster onbekend is, worden we dus gedwongen tot een andere snelheidsmeting, waarvoor hier de magnetische methode is gekozen. Het bleek nu uit latere metingen, dat de snelheid der uittredende electronen, in de opstelling met het glasvenster, nooit lager was dan 42 Volt. ¹⁾

Het bleek ons verder, dat het dus mogelijk was om het glazen venster te verwijderen, zoodat de bovengenoemde storing niet meer optreedt. Dit maakte echter een aantal metingen noodzakelijk aangaande recombinitie der atomen aan de oppervlakte van een metaal, immers het tweede rooster is na verwijdering van het glasvenster in contact met de waarnemingsruimte, dus met de atomen.

§ 3. Recombinitie van atomen.

Wood had reeds gewezen op het feit, dat metaaloppervlakken katalytisch werken op de recombinitie der waterstof-

¹⁾ In het vervolg zullen we op de gebruikelijke wijze spreken van electronensnelheid in Volts, waaronder we dan verstaan het spanningsverschil, noodig om aan het electron de kinetische energie te geven volgens de betrekking: $\frac{1}{2}mv^2 = eV$.

atomen. Om dit te voorkomen moet er dus voor gewaakt worden metaal aan te brengen in de waarnemingsruimte. Dit was dan ook de reden waarom *Lindeman* zijn electronenbron achter een glazen venster had aangebracht. Het hieraan verbonden bezwaar, is in het laatste stuk van de vorige paragraaf uiteengezet.

Wanneer wij dus het glazen venster weglaten, zou de recombinate der atomen — zoo die optreedt — het spectrum in ernstige mate kunnen wijzigen. Om dit te onderzoeken hebben we twee metaaldraden — wolfram en koper — van 200μ dikte, vanaf de anode A_2 in de verticale pompbuis naar boven toe geschoven. Doen we de Wood'sche buis aan, dan beginnen deze draden onmiddellijk te gloeien. Dit verschijnsel kan een gevolg zijn van de recombinate van de atomen aan deze draden. Ook zou het echter nog mogelijk kunnen zijn, dat dit gloeieffect een gevolg is van een stroom, die van de bovenbuis naar beneden loopt. Om dit na te gaan, hebben we gezorgd, dat de spanning van de anode A_2 en het punt U van de bovenbuis, waar de metaaldraden eindigden, dezelfde was, door de anode een spanning op te dringen. (Zie verder Hoofdstuk II). Door in deze keten een milliampèremeter op te nemen, die door regeling der opgedrongen spanning stroomloos werd gehouden, was het mogelijk om de oorzaak van het gloeien der metaaldraden vast te stellen. Daar de draden gloeien, ook als er geen stroom loopt, moet de oorzaak dus de warmteontwikkeling zijn geweest, die een gevolg van de recombinate der atomen aan het draadoppervlak is.

Verder moet nu worden vastgesteld of hetzelfde effect ook lager in de buis optreedt. Daartoe werd de lengte der draden korter en korter gekozen; een sterke afname van het gloeien was dan gemakkelijk waarneembaar.

De conclusie, die uit deze feiten getrokken kan worden, is dus dat het aantal atomen in de waarnemingsruimte slechts gering is. Dientengevolge is het aan te bevelen om de Wood'sche buis zoo dicht mogelijk bij de zijbuis, waarin zich de electronenbron bevindt, aan te brengen. De proefjes met de metaal-

draden, die aantonden dat het gloeien der draden naar beneden toe afnam, geven de indruk dat recombinitie weliswaar optreedt, maar dat zij in de waarnemingsruimte slechts een ondergeschikte rol speelt. Wij hebben het spectrum van den bundel in R opgenomen zonder het glasvenster G en dit spectrum vergeleken met het spectrum, dat verkregen werd bij een opname, genomen bij dezelfde snelheid der electronen, doch met glasvenster. De genoemde snelheid is hierbij langs magnetische weg bepaald. Van verandering van het spectrum was vrijwel niets te bemerken. Het glazen venster bleek dus niet noodzakelijk te zijn en dientengevolge werd het mogelijk ook de snelheden te verkrijgen, die lager dan 42 Volt liggen.

Daar uit bovenstaande metingen blijkt, dat de recombinitie afneemt bij vergrooting van de afstand tot de Wood'sche buis, waarbij het aantal atomen dat boven geproduceerd wordt eveneens afneemt, zal het dienstig zijn om te onderzoeken in hoeverre we te maken hebben met vrijwel volledig gedissocieerde waterstof.

§ 4. Invloed van de bovenbuis.

In een buis van *Wood* is het aantal atomen vrij groot. Daar het doel van ons experiment is de aanslagfuncties in atomaire waterstof te bepalen, is het noodig dat de waarnemingsruimte een voldoende percentage atomen bevat.

Wanneer de *Wood'sche* buis brandt, worden er atomen geproduceerd, die door de pomp worden afgepompt naar de waarnemingsruimte. Worden deze atomen beschoten met electronen van bepaalde snelheid, dan treden o.a. niet-elastische botsingen op en in een fractie van de gevallen zal de overgedragen energie als lichtenergie waargenomen worden. Wordt dit licht nu met behulp van een spectrograaf gefotografeerd, dan zal de intensiteit van het spectrum afhangen van de snelheid der beschietende electronen (aanslagfunctie), en van het aantal atomen dat zich in de waarnemingsruimte bevindt. Meten we de intensiteitsverhouding van een atoomlijn en van

een molecuullijn in dit spectrum voor één snelheid, dan geeft deze een maat voor de verhouding van het aantal atomen en moleculen in de waarnemingsruimte.

Doen we nu dezelfde proef, terwijl de bovenbuis niet brandt, dan worden er geen atomen in de waarnemingsruimte gepompt, doch uitsluitend moleculen. Bepalen we dan weer dezelfde verhouding, zoo vinden we hiervoor een kleiner getal. Dat wil zeggen, dat we relatief meer moleculen hebben dan in het vorige geval. Het feit, dat de moleculen echter niet verdwijnen als de Wood'sche buis wordt aangestoken, wijst op een niet al te groote dissociatiegraad. Een drukmeting, die later uitvoeriger besproken zal worden, bevestigde dit vermoeden.

Het boven vermelde toont aan, dat we rekening moeten houden met het feit, dat de te meten aanslagfuncties in een mengsel van waterstofatomen en moleculen worden gemeten. De methode, die gebruikt kan worden om uit deze waarnemingen toch de aanslagfuncties van atomaire waterstof te vinden, zullen we in Hoofdstuk III uitvoerig beschrijven. Hier zij echter reeds opgemerkt, dat het daarvoor noodzakelijk bleek aan de metingen met bovenbuis *aan*, een tweede reeks analoge metingen toe te voegen, nl. zulke, waarbij de bovenbuis *uit* is.

Behalve de aanslagfuncties van H_{α} , H_{β} , H_{γ} en H_{δ} , vinden we dan bovendien de aanslagfunctie van een molecuullijn met golflengte $\lambda = 4634 \text{ \AA}$.

HOOFDSTUK II

DE BOUW DER DEFINITIEVE BUIS. UITBREIDING DER METHODE

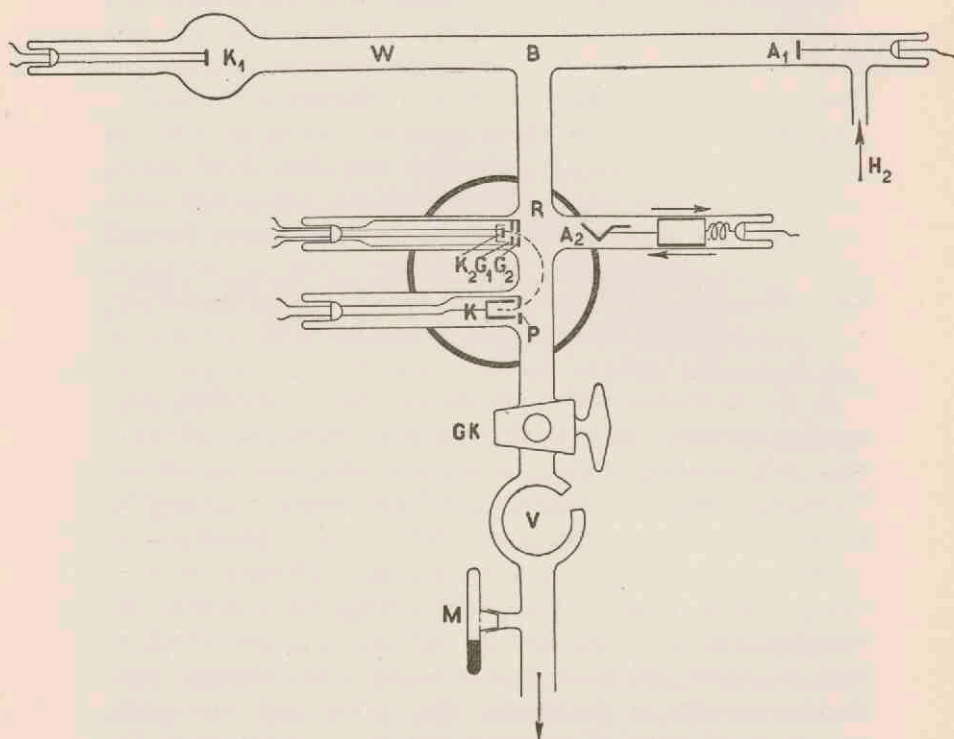
In dit hoofdstuk zullen nu de buis en de opstelling besproken worden, die voor de definitieve metingen gebruikt zijn. Wij moeten zorgen, dat wij zoo dicht mogelijk bij de Wood'sche buis meten kunnen, terwijl het tevens noodzakelijk is dat de omgebogen electronenbundel wordt opgevangen.

Behalve de buis moet ook de electriche schakeling eenigszins gewijzigd worden. Voorts is het noodig aandacht te schenken aan de meting van de snelheid langs magnetischen weg, en aan de hier nauw mee samenhangende bepaling van de stroomsterkte in de bundel. Als laatste punt zullen we nog even stil staan bij de wijze waarop de intensiteit in de bundel gemeten wordt.

In de volgende paragrafen zullen deze punten uitvoerig besproken worden.

§ 1. De bouw van de buis.

Figuur 3 geeft een schematische voorstelling van de buis, waarin de definitieve metingen zijn gedaan. De geheele buis is gemaakt van Siborglas. De Wood'sche buis heeft een lengte van 1.20 meter en een doorsnede van 35 mm. De anode is ingesmolten, terwijl het mogelijk is de kathode, die uit een geprepareerde platinaspiraal bestaat, door middel van een slijpstuk dat met piceïne wordt vastgezet, in en uit te nemen.



Figuur 3.

De definitieve buis, schematisch weergegeven.

W: Wood'sche buis;

R: aan de linkerkant bevindt zich het „electronenkanon”, wat in figuur 2 duidelijk is aangegeven;

aan de rechterkant bevindt zich de verschuifbare anode A_2 ;

P en *K* zijn opvangplaat en kooi, waarin de electronenbundel wordt opgevangen als het uitwendige magneetveld is ingeschakeld;

GK: een groote glazen kraan;

V: vloeibare luchtvat;

M: kenometer.

De dik geteekende cirkel geeft de projectie van de magneetspoelen aan op het vlak van teekening.

