Utrecht University Library
Partner in Science
Universiteit Utrecht

Toetsing van de quantenmechanica voor waterstof door absorptie metingen in de Balmerreeks

https://hdl.handle.net/1874/294423

TOETSING VAN DE QUANTENMECHANIKA VOOR WATERSTOF DOOR ABSORPTIE METINGEN IN DE BALMERREEKS

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

J. L. SNOEK Jr.

TOETSING VAN DE QUANTENMECHANICA VOOR WATERSTOF DOOR ABSORPTIE-METINGEN IN DE BALMERREEKS.

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK UTRECHT
3969 3860

TOETSING VAN DE QUANTENMECHANICA VOOR WATERSTOF DOOR ABSORPTIE-METINGEN IN DE BALMERREEKS.

PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE AAN DE RIJKSUNIVERSITEIT TE UTRECHT OP GEZAG VAN DEN RECTOR-MAGNIFICUS DR H. TH. OBBINK, HOOGLEERAAR IN DE FACULTEIT VAN GODGELEERDHEID, VOLGENS BESLUIT VAN DEN SENAAT DER UNIVERSITEIT TEGEN DE BEDENKINGEN VAN DE FACULTEIT DER WIS- EN NATUURKUNDE TE VERDEDIGEN OP MAANDAG 21 JANUARI 1929 DES NAMIDDAGS TE 4 UUR

DOOR

JACOB LOUIS SNOEK
GEBOREN TE UTRECHT

DRUKKERIJ G. J. WILLEMSE, DOMPLEIN 11, UTRECHT.

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

AAN A. H.

Uit dankbaarheid.

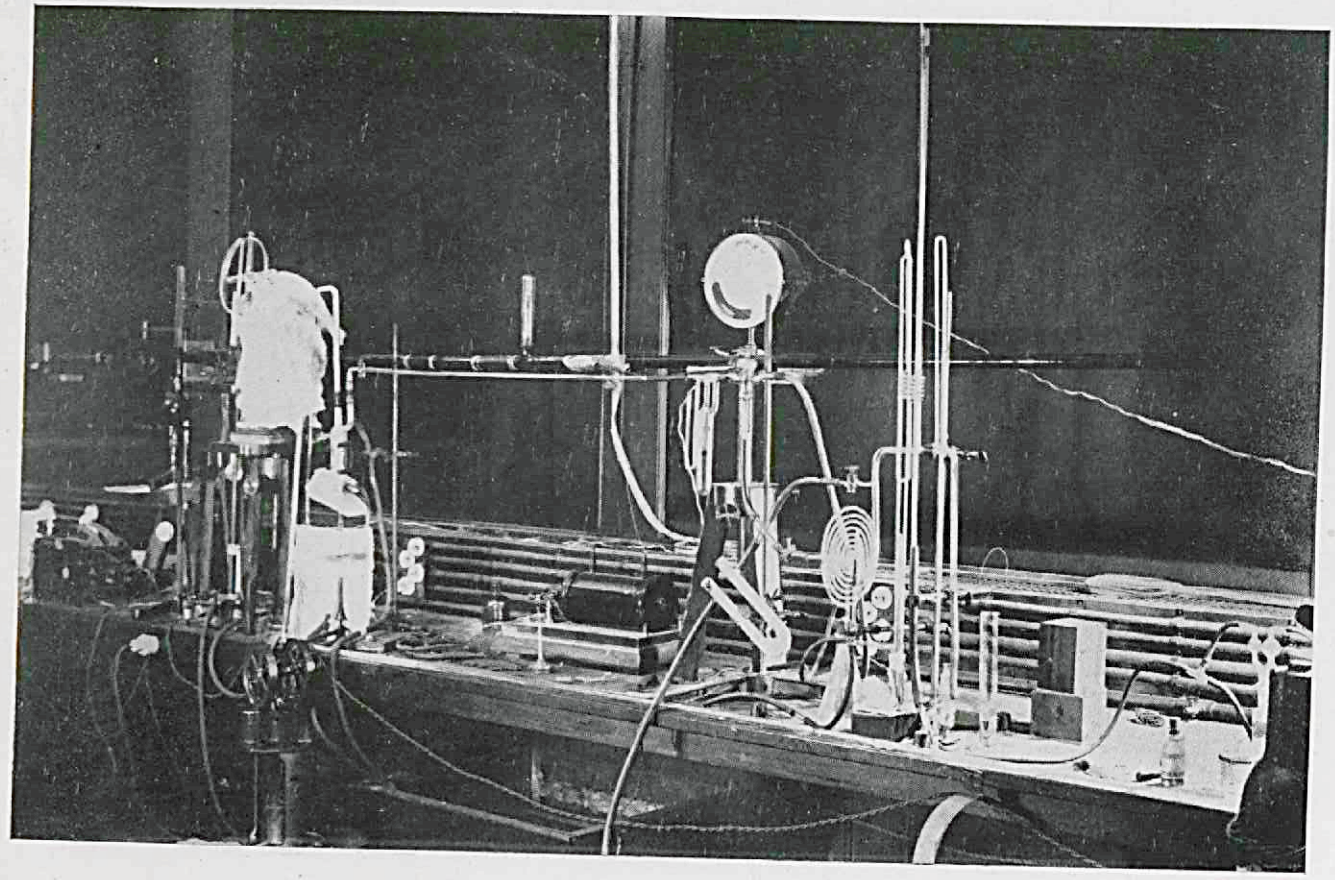
Bij het beëindigen van dit proefschrift gaan mijn gedachten als vanzelf terug naar de moeilike beginjaren van mijn studie en gedenk ik met warme dankbaarheid diegene, die mij toen op zo onbaatzuchtige en tegelijk zo krachtige wijze geholpen heeft.

Het is mij verder een aangename taak, U, Hoogleraren der Wis- en Natuurkundige Fakulteit mijn oprechte dank te betuigen voor het genoten onderricht.

In het biezonder echter gaat mijn dank uit naar U, Hooggeleerde Ornstein, Hooggeschatte Promotor, onder wiens onvergelijkelike leiding ik mij heb mogen bekwamen in de experimentele natuurkunde en dit proefschrift ten einde brengen.

Het zou mij te ver voeren, allen persoonlik te danken, die op direkte of indirekte wijze hebben bijgedragen tot het bereikte resultaat. Speciaal dank ik echter U, Zeergeleerde Burger, voor de jaren, waarin ik als uw assistent zo vaak met U in persoonlike aanraking kwam en van Uw wetenschappelike ervaring mocht profiteren,

U, waarde Willemse, als de man, die altijd weer in techniese moeilikheden uitkomst bracht, en de Heren Campagne en Lindeman voor hun onvermoeide hulp bij het uitmeten der fotogrammen.



Absorptiebuis met pomp- en lekinstallatie.

INHOUD.

pag.

HOOFDSTUK I. *Inleiding* 11
1. Het absorptiespektrum van een gas in het algemeen.
2. Absorptiespektrum van het aangeslagen atoom.
3. Principe van de meetmethode.

HOOFDSTUK II. *De gebruikte ontladingsbuizen* 18
1, De absorptiebuis *(A)*.
2. De watergekoelde emissiebuis *(E)*.
3. De stroomtoevoer. Verontreinigingen.

HOOFDSTUK III. *De gebruikte spektraalapparaten* . . . 27
1. Monochromatoren.
2. Het trappenrooster.
3. Andere hulpmiddelen.

HOOFDSTUK IV. *De meting der intensiteiten met een trappenrooster* 31
1. Temperatuurgevoeligheid.
2. Reduktie van de gemeten intensiteiten tot ware intensiteiten.

HOOFDSTUK V. *Onderzoekingen betreffende de metastabiliteit van het 2 s-niveau. Voorlopige resultaten* 37
1. Tegenspraak tussen de oudere en de nieuwere theorie van de fijnstruktuur der termen.
2. Meting van $\frac{I_k}{I_l}$ bij verschillende stroomsterkte, buislengte en druk.

HOOFDSTUK VI. *Kwantitatieve absorptiemetingen aan* H_α 46
1. Kwantitatieve bepaling van de absorptiekoëfficient.
2. Vergelijking van de absorptie - met de emissielijn.

pag.

HOOFDSTUK VII. *Toetsing van de theorie van Schrödinger door absorptiemetingen aan de eerste leden van de Balmerreeks* 49

A. *Theorie.*

1. De Einsteinse absorptiekans *B*.
2. De geïnduceerde emissie.
3. Het termschema van waterstof en de overgangswaarschijnlijkheden in het atoom.
4. Intensiteitsanomalieën in de doublets.

B *Experiment*. 58

1. Beschrijving van het verloop van een proef.
2. Bepaling van de korrektie voor negatieve absorptie.
3. Meetresultaten.

HOOFDSTUK VIII. *De aanslagkondities* 67

1. De stroomsterkte-afhankelijkheid.
2. Drukafhankelijkheid.

HOOFDSTUK I.

INLEIDING

1. *Het absorptiespektrum van een gas in het algemeen.*

Ieder gas bezit een karakteristiek absorptie- en emissiespektrum. Beide vertonen grote overeenkomst, wat de golflengten betreft.

Zowel de sterkte der emissie - als die der absorptielijnen is in hoge mate afhankelik van de toestand, waarin het gas verkeert.

Als maat voor de sterkte van een emissielijn neemt men de totale in deze lijn uitgezonden intensiteit. Is I de intensiteit voor de frequentie tussen ν en $\nu + d\nu$, dan is dus de sterkte van een emissielijn $\int I\, d\nu$, geïntegreerd over het frequentiegebied, dat tot de lijn te rekenen is.

Voor de sterkte van absorptielijnen gebruikt men een enkele maal een gelijkluidende definitie, waarbij men dan onder I de uit een kontinu spektrum geabsorbeerde energie te verstaan heeft.

Deze definitie heeft alleen zin, zolang de absorptie klein is, daar, indien men de werkzame laagdikte vergroot, de aldus gedefinieerde sterkte van de absorptielijnen in eerste benadering evenredig daaraan zal toenemen en dus de onderlinge verhouding dezelfde blijft.

Voor grotere absorpties is echter deze definitie onbruikbaar.

Onder de sterkte van een absorptielijn verstaat men nu de integraal van de absorptie-koëfficient ($\int k\, d\nu$), waarbij de integraal weer is uit te strekken over het gebied, dat tot de absorptielijn gerekend wordt. k is hierin gedefinieerd door $k\, d\, x = \frac{-d\, I}{I}$, waarin $d\, x$ de dikte van een dunne laag van het beschouwde gas voorstelt, I de intensiteit van het opvallende licht (in het frequentie-interval ν en $\nu + d\,\nu$), terwijl $-d\, I$ het bedrag voorstelt, dat in deze laag geabsorbeerd wordt.

Bovengenoemde definitie is bruikbaar, zolang de reëmissie van

het geabsorbeerde licht geen merkbare rol speelt en blijft ook voor kleinere absorpties geldig.

In ons onderzoek treden slechts gevallen op, waarbij de absorptie nog niet zo sterk is, dat de reëmissie een belangrijke rol gaat spelen.

De aldus gedefinieerde grootheid $k\,d\nu$ speelt in het absorptiespektrum een rol, die min of meer analoog is aan de intensiteit $I\,d\,\nu$ in het emissiespektrum.

We zullen daarom in dit proefschrift onder de „intensiteit" van een absorptielijn de grootheid: $\int k\,d\nu$ verstaan, die analoog is aan de grootheid: $\int I\,d\nu$ in het emissiespektrum.

Bij emissielijnen kan men vaak de maximale waarde van I als maat voor de totaal-intensiteit van een emissielijn gebruiken, indien de vorm bekend is. Bij absorptielijnen kan eveneens in sommige gevallen $k_{max.}$ als maat voor de sterkte gebruikt worden.

Experimenteel bestaat er echter één kenmerkend onderscheid: bij intensiteitsmetingen aan emissielijnen kan men meestal volstaan met een oplossend vermogen, dat juist voldoende is, om de verschillende lijnen van elkaar te scheiden, omdat de vorm niet ter zake doet. Bij het bepalen van de sterkte van een absorptielijn is een dergelijk oplossend vermogen geheel onvoldoende. Bij emissielijnen wordt de grootheid $\int I\,d\,\nu$ in het geheel niet beïnvloed door het feit, dat licht van enigszins verschillende frequentie over elkaar heenvalt. Bij de absorptiemeting moet men voor elke frequentie de grootheid $k\,l = log\frac{I_0}{I}$ bepalen en vervolgens de integraal van k naar ν opmaken.

Deze integraal verandert nu, zodra licht van enigszins verschillende frequentie over elkaar heenvalt.

Het is dus noodzakelik, dat men een spektraalapparaat van zo hoog oplossend vermogen gebruikt, dat men nog frequentieintervallen $d\,\nu$ van elkaar scheiden kan, waarin k niet of slechts weinig verandert.

Slechts in de gevallen, dat men een onderstelling over de vorm van de absorptielijnen maken mag, kan men met apparaten van geringer oplossend vermogen lijnabsorpties meten.

Zolang dus deze vorm niet vaststaat, verkeert men in de nood-

zakelikheid, om met apparaten van hoog oplossend vermogen te werken.

In de praktijk van het experiment komen voor het onderzoek van lijnabsorpties slechts interferentie-apparaten in aanmerking.

Wij hebben onze onderzoekingen met een trappenrooster volgens Michelson gedaan, waarvan het oplossend vermogen loopt van 180.000 in het rood tot 340.000 in het violet.

Voor visuele waarnemingen werd een Lummer Gehrke-plaatje gebruikt, dat grote lichtsterkte bezit en gemakkelik verplaatsbaar is, zich echter tot nauwkeurige metingen niet leent.

2. *Absorptiespektrum van het aangeslagen atoom.*

Een gas levert, wanneer het in normale omstandigheden verkeert, dus niet aan hoge temperaturen, elektriese velden e.d. blootgesteld is, een absorptiespektrum op, dat aanmerkelik minder lijnen bevat dan het emissiespektrum. De verklaring van dit feit is eenvoudig: iedere emissielijn beantwoordt aan een overgang van het atoom uit een hogere toestand naar een lagere. In de genoemde omstandigheden vertoont het absorptiespektrum slechts die frequenties, die in emissie voorhanden zijn, welke beantwoorden aan een overgang naar de toestand met de minst mogelike energie, de grond- of rusttoestand van het atoom. De oorzaak daarvan schuilt daarin, dat het atoom slechts in de grondtoestand stabiel is. Deze zal dus nagenoeg alleen voorkomen in een gas, dat aan zichzelf overgelaten wordt, als de temperatuur niet zeer hoog is.

Om de absorptielijnen te voorschijn te roepen, die beantwoorden aan overgangen naar een hoger energieniveau, moet het gas „aangeslagen" worden, d.w.z. langs een of andere weg moeten deze hogere toestanden in het gas verwezenlikt worden.

Dit aanslaan geschiedt het eenvoudigst langs elektriese weg, ofschoon tal van andere wegen openstaan (verhitting, bestraling, enz.).

In het algemeen zijn absorptielijnen, die door aangeslagen toestanden veroorzaakt worden, veel moeiliker te verwezen-

liken, dan die, welke van de rusttoestand uitgaan. De volgende oorzaken zijn daarvoor aan te geven:

1e. het aantal aangeslagen atomen blijft ingevolge hun korte levensduur (10^{-8} sek.) steeds een geringe fraktie van het totaal aantal (ongeveer 10^{-6}).

2e. het gelukt niet, om slechts die toestand aan te slaan, die men op absorptie wenst te onderzoeken. Tal van hogere en lagere niveau's worden ook aangeslagen, tengevolge waarvan het aantal absorberende atomen alweer vermindert.

3e. de „zichtbaarheid" van de absorptielijn (als een donkere lijn op lichtende achtergrond) wordt ook nog verminderd, doordat de absorptiebuis zelf licht uitzendt van precies dezelfde frequentie als het geabsorbeerde licht.