De waterstof komt door een zijbuis bij de anode in de ont-ladingsbuis. Deze waterstof wordt geleverd door een bombe, waaruit ze via een lekventiel, een waschfleschje gevuld met water, en een tweede lekventiel, de eigenlijke buis bereikt. Deze lekventielen bestaan uit een nauw messing buisje, waarin een gepolijste stopnaald zeer nauwkeurig past. Met behulp van het met water gevulde waschfleschje wordt vochtige waterstof in de buis gebracht, wat noodig is daar hierdoor de recombinitie van de atomen aan het glasoppervlak wordt tegengegaan ¹⁾.

Door middel van een stalen tweetrapskwikdiffusiepompe worden de gasdeeltjes nu snel naar beneden gezogen. De pompsnelheid boven in de buis is van de orde van 2,5 L per seconde, bij een druk van 3×10^{-3} cm Hg.

De naar beneden gepompte deeltjes passeeren een zijbuis R, waarin zich aan de linkerzijde de electronenbron bevindt en aan de rechterzijde een verschuifbare schepvormige anode. Het „electronenkanon” is in zijn geheel gemonteerd op een lampvoetje met vier geïsoleerde doorvoerdraden. Het tweede rooster is een cilindervormig kokertje, dat aan de achterkant geheel open is en dat aan de voorkant is afgesloten, doch daar een opening in het midden heeft om de electronen door te laten (zie fig. 2). Dit geheel is met een slijpstuk in een glazen buis gemonteerd, die doorloopt tot de voorkant van het tweede rooster en dient om het geheel te steunen en om eventueel rondlopende electronen tegen te houden, zoodat ze niet in de waarnemingsruimte komen en daar de stroommeting verstoren. De buis met de electronenbron wordt met een slijpstuk met piceïne vastgezet in de dwarsbuis R. De anode is verschuifbaar gemaakt, omdat het noodig is kort achter het tweede rooster de stroom in de bundel te meten, terwijl de anode, door de meting met omgebogen bundel niet op die plaats kan worden vastgezet (zie § 3).

¹⁾ Water wordt toegevoegd zóó dat de verhouding der partieel drukken 1:76 is.

Loodrecht op de buis R , dus ook loodrecht op het vlak van teekening, bevindt zich een kegelvormige glazen buis van 20 cm lengte, aan het eind voorzien van een venster (diameter 4 cm), waardoorheen de electronenbundel kan worden waargenomen.

Onder de buis R , waarin zich het „electronenkanon” bevindt, is weer een dwarsbuis aangebracht, waarin een slijpstuk met lampvoet bevestigd is, die een ronde plaat, in het midden van een opening van 0,6 cm diameter voorzien, draagt; achter de opening is een hol cilindervormig buisje aangebracht. In dit cylindertje worden gedurende de meting de electronen opgevangen.

Alle metalen onderdeelen zijn van rood koper vervaardigd, om het magnetische veld niet te storen.

Als de buis niet in bedrijf is, lekt de kwikdamp in en daarom is een zeer groote glazen kraan GK (doorboring ongeveer 25 mm), die speciaal voor dit onderzoek vervaardigd werd, aangebracht, aangezien het zeer lang duurt om de kwikdamp, afkomstig van de pomp, uit de buis te pompen. Aangezien een groote pompsnelheid van het hoogste belang is, moest deze kraan een dergelijke groote doorboring hebben.

Wanneer de opstelling gebruikt wordt, is er van kwikdamp in de buis geen sprake, doordat zich boven de pomp een vat met vloeibare lucht bevindt, waardoor het kwik wordt tegen gehouden. Is de buis echter eenigen tijd niet in gebruik, dan zou zij in voortdurende verbinding met de kwikdamp van de pomp staan, met gevolg dat er veel kwikdamp in de buis komt, en dan is het heel moeilijk en meestal het werk van een paar dagen, om het kwik eruit te krijgen. Daar aanwezigheid van kwikdamp de recombinatie der waterstofatomen in de hand werkt, is het noodzakelijk in een buis zonder kwik te werken. Deze kraan stelt ons daartoe in staat. Als de kraan na een opname afgesloten wordt, is tusschentijdsche verontreiniging onmogelijk.

Het vloeibare luchtvat V , hetwelk ook weer ter wille van de pompsnelheid wijd is geconstrueerd, dient om tijdens de metingen kwikdamp vast te vriezen.

Onder in de buis bevindt zich een kenometer M , die we alleen gebruikten om te contrôleeren of de pomp goed functioneerde en om toe te zien of de druk tijdens de opnamen constant was. Als maat voor de druk ter plaatse van de dwarsbuis, kan de aflezing van de kenometer niet dienen. Een eenvoudige contrôle voor het constant blijven van de druk hadden we in de spanning en stroom van de Wood'sche buis.

§ 2. De elektrische schakeling.

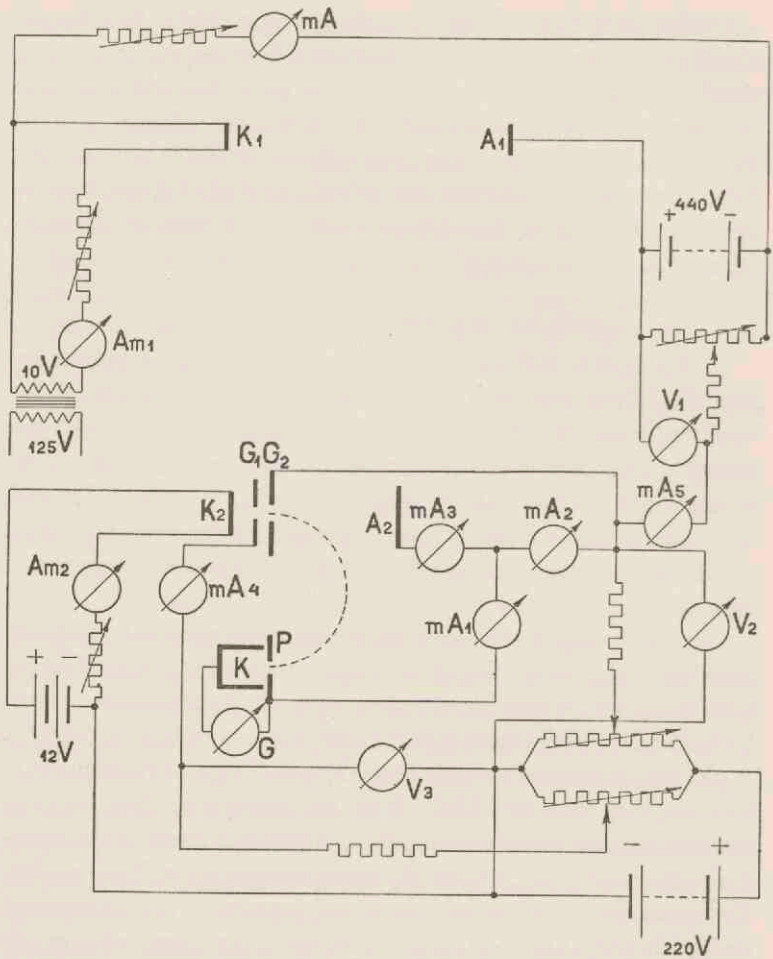
In figuur 4 is een schema gegeven van de elektrische schakeling. De Wood'sche buis brandt op de 440 Volt gelijkspanning van het stadsnet; de stroom voor de gloeikathode werd geleverd door een wisselstroomtransformator (primair 125 Volt, secundair 10 Volt.). De spanning, die op de buis zelf stond, was meestal 250 Volt bij een stroomsterkte van 600 mA.

De Wood'sche buis werd door middel van een inductorium aangestoken.

De schakeling voor de aanslagbuis, waarmee de opnamen gemaakt zijn, is in dezelfde figuur geteekend. Een batterij van 12 Volt leverde de stroom voor de bandvormige gloeikathode. De spanning van deze batterij was constant op 1 $\frac{0}{100}$.

De spanning op de roosters G_1 en G_2 gaf een accumulatorenbatterij van 240 Volt. Een potentiometerschakeling, of uitschakeling van een aantal cellen, stelde ons in staat de spanning op rooster G_2 , anode A_2 en de opvangplaat P , te regelen. De spanning op het eerste rooster G_1 was vrijwel altijd constant en gelijk aan 200 Volt. Als veiligheidsmaatregel zijn in de stroomkringen „kathode-eerste rooster” en „kathode tweede rooster” hooge weerstanden opgenomen, zoo groot gekozen dat boogontladingen achterwege blijven, terwijl bij eventuele kortsluiting de milliamperemeters niet doorslaan.

Tusschen de opvangplaat P en de daarachter gelegen cylinder K bevindt zich een galvanometer G , die bij de snelheidsmeting dienst doet. Indien de uitslag maximaal is, zijn wij zeker dat alle electronen naar binnen vallen.



Figuur 4.

Schakelschema van de buis.

Bovenaan is de buis van Wood aangegeven met kathode K_1 en anode A_1 . Daar onder de eigenlijke aanslagbuis met kathode, roosters en anode K_2 , G_1 , G_2 en A_2 .

Het tweede rooster G_2 is verbonden met de bovenbuis.

Door een gestippelde cirkel is de elektronenbaan aangegeven, die op de opvangplaat P en kooi K terecht komt. Tusschen P en K is een galvanometer G geschakeld.

Verder zien we, dat in de figuur is aangegeven, dat het heele „electronenkanon” een spanning V_1 , varieerend tusschen 0 en 440 Volt, kan worden opgedrongen, Het doel hiervan is reeds in het vorige hoofdstuk, § 3, aangestipt. Er moet voor worden gezorgd, dat de milliampèremeters alleen stroom aangeven, afkomstig van electronen in de onderbuis.

De snelheidsmeting en de stroommeting zijn beide zeer gevoelig voor een stroom in de verticale pompbuis. Daar wij geconstateerd hebben, dat soms een ontlading optreedt tusschen de roosters in buis R en de bovenbuis, hebben we dit effect als volgt onschadelijk gemaakt. De geladen deeltjes in de buis van *Wood* zullen een stroom geven naar buis R , wanneer er een potentiaalverschil bestaat tusschen het tweede rooster in R en de bovenbuis. Wanneer wij dus zorgen dat het punt B in de bovenbuis (beginpunt van de verticaalbuis) en het rooster G_2 dezelfde potentiaal hebben, zal er geen stroom kunnen lopen.

Om dit te bereiken hebben we een potentiometerschakeling gemaakt, waarbij wij aftakken vanaf de + 220 Volt (de potentiaal van de anode in de buis van *Wood*). Wij dringen deze afgetakte spanning op aan het heele systeem in buis R , doordat wij een verbinding maken met het tweede rooster G_2 . In de zoo ontstane stroomkring, mag dan geen stroom loopen, wat wij contrôleeren met de milliampèremeter mA_5 . Door regeling der afgetakte spanning is aan deze eisch te voldoen.

Wanneer deze voorzorgsmaatregelen getroffen worden, is de bundel electronen zeer mooi gecentreerd. Zoodra er echter een stroom in de verticale buis loopt, worden de ruimteladingen veranderd en wordt de bundel breed en diffuus. Bij de opnamen is er altijd voor gezorgd dat de meter mA_5 stroomloos was.

§ 3. De meting van de snelheid der electronen.

Zooals reeds in het eerste hoofdstuk is opgemerkt, is de snelheid van de electronenbundel bepaald langs magnetischen weg. Wij maakten hier gebruik van de eigenschap, dat een electron in een homogeen magneetveld in een cirkel wordt afgebogen.