Door een doelmatige inrichting der optiese opstelling moet de intensiteit van dit storende licht zo klein mogelik gehouden worden, terwijl de intrinsieke intensiteit van het opvallende licht zo hoog mogelik moet worden opgevoerd. Hiermee bereikt men, dat het eigen licht van de buis een fraktie wordt van het geabsorbeerde licht. Het zal voor metingen echter steeds noodzakelik blijven, het eigen licht van de buis te elimineren.

4e. de waargenomen absorptie ontstaat door twee verschillende, elkaar tegenwerkende verschijnselen: noem n.l. de frequentie van het opvallende licht ν_k en laat dit in emissie beantwoorden aan een overgang van de toestand j naar de toestand k.

De toestand k is lager dan de toestand j en in 't algemeen ook in het gas in veel grotere koncentratie aanwezig. Een deel dezer atomen gaat onder invloed van de straling over van de toestand k naar de toestand j en absorbeert daarbij een deel van het licht.

De doorvallende straling beïnvloedt echter ook de atomen in de toestand j en wel zodanig, dat een extra-emissie naast de reeds bestaande spontane emissie optreedt, welke men geïnduceerde emissie noemt, of ook wel „negatieve absorptie".

Deze geïnduceerde emissie is gericht en wel volgens de invallende bundel. [1]) De optredende absorptie wordt door dit verschijnsel, dat helaas nog nooit afzonderlik aangetoond is, maar

---

[1]) A. Einstein Ph. Zs. 18, 120, 1917.

waarvan de realiteit op theoretiese gronden vaststaat, verzwakt.

Wat wij waarnemen, is een verschilwerking, die dus o.a. sterk zal afhangen van de verhouding, waarin de toestanden k en j voorkomen.

In het algemeen neemt de absorptie in een absorptiebuis bij toenemende stroomsterkte toe tengevolge van het groter worden van N_k, om tenslotte weer af te nemen, zodra N_j vergelijkbaar gaat worden met N_k.

Er is dus bij gegeven laagdikte en gasdruk aan de absorptie een duidelike grens gesteld.

Een laatste speciale moeilikheid, die bij de onderhavige metingen aan waterstof optreedt, schuilt in het feit, dat de beschouwde atomen uit molekulen (H_2 en H_3) ontstaan en zelf ook nog weer een vrij korte levensduur hebben. Het vereist daarom enige moeite, om de fraktie atomen in het waterstofgas zo hoog op te voeren, dat men iets van absorptie in de Balmerserie bemerkt.

De middelen daartoe zullen later besproken worden. Hier zij alleen vermeld, dat een kwalitatieve kontrôle op de dissociatiegraad gegeven wordt door de verhouding van de sterkte van het Balmerspektrum (afkomstig van H) ten opzichte van het veellijnenspektrum (H_2 en H_3).

Het is mogelik, om het percentage H-atomen tot dicht bij 100 op te voeren, waarbij dus het veellijnenspektrum geheel onderdrukt wordt.

3. *Principe van de meetmethode.*

Wij zagen, dat een hoge intrinsieke intensiteit van het kontinue spektrum ter plaatse van de absorptielijn gewenst was.

Daarentegen is een grote intensiteit van het spektrum in naburige gebieden niet alleen geheel onnodig, maar zelfs schadelik, aangezien de hoeveelheid verstrooid licht in het apparaat daardoor sterk toeneemt.

Bovendien is het bij gebruik van een trappenrooster nodig, te beschikken over een monochromator, die een gebiedje uit het kontinue spektrum van minder dan een halve Ångström breedte uitsnijdt. Een dergelijke monochromator zou b.v. een rooster

kunnen zijn. Het gebruik hiervan brengt echter aanzienlik lichtverlies mede.

Verreweg het eenvoudigst is het daarom, om een kontinu spektrum te gebruiken, dat uit zichzelf reeds begrensd is en tegelijk hoge intensiteit bezit ter plaatse van de absorptielijn. Als zodanig doet nu uitstekend de emissielijn van hetzelfde gas dienst, nadat men deze kunstmatig een kleine verbreding heeft doen ondergaan.

Een lange, nauwe kapillair zendt bij zware belasting in de lengterichting spektraallijnen uit van hoge intensiteit, die echter door absorptie en Starkeffekt een verbreding en vervlakking ondergaan hebben. In het trappenrooster zijn zij zichtbaar als een smalle kontinue band, waarin nauweliks enige struktuur merkbaar is. De dubbelheid der oorspronkelike lijn is volkomen verdwenen.

Natuurlik neemt de intensiteit vrij snel naar beide kanten af en is dus I_0 niet konstant voor het beschouwde frequentiegebied.

Men richt nu de meting in als volgt:

het licht van de emissiebuis E wordt, nadat het door de absorptiebuis A gegaan is, gekoncentreerd op de spleet van een monochromator en één der spektraallijnen door het trappenrooster spektraal ontleed. Men fotografeert met konstante belichtingstijd achtereenvolgens E en A apart en beide samen (C) en herhaalt deze opnamen zo vaak, als in verband met de konstantie der lichtbronnen, de temperatuur in de kamer en de beschikbare ruimte op de plaat mogelik is.

Uit een dergelijke opname verkrijgt men langs de gebruikelike fotometriese weg een reeks metingen van de intensiteitsverdeling in E, C en A, waaruit men voor ieder dezer een gemiddelde kan opmaken. De onderlinge afwijkingen van de gevonden krommen leveren een betrouwbare maat voor de te verwachten nauwkeurigheid en tegelijk verscheidene kontrôles op de experimentele kondities.

Fig. 1 toont een stel krommen E, C en A, zoals die uit de metingen verkregen werden. Zowel de schaal langs de abscis (frequentie) als die langs de ordinaat (intensiteit) zijn onderling volkomen vergelijkbaar.

Het behoeft geen betoog, dat de grootheid log. $\frac{E}{C-A}$ ons

voor ieder punt van de abscis de bijbehorende waarde van $k\,l$ geeft.

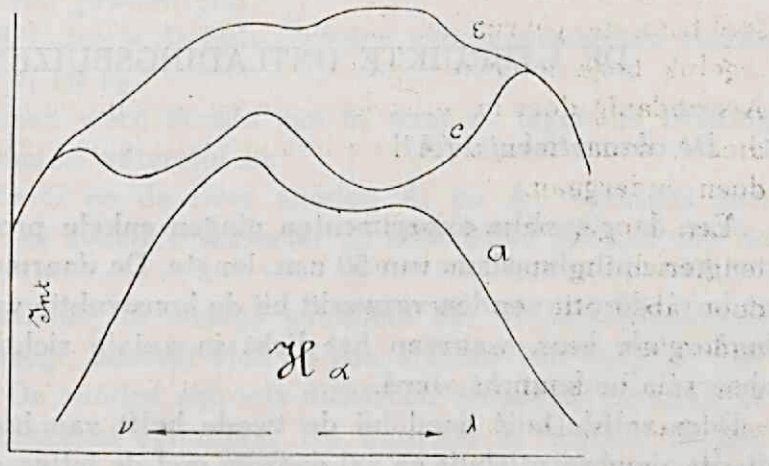


Fig. 1.

Het resultaat van de bewerking is een „absorptiedoublet", dat, zoals we later zullen bespreken, sterke gelijkenis vertoont met het emissiedoublet in dezelfde buis, nadat dit voor de zelfabsorptie gekorrigeerd is.

HOOFDSTUK II.

DE GEBRUIKTE ONTLADINGSBUIZEN.

1. *De absorptiebuis. (A).*

Aan de eigenlike experimenten gingen enkele proeven vooraf met een ontladingsbuis van 50 c.m. lengte. De daarmee opgedane ondervindingen werden verwerkt bij de konstruktie van een lange horizontale buis, waarvan het licht in axiale richting op zelfabsorptie onderzocht werd.

Deze zelfde buis deed bij de twede helft van het onderzoek dienst als absorptiebuis en zal daarom met de letter *A* aangeduid worden.

Omdat het voornemen bestond, om bij lage drukken te werken, was de eerste, kleinere ontladingsbuis, waarmee de voorproeven gedaan werden, reeds voorzien van een gloeikathode. Tot het inlaten van waterstof was een palladiumbuisje aangebracht en het geheel kon van de pomp afgesloten worden door een kwikafsluiter.

Een Lummer Gehrke-plaatje diende, om visueel de intensiteitsveranderingen in de doublets van $H\alpha$ en $H\beta$ waar te nemen. De waarnemingen wezen erop, dat de absorptie ook bij een druk van 0.5 m.m. nog uitermate gering was. Bovendien was het Balmerspektrum zwak, vergeleken bij het veellijnenspektrum, zodat de atomaire koncentratie zeker ongunstig moest zijn. Het is trouwens sinds de onderzoekingen van Wood [1]) bekend, dat men met droge en zuivere waterstof slechts het molekuulspektrum in grote intensiteit krijgt.

Bij het definitieve ontwerpen van een buis, waarvan voorlopig alleen de emissie in axiale richting onderzocht zou worden, werd met deze ervaring rekening gehouden, zodat de buis tenslotte de vorm kreeg, die in fig. 2 (uitslaande pagina) schematies aangegeven staat.

---

[1]) R. W. Wood Phil. Mag. vol. 44, p. 538, 1922.

Het werkzame deel bestaat uit een horizontale buis van vier meter lengte en een binnendiameter van 26 m.m. Het geheel is vervaardigd van gewoon glas.

Aan de uiteinden is de buis voorzien van aangesmolten vlakke glasvensters v_1 en v_2.

Waargenomen werd steeds van v_1 naar v_2 tegen de richting van de stromende waterstof in.

De kathode G en de twee anoden A_1 en A_2, bevinden zich in zijbuizen van dezelfde diameter op behoorlike afstand van de hoofdbuis.

De gloeikathode, in welker nabijheid het veellijnenspektrum steeds overweegt, bevindt zich op een afstand van ruim 30 c.m. van de buis. De anoden zijn iets dichterbij (ongeveer 20 c.m.) en bestaan uit nikkelen cylinders. De kathode is ingekit in een slijpstuk, zodat zij gemakkelik te vernieuwen is. Als kitmiddel werd piceine gebruikt. Als materiaal is 12 cm. platinadraad van 0.3 m.m. diameter gebruikt, dat vastgeklemd wordt in de toevoerdraden van een lampenbrugje.

Het oppervlak van het platina wordt na zorgvuldige mechaniese en chemiese reiniging gespiraliseerd en vastgeklemd en daarna elektrolyties verkoperd in een bad van de volgende samenstelling: 12—20 % $Cu\ SO_4$ met 4—10% $H_2\ SO_4$ in gewoon water.

De stroomsterkte bedroeg 10 à 20 m.amp. (nl. 4 à 5 m.amp. c.m.^{2}), waardoor de verkopering in 10 à 15 minuten tot stand komt.

Het koper wordt door zwak elektries gloeien aan de lucht geoxydeerd en vervolgens bedekt met een vers papje van tien delen $Ba\ (O\ H)_2$ en een deel $Sr(N\ O_2)_2$, dat met weinig water aangemaakt wordt, nadat het zout in een mortier tot fijn poeder is gewreven.

Hierna wordt de spiraal voorzichtig elektries verhit, waardoor het papje eerst langzaam opdroogt en vervolgens langzaam oxydeert tot een zwarte massa, die de tussenruimten van de spiraal opvult.

Later in vakuo wordt dit bekleedsel weer wit. De gloeistroom bedraagt 5 à 6 ampère.

Verhit men de kathode te snel, dan spat er een gedeelte van het papje over op de plaatsen, waar het platina tussen de nikkel-

draden vastgeklemd zit, hetgeen het elektries kontakt ongunstig beïnvloedt. Een nieuwe gloeikathode moest eerst „geaktiveerd" worden door kortstondige overbelasting en sterke gloeistroom. Past men deze behandeling toe bij niet te lage druk, dan stijgt na enige sekunden de emissie plotseling tot het normale bedrag en moeten spanning en stroomsterkte snel verminderd worden, waarna de gloeikathode voor het gebruik gereed is.

De plaats der anoden is uit de figuur zichtbaar.

De afstand tussen de plaatsen, waar kathode en anoden ingevoerd worden, bedraagt respektievelik één en vier meter, waardoor het mogelik is, de effektieve buislengte in de gegeven verhouding te veranderen.

Het gas wordt langs de kwikvanger *Q*, de kenometer *K* volgens Dr. U. v. Reden (= verkorte Mac Leod) en de kwikafsluiter met vlotterinrichting *Vl* gepompt naar een glazen diffusiepomp met drie trappen. Het voorvakuum wordt onderhouden met een excentriese motorpomp volgens Leybold.

Dezelfde pomp doet ook dienst voor de vlotterinrichting en het systeem van kapillaire buizen, waarmede het inlekken geregeld wordt.

De vlotterinrichting wordt gebruikt, om de pompsnelheid en daarmee de druk in de buis te reguleren en werkt zonder hulp van ijzer en een elektro-magneet op een wijze, waarmee een zeer fijne en binnen wijde grenzen varieerbare drukregeling mogelik is.

Het is een kwikafsluiter volgens het gewone principe. Aan het geheel is nu echter nog een glaslichaam toegevoegd, dat zuigend in de binnenste glazen buis past en dat door de kwikspiegel meer of minder hoog in de pompopening gedreven kan worden.

Aan de bovenzijde is een speciale stuit-inrichting aangebracht, om klemlopen te voorkomen en aan de onderzijde bevindt zich een „kwikkussen", dat de schok bij het neervallen breekt.

Dit laatste is niets anders, dan een dood einde in de vertikale stijgbuis, (die met een zijbuis voortgezet wordt), waarin steeds kwik blijft staan, dat het ondereinde van het glaslichaam opvangt en de schok breekt.

De hoogte van de stijgbuis was zodanig, dat ook bij het toe-

laten van volle atmosferendruk op de kwikspiegel, het kwik niet onderdoorsloeg.

De druk was regelbaar tussen 0.005 en 0.5 m.m., waarbij aan de lekinrichting niets veranderd behoefde te worden. De samenstelling van het doorstromende gasmengsel (H_2 met weinig O_2) werd dus door de drukverandering niet beïnvloed.

De regeling van de gastoevoer maakt een vrij gekompliceerde inrichting noodzakelik en is het voorwerp van vele proeven geweest. De volgende eisen werden daarbij gesteld:

1e. de toestand in de buis moet over een tijdsduur van minstens twee uur *stationnair* zijn;

2e. de toestand moet *reproduceerbaar* zijn;

3e. de buis moet het *Balmer-spektrum* in de grootst mogelike *zuiverheid* uitzenden.

In de eerste tijd werd volgens het recept van Wood waterstof, die bij atmosferendruk verzadigd was met waterdamp, ingelaten Deze werkmethode had bij de gebruikte lage stroomdichtheden slechts een matig sukses.

Daarna werd door een kapillair zuivere zuurstof ingelekt, terwijl waterstof door een palladiumbuisje werd aangevoerd. Deze methode leverde soms goede resultaten, maar leed sterk aan het gebrek van onreproduceerbaar te zijn.

De beste resultaten werden ten slotte bereikt met een kombinatie van kapillaire buizen, zodanig, dat een **waterstof-zuurstof-mengsel onder konstante en meetbare overdruk werd toegelaten, terwijl het percentage zuurstof kontinu regelbaar was.**

Waterstof en zuurstof (beide uit een bombe afkomstig) werden door de kapillair K_2 resp. K_4 (zie fig. 2) toegelaten in R. Uit R voert een kapillair K_3 naar de motorpomp, zodat de inhoud van R voortdurend vernieuwd wordt. Om aan het begin der proef R snel te zuiveren van verontreinigingen, is over de kapillair K_3 een „shunt" aangebracht, d.w.z. een wijdere buis met een kraan, waardoor het mogelik is, om R snel tot een vakuum van enkele millimeters leeg te pompen.

In normale omstandigheden is deze kraan gesloten en bedraagt de druk in R ongeveer drie kwart atmosfeer (afleesbaar aan de buitenmanometer M).

Uit R gaat tenslotte een kapillair K_1 naar de ontladingsbuis en voert het gasmengsel bij de anode in.

Tussen de bombe met zuurstof en de kapillair K_4 bevindt zich nu nog een inrichting, waarmee de zuurstoftoevoer *kontinu regelbaar* is.

De hoeveelheid zuurstof die inlekt, wordt namelik mede bepaald door de grootte van het vrije oppervlak van het dunne poreuze plaatje P.

Als de druk achter P lager wordt, stijgt het kwik in de stijgbuis S omhoog, tengevolge waarvan het niveau van het omringende kwik daalt en P vrijkomt. De hoeveelheid kwik, die aanwezig is, bepaalt dus goeddeels de druk, waarbij een belangrijk deel van P vrijkomt en regelt dus de overdruk.

Een zijbuisje verschaft de mogelikheid, om kwik toe of af te voeren.

Het kwikreservoir past met een slijpstuk om de beide vertikale buizen. De overmaat van zuurstof ontsnapt langs dit slijpstuk.

Een fijnregeling is nog mogelik, door de overdruk om P te variëren, of het slijpstuk iets meer of minder vast aan te drukken.

De partiële druk van de zuurstof is uit de hoogte der kwikkolommen te bepalen en bedraagt ongeveer 15 %.

De konstantie van de ontlading in de buis en het feit, of de optimale kondities bereikt waren, zijn echter van meer belang, dan de nauwkeurige kennis van het percentage toegevoerde zuurstof, waarom aan deze laatste bepaling geen al te grote zorg werd besteed.

Met behulp van de beschreven waterstofzuurstoftoevoer werden tenslotte uitstekende resultaten bereikt. Zelfs bij drukken van de orde van 0.005 m.m. was het veellijnenspektrum nauweliks merkbaar, vergeleken met de Balmerreeks.

Toch bedraagt bij deze druk de vrije weglengte van de atomen meerdere malen de diameter van de buis. Daaruit volgt, dat de wandkatalyse, welke tot de rekombinatie van molekulen voert, wel tot een uiterst klein bedrag was teruggebracht.

Bij stopzetting van de zuurstoftoevoer ziet de buis er na korte tijd volkomen anders (witachtig) uit en hebben de Balmerlijnen hun overwicht op het veellijnenspektrum geheel verloren.

Duidelik merkbaar is de invloed van de metalen aan de anode

en de kathode. De invloed strekt zich tot ongeveer 30 c.m. uit.

Het is noodzakelik, om de glaswand van te voren zorgvuldig met chroomzuur en alkoholiese kali te reinigen en met gedestilleerd water na te spoelen, daar anders de katalytiese werking van de wand toch nog sterk is.

Bij hogere drukken (0.2 m.m.) treden toch nog heftige rekombinatieverschijnselen op aan kleine glassnippertjes, die tijdens het blazen ontstaan en in de buis achtergebleven zijn. Zij worden onder invloed van de ontlading gloeiend en stralen een fel geel natriumlicht uit. Eenmaal zelfs was de plaatselike verhitting zo sterk, dat de buis sprong.

Biezondere moeite gaven bij lage druk de snelle elektronen, die direkt van de gloeikathode afkomstig zijn. Vooral als de elektronenemissie van de gloeikathode onvoldoende was, ontstonden er elektronenstralen, die het glas plaatselik verhitten en deden smelten of springen. Dit bezwaar kon door opvoeren van de gloeistroom vaak vermeden worden. Een andere moeilikheid gaven echter de elektronen aan de eerste bocht van de buis van de kathode uit gerekend. Door fokussering kwamen ze in èèn punt van het glas met grote snelheid terecht en veroorzaakten daar plaatselike temperatuursverhoging. Deze moeilikheid werd ondervangen door het aanbrengen van een metalen plaatje, dat de elektronenstraal afschermde.

2. *De watergekoelde emissiebuis. (E).* (fig. 3; zie uitslaande pagina).

Aan de emissiebuis werden slechts de eisen van grote lichtsterkte, vrij grote spektrale zuiverheid en van konstante intensiteit gesteld. De konstruktie van deze buis was na de ervaringen met de absorptiebuis opgedaan, niet meer zo moeilik. Alleen de koeling leverde enige moeilikheden in verband met de isolatie en het aansteken van de buis.

Als materiaal werd hard glas gekozen en de gehele buis, uitgezonderd de kathode in een bak met water geplaatst. Het deel, waarvan het licht gebruikt werd, bestaat uit een vertikale kapillair van 25 c.m. lengte en 7 m.m. doorsnede, die van boven uitgeblazen is en even boven het water uitsteekt. Aan beide einden

voeren wijde zijbuizen naar anode en kathode. De anode wordt geïsoleerd doorgevoerd op de in figuur 3 aangegeven wijze. Het korte buisje, dat de toevoerdraad bevat is met een dikke gummislang aan een langere glasbuis verbonden en met kwik gevuld.

Deze wijze van uitvoeren is met het oog op de mechaniese stevigheid de meest verkieslike.

Het gas (vochtige waterstof) wordt evenals bij de absorptiebuis aan de anode toegevoerd en aan de kathode weggepompt. De gloeikathode en de anode zijn analoog aan die in de grotere buis.

Dezelfde pompenkombinatie, die voor de absorptiebuis gebruikt wordt, onderhoudt ook het vakuum in de emissiebuis. De buis kan aan beide zijden met een kraan afgesloten worden. Een vlotterinrichting en speciale zuurstoftoevoer werden niet gebruikt.

3. *De stroomtoevoer. Verontreinigingen.*

Het is voor deze proeven noodzakelik, om gelijkstroom te gebruiken.

Pogingen, om de buis met wisselstroom te bedrijven, stuitten op allerlei bezwaren. In de eerste plaats behoeft de buis een grote spanning, om aangestoken te kunnen worden. Deze hulpspanning wordt, in geval men gelijkstroom gebruikt, geleverd door een induktorium, waarvan de eene elektrode geaard en de andere aan het midden van de ontladingsbuis gelegd wordt. Na het aansteken is dit induktorium overbodig en kan de stroom met duizend volt spanning onderhouden worden.

Met wisselstroom heeft men dus een vrij hoge topspanning nodig, om de buis telkens weer aan te steken en tegelijk een vermogen, dat voldoende is, om tot één ampère te leveren.

De hoge spanning, die voor het aansteken nodig is, varieert met de omstandigheden en doet de buis onregelmatig flikkeren en soms op een eigenaardige manier „flashen", die aan de kapaciteit der leidingen is te wijten.

Verder moeten natuurlik, wil de absorptie-meting enige zin hebben, de buizen *E* en *A* in fase zijn en dus met dezelfde transformator bedreven worden. In dit geval echter zullen de stroomsterkten in de buizen niet geheel onafhankelik van elkaar zijn.

Hetzelfde geval deed zich trouwens in geringere mate voor bij de gebruikte gelijkspanning.

Tijdens de meting wordt *E* kontinu en *A* afwisselend wel of niet bedreven. De stroom in *E* loopt telkens iets op, als men *A* uitschakelt. De verandering bedraagt echter slechts ongeveer 1 % en werd door een kleine variatie in de voorweerstand gekompenseerd. De stroomsterkte in beide buizen werd met precisiemeters gekontrôleerd en schommelde voortdurend iets. Deze schommelingen houden waarschijnlik uitsluitend verband met variaties in de spanning.

De fluktuaties in de stroomsterkte bedroegen zelden meer dan 2 %.

De spanning werd gedeeltelik door het stadsnet (440 volt), gedeeltelik door akku's en gedeeltelik door gelijkstroom-generatoren geleverd. Waarschijnlik waren de variaties in hoofdzaak te wijten aan fluktuaties in het stadsnet. Overigens was de spanning voldoende konstant, om de nauwkeurigheid van de metingen niet te zeer te beïnvloeden.

Voor de aflezing van de spanning aan de buis werd een Braunelektrometer gebruikt. De karakteristiek van de buizen loopt in het gebruikte gebied vrijwel horizontaal en de spanning bedroeg meestal 700 à 800 volt.

Bij stroomsterkten lager dan 50 m.amp. (ongeveer 0.1 m.amp. m.m.^{2}) loopt de spanning snel op en is dus de gebruikte spanning ontoereikend.

De bovenste grens van de belasting wordt geleverd door de gloeikathode en bedraagt ongeveer twee ampère.

De gebruikelike stroomsterkten waren 100 à 300 m.amp. in buis *A* en 1500 m.amp. in buis *E*.

Het potentiaalverval per c.m. is in beide buizen zeer gering en bedraagt minder dan 2 volt per c.m.

Als de opstelling voor definitieve metingen in bedrijf was, werden de buizen dag en nacht onder vakuum gehouden en bleef de kwikvanger van vloeibare lucht voorzien.

Er komen n.l. in het begin steeds grote hoeveelheden verontreinigingen vrij en ook duurt het lang, voordat de laatste sporen van kwikdamp verdwenen zijn.

Zolang echter nog kwik aanwezig is, draagt dit een belangrijk deel der ontlading en doet daardoor de Balmerreeks in sterkte afnemen.

Laat men de kwikdamp vrij uit de pomp toe, dan is ook bij de sterkste stromen de absorptie in de buis nog onmeetbaar klein.

In het algemeen wordt, ook als de buizen reeds enige dagen onder vakuum zijn, een volkomen stationnaire toestand eerst na enige uren bereikt. Het is daarbij zowel noodzakelik, dat het gas doorspoelt, als dat er stroom door de buis gaat.

Meestal verliep de morgen met preliminairen en werd eerst 's middags om drie uur met meten begonnen.

Er schijnen intussen met de glaswand allerlei veranderingen plaats te grijpen. De rekombinatieverschijnselen, die eerst bij metingen bij hogere druk en sterke stroom in buitengewone heftigheid waargenomen worden, verminderen en verdwijnen zelfs op den duur. Daarbij is van wegvloeien (door smelting) van de glaskorreltjes geen sprake, want ze blijven evengoed zichtbaar als voorheen.

HOOFDSTUK III.

DE GEBRUIKTE SPEKTRAALAPPARATEN.

1. *Monochromatoren.*

Zoals reeds vroeger opgemerkt is, werd bij de eerste — indirekte — metingen alleen met de eerst beschreven, lange buis (*A*) gewerkt. Bovendien betrof het onderzoek alleen de fijnstruktuur van de lijn, H_α.

Bij deze onderzoekingen was bijna elke monochromator van voldoende zuiverheid, omdat H_α in het spektrum als een geïsoleerde lijn temidden van een zwart veld staat.

In de aanvang werd gewerkt met een Fuess-spektrograaf van konstante deviatie als monochromator, waarin het licht door reflektie en anderszins nogal sterk verzwakt wordt.

Toen dan ook in een later stadium de buis van terzijde gefotografeerd moest worden, wat lange belichtingstijden met zich meebrengt, werd de Fuess-spektrograaf vervangen door een stuk rood glas, hetgeen zowel, wat de doorgelaten lichtsterkte, als wat de zuiverheid betreft, zeer goed voldeed.

Het glas laat H_α vrijwel onverzwakt door, terwijl van H_β niets meer te zien is.

Op deze wijze gelukte het, om met een belichtingstijd van 5 uur een opname van voldoende zwarting te verkrijgen, een tijd, die toch nog vrij lang is in verband met de optredende temperatuurvariaties. (zie Hoofdstuk IV, 1).

In het spektrum van de emissiebuis is echter vooral om H_β en H_γ heen het veellijnenspektrum nog zichtbaar.

Voor de latere onderzoekingen werd dan ook gebruik gemaakt van een Hilgerspektroskoop van konstante deviatie, waarvan de opening aangepast is aan de opening van het trappenrooster (dat ook van de firma Hilger afkomstig is), die een ruim voldoende oplossend vermogen bezit en een spektrum van voldoende zuiverheid geeft.

De gebruikte spleetbreedte bedroeg tien deelstrepen van de verdeelde schroefkop (= 0.1 m.m.).

Aanvankelike moeilikheden werden ondervonden tengevolge van de bewegelikheid van de monochromator ten opzichte van de montuur van het trappenrooster. Deze moeilikheden werden overwonnen, door beide op één gemeenschappelike basis te plaatsen.

Een toetssteen voor de zuiverheid der spektrale oplossing bestond hierin, dat de spleetbreedte in beide richtingen veranderd werd.

Veroorzaakt dat in het eindbeeld geen verandering, dan is de zuiverheid voldoende.

2. *Het trappenrooster.*

De konstanten, die Hilger voor het apparaat aangeeft, zijn de volgende:

aantal treden $n = 20$

dikte der treden $\tau = 9{,}9$ m.m.

breedte van de buigende opening $\sigma = 0.95$ m.m.

$\mu_D = 1.57493$ $\quad C—D = 0.00410$

$D—F = 0.00996$ $\quad F—G = 0.00837$

De volgende formules werden gebruikt voor de afleiding der karakteristieke konstanten: zij μ de brekingsindex en $-\frac{d\mu}{d\lambda}$ de dispersie van het glas, dan stelt $\frac{d\Theta}{d\lambda} = \frac{\tau}{\sigma\lambda}\left(\mu - 1 - \lambda\frac{d\mu}{d\lambda}\right)$ de hoekdispersie voor.

De afstand van twee opeenvolgende orden, in golflengtemaat uitgedrukt, is gelijk aan:

$$d\lambda_{max} = \frac{\lambda^2}{\tau\left(\mu - 1 - \lambda\frac{d\mu}{d\lambda}\right)}$$

Het theoreties oplossend vermogen bedraagt:

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{n\tau}{\lambda}\left(\mu - 1 - \lambda\frac{d\mu}{d\lambda}\right)$$

waarin $\delta\lambda$ het kleinst oplosbare golflengteverschil voorstelt en n het aantal treden ($n = 20$).

De waarden, die men door berekening voor de verschillende konstanten vindt, staan in tabel I aangegeven:

TABEL I.

λ	μ	$-\frac{d\mu}{\lambda}$	$\frac{\lambda}{\delta\lambda}$	$d\lambda_{max}$	$d\nu_{max}$
7000.10^{-8}	1,5687	426	$1,69.10^{5}$	$0,82710^{-8}$	1,69
6563	5708	511	1,82	720	1,67
6000	5740	663	2,03	592	1,65
5461	5782	884	2,27	481	1,61
4861	5846	1286	2,64	369	1,56
5358	5924	1882	3,06	284	1,50
4047	5991	2486	3,42	236	1,44
3500	6175	4566	4,40	159	1,30

Alle grootheden zijn in het c.g.s stelsel uitgedrukt. Met ν wordt de reciproke golflengte bedoeld (c.m.$^{-1}$).

De grootheid $\delta\lambda$ wordt gegeven door $\frac{d\lambda_{max}}{\text{aantal treden}} = 0,05\, d\lambda_{max}$ en is daarom niet afzonderlik in de tabel aangegeven.

De kollimatorlens is een achromaat van 75 c.m. brandpuntsafstand. Het buigingsbeeld wordt gevormd door een telesysteem met een effektieve brandpuntsafstand, die voor $\lambda = 6563$ Å $= 3508$ c.m. is en voor $\lambda = 4861$ Å $= 3577$ c.m.

Het trappenrooster is draaibaar om een vertikale as opgesteld. Eén omwenteling van de schroefkop, die de draaiing teweegbrengt, korrespondeert met 0.00378 radialen.

De „normaalstand", d.w.z. de stand, waarin de evenwijdige lichtbundel loodrecht op de glasplaten invalt, is uit te voren gedane ijkingen bekend [1]).

---

[1]) W. C. v. Geel, Revue d' Optique 2, 445 (1923).

Het geheele komplex, bestaande uit spleet, lenzenstelsel, trappenrooster en fotografies chassis (resp. loupe), is op een zware ijzeren balk gemonteerd, zodat de stabiliteit van het geheel gewaarborgd is.

3. *Andere hulpmiddelen.*

Met de gebruikelike zakspektroskoopjes is men slechts in staat om het karakter van het spektrum op een enkele plaats te bestuderen.

Daartegenover kan het soms nuttig zijn, om de *verschillen* in de spektroskopiese samenstelling van het licht waar te nemen.

Een handig instrumentje daarvoor bestaat in een klein rechtziend prismastelsel in een houder.

Men bekijkt daarmee de buis op enige afstand, terwijl de brekende ribbe parallel aan de buis wordt gehouden. Eventuele verschillen in de samenstelling van het spektrum op verschillende plaatsen in de buis vallen dan terstond op. Wij hebben van een dergelijk instrumentje herhaalde malen met voordeel gebruik gemaakt.