De kromtestraal wordt gegeven door de betrekking:

$$H_Q = c \sqrt{\frac{2}{300} \cdot \frac{m}{e} V}$$

waarin:

H = magnetische veldsterkte in Oerstedt.

e = lading electron in E.S. eenheden.

m = massa electron in grammen.

V = spanning in Volts.

Q = kromtestraal in cm.

c = lichtsnelheid in cm/sec.

Vullen we nu de bekende waarden voor e , m en c in:

$$e = 4,77 \times 10^{-10}$$

$$m = 0,899 \times 10^{-27}$$

$$c = 3 \times 10^{10}$$

dan gaat bovenstaande uitdrukking over in:

$$H_Q = 3,36 \sqrt{V}$$

H = veldsterkte in Oerstedt.

Q = kromtestraal in cm.

V = spanningsverschil in Volts.

Bezien we deze betrekking nader, dan wordt het mogelijk de snelheid in Volts te bepalen, wanneer we de veldsterkte en de kromtestraal kennen.

Het magneetveld hebben we verkregen, door op twee zinken cylinders met diameter van 20 cm en lengte van 21 cm, dun geïsoleerd koperdraad (dikte 0,5 mm) te wikkelen met ongeveer 18 windingen per cm. De diameter moest zoo groot gekozen worden om een behoorlijk homogeen veld te krijgen. Het veld van deze spoelen, waarvan er twee in serie werden geschakeld, werd geijkt met behulp van een ballistische galvanometer. Wij kregen dan een rechte, die het verband gaf tusschen de stroom door de magneetspoelen en de veldsterkte in Oerstedt. Bij deze ijking was de afstand van deze spoelen even groot gekozen als de buisdikte, waar ze omheen moesten

worden opgesteld (d.w.z. 27 mm). Een vergelijking van de experimenteel bepaalde veldsterkte met de uit de afmetingen berekende, gaf volmaakte overeenstemming.

De snelheid der electronen werd op de volgende wijze bepaald:

In § 1 van dit hoofdstuk hebben we reeds gewezen op de zijbuis, voorzien van een opvangplaat en een cilindervormig buisje, wat dient om de electronen op te vangen. Wanneer namelijk het magneetveld ingeschakeld is en de krachtlijnen naar achteren toe gericht zijn, buigen de electronen naar beneden. Er werd reeds eerder op gewezen, dat het niet geschikt is de electronen om te laten buigen en vervolgens tegen het glas te laten botsen. Om dit te vermijden is dan ook de zijbuis met opvangplaat *P* aangebracht. Het gat in de plaat is ± 6 mm. Door de stroom door de magneetspoelen te varieeren, is het nu mogelijk de electronen precies in deze opening te laten invallen. Om nauwkeurig na te gaan of dit het geval is, is achter de opvangplaat een cilindervormig kooitje *K* aangebracht. Tusschen plaat en kooi is een galvanometer ingeschakeld. De maximale uitslag van deze galvanometer kan nu direct aanwijzen of alle electronen door het gat in de opvangplaat naar binnen loopen, of dat de bundel electronen op de plaat eindigt. Bij alle metingen werd er voor gezorgd, dat de uitslag maximaal was. Ter bepaling van de kromtestraal, werd de bundel in omgebogen toestand, en precies in de kooi invallend, met een camera gefotografeerd. Wanneer de vergrooting bekend was, was het mogelijk de middellijn van deze halve cirkel uit te meten. Om de vergrooting te vinden werd er een vergelijkingsobject mee gefotografeerd; meestal werd hiervoor de glazen buis gekozen, waarin zich het electronenkanon bevindt, waarvan de diameter bekend is.

In deze opstelling behoeft de kromtestraal dus maar één maal bepaald te worden, mits alle metingen worden uitgevoerd in de toestand, waarin de stroom door de galvanometer maximaal is. De meting der electronensnelheid wordt dus

practisch teruggebracht tot de aflezing van de ampèremeter, die de stroomsterkte door de spoelen aangeeft.

Op deze wijze zijn we dus volmaakt onafhankelijk van ruimteladingen en eventueel andere storingen, daar het niet essentieel is welke spanning er op het tweede rooster staat, maar wel wat de uittree-snelheid der beschietende electronen is. Hierbij wordt dus uitdrukkelijk ondersteld, dat de baan, waarin de electronen loopen een cirkel is, wanneer het magneetveld is ingeschakeld.

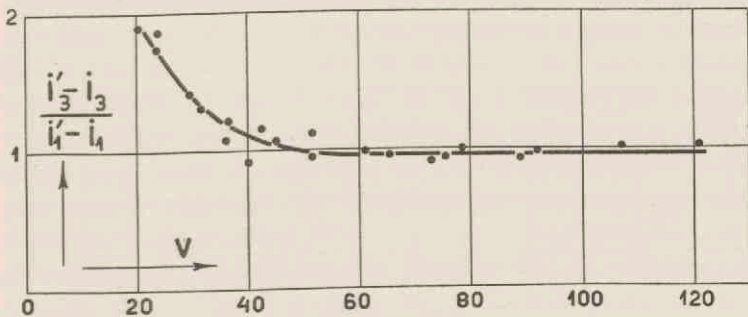
§ 4. De meting van de stroomsterkte.

De meter $m\bar{A}_1$ geeft de electronenstroom, die op de opvangplaat P komt. Wanneer nu de metingen uitgevoerd konden worden vlak voor deze opvangplaat, zouden er geen bezwaren zijn. Deze wijze van meten is echter niet aan te bevelen, omdat de intensiteit langs de bundel afneemt en een langere belichtingstijd de metingen niet nauwkeuriger maakt (constant houden van de stroom in de electronenbundel en in de verticale buis naar boven). Dus werd besloten om de intensiteit van de bundel te meten op 8 mm vanaf het tweede rooster.

Het is noodzakelijk om na te gaan, of de stroom op de plaats waar wij meten, lineair afhangt van de stroom, die op de opvangplaat aankomt en door de milliampèremeter $m\bar{A}_1$ wordt gegeven. Daartoe is de volgende meting verricht. De anode A_2 is verschuifbaar aangebracht. De plaat der anode werd vervangen door een koperen schepje. Nu wordt de anode naar voren geschoven tot de plaats van waarneming, zóó dat de schep de bundel in zijn geheel opvangt. De stroom, die nu wordt afgelezen op de milliampèremeter $m\bar{A}_2$, geeft de stroom in de bundel op de plaats waar gemeten wordt. Vervolgens wordt de anode geheel uit de bundel terug geschoven en wordt de stroom afgelezen op de milliampèremeter $m\bar{A}_1$. Wanneer de anodeschep naar voren in de bundel is geschoven, geeft de milliampèremeter $m\bar{A}_1$ toch nog een zeer kleine uitslag. De zoo bepaalde stroom, behoort niet bij de electronenstroom en moet dientengevolge ook afgetrokken worden van

de op mA_1 afgelezen waarden. Zoo komt er ook een stroom op de anodeschep wanneer deze uit de bundel is teruggeschoven. Ook dit bedrag trokken we af. Noemen we de stroom naar de anode in naar voren geschoven toestand i_3' en in normale stand i_3 , terwijl de stroom naar de meter mA_1 : i_1' respectievelijk i_1 genoemd wordt, wanneer de anode naar voren geschoven is of wanneer deze teruggeschoven is, dan krijgen we als bedragen waarmee gerekend wordt: $i_3' - i_3$ en $i_1' - i_1$.

Nu worden de bovengenoemde metingen herhaald bij verschillende snelheid der electronenbundel. In figuur 5 is het resultaat van deze metingen gegeven. Als abscis is de electronensnelheid in Volts uitgezet, als ordinaat de verhouding van de stroomsterkten, gemeten op de meetplaats (dus met naar voren geschoven anode) en de stroom naar de opvangplaat P . Van beiden zijn de bovengenoemde bedragen afgetrokken. Figuur 5 geeft dus $\frac{i_3' - i_3}{i_1' - i_1}$ als functie van de electronensnelheid in Volts.



Figuur 5.

Ijtingskromme van de stroomsterkte.

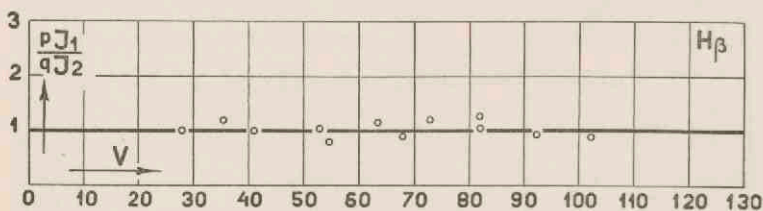
$\frac{i_3' - i_3}{i_1' - i_1}$ = verhouding stroom in de waarnemingsruimte tot de stroom op plaat P .

Daar het niet mogelijk is, tijdens de metingen de stroomsterkte te meten, zijn alle metingen verricht bij constante

stroom naar de opvangplaat P en later met behulp van de kromme uit figuur 5 op ware stroom gereduceerd.

Voor dit kon gebeuren was het echter noodzakelijk om na te gaan of de intensiteit van het uitgestraalde licht recht evenredig was met de stroomsterkte in de bundel.

Om dit te contrôleeren zijn voor een aantal snelheden opnamen gemaakt met verschillende stroomsterkten. Door vermenigvuldigen met de verhoudingsfactor der stroomsterkten konden wij nu zien of we dezelfde intensiteit bij een bepaalde snelheid der electronen hadden. Het resultaat van deze metingen is voor de lijn H_{β} uitgezet in figuur 6. Als abscis is de snelheid waarbij gemeten is, gekozen, terwijl als ordinaat de intensiteitsverhouding is uitgezet. De gemeten intensiteiten van twee punten bij verschillende stroomsterkten en dezelfde snelheid, werden vermenigvuldigd met de verhoudingsfactor der stroomsterkten $\frac{P}{q}$, waarbij ze dus op dezelfde intensiteit werden gereduceerd. De verhouding der intensiteiten moest dus gelijk aan één zijn. Uit de figuur zien we dat deze verhouding inderdaad practisch gelijk aan één is, zoodat we tot lineariteit mogen besluiten.



Figuur 6.

Bewijs van de lineariteit met de stroomsterkten.

De verhouding van de intensiteit $\frac{P I_1}{q I_2}$, moet gelijk aan 1 zijn.

Nu dit is aangetoond, is het verantwoord om alle intensiteiten te corrigeeren met figuur 5. Bij de opnamen is dit dan ook altijd achteraf gedaan.

De ijkingskromme van figuur 5 is verkregen door een groot aantal metingen bij verschillende snelheden en verschillende stroomsterkten, terwijl de ijkingskromme met de Wood'sche buis aan of uit, dezelfde was, zoodat we konden volstaan met één kromme.

In deze figuur zien we dat bij toenemende snelheid de verhouding van de stroom naar de anode tot de stroom naar de opvangplaat afneemt om tenslotte vrijwel constant te worden.

Uit de metingen met verschillende stroomsterkten, vinden we dat bij toenemende stroom en bij constante snelheid der electronen, de stroom naar de opvangplaat relatief sterker toeneemt, dan die naar de anode.

Deze beide effecten kunnen we verklaren door vorming van secundaire electronen op de naar voren geschoven anode en door de vorm van de aanslagfunctie; immers bij lagere snelheden wordt er meer aangeslagen, en loopt er dus iets minder stroom naar de opvangplaat.

§ 5. De meting van de intensiteit.

De electronenbundel werd door middel van een lens iets onscherp afgebeeld op de spleet van een spectrograaf (type kleine *Fuess*). Het punt van de bundel waar steeds gemeten werd, bevond zich zooals gezegd op 8 mm achter het tweede rooster. Deze plaats werd gekozen om zeker in het gebied te zijn waar geen storend veld is. De electronenbundel werd niet scherp afgebeeld op de spleet, om inhomogeniteit van de bundel te elimineeren. Ware er scherp afgebeeld, dan zou het noodig geweest zijn om de gemeten lijn op verschillende hoogten door te fotometreeren. Nu konden we volstaan met haar alleen in het midden door te meten. Voor alle zekerheid zijn echter bij een paar opnamen de lijnen op meerdere hoogten doorgemeten. Daar geen noemenswaardige afwijkingen van de zwarting bij het doormeten van de lijn in het midden geconstateerd werden, mogen we aannemen dat we voldoende onscherp hebben afgebeeld.

Om de gemeten zwartingen om te kunnen zetten in inten-

siteiten, werden zwartingsmerken opgenomen met een geijkte standaardbandlamp. Wij gebruikten een methode, die in het Utrechtsche laboratorium veel gebruikt wordt, nl. stroomsterktevariatie, gecombineerd met een van te voren geijkte verzwakker.¹⁾ Door de stroomsterktevariatie over een groot gebied toe te passen, konden we voor alle golflengten bruikbare zwartingsmerken krijgen.

De gebruikte platen waren Ilford-Special-Rapid-Panchromatic-Plates, 9×12 , die gehalveerd werden. Op de eene helft werd de opname, op de andere de zwartingsmerken opgenomen.

De platen werden gedurende 6 minuten in Metolborax ontwikkeld.

¹⁾ Zie *Ornstein-Moll-Burger*, Objektive Spektralphotometrie.

HOOFDSTUK III

THEORETISCHE BESCHOUWINGEN EN MEETRESULTATEN

§ 1. Invloed van de Wood'sche buis op het te meten spectrum.

Bij de voorloopige metingen hebben we ons reeds afgevraagd wat de invloed van de Wood'sche buis is op het spectrum, wat we fotografeeren. Om een inzicht te krijgen in de problemen, die zich hieromtrent voordoen, is het goed het experimenteele materiaal aan een grondig onderzoek te onderwerpen.

Allereerst hebben we een opname gemaakt met de Wood'sche buis aan en hebben het spectrum in de onderbuis bestudeerd. Wij zien dan, dat behalve de lijnen der Balmerserie, H_{α} , H_{β} , H_{γ} en H_{δ} , ook een aantal lijnen van het molecuulspectrum optreden. De sterkste van deze lijnen liggen tusschen H_{β} en H_{γ} in, terwijl er nog eenige veel zwakkere in andere gebieden te voorschijn komen. Het is dus niet waarschijnlijk dat we in volkomen of althans vrijwel geheel gesplitste waterstof werken. Immers in dat geval zouden er uitsluitend atoomlijnen, en in het geheel geen molecuullijnen optreden. Over de graad van dissociatie kan een dergelijke opname echter niets zeggen.

Om deze nader te bezien, ligt het voor de hand om ook eens een opname te maken terwijl de Wood'sche buis uit is. In dit geval treedt het spectrum, dat de electronen in het molecuulengas veroorzaken, op. In een dergelijke opname blijkt het Balmerspectrum nog in aanzienlijke sterkte op te treden.

Het aanslagproces voor deze lijnen heeft niet direct uit atomen, doch uit moleculen plaats, en is noodzakelijkerwijs ingewikkelder. We komen hier nader op terug.

Het vergelijken van twee opnamen op de boven beschreven wijze, leert dat de verhouding der intensiteiten van een atoomlijn tot een molecuullijn kleiner is, wanneer de bovenbuis uit is. We hebben dus in het laatste geval zeker relatief meer moleculen. De intensiteitsverhouding van twee molecuullijnen van dezelfde golflengte, opgenomen volgens de twee bovengenoemde gevallen, ligt echter in de buurt van één, dat wil zeggen de intensiteiten loopen slechts weinig uiteen. De atoomlijnen worden als de bovenbuis uit is zwakker, dan wanneer deze aan is. Hieruit kan men concludeeren, dat door de aanwezigheid van de Wood'sche buis er wel degelijk gedissocieerde moleculen in de onderbuis komen. De gevonden gegevens zijn niet voldoende om de dissociatiegraad te bepalen.

Voorloopig kunnen we dus niet meer zeggen, dan dat de bovenbuis wel invloed heeft op het bij het „kanon" te meten spectrum, maar aan de hand van het beschikbare materiaal kunnen we niets quantitatiefs vaststellen over het aantal atomen.

Het is echter mogelijk door een meting van de druk nadere gegevens te weten te komen over de dissociatiegraad in de waarnemingsruimte. De zijbuis R maakt dat uitvoerbaar. Het slijpstuk met anode A_2 wordt verwijderd en hiervoor in de plaats wordt een slijpstuk met dunnere buis en kraan aangebracht, waaraan een manometer volgens MacLeod wordt gesmolten. Hoewel de samenstelling van het gas in de manometer niet gelijk is aan de samenstelling in de meetruimte — immers hier hebben wij moleculen, terwijl in de meetruimte atomen en moleculen bestaan, — kunnen wij toch vaststellen, dat het aantal deeltjes per cc in beide genoemde ruimten gelijk is, daar de zijbuis loodrecht op de pompbuis staat. De druk die men meet zal hooger zijn als de bovenbuis brandt, dan wanneer zij uit is. Het te verwachten drukeffect bleek echter niet waarneembaar. De dissociatiegraad zal in de waarnemingsruimte dus zeer klein zijn.

Dit wijst er op, dat er zich maar heel weinig atomen in de waarnemingsruimte bevinden. Nu wij hebben aangetoond, dat de dissociatiegraad vrij laag is, kan het wel eenige verwondering wekken, dat de atoomlijnen toch een groote intensiteit hebben. Nu is de intensiteit van een atoomlijn evenredig met de aanslagkans van het niveau en het aantal atomen per cc. Daar de dissociatiegraad zeer klein is, dus weinig atomen aanwezig zijn, kan deze relatief groote intensiteit alleen verklaard worden, doordat de aanslagkans van het niveau zoo groot is. Daardoor is het dus mogelijk om de metingen toch uit te voeren; alleen brengt het feit dat de dissociatiegraad zoo laag is, eenige consequenties met zich. In de buis, waarin gemeten wordt, bevindt zich een mengsel van atomen en moleculen. Ons doel, de aanslagfuncties in atomaire waterstof te meten, mislukte. Metingen met bovenbuis aan, leveren aanslagfuncties in het mengsel en de gevonden kromme bevat zoowel de aanslagkans van een bepaald niveau van het atoom, als die van dit niveau uit het „molecuul”. Zooals reeds bij de voorloopige metingen werd opgemerkt, kan de aanslagfunctie van het atoom toch bepaald worden, als men de metingen uitbreidt met een analoge serie met bovenbuis uit. In de volgende paragraaf zullen we dit verder bespreken en laten zien, hoe het mogelijk is uit het experimenteele materiaal tot ons doel te komen.

§ 2. Theorie.

De dissociatie ligt tusschen 0 en 100%, dus a tusschen 0 en 1.

De grootheden die we kunnen meten, zijn:

- a. de intensiteiten van de verschillende lijnen;
- b. de concentratie van de deeltjes in de waarnemingsruimte.

Zoo zal dus in de berekening getracht moeten worden een beeld te geven van de processen, die een rol spelen bij de aanslag, waardoor we het licht van één bepaalde lijn kunnen waarnemen.

Uit de metingen, die beschreven zijn in de vorige paragraaf,

blijkt heel duidelijk dat het licht van een bepaalde Balmerlijn niet alleen wordt uitgezonden in zuiver atomaire waterstof, maar ook in moleculaire waterstof. Wij hebben dit dan ook in de berekening verwerkt. Zoo wordt het noodig om in te voeren „de aanslagkans van een atoomlijn uit het molecuul” waar wij dan onder willen verstaan: de kans dat per seconde door botsing van een electron op een weg van 1 cm met een molecuul, een atoom op het niveau dat behoort bij die atoomlijn, wordt gevormd. Deze kans heeft dus betrekking op een proces, waarbij het electron zooveel energie heeft, dat het niet alleen het molecuul dissocieert, maar de zoo gevormde atomen bovendien nog aanslaat.

Aan de hand van de gevolgde rekenmethode, zullen we de experimenten nader motiveeren.

Wij nemen aan, dat in de waarnemingsruimte een zekere concentratie atomen en moleculen aanwezig is. Door de aanwezigheid van de bovenbuis kunnen deze concentraties veranderen bij metingen met de buis aan en uit.

In het geval, dat de Wood'sche buis aan is, voorzien we de grootheden van een index a (aan), of in het andere geval een index u (uit).

Zij C_{A_a} de concentratie der atomen in de waarnemingsruimte, indien de buis aan is. Atomen die in R aanwezig zijn en op andere wijze ontstaan, zijn niet begrepen in de grootheid C_{A_a} . Hierop zullen we nog nader ingaan, als wij de formules hebben opgesteld.

De concentratie der moleculen wordt dus gegeven door C_{M_a} , respectievelijk C_{M_u} . Voor de aanslagkans gebruiken we nu de letter k met een index; zoo is k_A de kans van aanslag van een bepaald niveau van het atoom. Onder k_M verstaan we de kans van aanslag van een bepaald niveau van het molecuul, zoodat bij terugvallen licht van een molecuullijn wordt uitgestraald.

Onder $k_{\overline{M}}$ verstaan we de „aanslagkans van een atoomlijn uit het molecuul”, wat op de vorige bladzijde is toegelicht.

Kiezen we nu om de gedachten te bepalen één bepaalde atoomlijn en één bepaalde molecuullijn. We moeten daarvan de intensiteit bij één snelheid meten, daar de aanslagkans afhankelijk is van de snelheid.

Het is dan mogelijk de intensiteiten van de gemeten atoom- en molecuullijn als volgt in formule te brengen.

Voor een andere atoomlijn en voor een andere molecuullijn geldt een analoge redeneering.

$$I_{A_a} = k_A C_{A_a} + k_{\overline{M}} C_{M_a} \dots \dots (1)$$

$$I_{M_a} = k_M C_{M_a} \dots \dots \dots (2)$$

$$I_{A_u} = k_{\overline{M}} C_{M_u} \dots \dots \dots (3)$$

$$I_{M_u} = k_M C_{M_u} \dots \dots \dots (4)$$

Vergelijkingen (1) en (2) hebben betrekking op de lijnen gemeten met de Wood'sche buis aan, (3) en (4) op dezelfde lijnen met de Wood'sche buis uit.

Bovenstaande vergelijkingen kunnen als volgt gelezen worden:

(1). Een atoomlijn ontstaat, wanneer de bovenbuis aan is, door aanslag van de aanwezige atomen en door „aanslag van het molecule”. De grootheid $k_{\overline{M}}$ is dus een combinatie van een dissociatiekans en aanslagkans van eenig niveau, in het door dissociatie ontstane atoom (zie § 2 begin). C_{A_a} en C_{M_a} zijn de aantallen deeltjes per cc.