Voor visuele waarnemingen in de fijnstruktuur werd verder een Lummer Gehrke-plaatje gebruikt. (volgens Schmidt en Haentschge).

Voor een schatting van de invloed der negatieve absorptie op het meetresultaat was tevens een intensiteitsmeting in de Balmerreeks noodzakelik.

Daartoe werd een prismaspektrograaf gebruikt, waarmee het spektrum van de buis in zijdelingse richting gefotografeerd werd in kombinatie met het spektrum van een energeties geijkte lamp.

Als meetmethode werd de gebruikelike Utrechtse fotografiese methode van de intensiteitsmeting toegepast.

Wij gebruikten zowel de methode van de trapverzwakkers als die van de spleetbreedtevariatie.

HOOFDSTUK IV.

DE METING DER INTENSITEITEN MET EEN TRAPPENROOSTER.

1. *Temperatuurgevoeligheid.*

Het is een bekend feit, dat interferentie-apparaten zeer gevoelig voor verandering van de temperatuur zijn.

Hierom is het vaak noodzakelik, deze toestellen in grote kelders of andere ruimten, waar de temperatuur zeer gemakkelik konstant te houden is, op te stellen.

Van het gebruikte apparaat zijn experimentele gegevens bekend [1]) omtrent de invloed der temperatuur op de resultaten, die men ermede bereiken kan. Door Burger en v. Cittert wordt als een toelaatbare bovenste grens voor het trappenrooster een verandering van 0.1° aangegeven bij het fotograferen van smalle lijnen.

G. Hansen geeft voor alle interferentie-apparaten formules aan [2]), waaruit de eisen, te stellen aan de konstantheid der temperatuur, onmiddellik zijn af te leiden.

Experiment en theorie stemmen voor het gebruikte apparaat voortreffelik overeen.

Hansen berekent voor de temperatuurverandering δT, die een golflengteverschuiving $\delta \lambda$ veroorzaakt, welke beantwoordt aan de grens van het oplossend vermogen, de volgende uitdrukking:

$$\delta T = -\frac{1}{A\beta} \cdot \frac{1}{\left[\frac{1}{\beta}\frac{d\mu}{dT} + \tau(\mu - 1)\right]}$$

In deze formule stelt A het oplossend vermogen voor, β de uitzettingskoëfficient van het glas, μ de brekingsindex, τ de plaatdikte en T de temperatuur.

De grootheid $\frac{d\mu}{dT}$ is voor verschillende glassoorten zeer ver-

---

[1]) H. C. Burger en P. H. v. Cittert Phys. Zs. 21, 16, 1920.
[2]) G. Hansen, Gehrke's Haudbuch der Phys. Optik, Bd. II, p. 205.

schillend; zij heeft echter weinig invloed op de einduitkomst.

Voor een boorsilikaatkroonglas, dat de konstanten $\frac{d\mu}{dT} = 0.12$ 10^{-5} en $\beta = 0.8\ 10^{-5}$ bezit, geeft Hansen voor de uitdrukking tussen haakjes in de noemer de waarde 1.30 aan.

Voor het door mij gebruikte trappenrooster is $\delta T = 0.5°$.

Onderstelt men, dat het mogelik is, om van zeer smalle lijnen de plaats te bepalen tot op een tiende gedeelte van $\delta \lambda$, dan komt men tot de eis, dat $\delta \lambda$ hoogstens 0.05° mag zijn, in overeenstemming met het resultaat van Burger en van Cittert.

Bij onze intensiteitsmetingen, waarbij gewerkt wordt met lijnen wier eigenbreedte minstens vijf maal die van de grens van het oplossend vermogen $\delta \lambda$ bedraagt, geldt natuurlik deze eis van het konstant zijn van de temperatuur niet zo streng als, wanneer het smalle lijnen gegolden zou hebben.

In het algemeen werd er in het bedrag van deze eventuele temperatuurverschuiving steeds naar gestreefd, om de expositieduur zo kort mogelik te houden.

Bij exposities met een duur van minder dan 10 minuten, waarbij in de aanvang het trappenrooster in temperatuurevenwicht was met de omgeving, is in het algemeen en onder normale omstandigheden de grote warmtekapaciteit van het instrument voldoende waarborg voor een niet te grote temperatuurverandering.

Bij belichtingen van lange duur werd het instrument in watten ingepakt, terwijl de temperatuur binnen en buiten het omhulsel met een gevoelige thermometer gekontrôleerd werd.

Gelukt het, de schommelingen van de kamertemperatuur binnen 0.5 ° te houden, dan is het resultaat der opname veelal voldoende gunstig.

De praktijk wees uit, dat het zonder speciale voorverwarming onmogelik is, om 's morgens te fotograferen; daarentegen 's middags vrij gemakkelik.

Bij een serie opnamen van op zichzelf korte belichtingsduur werd de temperatuurverschuiving het behulp van speciale referentielijnen gemeten.

Door namelik voor of na een opname even het apparaat uit de montuur te lichten kan men een foto van de spleet over het bui-

gingsbeeld heen projecteeren. Op de foto is dit beeld dan zichtbaar als een smalle zwarte lijn op het lichtere buigingsbeeld gesuperponeerd.

De plaats waar dit beeld staat, is invariant en wijst tegelijk het maximum van de kromme aan, die de intensiteitsverdeling in het brandvlak aangeeft $\left(\text{een kromme van de vorm } \frac{\sin^2 x}{x^2}\right)$.

Heeft er een verschuiving plaats gevonden, dan is de plaats van het direkte spleetbeeld op de eerste en op de laatste foto verschillend. Soms bleek de verschuiving enkele malen $\delta\lambda$ te zijn.

Zelfs al deelt men dit bedrag door het aantal opnamen (er werden er in een dergelijk geval minstens 10 genomen), dan is het toch bedenkelik, om met deze waarnemingen te werken, zodat dergelijke opnamen maar liefst verworpen worden.

2. *Reduktie van de gemeten intensiteiten tot ware intensiteiten.*

Het buigingsbeeld van een trappenrooster geeft de verschillende golflengten weliswaar in een lineaire schaal weer in tegenstelling met enkele andere interferentie-apparaten, bezit daarentegen het nadeel, dat de intensiteit van het uittredende licht niet uitsluitend afhankt van de intensiteit van het opvallende licht van de betreffende frequentie, maar ook nog een funktie is van de uittreehoek β met de normaal.

Deze funktie heeft de vorm $\frac{\sin^2 x}{x^2}$ waarin x de lineaire afstand op de plaat voorstelt (evenredig met β) (zie fig. 5).

Het maximum van deze funktie, (dat optreedt voor $x = 0$) ligt steeds op de plaats, waar het licht zou vallen, indien het zich volgens de brekingswetten gedroeg.

Van Geel heeft de afhankelikheid van de parameters, die in deze formule voorkomen, van de hoek α, die het opvallende licht maakt met de normaal op het glas, uitvoerig theoreties en experimenteel onderzocht en vond overeenstemming tussen beide. [1]

---

[1]) W. C. v. Geel, Revue d' Optique 2, 445 (1923)

Van zijn resultaten wordt hier gebruik gemaakt bij de opsomming van enkele formules, die voor ons werk nodig zijn.

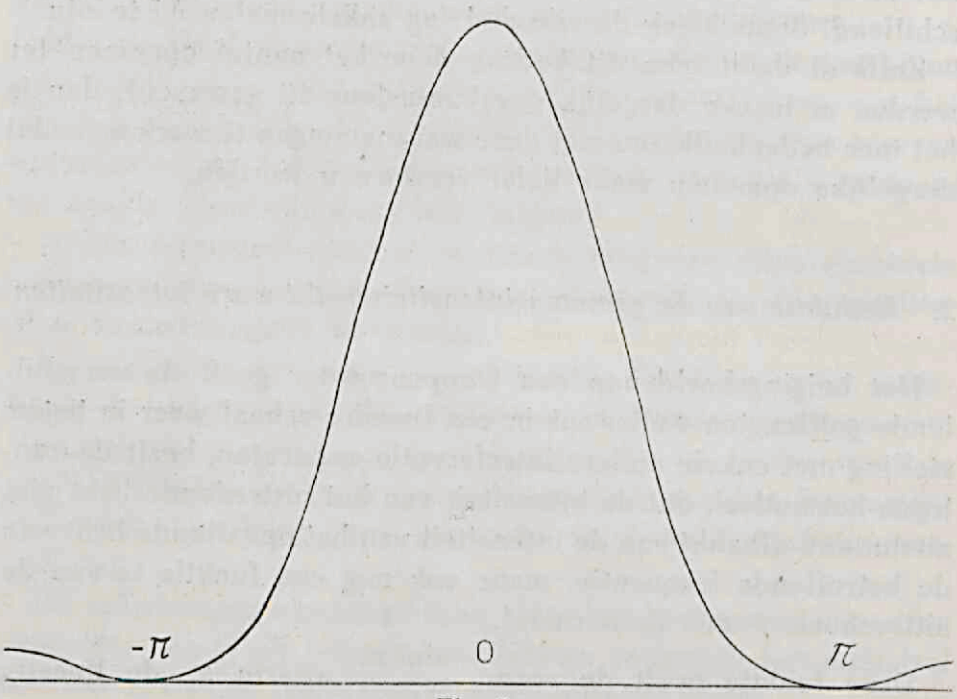


Fig. 5.

Voor de kennis van de grootte van de faktor $\frac{\sin^2 x}{x^2}$ voor een willekeurige lijn is het nodig, zowel de plaats van het maximum ($x = 0$), als de schaal in de x richting te bepalen.

Voor het geval, dat het instrument in de „normaalstand" staat, is het laatste zeer eenvoudig: de afstand tussen twee opeenvolgende orden op de plaat is gelijk aan de afstand (0π) in de formule $\frac{\sin^2 x}{x^2}$, d.w.z. gelijk aan de afstand tussen het hoofdmaximum en het eerste minimum.

De *schaal* is dus bekend. Meet men nu nog de *verhouding der intensiteiten*, welke die twee orden hebben, dan is daaruit de *plaats* van de schaal te vinden.

Men schuift in de grafiek, waarop de kromme getekend staat de afstand (0π) zover op, tot de verhouding der ordinaten van de eindpunten gelijk aan de gevraagde is. Uit de plaats van het aldus gevonden nulpunt volgt onmiddellijk de reduktiefaktor van elke andere lijn.

In het algemenere geval, dat het rooster niet normaal op de invallende bundel staat, maar daarmede een hoek α maakt, worden zowel de lineaire ordenafstand (niet $d\lambda_{max.}$!) als de schaal van de funktie $\frac{\sin^2 x}{x^2}$ verbreed, echter de laatste meer dan de eerste. De typiese klokvorm wordt dus wijder t.o.v. de ordenafstand. (Deze beschouwingen gelden alleen voor dusdanige hoeken α, dat de bundel niet meer ten volle door de buigende openingen kan treden, maar gedeeltelik wordt afgeschermd door de lange zijvlakken. Het instrument werd echter uitsluitend in deze standen gebruikt).

De faktor, die de vergroting van de lineaire ordenafstand aangeeft, luidt $\frac{\sigma}{\sigma - \tau\alpha}$ (σ = breedte v. d. buigende opening, τ = dikte v. d. glasplaten, α = hoek met normaal).

De schaal der kurve $\frac{\sin^2 x}{x^2}$ wordt daarentegen vermenigvuldigd met een faktor $\frac{\sigma}{\sigma - \tau\alpha\left(1 + \frac{1}{\mu}\right)}$ (μ = de brekingsindex).

Men vindt dus, als de ordenafstand bekend is, daaruit de afstand (0π) door vermenigvuldiging met

$$\frac{\sigma - \tau\alpha}{\sigma - \tau\alpha\left(1 + \frac{1}{\mu}\right)}$$

Daartoe moet dus α bekend zijn.

De wijze, waarop men α bepaalt, wordt bij van Geel beschreven.

Het nulpunt van de schaal wordt op dezelfde wijze gevonden, als in de normaalstand.

Voor bredere lijnen faalt dit procédé volkomen.

Het nulpunt moet in dat geval vastgelegd worden door de plaats van het directe spleetbeeld, zoals wij boven beschreven.

Dat beide methoden overeenstemmende resultaten opleveren, werd aan scherpe (kwik)lijnen gekontrôleerd.

Om de schaal vast te leggen, moet men nu gebruik maken van de formule voor de afstand (0π) in hoekmaat uitgedrukt

$$d\,\Theta = \frac{\lambda}{\sigma - \tau a\left(1 + \frac{1}{\mu}\right)}$$

en moet men de vergroting van het telesysteem bepalen.

Dit was de enig mogelike weg bij de intensiteitsmetingen aan het waterstofdoublet.

In het begin werd bij voorkeur die stand van het rooster gebruikt, waarbij twee orden symmetries t.o.v. het nulpunt liggen.

Men heeft dan een inwendige kontrôle.

Toen de methode eenmaal doorgewerkt was, leek het beter, om het doublet zoveel mogelik op het maximum te plaatsen, hetgeen winst aan intensiteit en kleinere korrekties oplevert.

De korrekties blijven dan zelfs voor de zijkanten van het komplex kleiner dan 25 %.

Deze korrekties vervallen natuurlik geheel, zodra het slechts om verhoudingen van intensiteiten op dezelfde plaats gaat. Dit is bij de absorptie-metingen het geval, daar men immers $k = \log \frac{I_0}{I}$ bepaalt.

Alleen dan blijft een korrektie noodzakelik, als men de vorm van de gevonden absorptiekromme wil vergelijken met die van de emissiekromme. De laatste moet dan bovendien nog gekorrigeerd worden voor zelfabsorptie.

HOOFDSTUK V.

ONDERZOEKINGEN BETREFFENDE DE METASTABILITEIT VAN HET 2 s-NIVEAU. VOORLOPIGE RESULTATEN. [1]

1. *Tegenspraak tussen de oudere en de nieuwere theorie van de fijnstruktuur der termen.*

De eerste onderzoekingen betroffen uitsluitend het doublet H_α en wel speciaal de aard van het laagst gelegen niveau met het hoofdquantengetal $l = 2$. [2]

Zoals bekend is en tevens in figuur 6 te zien, staan omtrent dit niveau de theorie van Sommerfeld (op de basis der relativiteitstheorie) en de magneto-relativistiese van Goudsmit-Uhlenbeck met elkaar in tegenspraak. Sommerfeld [3] kende aan dit niveau het azimutaal quantengetal $k=0$ toe, tengevolge waarvan een overgang naar het enig lager gelegen niveau $l = 1$, $k = 0$ niet mogelik is.

Het betreft hier dus een metastabiel niveau, waarvan de gemiddelde levensduur die der andere niveaus (∞ 10^{-8} sek.) belangrijk overschrijden kan, als men slechts de gemiddelde botsingsduur groot maakt. Bij een duur van 0.001 m.m. kan men een levensduur van meer dan 10^{-5} sek. verwachten. Deze grote levensduur zal tot resultaat hebben, dat de koncentratie der atomen in de toestand $l = 2$, $k = 0$ abnormaal groot wordt. Dientengevolge zullen alle komponenten van kortere golflengte in de Balmerreeks sterk geabsorbeerd worden.

Als I_k al niet zeer zwak wordt t.o.v. I_l, mag men toch tenminste verwachten, dat de verhouding $\frac{I_k}{I_l}$ kleiner zal zijn voor

---

[1]) Aanleiding tot deze experimenten was een gedachtenwisseling over dit onderwerp met Prof. Dr. F. Zernike uit Groningen. Hem zij ook op deze plaats dank gebracht voor de opwekking tot het nemen van deze proeven en de voortdurende, aangename samenwerking bij de uitvoering daarvan.

[2]) L. S. Ornstein, F. Zernike en J. L. Snoek Jr. Zs. f. Phys. 47, 626, 1928.

[3]) A. Sommerfeld, Atombau und Spectrallinien 4e dr. p. 427.

grotere laagdikte en grotere stroomsterkte, daar dan de invloed der zelfabsorptie toeneemt.