(2). De molecuullijn ontstaat ook wanneer de bovenbuis aan is door aanslag van de aanwezige moleculen.

(3). Daar atoomlijnen ook optreden als de bovenbuis niet brandt, zal hier een ingewikkeld aanslagproces een rol spelen. Wij hebben dit genoemd de „aanslag van een atoomlijn uit

het molecule" (zie ook onder (1)). De concentratie C_{M_u} der moleculen, kan van C_{M_a} verschillen; de kans op aanslag is natuurlijk dezelfde van (1) en (3).

(4). Hetzelfde als (2), alleen is het aantal moleculen gewijzigd.

De linkerleden van bovenstaande vergelijkingen kunnen allen langs fotografischen weg bepaald worden. De grootheid, die we willen kennen, is k_A ; immers dit is de aanslagkans van een bepaald niveau van het atoom. De aanslagfunctie geeft deze grootheid als functie van de snelheid.

Experimenteel kunnen we nu vinden I_{M_a} en I_{M_u} of ξ uit

$$I_{M_a} = \xi I_{M_u} \dots \dots \dots (5)$$

Vergelijking (1) geeft de intensiteit van een atoomlijn met de buis van Wood aan.

$$I_{A_a} = k_A C_{A_a} + k_{\bar{M}} C_{M_a} \dots \dots \dots (1)$$

Nu is

$$k_{\bar{M}} C_{M_a} = \xi \times k_{\bar{M}} C_{M_u}$$

of:

$$k_{\bar{M}} C_{M_a} = \xi \times I_{A_u}$$

(1) gaat dus over in:

$$I_{A_a} = k_A C_{A_a} + \xi I_{A_u}$$

en hieruit volgt weer:

$$I_{A_a} - \xi I_{A_u} = k_A C_{A_a}$$

Wanneer we dus opnamen maken met bovenbuis aan en uit, dan kunnen we uit deze I_{A_a} en I_{A_u} meten. De grootheid ξ kan gevonden worden als verhouding van intensiteiten van

een molecuullijn met bovenbuis aan en uit. Nu is alles bekend. Door aftrekking van de gevonden waarden is het dus mogelijk $k_A C_{A_a}$ bij iedere snelheid te vinden. In de volgende paragraaf zal nu het resultaat van de metingen gegeven worden. Daarbij zullen we aan de hand van de verkregen grafieken de mogelijkheid van toepassing van de in deze paragraaf uitgewerkte rekenmethode laten zien. Voor een betrouwbaar resultaat is het noodzakelijk, dat er een behoorlijk verschil bestaat tusschen de grootheden I_{A_a} en ξI_{A_u} , daar anders deze methode van aftrekken aanleiding zou geven tot veel te groote fouten in de gezochte krommen.

§ 3. Resultaten.

Wij hebben in het eerste hoofdstuk reeds aangegeven, hoe de voorloopige metingen gewijzigd moeten worden om betrouwbare resultaten te leveren. In hoofdstuk II is aangegeven hoe de voorloopige metingen uitgebreid moeten worden. Hier volgen de eindresultaten.

Om een goed overzicht te krijgen van de noodzakelijke metingen en correcties, zullen we hier achtereenvolgens de verschillende stappen van het onderzoek weergeven en nagaan hoe elk meetpunt verkregen wordt.

De electronenbundel wordt op een bepaalde snelheid ingesteld, zóó dat de bundel in de onderste opening binnenvalt. De bijbehorende stroom door de magneetspoelen wordt afgelezen en de snelheid der electronen berekend. Vervolgens wordt de stroom in de bundel door regeling der gloeistroom, op een bepaalde waarde ingesteld (bij onze metingen 0,5 mA) en alles is gereed om de opname te maken. Het spectrum, dat de electronenbundel veroorzaakt, wordt gedurende 10 minuten met een spectrograaf gefotografeerd. Stel dat bij deze belichting de Wood'sche buis brandt, dan wordt wanneer deze opname klaar is, de plaat verschoven, de bovenbuis uitgeschakeld en de electronenbundel weer ingesteld. De magneetstroom wordt afgelezen, zoodat de snelheid weer bekend is.

Ook bij deze meting wordt de stroomsterkte weer constant op 0,5 mA gehouden en wordt weer gedurende 10 minuten belicht.

Op deze wijze gaan we voor een aantal snelheden te werk. Daar wij 9×12 platen gebruikten, die we middendoor sneden, konden de zwartingsmerken op de andere helft van dezelfde plaat worden opgenomen. Na het normale proces van ontwikkelen, fixeeren, spoelen en droogen, zijn de platen gereed om uitgemeten te worden. Met de fotometer worden de zwartingen geregistreerd en door middel van de zwartingskrommen uit de gevonden zwartingen de intensiteiten bepaald. (Zie hoofdstuk II, § 5).

Vervolgens worden deze intensiteiten met de ijkingskromme voor de stroomsterkte in de bundel (figuur 5) omgerekend. Wij hebben dan alle intensiteiten betrokken op dezelfde stroom in de waarnemingsruimte op de plaats waar gemeten wordt. Hiermee is het voorbereidend werk ten einde en kunnen de punten, die we zoo gevonden hebben, in een kromme worden uitgezet.

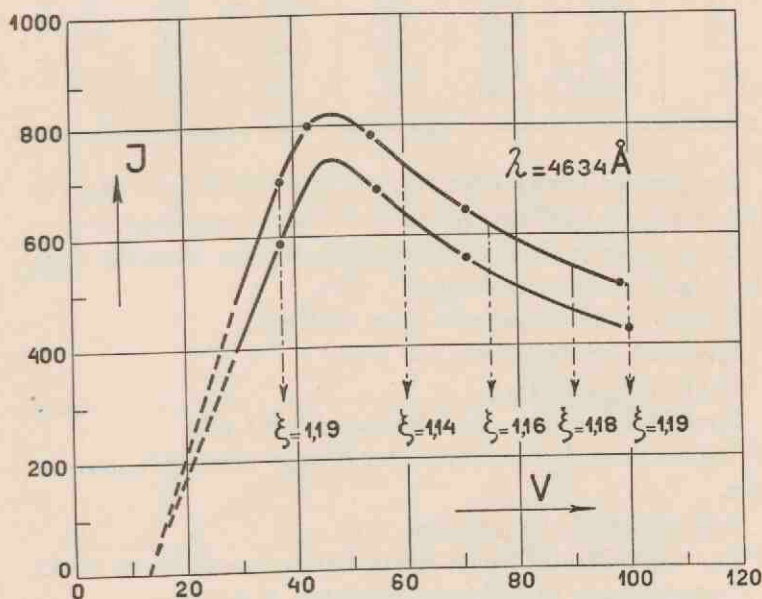
Alle meetpunten met de Wood'sche buis aan, worden in een kromme verzameld, evenals alle meetpunten met de Wood'sche buis uit.

Voor iedere atoomlijn vinden we dus twee krommen, welke de grootheden geven, die we in de vorige paragraaf I_{A_a} en I_{A_u} noemden.

De factor ξ vinden we door voor iedere opname een molecuullijn uit te meten met bovenbuis aan en bovenbuis uit. Door de gevonden meetpunten teekenen wij krommen, waarvan de tweede de aanslagfunctie van de molecuullijn is. Uit de twee zoo gevonden krommen bepalen we de factor ξ door bij verschillende snelheden de verhouding te bepalen en deze waarden te middelen. Nu ξ gevonden is, vermenigvuldigen wij de aanslagkromme van het atoom met bovenbuis uit met deze waarde, en trekken dan de krommen I_{A_a} en ξI_{A_u} af.

In de practijk is dit aldus uit te voeren: Lees op I_{A_u} bij bepaalde snelheid de intensiteit af; vermenigvuldig deze waarde met ξ . Bepaal bij dezelfde snelheid op I_{A_a} de intensiteit en trek dan ξI_{A_u} af van I_{A_a} . Dit doen we dan om de 10 Volt. Door de zoo gevonden punten, teekenen wij dan een kromme, welke de definitieve aanslagkromme is van het atoom.

Wij zullen dit met een figuur verduidelijken. Het bepalen van ξ gebeurt door bij elke opname de molecuullijn uit te zetten en de intensiteitsverhouding langs de kromme te middelen. (zie figuur 7).



Figuur 7.

Aanslagkrommen voor $\lambda = 4634 \text{ \AA}$.

De bovenste kromme is gemaakt met de buis van Wood aan, terwijl de andere kromme met de bovenbuis uit genomen is.

De intensiteitsverhouding, dus de factor ξ is in de grafiek er bij gegeven.

In een tabel zullen we nu voor één opname de intensiteiten geven van H_α , H_β , H_γ , H_δ , en een molecuullijn met golflengte $\lambda = 4634 \text{ \AA}$.

TABEL I.
Intensiteit van een spectraallijn.

Wood'sche buis	H_α	H_β	$\lambda = 4634 \text{ \AA}$	H_γ	H_δ	Snelheid
aan	2180	3640	511	2520	1410	98 $\frac{1}{2}$ Volt
uit	913	1690	426	1070	578	100 "
aan	2610	4220	646	2580	1370	71 "
uit	854	1530	558	932	500	71 "
aan	2775	4660	781	2420	1630	54 "
uit	850	1380	682	709	416	55 "
aan	2390	3490	699	1830	1225	37 $\frac{1}{2}$ "
uit	456	533	587	336	320	37 $\frac{1}{2}$ "
aan	2440	4400	800	1600	1440	42 $\frac{1}{2}$ "
uit	560	598	551	369	387	43 "

De gemeten intensiteiten zijn hier in relatieve maat gegeven. In horizontale richting kunnen zij dus niet vergeleken worden.

De opname in de hierbovenstaande tabel is gemaakt onder de volgende omstandigheden:

Stroom in de Wood'sche buis: 600 mA.

Spanning op deze buis: 250 Volt.

Druk: 0,03 mmHg.

Stroomsterkte in de electronenbundel: 0,5 mA.

Stroom naar de bovenbuis: 0 mA, dus meter mA₅ stroomloos.

Belichtingstijd: 10 minuten.

Plaatsoort: Ilford-Special-Rapid-Panchromatic-Plates 9×12.

Ontwikkelaar: Metolborax gedurende 6 minuten.

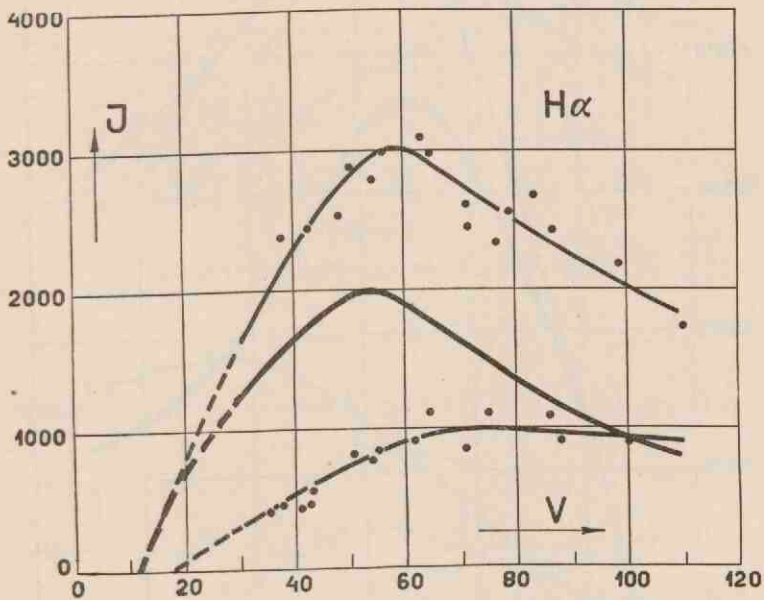
De opgegeven intensiteiten zijn allen gecorrigeerd, zooals in Hoofdstuk II § 4 beschreven is.