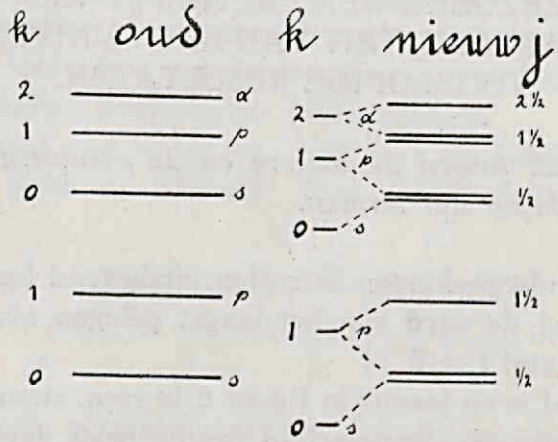


Fig. 6.

Het gehele streven van ons onderzoek was er aanvankelik op gericht, om een dergelijk effekt aan te tonen, totdat met zekerheid kon worden aangetoond, dat het niet bestaat en het experiment dus een tegenspraak met de oude Sommerfeldse theorie oplevert.

Het antwoord, dat de nieuwere theorie geeft op de vraag naar de metastabiliteit van het 2 *s*-niveau, is iets minder zeker.

De figuur geeft aan, hoe de nieuwere theorie zich verhoudt tot de oudere. [1]) De relativistiese splitsing blijft gehandhaafd, maar tengevolge van een derde variabele, die in het spel is, n.l. de stand van de magnetiese as van het roterend elektron, treedt een extra splitsing op, die toevalligerwijze tengevolge van het samenvallen van verschillende niveau's tenslotte dezelfde termen geeft als de oude theorie (ze zijn alleen iets verschoven).

De interpretatie is echter een geheel andere: het vroegere 2 *s*-niveau wordt tans opgevat als bestaande uit twee niveau's met de quantengetallen: $l = 2$ $k = 0$ $j = \frac{1}{2}$ en $l = 2$ $k = 1$ $j = \frac{1}{2}$, dus een $2\,s_{\frac{1}{2}}$ en een $2\,p_{\frac{1}{2}}$-niveau.

Het is duidelik, dat men dit niveau niet meer zonder meer metastabiel kan noemen.

---

[1]) S. Goudsmit en G. E. Uhlenbeck, Physica 6, p. 273, 1926.

Men heeft hier te doen met een eigenaardig geval van ontaarding, tengevolge waarvan een onzekerheid in de einduitkomst optreedt.

Beschouwingen van quantenmechaniese aard [1] [2] leveren als eindresultaat, dat de metastabiliteit van het $2s_{1/2}$-niveau door het samenvallen met het $2p_{1/2}$-niveau, waarmee het tenslotte identiek geworden is, verdwijnt.

In het volgende zullen de experimenten beschreven worden, die ertoe leidden, om het bestaan van enige metastabiliteit te ontkennen.

Tevens zal in aansluiting aan de gevonden waarden voor de emissie-verhouding enige aandacht gewijd worden aan de intensiteitsanomalie in het H_α doublet.

2. *Meting van* $\frac{I_k}{I_l}$ *bij verschillende stroomsterkte, buislengte en druk.*

Bij deze metingen werd alleen het licht, dat door de lange buis in de lengterichting wordt uitgezonden, bestudeerd.

Een Fuess-spektrograaf deed als monochromator voor het trappenrooster dienst.

De wijze, waarop de intensiteitsverdeling in H_α langs fotografiese weg werd bepaald, wordt hier niet nader beschreven.

In de loop van het onderzoek werden herhaaldelik verschillende wijzen van verzwakking gebruikt.

Voor de verschillende opnamen werden steeds *Ilford Special Rapid Panchromatic (Backed)* platen gebruikt.

De ontwikkeling geschiedde steeds met rodinaal 1 op 15 gedurende 6½ min. bij een temperatuur van 18° Celsius. (Voor de onderzoekingen aan H_β en H_γ werden *Ilford Chromatic* resp. gewone Ilfordplaten (alle gebackt) gebruikt).

Verschillende overwegingen leidden ertoe, de eerste opnamen steeds te maken, terwijl het kwik, dat uit de pomp in de buis diffundeerde, niet uitgevroren werd.

Wij meenden toch, dat de omstandigheid, dat het metastabiele

---

[1] J. Franck en P. Jordan Anregnng von Quantensprüngen durch Stösse (Verlag Springer) p. 117.

[2] V. Rojansky and J. H. Van Vleck Phys. Rev. vol. 32, p. 327, 1928.

Hg atoom in staat is, om een H_2 molekuul te dissociëren, allicht gunstig zou werken op de bereikte atomenkoncentratie. Daar in het begin niet gewerkt werd met een O_2 H_2-mengsel, maar met vochtige waterstof, leverde het wegwerken van het veellijnenspektrum nog voortdurend moeilikheden op.

Wij vonden bij variatie van de stroomsterkte van 0.15 Amp. tot het tienvoudige van dat bedrag nauweliks meetbare veranderingen van $\frac{I_k}{I_l}$.

De verhouding bewoog zich steeds in de buurt van 1.30.

Alles wees erop, dat bij de gebruikte lage drukken (0.01 tot 0.001 m.m.) zelfs bij de laagdikte van vier meter, die wij aanwendden, de grootte van de absorptie nog maar zeer onbeduidend is.

De oorzaak van het wegblijven van sterke absorptie werd spoedig duidelik.

Tegenover de zoëven genoemde gunstige eigenschap van het metastabiele *Hg* atoom staan n.l. de ongunstige omstandigheden, gelegen in het feit, dat waterstofatomen bij een botsing met elkaar niet, doch wel bij een botsing, waaraan een derde deeltje deelneemt, kunnen rekombineren.

De aanwezige kwikatomen en vooral de ionen werken daarom de rekombinatie sterk in de hand.

Een ander en misschien groter bezwaar bestaat hierin, dat het kwik de ontlading voor een groot deel van de waterstof overneemt en dus de dissociatie doet afnemen.

De spanning aan de buis was bij aanwezigheid van kwik zo laag, dat 440 volt gelijkspanning voldoende was, om de ontlading in stand te houden. Zelfs zakte de spanning bij het wegpompen van alle waterstof tot beneden 150 volt af, waarbij de buis ten slotte als een kwiklamp van enigszins ongewone konstruktie en afmetingen fungeerde.

Meer resultaat gaven de metingen, waarbij het kwik uit de buis uitgevroren was. Het is dan niet meer mogelik, om de buis met zulke lage spanningen te bedrijven. Met behulp van de beschikbare 1000 volt gelijkspanning kan men de lange buis slechts voor een zeer beperkt drukgebied (0.005—0.02 m.m.) gebruiken. Bij zeer lage druk gaat de buis uit tengevolge van onvoldoende ionen-

vorming, zodat de negatieve ruimtelading niet langer gekompenseerd wordt.

Bij te hoge druk stijgt de benodigde spanning snel boven 1000 volt tengevolge van de verhoogde kathodenval, etc.

In het genoemde drukgebied werden nu opnamen gemaakt bij verschillende stroomsterkten; het bleek, dat de toestand in de buis niet volmaakt reproduceerbaar was, maar toch gaven de verschillende metingen analoge resultaten.

Wij zullen de eerste resultaten bespreken aan een typiese meetreeks, waarvan de gegevens in fig. 7 opgenomen zijn.

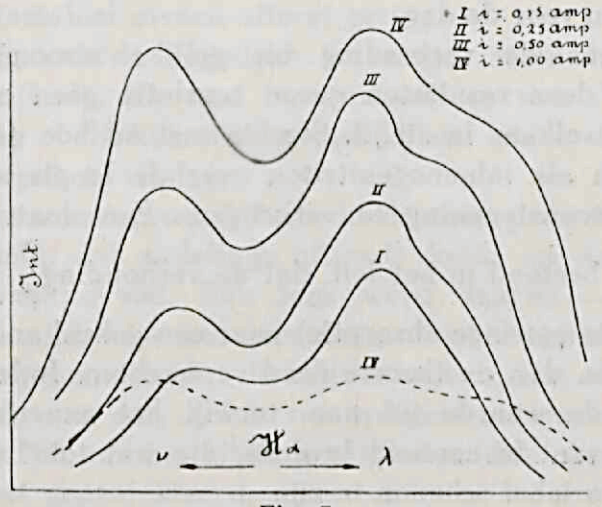


Fig. 7.

Men ziet, dat het gehele komplex bij variatie van de stroomsterkte aanzienlike verandering ondergaat.

Bij lage stroomsterkte is de verhouding $\frac{I_k}{I_l}$ (komp. v. korte golfl. tot komp. v. grote golfl.) ongeveer 1.8. Bij toenemende stroomsterkte neemt $\frac{I_k}{I_l}$ af, om bij 1 ampère ongeveer de eenheid te bereiken. Tegelijk wordt echter het geheel aanzienlik verbreed en vervormd, wat vooral uit kurve IVa blijkt, die nog eens op kleinere intensiteitsschaal is getekend.

Het was zonder nader onderzoek niet duidelik, waaraan deze verbreding toe te schrijven was.

In ieder geval wezen de resultaten op sterkere absorptie van

I_k, hetgeen zou pleiten voor de metastabiliteit van het 2 s-niveau.

Voor dit laatste pleitte ook een eigenaardige flauwe inzinking in de top van I_k, die op het oog de lijn zelfomgekeerd doet schijnen.

De voor de hand liggende kontrôle op deze konklusie bestond in het herhalen van dezelfde meetreeks voor een kortere buislengte.

Dit gaf nu echter een resultaat, dat tegengesteld was aan de verwachting. In plaats van de grotere waarde van $\frac{I_k}{I_l}$, die men zou verwachten, kwamen er kleinere of tenminste gelijke verhoudingen voor de dag.

Echter was de verbreding bij gelijke stroomsterkte iets kleiner. Al deze resultaten gaven tenslotte geen oplossing en schenen met elkaar in strijd. Slechts met ad hoc gemaakte onderstellingen als inhomogeniteiten over de lengte van de buis was er overeenstemming te verkrijgen. Een laatste, ernstige moeilikheid bestond in het feit, dat de verhouding $\frac{I_k}{I_l}$ bij lage stroomsterkte (geringe absorptie) naar een geheel andere waarde konvergeerde, dan de theorie deed verwachten. Inderdaad geeft de theorie de waarde 0.8 aan, terwijl het experiment steeds waarden boven de eenheid leverde, die wel tot 1.8 gingen en bovendien variabel schenen te zijn.

Dit laatste werd plausibel gemaakt door twee opnamen bij stroomsterkten van 0.5 en 1 amp., waarbij het licht dat de buis van terzijde uitstraalde gefotografeerd werd.

Aangezien de lichtintensiteit, die zijdelings wordt uitgestraald gering is, was het noodzakelik, om de Fuess monochromator te vervangen door een filter van rood glas.

Het bleek, dat een rood filter veel beter bruikbaar was dan een spektrograaf; dit laatste moet uitsluitend gezocht worden in de omstandigheid, dat $H\alpha$ in een gunstige geïsoleerde positie in het rood staat (waarvoor uitstekende filters bestaan) en dat het sekundaire spektrum zo goed als afwezig was.

Het resultaat was, dat $\frac{I_k}{I_l}$ ook bij zijdelingse opnamen niet konstant bleek en wel voor 1 ampère ongeveer de eenheid bleek te naderen.

Voor 0.5 ampère bedroeg de verhouding ongeveer 1.3.

Daarmee was aangetoond, dat de methode van de stroomsterkte-variatie nooit tot een dwingende konklusie zou kunnen leiden, aangezien er behalve de absorptie nog een variabele meer in het spel was.

Het merkwaardigst was echter, dat de lijnen ook bij 1 ampère in het geheel niet verbreed waren.

Dat gaf ten slotte de doorslag aan de opvatting, dat de verbreding, die end-on waargenomen was, uitsluitend aan zelfabsorptie toe te schrijven zou zijn. In dat geval moest de absorptie echter reeds vrij sterk zijn en werd dus de waarschijnlikheid van een metastabiel niveau uiterst gering.

Als gevolg van de opgedane ervaringen werd tenslotte een indirekte methode, die veel betrouwbaarder was dan die van stroomsterkte of drukvariatie, gebezigd, om iets over de sterkte van de absorptie te vinden.

Het trappenrooster werd weer loodrecht op de buis gesteld, zodat het licht, dat zijdelings uittrad, direkt op de spleet van de monochromator viel. Een lens werd daarbij — om lichtverlies te vermijden — niet gebruikt en de afstand buis — kollimator zodanig gekozen, dat de kollimatorlens juist overvuld was.

Met behulp van een optiek van spiegels en lenzen werd ook een deel van het aan het uiteinde uitgestraalde licht op een deel van de spleet geprojekteerd.

Door dit licht op doeltreffende wijze te verzwakken kon de sterkte ervan ongeveer gelijk gemaakt worden aan die van het zijdelings uitgestraalde licht.

Op deze wijze gelukte het, om op één foto tegelijkertijd H_α op te nemen, zoals deze zijdelings en zoals deze end-on uitgezonden wordt.

Het enige verschil in de beide emissies bestaat hierin, dat de zijdelingse en de end-on emissie van verschillende laagdikten afkomstig zijn (verhouding ruim 1 op 100).

De enige onderstelling is nu nog deze, dat de lichtverdeling over de buis homogeen is, een feit, dat gekontrôleerd werd.

Beide opnamen werden tot intensiteiten herleid en de kurven daarna met elkaar vergeleken. Zij toonden hetzelfde frappante verschil in breedte, als de kurven I en IV van fig. 7.

Men heeft nu een eenvoudig middel, om een beeld te verkrij-

gen, dat de invloed van de absorptie weergeeft. Daartoe behoeft men slechts de ordinaten met gelijke abscis op elkaar te delen. Maakt men punt voor punt $\frac{I_{\text{end-on}}}{I_{\text{zijdelings}}}$ op, dan kan men, als absorptie afwezig is, een horizontale lijn verwachten. Zo niet, dan geeft de hoogte van deze lijn ons een kwalitatieve maat voor de absorptie.

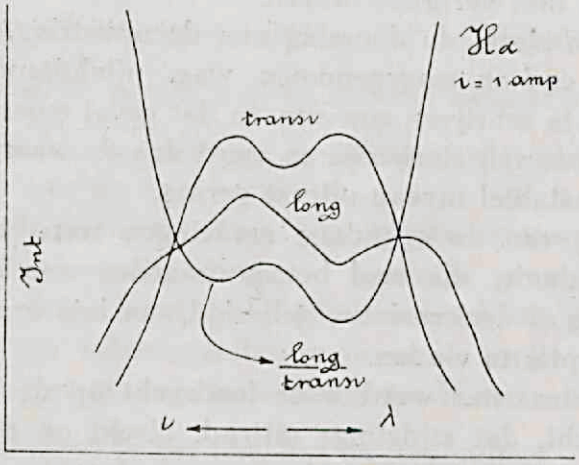


Fig. 8.

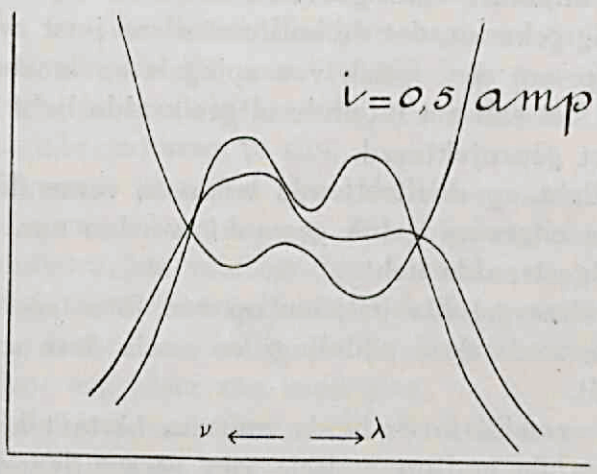


Fig. 9.

Het resultaat van twee dergelijke opnamen — resp. bij 0.5 en 1 ampère genomen — wordt in fig. 8 en fig. 9 weergegeven.

Op de plaatsen, waar de zijdelingse emissiekromme maxima heeft, vertoont de quotientkromme juist twee minima, beantwoordend aan twee plaatsen van maximale absorptie.

De diepte der maxima is ongeveer gelijk. Zelfs wordt I_l blijkbaar iets sterker geabsorbeerd dan I_k.

Deze proeven tonen aan, dat van abnormaal grote absorptie van I_k onder deze omstandigheden geen sprake is. Daarmee is ook de onderstelling van een metastabiel niveau vervallen en dus het pleit ten gunste van de nieuwe theorie beslist.

Opnamen bij lagere stroomsterkte toonden aan, dat de quotientlijn dan meer en meer tot een horizontale lijn gaat naderen, naarmate de stroomsterkte en dus de absorptie afneemt.

Tevens werd dan ook $\frac{I_k}{I_l}$ weer groter, ofschoon de verhouding 1.8 lang niet bereikt werd. Nu men echter weet, dat I_l sterker geabsorbeerd wordt dan I_k, is dat ook niet te verwachten, omdat $\frac{I_k}{I_l}$ in de lengterichting ook bij zwakke stroomsterkte nog door absorptie gestoord is.

In ieder geval werden door deze proeven nog twee dingen vastgesteld:

1e. de lichtverdeling in de buis is tennaastenbij homogeen (want de quotientkromme nadert in de limiet voor $i = 0$ tot een horizontale lijn).

2e. de verhouding $\frac{I_k}{I_l}$ wijkt voor geringe stroomsterkten belangrijk van de theoretiese waarde af (1.3 in plaats van 0.8) en schijnt voor sterkere stromen naar de theoretiese waarde te konvergeren. (voor 1 ampère is $\frac{I_k}{I_l} \infty 1$).

HOOFDSTUK VI.

KWANTITATIEVE ABSORPTIEMETINGEN AAN H_α.

1. *Kwantitatieve bepaling van de absorptiekoëfficient.*

Het leek na de resultaten, in het vorige hoofdstuk vermeld, altijd nog gewenst, om over de grootte van de absorptie een kwantitatieve uitspraak te kunnen doen. In principe is dit, ook voor het absorptiespektrum van het aangeslagen atoom, een eenvoudige zaak. In hoofdstuk I § 3 werd de grondgedachte reeds vermeld.

De moeilikheid is echter, om een spektrum van zodanige intensiteit te krijgen, dat deze laatste de intensiteit van het door de absorptiebuis uitgezonden licht ter plaatse van de emissielijn nog enige malen overtreft, daar anders de nauwkeurigheid der metingen niet meer toereikend is en de gehele absorptiemeting illusoir wordt.

Met de ontladingsbuis, die in hoofdstuk II beschreven is, werden zeer intense, door absorptie verbreedde Balmerlijnen verkregen, die aan de gestelde eisen voldeden.

Een bezwaar van deze ontladingsbuis was en bleef steeds, dat zij steeds slechts na enige uren bedrijf konstant wordt en verder, dat de gloeikathode de noodzakelik zware belasting van 1.5 à 2 ampère slechts kort verdraagt.

In de loop der experimenten werd dan ook de kathode uitneembaar aangebracht en steeds zwaarder gekonstrueerd. Meestal was het echter reeds na een of twee weken bedrijf noodzakelik, om het oxydlaagje of de gehele kathode te vernieuwen.

De resultaten, die met deze twede methode verkregen werden, overtroffen de voorgaande aan zekerheid en precisie en lieten omtrent de getrokken konklusies niet de minste twijfel meer open.

In tabel II vindt men een aantal waarden voor $\frac{I_k}{I_l}$ (van de „absorptielijn") vermeld, zoals die uit metingen bij verschillende druk en verschillende stroomsterkte gevonden werden.

TABEL II.

Druk	Stroomsterkte	$\frac{I_k}{I_l}$ (abs.)
0,10 m.m.	500 m. amp.	0,84
0,01	200	0,67
0,01	250	0,84
0,01	250	0,90
0,01	250	0,83
0,01	250	0,85
0,005	250	$0,86^5$
0,005	220	1,07
0,05	70	1,01
0,05	115	0,93
0,05	250	0,96
0,04	70	0,97
0,04	115	0,83
0,09	137	0,76
0,08	250	$0,86^3$

Uit de tabel volgt wel, dat de verhouding varieert met de omstandigheden, maar grote afwijkingen van de eenheid komen niet voor. In het algemeen is I_k iets zwakker dan I_l.

2. *Vergelijking van de absorptie- met de emissielijn.*

Gaat men uit van de veronderstelling, dat de breedte van absorptie- en emissielijn beide voor het allergrootste deel door het Dopplereffekt bepaald worden, dan moet men verwachten, dat zij beide ongeveer dezelfde gedaante hebben.

De metingen bieden direkt de mogelikheid, om beide te vergelijken, omdat bij de bepaling van de absorptielijn ook de emissielijn van de buis gefotografeerd en uitgemeten wordt.

Er moet dan echter eerst op drie dingen gelet worden: de gemeten intensiteitsverdeling in het trappenrooster moet nog gekorrigeerd worden (zie hoofdstuk IV § 2).

Bovendien is de emissiekurve nog gedeformeerd door de zelfabsorptie in de buis. Nu echter de absorptiekoëfficiënt kwantitatief gemeten is, laat zich de gevonden emissiekromme met grote nauwkeurigheid voor die absorptie korrigeren.

Ten laatste bestaat er voor de onderlinge vergelijking nog dit bezwaar, dat de intensiteitsverhouding in het emissie- en in het absorptie-doublet niet dezelfde is. Er resulteert daardoor een kurve, die er nogal heel wat anders uitziet.

Analyse zou tot het doel kunnen voeren, maar is gevaarlik, omdat de doubletstruktuur in werkelikheid een multipletstruktuur is.

Wij hebben daarom volstaan met, nadat de genoemde korrekties aan de emissiekromme aangebracht waren, de golflengteschalen tot dekking te brengen en de ordinaten enigszins aan te passen.

Wij geven hier twee voorbeelden weer, waarin de genoemde bewerkingen zijn toegepast .(fig. 10).

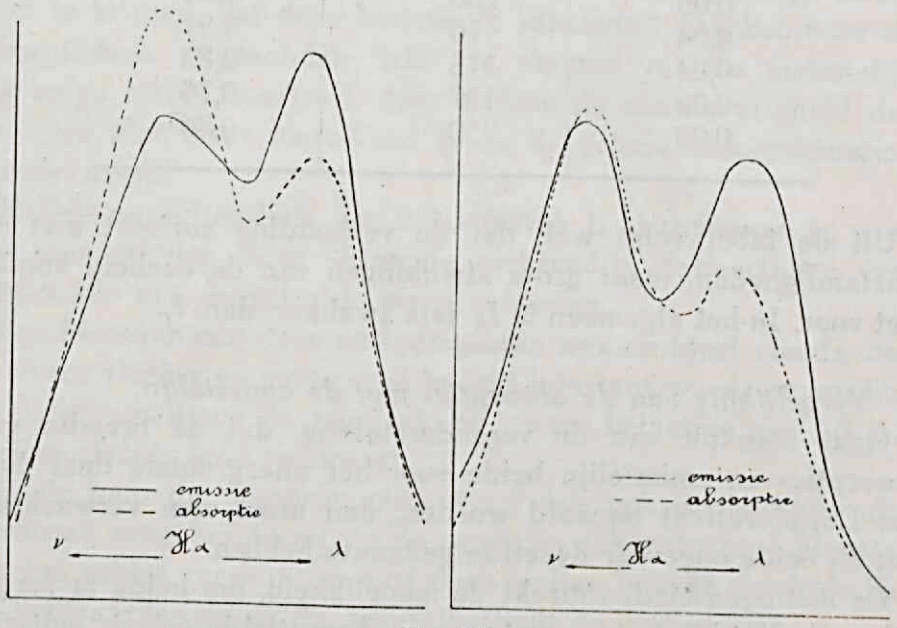


Fig. 10.

Men ziet, dat de verschillen klein zijn. Een schatting van de effektieve temperatuur uit de breedte van de lijnen voert tot een temperatuur van 200° Celsius. De schatting is slechts ruw, daar niet gekorrigeerd is voor het eindig oplossend vermogen van het apparaat en omdat geen rekening gehouden is met de multipletstruktuur. De ware temperatuur is dus stellig lager.

HOOFDSTUK VII.

TOETSING VAN DE THEORIE VAN SCHRöDINGER DOOR ABSORPTIEMETINGEN IN DE EERSTE LEDEN VAN DE BALMERREEKS.

A. *THEORIE.*

1. *De Einsteinse absorptiekans B.*

Wij zullen in het volgende laten zien, hoe men uit metingen aan absorptielijnen, die van hetzelfde niveau uitgaan, de verhouding van de absorptiekansen B, die voor die lijnen karakteristiek zijn, kan bepalen.

De bekende definitie van Einstein voor de waarschijnlikheid $d\,W$, dat een atoom in de toestand 2, dat zich in een stralingsveld van de ruimtelike dichtheid ϱ (per frequentieinterval $d\,\nu$) bevindt, in een tijdsinterval $d\,t$ één quant $h\nu_{23}$ absorbeert, luidt

$$dW = B_{23}\ \varrho\ d\,t$$

Met behulp van deze definitie zijn we in staat, om de hoeveelheid licht $d\,I$ aan te geven, die per sekunde geabsorbeerd wordt in een laagje met een oppervlak O en een dikte $d\,x$, als de intensiteit van de (loodrecht op O) opvallende straling gelijk aan I is en het aantal atomen per c.m.^{3}, dat zich in de toestand $l = 2$ bevindt $= N_2$.

Deze hoeveelheid bedraagt:

$$d\ I = N_2\ d\ x\ O B_{23} \frac{I}{c} h\ \nu_{23}$$

I is gedefinieerd als de hoeveelheid energie (in ergen), die per sekunde op een oppervlak ter grootte van een c.m.^{2} valt en hangt in dit geval dus samen met ϱ volgens de formule

$$I = \varrho\ c.$$

Aan de andere kant kan men voor dezelfde spektraallijn ook schrijven:

$$d\ I = \nu \int_{-\infty}^{+\infty} I\ d\ \nu\ k\ (\nu)\ d\ x\ O,$$

waarin $k(\nu)$ de absorptiekoëfficient voor een frequentieinterval tussen ν en $\nu + d\nu$ voorstelt.

Uit deze formules volgt:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} k(\nu)\, d\nu = \frac{h\,\nu_{23}}{c} \cdot N_2 \cdot B_{23}.$$

Het oppervlak van de absorptielijn is dus evenredig met het aantal aangeslagen atomen per c.m.^{3}, N_2, en met de grootheid $B_{23}\,\nu_{23}$.

Maakt men nu b.v. voor H_α en H_β het quotient van beide oppervlakken op, dan blijkt dit gelijk te zijn aan: $\frac{B_{23}\,\nu_{23}}{B_{24}\,\nu_{24}}$.

Nu is het opmerkelik, dat het aantal aangeslagen atomen N_2 uit deze verhouding wegvalt, zodat het dus mogelik is, om langs deze weg iets van de konstanten van het waterstofatoom te weten te komen.

2. *De geïnduceerde emissie.*

In het voorgaande werd ondersteld, dat de gemeten absorptie uitsluitend samenhangt met de overgang van atomen uit de toestand 2 naar de toestand 3 (resp. 4 of 5) onder absorptie van straling van de betreffende frequentie.

Wij zijn echter gedwongen, om met een andere omstandigheid rekening te houden, die de gemeten absorptie van de lijnen vermindert en dus ook het quotient kan beïnvloeden. (zie hoofdstuk I § 2).

Een kleine fraktie van de atomen in de absorptiebuis is namelik in hogere energie-toestanden dan de toestand $l = 2$ aanwezig, hetgeen reeds uit het feit blijkt, dat de buis de Balmerserie zeer intensief uitstraalt.

Wordt nu een atoom in de toestand $l = 3$ met straling van de frequentie ν_{23} bestraald, dan verkrijgt het daardoor een kans B_{32}, om onder invloed van die straling zelf de frequentie ν_{23} te emitteren en wel juist in de richting van de opvallende bundel.

Het is dus noodzakelik, om met de geïnduceerde emissie rekening te houden bij de interpretatie der proeven.

Uit de relatie:

$$g_2\, B_{23} = g_3\, B_{32},$$

die tussen beide grootheden bestaat, en uit analoge overwegingen als die in § 1 gegeven werden, wordt dan het oppervlak van de lijn gegeven door

$$\int_{-\infty}^{+\infty} k\,(\nu)\,d\,\nu = \frac{h\,\nu_{23}}{c}\,(N_2\,B_{23} - N_3\,B_{32})$$

of

$$\int_{-\infty}^{+\infty} k\,(\nu)\,d\,\nu = \frac{h\,\nu_{23}}{c}\,g_2\,n_2\,B_{23}\left(1 - \frac{n_3}{n_2}\right)$$

Hierin is ter vereenvoudiging $\frac{N_2}{g_2} = n_2$ en $\frac{N_3}{g_3} = n_2$ gesteld, g_2 en g_3 zijn de bekende statistiese gewichten van de toestanden $l = 2$, resp. $l = 3$.

Voor het quotient, ν, vinden we nu de uitdrukking:

$$\nu = \frac{\left\{\int k\,(\nu)\,d\,\nu\right\}\alpha}{\left\{\int k\,(\nu)\,d\,\nu\right\}\beta} = \frac{B_{23}\,\nu_{23}}{B_{24}\,\nu_{24}} \cdot \frac{1 - \frac{n_3}{n_2}}{1 - \frac{n_4}{n_2}}.$$

Om nu de grootheid $\frac{B_{23}\,\nu_{23}}{B_{24}\,\nu_{24}}$ (die uit de theorie bekend is) te vinden, is het nog noodzakelik, om het experimenteel bepaalde quotient V te vermenigvuldigen met een faktor

$$K = \frac{1 - \frac{n_4}{n_2}}{1 - \frac{n_3}{n_2}} = \frac{1 - a\,x}{1 - x},$$

$$\text{waarin } a = \frac{n_4}{n_3} \text{ en } x = \frac{n_3}{n_2}.$$

Beide grootheden a en x zijn kleiner dan 1; de korrektiefaktor k is dus groter dan en ongeveer gelijk aan 1.

Wij zullen later aantonen, dat het hier een korrektie van enkele procenten betreft.

3. *Het termschema van waterstof en de overgangswaarschijnlikheden in het atoom.*

Men kan zich nu verder afvragen, hoe de formules van de

vorige paragraaf tot een toetsing van het atoommodel kunnen leiden.

Er treden tengevolge van het feit, dat de leden van de Balmerserie meervoudig zijn, allerlei komplikaties op, die we moeten trachten te overzien.

Anderzijds wordt juist door de aanwezigheid van een fijnstruktuur een nieuwe mogelikheid geopend van een toetsing langs enigszins andere weg, welke wij in de volgende paragraaf zullen bespreken.

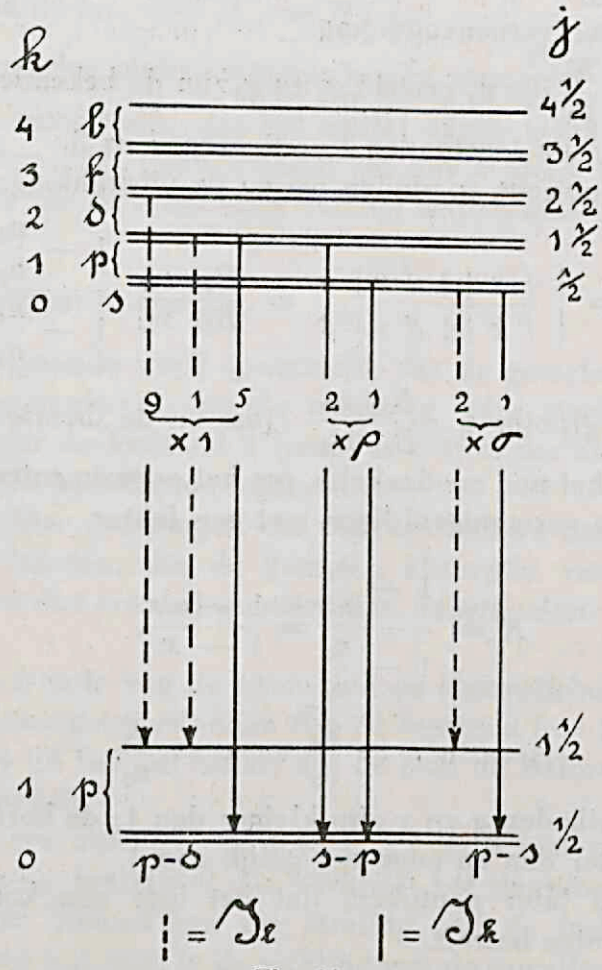


Fig. 11.