Vervolgens werd voor $\lambda = 4634 \text{ \AA}$ een kromme geteekend, waarin de meetpunten uit tabel 1 gegeven zijn. Op verschil-

lende punten werd nu de intensiteitsverhouding bepaald. De waarde, die hiervoor gevonden werd, is in de teekening er bij gegeven. De gemiddelde waarde van ξ , die hieruit volgde, werd gebruikt bij het aftrekken van de atoomlijnen.

Deze bewerking werd nu toegepast op alle opnamen. Zoo-doende werd een waarde van ξ gevonden, die het gemiddelde is van alle gemiddelde waarden uit elke opname. Deze waarde kon nu gebruikt worden om de definitieve kromme te bepalen ($\xi = 1,19$).

In de volgende krommen geven wij de meetresultaten en de definitieve aanslagkromme voor het waterstofatoom.



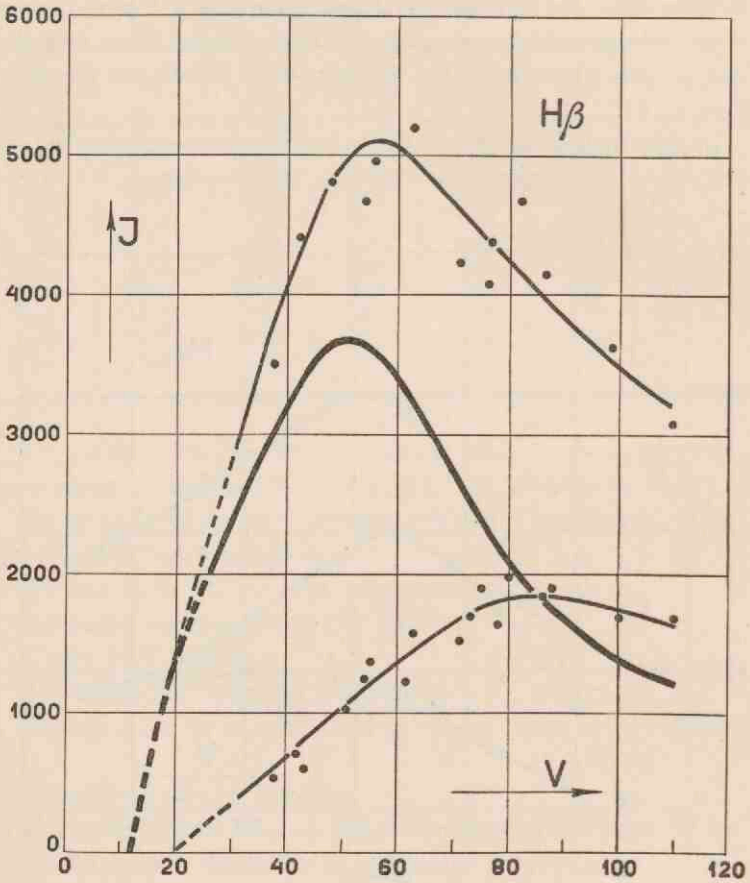
Figuur 8.

De definitieve aanslagkromme van H_{α} ($\lambda = 6562,79 \text{ \AA}$).

De bovenste kromme geeft het meetresultaat met de buis van Wood aan;
de onderste kromme is opgenomen met deze buis uit.

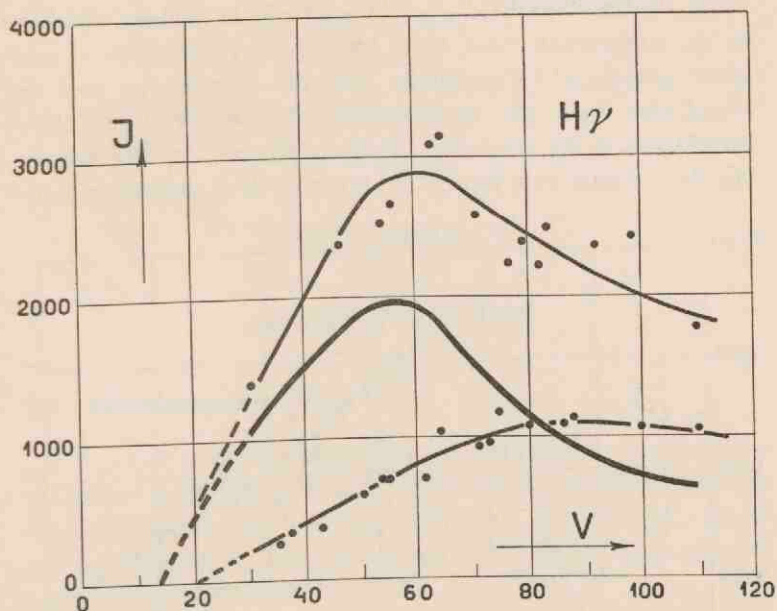
De middelste, iets zwaarder geteekende kromme, is de definitieve aanslagfunctie.
De intensiteit is in relatieve maat gegeven.

Bij de krommen met buis aan en uit zijn de meetpunten tevens in de figuur aangebracht, terwijl de definitieve kromme ontstond door het aftrekken van krommen en niet van punten (figuur 8, 9, 10 en 11).



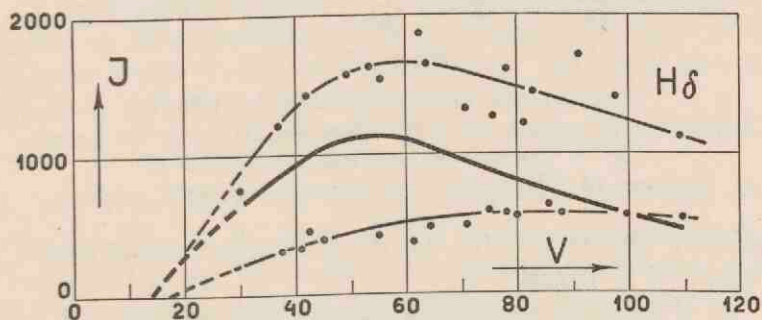
Figuur 9.

De definitieve aanslagkromme van H β ($\lambda = 4861,33\text{\AA}$).



Figuur 10.

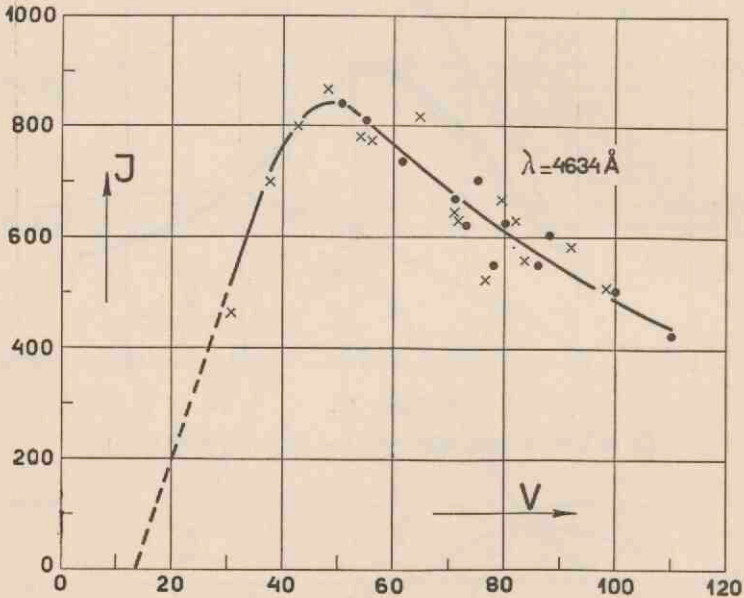
De definitieve aanslagkromme van H_γ ($\lambda = 4340,47 \text{ \AA}$).



Figuur 11.

De definitieve aanslagkromme van H_δ ($\lambda = 4101,74 \text{ \AA}$).

Om de bruikbaarheid van de methode te toetsen, hebben we de meetpunten voor $\lambda = 4634 \text{ \AA}$ met buis aan in een figuur geteekend. Vervolgens zijn alle meetpunten met de Wood'sche buis uit vermenigvuldigd met de gemiddelde waarde van ξ die voor alle opnamen gebruikt is. We krijgen dan de kromme van figuur 12, waar al deze punten in aan-



Figuur 12.

Aanslagkromme van de molecuullijn $\lambda = 4634 \text{ \AA}$.

De kruisjes geven metingen met de bovenbuis aan. De punten zijn metingen met de bovenbuis uit en vermenigvuldigd met ξ .

De punten bij $30\frac{1}{2}$ en $42\frac{1}{2}$ Volt moeten dubbel geteld worden.

gebracht zijn en we zien dat de afwijkingen vrijwel overal binnen 10 % liggen.

De intensiteiten zijn allen in relatieve maat gegeven.

In het volgende hoofdstuk zullen we een methode uitwerken, om de aanslagkans in absolute maat te bepalen.

HOOFDSTUK IV

ABSOLUUTMETING

§ 1. Algemeene inleiding.

Allereerst willen we bespreken hoe met behulp van de fotografische methode, absolute intensiteiten gemeten kunnen worden. Wij moeten ons dan realiseeren, dat de spectrograaf die wij gebruiken, geen *intensiteit* kan meten, maar slechts *oppervlakte-helderheid*.

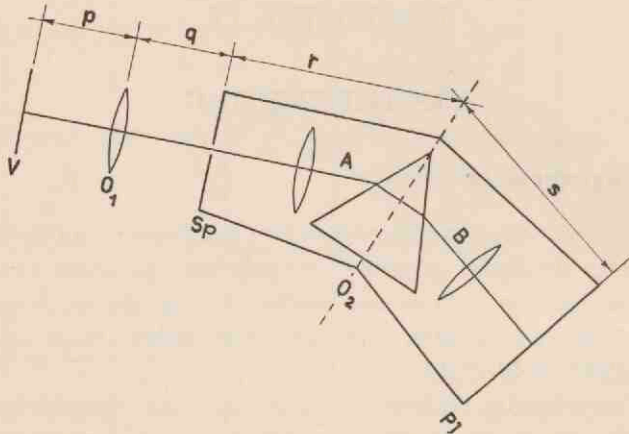
De oppervlakte-helderheid wordt voor een bepaalde spectraallijn uitgedrukt in $\text{erg/sec.cm}^2.\text{ster}$, terwijl voor continue licht dit natuurlijk wordt $\text{erg/sec.cm}^2.\text{ster}$. Å. Wij zullen nu nagaan hoe deze oppervlakte-helderheid gemeten kan worden. Daartoe onderstellen we, dat er monochromatisch licht valt op een wit vlak, dat voor een spectrograaf is opgesteld, loodrecht op de collimatoras van de spectrograaf (zie figuur 13). Daarna zullen we nagaan wat er gebeurt, wanneer er continu licht op datzelfde witte vlakje valt.

a. *Monochromatisch licht.*

Zij V het witte vlak met een oppervlakte-helderheid Ω_m $\text{erg/sec.cm}^2.\text{ster}$. Een deel van dit vlakje wordt met behulp van een lens met oppervlakte O_1 afgebeeld op de spleet van de spectrograaf. De hoogte van de spleet zij h , en de breedte b .