Figuur 11 geeft het termschema en de overgangen weer tussen de niveau's $l = 2$ en $l = 3$ en laat dus zien, hoe de eerste lijn van de Balmerserie H_α, in emissie en in absorptie tot stand komt. (Het onderscheid met de volgende leden van de serie is niet zeer

groot. De onderlinge afstanden in het hogere niveau en de overgangswaarschijnlikheden worden iets anders; bovendien treden er niveau's met hoger azimutaal quantengetal k op, die echter wegens de verbodsregel voor de k niet tot de emissie bijdragen en dus van geen belang zijn voor ons.

De theorie kent nu, zoals bekend is, aan ieder dezer niveau's een bepaalde overgangswaarschijnlikheid A of B toe naar elk ander niveau.

Het is direkt duidelik, dat al deze absorptiekansen niet maar zonder meer gesommeerd mogen worden, als men de totale absorptie wil bepalen: de verdeling der atomen over de verschillende toestanden speelt in de resulterende absorptie een grote rol. Omtrent deze verdeling maken wij voorlopig de onderstelling, dat zij voor de niveau's met gelijk hoofdquantengetal evenredig is met het statistiese gewicht van elke toestand. In dat geval kunnen wij het niveau als één geheel beschouwen, dat gekarakteriseerd wordt door een absorptiekans B_{23}, een statisties gewicht g $(= \Sigma g = 2\ l^2)$ en verder door het getal $n_2 = \frac{N_2}{g_2}$, dat een maat is voor het aantal atomen in de toestand $l = 2$.

B_{23} wordt gegeven door

$$g_2\ B_{23} = \Sigma\ g\ B$$

Uit de door de theorie gegeven g's en B's volgt dus direkt de waarde voor g_2 en B_{23}.

Dezelfde onderstelling omtrent de bezetting der deelniveau's legt nu ook de intensiteitsverdeling in het absorptiedoublet vast.

En wel worden tengevolge van deze onderstelling de *intensiteiten in het absorptiedoublet evenredig met de a priori-intensiteiten in het emissiedoublet.*

Dit volgt onmiddellik uit de volgende twee relaties tussen de A's en de B's.

$$g_k\ B_{kj} = g_j\ B_{jk} \qquad A_{jk} = \frac{8\ \pi\ h\ \nu^3}{c^3}\ B_{jk}$$

Daaruit volgt: $g_k\ B_{kj} = g_j\ A_{jk}\ \frac{8\ \pi\ h\ \nu^3}{c^3}$.

Omdat de ν voor elk der beschouwde overgangen prakties de-

zelfde is, wordt $g_k B_{kj}$ evenredig met $g_j A_{jk}$ en blijkt dus, dat *emissie en absorptie bij bezetting volgens de statistiese gewichten evenredig zijn.*

De a priori-intensiteiten, die voor het emissiedoublet berekend zijn, zijn dus direkt bruikbaar voor het absorptiedoublet.

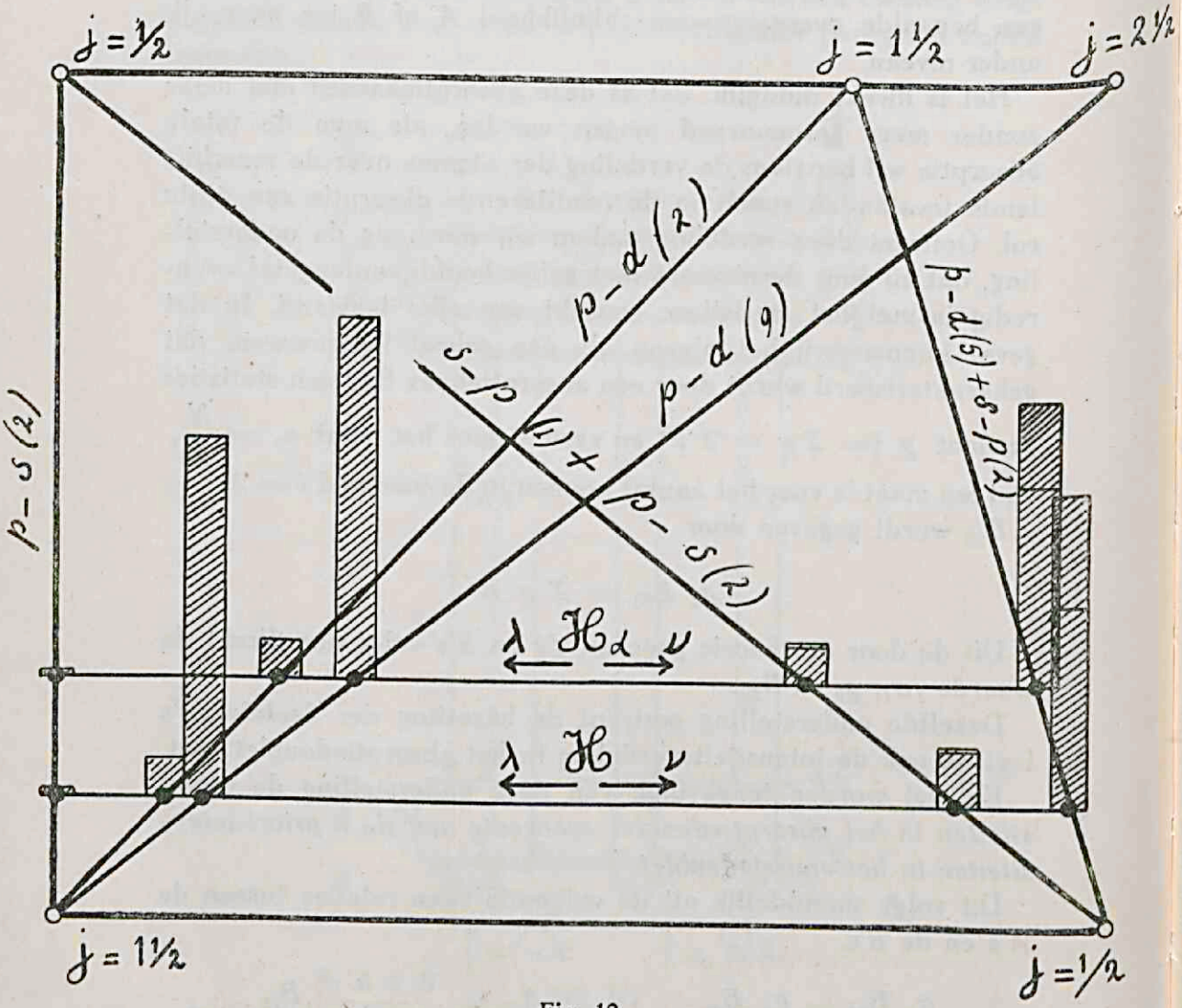


Fig. 12.

Fig. 12 geeft de intensiteitsverdeling in H_α en in H_β weer. De verschillende niveau's zijn voorgesteld door punten op twee horizontale lijnen. De onderlinge afstand is evenredig met de afstanden, zoals de theorie die geeft.

De overgangen worden voorgesteld door verbindingslijnen tussen de punten.

De snijpunten van deze lijnen met een horizontale lijn, die zodanig tussen de twee andere horizontale lijnen in ligt, dat de afstanden zich verhouden als de totaalsplitsingen der beschouwde niveau's, geven de ligging der komponenten in de juiste frequentieschaal weer.

De hoogte der kolommen boven deze snijpunten is een maat voor de intensiteit van de komponent.

Hierbij is gebruik gemaakt van de numerieke berekeningen, die door verschillende auteurs voor deze doublets uitgevoerd werden en die onderling in goede overeenstemming zijn [1] [2] [3].

De verhouding van de komponent van korte golflengte tot die van langere golflengte $\frac{I_k}{I_l}$ wordt in het volgende tabelletje voor de eerste leden der reeks gegeven.

TABEL III.

H_α	$\frac{I_k}{I_l} =$	0,80
H_β	„	0,91
H_γ	„	0,96

Ook omtrent de totale overgangswaarschijnlikheden verstrekken dezelfde auteurs gegevens.

Men vindt de volgende waarden voor de ons interesserende grootheden:

$$\frac{B_{23}\ \nu_{23}}{B_{24}\ \nu_{24}} = 5{,}37 \quad \text{en} \quad \frac{B_{24}\ \nu_{24}}{B_{25}\ \nu_{25}} = 2{,}66.$$

4. *Intensiteitsanomalieën in de doublets.*

In de vorige paragraaf hebben wij een onderstelling omtrent de bezetting der verschillende niveau's gemaakt, die in de grond

[1] A. Sommerfeld en A. Unsöld Zs. f. Phys. 38, 237, 1926.
[2] E. Schrödinger Ann. d. Phys. 80, 476, 1926.
[3] M. Y. Sugiura Journ. de Phys. 8, 113, 1927.

hierop neerkomt, dat aan dicht bij elkaar gelegen niveau's gelijke kansen toegekend worden, om aangslagen te worden.

(De rol, die de faktoren g spelen, hangt met de ontaarding van het probleem samen en is te overbekend, om er nader op in te gaan.).

Deze onderstelling nu is in de grond willekeurig en wordt ook door de feiten tegengesproken.

Zomin het emissiedoublet als het absorptiedoublet hebben, zoals deze en vorige onderzoekingen aantonen, de theoretiese intensiteitsverhouding.

Daarmee hangt samen, dat nu ook niet emissie en absorptie in het doublet evenredig behoeven te zijn, hetgeen ook inderdaad niet het geval is.

Men kan deze afwijking van de theoretiese verhouding als anomalie betitelen, ofschoon dit aan de feitelike toestand geen recht doet wedervaren.

Blijkens de metingen worden vooral bij lage druk bepaalde niveau's bij voorkeur aangeslagen.

Op deze voorkeur bij het aanslaan is reeds door Prof. Ornstein en Dr. Burger gewezen bij hun onderzoekingen omtrent helium. [1])

Over deze voorkeur zullen wij nog nader spreken en hier alleen nagaan, hoe onze beschouwingen door dit feit beïnvloed worden.

Het blijkt allereerst, dat onze beschouwingen over de te verwachten verhouding der totaalabsorpties van H_α, H_β en H_γ niet streng meer opgaan.

Behalve de korrektie voor negatieve absorptie treedt er dus nog een nieuw onbekend element in de metingen op.

Toch is deze korrektie niet van zeer grote betekenis wegens de omstandigheid, dat de gemeten afwijking van de theoretiese verhouding niet groot is. De invloed van de gemeten afwijking kan enigszins nagegaan worden: verschillende overwegingen leiden ertoe, om aan te nemen, dat er een analogie bestaat tussen het aanslaan door elektronen en het aanslaan tengevolge van de absorptie van een lichtquant.

Nu kunnen door absorptie slechts p-toestanden ontstaan, omdat de grondtoestand een s-toestand is.

---

[1]) L. S. Ornstein, H. C. Burger en W. Kapuscinski, Zs. f. Phys. 51, 34, 1928.

Waarschijnlik worden dus ook bij direkte aanslag door elektronen in hoofdzaak *p*-toestanden gevormd.

Beschouwen wij een oogenblik het extreme geval, dat het 2 *s*-niveau in het geheel niet aangeslagen wordt. Dan vervalt bij het opmaken van de intensiteitsverhoudingen het *s*-*p*-doublet. (zie fig. 11).

Het *p*-*d*-triplet en het *p*-*s*-doublet blijven gehandhaafd.

In dit extreme geval wordt de totale (absorptie) intensiteit voor H_α 17 % kleiner en voor H_β 22 %. Het quotient wordt dus 5 % groter.

Men mag dus aannemen, dat de optredende afwijking in de bezettingsverhouding gene of een zeer kleine invloed heeft op de totaalverhouding.

Dezelfde extreme onderstelling (slechts p-niveaus worden aangeslagen) voert natuurlik, indien men haar voor het emissiedoublet doorvoert, tot een geheel ander resultaat.

De afwijking heeft echter plaats in dezelfde zin, als de gemeten afwijking.

Daarmede is op ongedwongen en eenvoudige wijze het feit verklaard, dat beide intensiteiteitsverhoudingen in verschillende mate en ook in verschillende zin afwijken van de theoretiese.

Men komt n.l. tot de volgende resultaten, die zowel experiment als theorie weergeven:

$$\frac{I_k}{I_l} < 0{,}8 \text{ voor absorptie en}$$

$$\frac{I_k}{I_l} > 0{,}8 \text{ voor emissie.}$$

(Dit geldt slechts in geval van lage druk en zwakke stroom.)

Men is nu in staat, om omgekeerd uit de metingen aan het absorptiedoublet van H_α, H_β of H_γ een konklusie te trekken over de ware bezettingsverhouding.

De uitkomst moet voor elk van deze lijnen natuurlik dezelfde zijn. Deze theoretiese eis laat zich als volgt formuleren:
de dubbelverhouding

$$\frac{\left\{ \frac{I_k}{I_l} \right\}_\alpha}{\left\{ \frac{I_k}{I_l} \right\}_\beta}$$

is onafhankelik van de omstandigheden en gelijk aan 0.89 (resp. 0.95 voor H_β en H_γ).

Deze waarden vindt men onmiddellik uit de waarden van $\frac{I_k}{I_l}$ voor H_α, H_β, H_γ, zoals die in dit hoofdstuk § 3 gegeven werden.

Deze twede toetsing is onafhankelik van de eerste, kan echter met hetzelfde meetmateriaal uitgevoerd worden.

Voor de bepaling van $\frac{I_k}{I_l}$ behoeft in dit geval niet de verhouding der oppervlakken bepaald te worden (hetgeen analyse zou vereisen), maar kan de verhouding der topwaarden van k genomen worden.

B. EXPERIMENT.

1. *Beschrijving van het verloop van een proef.*

Experimenteel is men dus gesteld voor de eis, om onder gelijke omstandigheden (konstante intensiteit, stroomsterkte, spanning, druk) de drie intensiteitskrommen E, C en A (zie hoofdstuk I, § 3) fotografies vast te leggen.

De fouten, die hun oorsprong vinden in de fotografiese methode en de fouten, die optreden tengevolge van variaties in de intensiteit der ontladingsbuizen zijn van gelijke orde.

Beide foutenbronnen werden zoveel mogelik geëlimineerd, door op één plaat een reeks opnamen te nemen, die zo groot gekozen werd, als in verband met het konstant blijven der temperatuur mogelik was.

Natuurlik werd een reeks opnamen van de twede lijn ingesloten door twee reeksen van de eerste lijn. Deze twee reeksen werden opgenomen op dezelfde plaat en gaven zodoende na uitwerking een duidelik beeld van de mate der bereikte konstantheid in de ontladingsbuizen.

De buizen werden reeds 's morgens in bedrijf gezet en ononderbroken bedreven, totdat aan het eind van de middag de opname beëindigd was.

Tegen drie uur had zich in den regel een toestand ingesteld [1]), die zeer bevredigend stationnair te noemen was.

Wij merken hier nog even bij op, dat het stationnair zijn van de emissiebuis *(E)* geen vereiste is. Men kan na uitwerking der krommen *C* en *E* de laatste met een zodanig gekozen getal vermenigvuldigen, dat de zijkanten samenvallen. Op deze wijze heeft b.v. nog onlangs mej. A. Schrammen [2]) gewerkt bij een absorptiemeting aan de singuletresonantielijn van cadmium.