Het lenzensysteem en het prisma in de spectrograaf mogen wij bij de berekening vervangen denken door één enkele, dunne lens, zonder daardoor de algemeenheid te schaden.

De lichtstroom bij *A* in erg/sec. is nu: het gebruikte oppervlak van *V* vermenigvuldigd met de oppervlakte-helderheid Ω_m en de openingshoek van de eerste lens $\frac{O_1}{p^2}$. Om te bepalen welk deel van *V* gebruikt wordt, passen we de bekende methode van het omkeeren der stralengang toe.



Figuur 13.

Opstelling gebruikt bij de absoluutmeting.

V: witte vlak.

O_1 : lens.

Sp: spleet van de spectrograaf.

O_2 : het vlak dat wij in de plaats kunnen denken van de twee lenzen en het prisma.

Pl: plaats van de fotografische plaat.

p, *q*, *r* en *s*: afstanden. Door pijlen is aangegeven waarop deze afstanden betrekking hebben.

Het gebruikte oppervlak van *V* is dan: $h \times b \times \frac{p^2}{q^2}$ cm².

Bij *A* passeert dus:

$$\Omega_m \times h \times b \times \frac{p^2}{q^2} \times \frac{O_1}{p^2} \text{ erg/sec.}$$

Wanneer de spectrograaf precies gevuld of ondervuld is, geeft deze uitdrukking tevens de lichtstroom in *B*.

Bij overvulling wordt de opening niet bepaald door de eerste lens O_1 maar door de tweede lens O_2 . Wij moeten dan inplaats van O_1 nemen: $O_2 \times \frac{p^2}{q^2}$.

Bij de verdere berekening zullen we overvulling aannemen. De lichtstroom ter plaatse van B is dan:

$$\Omega_m h b \frac{p^2}{q^2} \times \frac{1}{p^2} \frac{q^2}{r^2} O_2 = \Omega_m h b \frac{O_2}{r^2} \text{ erg/sec.}$$

Dit licht valt nu op de plaat en de energie die per seconde op een cm^2 van de plaat valt, is:

$$\frac{\Omega_m h b O_2}{r^2 \times \text{gebruikte plaatoppervlak}} \text{ erg/sec. cm}^2.$$

Het oppervlak van de plaat dat gebruikt wordt, hangt af van dat van de spleet en van de vergrooting van de spectrograaf, en wordt dus gegeven door $h b \left(\frac{s}{r}\right)^2$.

Dus is de energie, die per seconde en per cm^2 op de plaat valt, gegeven door:

$$\sigma_m = \frac{\Omega_m \times h b \times O_2 r^2}{r^2 \times h b s^2} = \Omega_m \times \frac{O_2}{s^2}.$$

$\frac{O_2}{s^2}$ is de uittrede-opening van de spectrograaf.

b. *Continu licht.*

In dezelfde opstelling als onder a. bestralen wij nu het witte vlak met continu licht, afkomstig van een bandlamp.

De oppervlakte-helderheid van V is dan

$$\Omega_c \text{ erg/sec. cm}^2 \text{ ster. \AA.}$$

In een golflengtegebied $\Delta\lambda$ is thans de lichtstroom ter plaatse van A :

$$\alpha \times \Delta\lambda \Omega_c \cdot h b \frac{p^2}{q^2} \cdot \frac{O_1}{r^2} \text{ erg/sec,}$$

waarin α de reflexie-coëfficiënt van het witte vlak is, terwijl de andere letters dezelfde beteekenis hebben als onder a .

Wanneer we weer overvulling aannemen, passeert bij B :

$$a \cdot \Delta\lambda \cdot \Omega_c h b \cdot \frac{O_2}{q^2} \cdot \frac{q^2}{r^2}.$$

Deze hoeveelheid licht valt nu op de plaat. Wij moeten dus uitmaken op welk oppervlak van de plaat deze lichtstroom valt. Het is duidelijk dat hier de dispersie een rol gaat spelen. Het gezochte oppervlak wordt: hoogte van het spleetbeeld vermenigvuldigd met de breedte van een golflengtegebied $\Delta\lambda = \frac{hs}{r} \times \delta \times \Delta\lambda$, wanneer δ de dispersie van de spectrograaf voorstelt in $\text{cm}/\text{\AA}$.

De per seconde per cm^2 op de plaat vallende energie is dus:

$$\begin{aligned} a \cdot \Delta\lambda \cdot \Omega_c \cdot h b \frac{O_2}{r^2} \frac{r}{hs \times \delta \times \Delta\lambda} &= a \cdot \Omega_c \cdot \frac{O_2 b}{r \cdot s \cdot \delta} = \\ &= a \cdot \Omega_c \times \frac{O_2}{s^2} \times \frac{b s}{r \cdot \delta} \text{ erg/sec. cm}^2 \cdot \text{\AA}. \end{aligned}$$

Uit de oppervlakte-helderheid Ω_m en Ω_c volgt de energie, die op de plaat valt. De fotografische methode is voor de meting zeer geschikt.

c. Meting van de oppervlakte-helderheid.

Om de monochromatische oppervlakte-helderheid Ω_m te bepalen, maken wij een plaat, waarop is opgenomen:

1. Het spectrum van de monochromatische lichtbron.
2. In dezelfde opstelling het spectrum van een continue lichtbron.

Deze plaat moest dan op de gebruikelijke wijze als resultaat hebben: Ω_m erg/sec.cm².ster geeft dezelfde zwarting als Ω_c erg/sec.cm².ster. Å.

Dus:

$$\Omega_m \frac{O_2}{s^2} = a \Omega_c \times \frac{O_2}{s^2} \times \frac{bs}{r\delta},$$

of

$$\Omega_m = a \Omega_c \times \frac{bs}{r\delta}.$$

$b \times \frac{s}{r}$ = breedte spleetbeeld op de plaat.

De kennis van Ω_c is voldoende.

De waarde van deze grootheid kan eenvoudig gevonden worden. Immers een tabel, waarin de Planck'sche functie met de emissie-coëfficiënt van wolfram vermenigvuldigd is, kan met behulp van de temperatuur-ijking van de bandlamp bij de gebruikte stroomsterkte een oppervlakte-helderheid van Ω_B erg/sec.cm².ster. Å van het bandje geven. Voor de glascorrectie is 10 % toegevoegd.

Als het bandje een breedte heeft van ξ cm en een lengte van η cm en de afstand tot het witte vlak d cm is, valt er op het witte vlak per cm² en per Å

$$\Omega_B \cdot \frac{\xi \eta}{d^2} \text{ erg/sec.ster.}$$

Noemen wij I_0 de intensiteit van de in loodrechte richting door het witte vlak uitgezonden straling, dan is de intensiteit onder een hoek ϑ met de normaal $I_0 \cos \vartheta$. Geldt nu de wet van Lambert, dan wordt door een ringvormig element $2 \pi \sin \vartheta d \vartheta$ uitgezonden: $2 \pi \sin \vartheta \cos \vartheta d \vartheta$.

Dus totaal

$$\int_0^{\pi/2} 2\pi \sin \vartheta \cos \vartheta d\vartheta = \pi.$$

Dus:

$$\Omega_c = \frac{\Omega_B}{\pi} \frac{\xi \eta}{d^2}.$$

Noemen we de reflectie-coëfficiënt van het witte vlak weer α , dan wordt

$$\Omega_c = \frac{\alpha}{\pi} \Omega_B \frac{\xi \eta}{d^2},$$

of

$$\Omega_m = \alpha \frac{\Omega_B}{\pi} \frac{\xi \eta}{d^2} \cdot \frac{bs}{r\delta}.$$

§ 2. Het bepalen van aanslagfuncties in absolute maat.

De in § 1 voor de volledigheid nog eens beschreven methode is zeer goed bruikbaar om aanslagfuncties in absolute maat te bepalen.

Wanneer een homogene cilindervormige electronenbundel in een gas aanslag van atomen of moleculen en dus lichtuitzending veroorzaakt, willen wij weten hoeveel lichtquanten door 1 cm lengte van de bundel per seconde uitgezonden worden. Bij dit aanslagproces houden wij de druk van het gas en de stroomsterkte in de bundel constant.

Stel dat door 1 cm³ van de bundel Q quanten in alle richtingen worden uitgezonden. Is de straal van de doorsnede der bundel r , dan zendt 1 cm van de bundel dus uit $q = \pi r^2 Q$ quanten.

Onderstellen wij dat de electronenbundel horizontaal loopt, terwijl de spleet van de spectrograaf verticaal staat. We beelden de electronenbundel met een lens met oppervlak O_1 af op de spleet van de spectrograaf. Door omkeering van den stralengang vinden wij, dat de breedte van de bundel, die gebruikt wordt, gelijk is aan $b \times \frac{p}{s}$, waarin b de spleetbreedte is, terwijl $\frac{s}{p}$ de vergrooting is van de lens. Het aantal quanten dat bij A passeert is dus:

$$b \frac{p}{s} \cdot \pi r^2 Q \cdot \frac{1}{4\pi} \frac{O_1}{p^2}.$$

Is nu Ω_m de oppervlakte-helderheid van de bundel in erg/sec.ster.cm² in het vlak door de as van de bundel, loodrecht op de collimatoras van de spectrograaf, dan is het aantal quanten dat bij A passeert ook te geven door:

$$\frac{1}{h\nu} b \cdot \frac{p}{s} \cdot \frac{O_1}{p} \int \Omega_m dx.$$

Door gelijkstelling van de twee gevonden uitdrukkingen vinden wij dus: $q = \frac{4\pi}{h\nu} \int \Omega_m dx$ quanten/sec.cm.

Ω_m kan bepaald worden op de onder c. van de vorige paragraaf beschreven wijze.

§ 3. Resultaten.

Het rekenwerk dat wij thans moeten verrichten bestaat uit twee stukken:

1. Het bepalen van de zwartingskromme bij de te gebruiken golflengte in absolute maat d.w.z. in erg/sec.cm².
2. Het bepalen van de intensiteit van de te meten atoom- of molecuullijn.

1. De kromme van *Planck* met emissiecoëfficiënt levert Ω_B = oppervlakte-helderheid van het bandje bij gegeven golflengte en gebruikte temperatuur van de bandlamp. Het oppervlak van het bandje wordt onder de comparateur gemeten in cm^2 . De afstand tot het witte vlak is te meten in cm .

Op het witte vlak valt dus per cm^2 en per \AA :

$$\frac{\Omega_B \xi \eta}{d^2} \text{ erg/sec. cm}^2 \text{ \AA. ster.}$$

De totale oppervlakte-helderheid Ω_c van het witte vlak is dus:

$$\Omega_c = \frac{1}{\pi} \frac{\Omega_B \xi \eta}{d^2} \text{ erg/sec. cm}^2 \text{ \AA. ster.}$$

De monochromatische oppervlakte-helderheid van het witte vlak is, daar dit 90 % van het opvallende licht reflecteert:

$$\Omega_m = 0.9 \Omega_c \frac{b s}{r \delta}.$$

De spleetbreedte b moet onder de comparateur in cm . gemeten worden.

De vergrooting van de spectrograaf $\frac{s}{r}$ is
afstand 2^o lens-plaat

afstand 1^o lens-spleet

De dispersie δ ($\text{cm}/\text{\AA}$) bepalen we uit de raaklijn aan de dispersiekromme van de Fuess-spectrograaf.

Wij hebben dan Ω_m in $\text{erg/sec.cm}^2\text{.ster}$ in het vlak van de bundel. Dit is een grootheid die direct te vergelijken is met de hoeveelheid licht, die door de bundel wordt uitgezonden.

Gaan we voor andere temperaturen van het bandje van de bandlamp analoog te werk, dan vinden we een andere waarde van Ω_m hoorend bij een andere zwarting.

De zwartingskromme kan dus geteekend worden.

2. In de vorige paragraaf is gebleken dat om de intensiteit van de bundel te bepalen $\int \Omega_m dx$ bekend moet zijn. Deze integraal wordt nu als volgt gevonden.

De te meten spectraallijn wordt om de millimeter doorgefotometreerd. Op deze wijze krijgen wij de zwarting van vele punten der loodrechte doorsnede van de bundel. De verkregen zwartingen worden met de onder 1. bepaalde zwartingskromme in intensiteiten omgezet. De zoo gevonden waarden worden grafisch als functie van de afstand voorgesteld en het oppervlak, dat door deze punten wordt ingesloten, wordt geïntegreerd. Wij vinden dan $\int \Omega_m dx$ in erg/sec.cm.ster.

Omdat de gevonden integraal bepaald is uit afstanden op de plaat, moet nog gedeeld worden door de vergrooiting van de optiek.

Het aantal quanten per sec. per cm wordt gegeven door

$$q = \frac{4 \pi}{h \nu} \int \Omega_m dx \text{ qu./sec.cm.}$$

Dit aantal wordt geleverd door een bepaalde stroom in de bundel. Wij kennen hierdoor het aantal quanten per seconde, per cm en per mA.

1 mA = $6,3 \times 10^{15}$ electronen/sec. Uit deze laatste twee gegevens vinden we bij een bepaalde druk en snelheid der electronen een bepaald aantal quanten/electron.cm.

Als resultaat vinden we voor H_γ : $2,7 \times 10^{-4}$ qu/el.cm.

Voor H_δ berekenen we als volgt het aantal quanten.

$$H_\delta : \lambda = 4101 \text{ \AA}$$

$$\int \Omega_m dx = 11,7 \times 10^{-2} \text{ erg/cm.ster.}$$

$$h \nu = 48 \times 10^{-13} \text{ erg.}$$

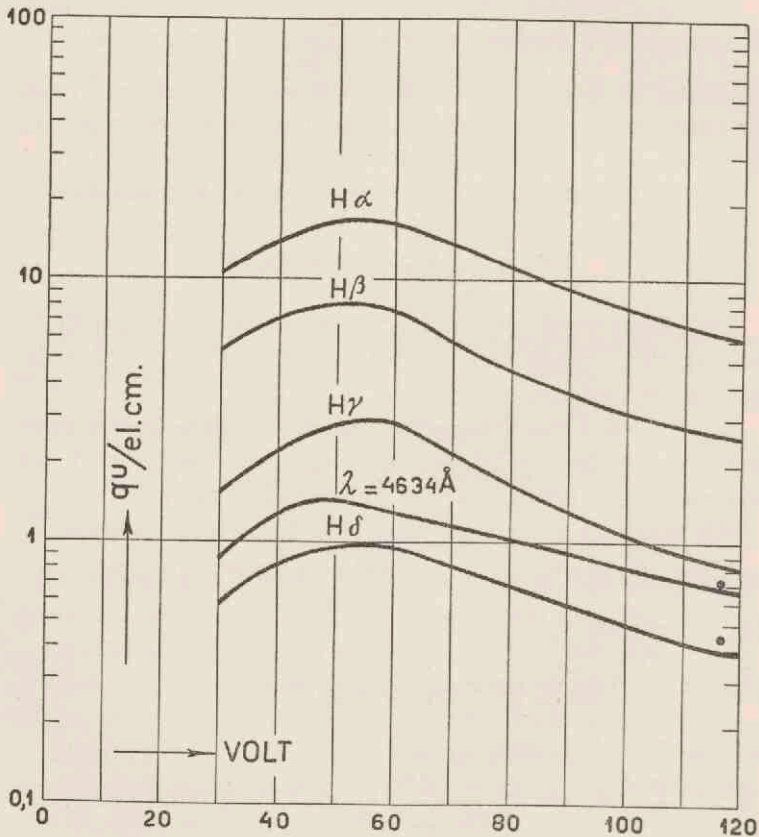
$$q = \frac{4 \pi}{h \nu} \int \Omega_m dx = \frac{12,56}{48 \times 10^{-13}} \times 11,7 \times 10^{-2} = 3,06 \times 10^{11} \text{ quant/sec.cm.}$$

In ons geval wordt dit geleverd door een stroom van $\frac{1}{2}$ mA.
Dus wij vinden: $6,12 \times 10^{11}$ qu/sec.cm.mA.

$$1 \text{ mA} = 10^{-8} \text{ Coulomb/sec.} = \frac{10^{-8}}{1,59 \times 10^{-19}} \text{ elektronen/sec} = \\ = 6,3 \times 10^{15} \text{ electron/sec. of } 10^{-4} \text{ quant./electron.cm. bij} \\ 118 \text{ Volt en } 0,03 \text{ mm Hg.}$$

Dit is dus de kans dat een electron van de gegeven snelheid, dat in het gas van de gegeven druk loopt, 1 quant vormt.

Het is nu mogelijk, om de relatieve aanslagfuncties met behulp van deze absoluut bepaalde getallen aan te passen.



Figuur 14.

Daartoe worden de aanslagfuncties van H_{α} , H_{β} , H_{δ} , H_{γ} en $\lambda = 4634 \text{ \AA}$, die in relatieve maat bekend zijn, omgerekend in quanten per electron per cm. door vermenigvuldiging met de golflengte en deeling door de dispersie. Die getallen, die wij zoo vinden, worden aangepast aan de absolute getallen, bij de snelheid waarbij de absoluutmetingen verricht zijn. Wij krijgen dan de krommen van figuur 14. Aangezien de intensiteiten vrij sterk uiteen loopen, hebben wij de intensiteiten logaritmisch uitgezet. Dit alles geldt bij een gasdruk van 0,03 mm Hg in de meetruimte.

§ 4. Discussie.

Vergelijken wij onze metingen met die van *Kruithof*¹⁾ dan komen wij tot een zeer merkwaardige conclusie. *Kruithof* zegt in zijn dissertatie (pagina 46) dat in zijn bundel een zeer groot aantal atomen aanwezig is. Dit zou dus met zich brengen, dat een buis zooals door hem gebruikt en geconstrueerd voor het meten van *molecuullijnen*, zeer geschikt is om aanslagfuncties van *atoomlijnen* te meten, terwijl onze buis bij uitstek geschikt is om *molecuullijnen* te meten, daar hier de atomen zeer snel worden weggepompt. Wij hebben in de door ons gebruikte buis het voordeel van de nauwkeuriger snelheidsmeting en de mogelijkheid, om de kromme in het gasmengsel te corrigeeren, door het stuk dat van de moleculen afkomstig is, af te trekken.

Dat de intensiteit van de *molecuullijnen* toeneemt bij het inschakelen van de buis van *Wood*, terwijl de druk in de meetruimte dan niet verandert, is merkwaardig. Slechts een nader onderzoek kan in deze kwestie licht brengen.

¹⁾ A. A. *Kruithof*, Dissertatie, Utrecht 1934.

SUMMARY

In measuring excitation-functions of molecules and atoms, it is necessary to know exactly the velocity of the bombarding electrons. For measurements in hydrogen the determination of the velocity by deflection of the electrons in a magnetic field is particularly appropriate. In a Woodtube a part of the molecules is dissociated and by a fast pump the atoms and molecules are pumped to the observation-room, where the particles, through collision with a beam of electrons of known velocity, are excited.

In determining the excitation-functions of the Balmer-lines the fact has been taken into account that a mixture of atoms and molecules is present. A simple subtraction-process is therefore necessary in order to find the excitation-functions of the hydrogen atom. In this thesis results are given of H_{α} , H_{β} , H_{γ} and H_{δ} , together with the excitation-function of the hydrogen molecule-line ($\lambda = 4634 \text{ \AA}$).

The intensities of the lines have been determined optically.

A method for the measuring of absolute intensities — elaborated in the Utrecht-laboratory — has been applied to the measurement of excitation-functions in absolute measure.

INHOUD

Bladz.

HOOFDSTUK I. INLEIDING, DOEL VAN HET ONDERZOEK, VOORBEREIDEND EXPERIMENTEEL WERK.

§ 1. Inleiding	9
§ 2. Voorloopige Metingen	10
§ 3. Recombinatie van atomen	15
§ 4. Invloed van de bovenbuis	17

HOOFDSTUK II. DE BOUW DER DEFINITIEVE BUIS. UIT- BREIDING DER METHODE.

§ 1. De bouw van de buis	19
§ 2. De elektrische schakeling	23
§ 3. De meting van de snelheid der electronen	25
§ 4. De meting van de stroomsterkte	28
§ 5. De meting van de intensiteit	31

HOOFDSTUK III. THEORETISCHE BESCHOUWINGEN EN MEETRESULTATEN.

§ 1. Invloed van de Wood'sche buis op het te meten spectrum	33
§ 2. Theorie	35
§ 3. Resultaten	39

HOOFDSTUK IV. ABSOLUUTMETING.

§ 1. Algemeene Inleiding	47
§ 2. Het bepalen van aanslagfuncties in absolute maat	52
§ 3. Resultaten	53
§ 4. Discussie	57

SUMMARY	58
-------------------	----

STELLINGEN

I.

De meting van de aanslagfuncties van gassen met twee-atomige moleculen, welke groote beteekenis heeft voor de studie der gasontladingen, kan met voordeel geschieden met behulp van een atoomstraal, welke vanuit een boog in een geëvacueerde ruimte wordt geschoten.

II.

De bewering van *Wood*, dat vochtige waterstof zeer geschikt is om het waterstofatoomspectrum te verkrijgen, doordat het water de katalytische werking van de glaswand op de recombinatie der atomen tegengaat, is aanvechtbaar.

III.

Voor de meting van de kans op het vrij maken van electronen uit een vaste wand onder invloed van metastabiele gasatomen kan men als bron van de metastabiele atomen, van een atoomstraal gebruik maken.

IV.

Met een quantitatief onderzoek naar de absorptie van infrarode stralen in mistlagen, zou men de ontwikkeling der luchtvaart een zeer belangrijke dienst bewijzen.

V.

Het is gewenscht de beginselen der moderne atoomtheorie bij het onderwijs in de Natuurkunde op inrichtingen voor Middelbaar- en Voorbereidend Hooger Onderwijs te behandelen.

VI.

De veiligheid van het verkeer des nachts wordt belangrijk bevorderd, door de verkeersborden in de wegbebakening op te nemen.

VII.

Het is gewenscht dat technische, wetenschappelijke berichten in de dagbladen onder contrôle van bevoegde instanties gesteld worden, opdat betrouwbare technische en wetenschappelijke voorlichting in plaats komt van vaak tendentieuze artikelen.

VIII.

Er is een zuiver electriche schakeling mogelijk, waarmee de stroom door een bolometer geleverd, tot op de Brown'sche grens versterkt kan worden.

Utr
19