Onnodig te zeggen, dat daardoor de precisie der metingen in ieder geval geschaad wordt. Bij onze metingen was een dergelijke korrektie overbodig, doordat de zijkanten van *C* en *E* steeds binnen enkele procenten samenvielen.

Ook vertoonden de enkele opnamen van *E*, resp. van *C* en *A* onderling behoudens kleine, toevallige afwijkingen goede overeenkomst.

De volgorde van de opnamen voor H_α en H_γ was steeds: *E, A, C, C, A, E* en voor H_β: *E, A, C, C, A, E, C, A, E*. De belichtingstijd was n.l. voor H_β kort (1 minuut) en voor H_α *en* H_γ veel langer (4 en 6 minuten).

De zwartingsmerken werden aangebracht met behulp van een gematteerd gloeilampje, dat in de stralengang tussen *A* en de monochromator geplaatst kon worden en volgens de methode der spleetbreedtevariatie.

Bij het fotometreren werd zorg gedragen, dat alle opnamen op precies dezelfde hoogte doorgefotometreerd werden.

Vaak werd de plaat ook nog op een andere hoogte doorgemeten, om een twede onafhankelik gegeven te krijgen.

De verkregen registrogrammen werden 8 × vergroot geprojekteerd en overgetekend op millimeterpapier en daarna grafies gemiddeld.

Beschikt men over een groot materiaal voor een plaat, dan heeft het geen zin, om dit alles grafies te middelen.

Het verdient dan aanbeveling, om de fotogrammen in gedeelten te middelen en de einduitkomsten numeriek te middelen. Men

---

[1]) Op enkele dagen waren de spanningsvariaties in het stadsnet de oorzaak van een hinderlijke inkonsekwentie.

[2]) A. Schrammen, Ann. d. Phys. 87, 638, 1928.

verkrijgt op deze wijze tegelijk een waardevolle aanwijzing omtrent de gemiddelde fout, in de intensiteitsmeting gemaakt.

De aanpassing der golflengteschalen geschiedde eerst met behulp van referentielijnen. Later, nadat meermalen gekonstateerd was, dat het zwaartepunt van A met dat van E en A samenviel, werden de krommen eenvoudig zo op elkaar betrokken, dat een symmetriese ligging ontstond.

Natuurlik zou het voordeel opgeleverd hebben, indien men de leden der Balmerreeks gelijktijdig had kunnen fotograferen. Dit zou aan de nauwkeurigheid der metingen zeker ten goede zijn gekomen.

Om verschillende praktiese en principiële redenen echter is de uitvoering van deze gedachte met één trappenrooster niet goed mogelik.

Men zou op de bekende wijze het trappenrooster moeten kruisen met een spektrograaf, die achter het interferentie-apparaat geplaatst wordt.

Afgezien echter van het bezwaar, dat de onvolkomenheid van lenzen en prisma het buigingsbeeld altijd enigszins bederven en het bijna onmogelik is, om het buigingsbeeld voor H_α, H_β en H_γ gelijktijdig scherp op de spleet van de spektrograaf af te beelden, bestaat er een principiële moeilikheid: door een kleine draaiing van het trappenrooster om een vertikale as, wordt het buigingbeeld steeds op de top van de intensiteitskromme $\frac{\sin^2 x}{x^2}$ geplaatst.

Deze stand waarborgt maximale intensiteit en nauwkeurigheid. Het is nu onmogelik, om deze gunstigste stand tegelijk voor verschillende lijnen te realiseren, waarmee dus het beoogde voordeel geheel vervalt.

2. *Bepaling van de korrektie voor negatieve absorptie.*

Ter bepaling van de korrektiefaktor $K = \frac{1 - a x}{1 - x}$ is het noodzakelik, om $a \left(= \frac{n_4}{n_3}\right)$ en $x \left(= \frac{n_3}{n_2}\right)$ te meten.

Het getal $\frac{n_4}{n_3}$ is vrij eenvoudig te bepalen, door de intensiteits-

verhouding van H_α tot H_β te meten: in het geval n.l., dat $n_4 = n_3$ zou zijn (bezetting volgens de statistiese gewichten) voorspelt de theorie een bepaalde intensiteitsverhouding (voor H_α tot H_β: 2,18 en voor H_β tot H_γ : 1,90).

Indien men de juistheid van deze theoretiese waarde aanneemt, kan men uit de afwijking van de gemeten verhouding ten opzichte van de theoretiese onmiddellik vinden, hoeveel de faktor $\frac{n_4}{n_3}$ van de eenheid afwijkt.

Het getal $a = \frac{n_3}{n_2}$ is slechts uit een geschikte interpolatie tussen de waarden van $\frac{n_4}{n_3}$ en $\frac{n_2}{n_1}$ te vinden.

De laatste grootheid kan men door berekening uit de voorhanden metingen afleiden.

Voor n_2 geldt de betrekking:

$$n_2 = \int k(\nu)\, d\nu \,.\, \frac{8\,\pi}{\lambda^2\, g_3\, A_{23}}$$

A_{23} is uit de theorie bekend ($= 0{,}4.10^8$) en de absolute waarde van $\int k(\nu)\, d\nu$ is gemakkelik uit de absorptiemetingen af te leiden.

n_1 is bekend, als druk en dissociatiegraad bekend zijn. De laatste kan $= 100\ \%$ gesteld worden.

Men vindt voor het quotient $\frac{n_2}{n_1}$ een getal, dat zeer dicht bij 10^{-5} ligt. De onzekerheid, die er in dit getal ligt tengevolge van de onzekerheid in de bepaling van n_1, is niet zeer belangrijk, omdat alleen de logarithme van deze grootheid voor ons van betekenis is.

Het is nu nog te overwegen hoe men tussen deze waarden moet interpoleren, om $\frac{n_3}{n_2}$ te vinden.

Men heeft wel getracht, de bezetting der verschillende niveau's door een effektieve elektronentemperatuur te beschrijven. [1]).

Indien dit mogelik was, zou de grootheid $\frac{\log \frac{n_k}{n_j}}{\nu_{kj}}$ een konstante

[1]) Agathe Carst en R. Ladenburg Zs. f. Phys. 48, 180, 1928.

moeten zijn. Dit laatste is nu echter niet het geval, zoals bij de berekening van $\frac{n_2}{n_1}$ en $\frac{n_4}{n_3}$ blijkt en we trouwens uit de intensiteitsmetingen van I. A. Bongers in de Balmerreeks reeds wisten [1]).

Het verschil, dat optreedt, is echter niet groot en het is niet onplausibel, om ter bepaling van de grootheid $\frac{n_3}{n_2}$ het arithmities gemiddelde van deze uitdrukking voor $\frac{n_2}{n_1}$ en $\frac{n_4}{n_3}$ te nemen.

De berekening voert dan voor H_α en H_β tot een waarde voor K, die ongeveer 1.08 is en voor H_β en H_γ ongeveer 1.04. De onzekerheid in deze faktor bedraagt enkele procenten.

3. *Meetresultaten.*

De eerste resultaten werden verkregen aan H_α en H_β.

Aangezien de metingen op verschillende dagen geschied waren, worden de uitkomsten hier niet vermeld. Vergelijking met de theoretiese waarde leerde echter al aanstonds, dat de orde van grootte van de totaalverhouding bevredigend klopte met de theorie.

Vervolgens werd getracht, om (bij dezelfde druk, als waarbij de onderzoekingen naar de metastabiliteit gedaan waren) een absorptiemeting aan H_α en H_β onder zoveel mogelik gelijke omstandigheden te doen.

De moeilikheid daarbij is, dat de absorptie noch te groot noch te klein mag zijn, omdat anders al gauw óf H_α óf H_β onmeetbaar wordt.

Er werden voor H_α twee series verkregen bij 250 en bij 220 m.ampère, die aan redelike eisen voldeden.

Voor het aanbrengen van de korrektie voor negatieve absorptie werden vroegere intensiteitsmetingen in de Balmerreeks aan dezelfde buis gebruikt.

De diskussie van deze korrektie volgt later. (Hoofdstuk VIII).

De resultaten van deze metingen waren in opvallend goede overeenstemming met de theorie. Deze overeenstemming berust

---

[2]) I. A. Bongers, diss. Utrecht 1927.

gedeeltelik op toeval, omdat de gemiddelde fout, die uit de onderlinge overeenstemming der kurven af te leiden is, 20 à 30 % bedraagt.

Na deze metingen werd overgegaan tot een twede toetsing aan dezelfde lijnen en onder andere omstandigheden.

Daarbij werd van de hulpanode gebruik gemaakt, waardoor de effektieve buislengte tot op een vierde verkort wordt.

Vervolgens werd de druk zo hoog opgevoerd, als met de gegeven spanning mogelik was en de stroomsterkte zodanig aangepast, dat de absorpties in het gunstige gebied kwamen te liggen.

Het resultaat was in hoofdzaak hetzelfde, als bij de metingen bij lage druk verkregen werd.

Het scheen daarna nog gewenst en mogelik, om ook nog eens voor H_β en H_γ de vergelijking door te voeren. Nieuwe moeilikheden traden daarbij niet op. Een bezwaar bij kleine drukken (dus lange buis) is, dat het eigen licht van de absorptiebuis voor H_γ hinderlijk sterk gaat worden. De intensiteit is zelfs groter dan die van de emissiebuis. Slechts door lange reeksen opnamen en herhaald zorgvuldig fotometreren gelukte het, om de gemiddelde fout zo klein te maken, dat ook bij deze omstandigheden nog een bruikbaar resultaat werd verkregen.

Figuur 13 geeft een voorbeeld van de verkregen krommen voor H_α en H_β, fig. 14 voor H_β en H_γ.

Voor de oppervlaktebepaling werden de krommen over elkaar heen getekend, om de onzekerheid in het tekenen der zijkanten zo klein mogelik te maken.

Het resultaat der gezamenlike metingen vindt men samengesteld in tabel IV, waarin naast de theoretiese waarden uitsluitend de empiries gevonden eindgetallen zijn weergegeven, zoals zij tenslotte bepaald werden, nadat alle korrekties waren aangebracht, en tevens de omstandigheden, waaronder zij bepaald werden.

De afwijkingen van de theoretiese waarden zijn vrijwel naar het toeval verdeeld en zijn van de te verwachten grootte.

Het is niet goed mogelik, om nog hogere leden in de serie te meten langs dezelfde weg, aangezien de absorpties ten slotte te klein worden en de eigen intensiteit van de buis te groot.

Resumerend kan men dus zeggen, dat de metingen, zowel,

voorzover zij op de totaalverhouding, als voorzover zij op de

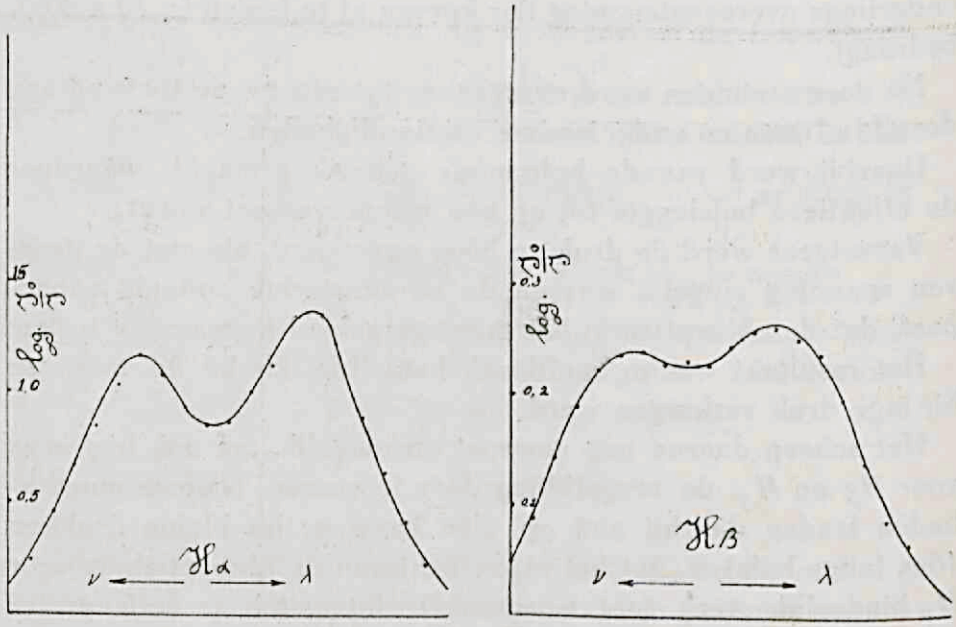


Fig. 13.

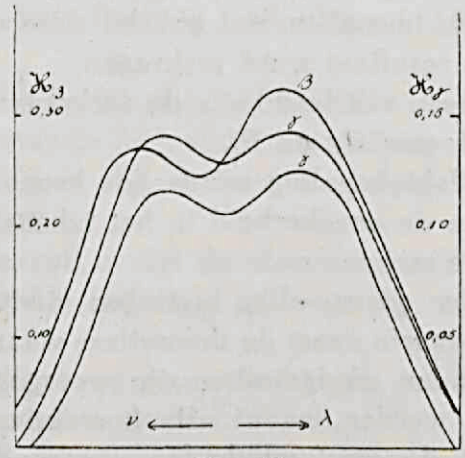


Fig. 14.

De absorptie-doublets van Hβ en Hγ onder gelijke omstandigheden. De twee krommen voor Hγ beantwoorden aan een meting onmiddelik vóór resp. na de meting van Hβ.

dubbelverhouding betrekking hebben, een goede bevestiging vormen voor de theorie.

TABEL IV.

	H_α/H_β			H_β/H_γ	
	I	II	III	IV	V
Druk (in m.m.)	0,005	0,005	0,085	0,085	0,012
Stroomst. (in m. A)	220	250	250	250	300
Buislengte (M.)	4	4	1	1	4
Theorie	$\frac{B_{23}\,\nu_{23}}{B_{24}\,\nu_{24}} = 5{,}37$			$\frac{B_{24}\,\nu_{24}}{B_{25}\,\nu_{25}} = 2{,}66$	
Totaalverhouding	5,55	4,95	4,90	2,46	2,42
Afwijking v. d. th.	+ 3%	— 9%	— 10 %	— 9%	— 10%
Dubbelverhouding	0,91	0,92	$0{,}94^5$	$0{,}87^5$	1,01
Theorie	$\left\{\frac{I_k}{I_l}\right\}_\alpha : \left\{\frac{I_k}{I_l}\right\}_\beta = \frac{0{,}80}{0{,}91} = 0{,}89.$			$\left\{\frac{I_k}{I_l}\right\}_\alpha : \left\{\frac{I_k}{I_l}\right\}_\beta = \frac{0{,}91}{0{,}96} = 0{,}96$	
Afwijking v. d. th.	+ 2%	+ 3 %	+ 6 %	— 8%	+ 12%

In zekere zin vormen de metingen tegelijk een steun voor de quantenmechaniese dispersietheorie.

Kort geleden n.l. hebben Agathe Carst en R. Ladenburg [1]) uitvoerige dispersiemetingen gepubliceerd, die betrekking hebben op H_α en H_β.

Met behulp van de moderne dispersieforomules wordt dan uit de metingen een waarde voor de verhouding der overgangswaarschijnlikheden afgeleid, die binnen de meetfouten overeenstemt met de theoretiese waarde. De auteurs vinden n.l. als eindge-

[1]) Agathe Carst en R. Ladenburg, Zs. f. Phys. 48, 180, 1928.

middelde 4.68. De afwijking van de theorie bedraagt 10 % en is juist gelijk aan de middelbare fout, die de schrijvers opgeven.

Men kan bezwaar maken tegen de wijze, waarop in dit artikel voor negatieve absorptie gekorrigeerd wordt. Echter gaat het hier slechts om een onzekerheid van enkele procenten, terwijl bovendien waarschijnlik het aanbrengen der juiste korrektie de eindwaarde iets dichter bij de theoretiese zou brengen.

Onze experimenten vormen een bevestiging *langs direkte weg* (n.l. door rechtstreekse bepaling van het aantal overgangen) van, wat de genoemde auteurs *langs indirekte weg* konkluderen.

Daarmee ontvangt dus genoemde indirekte weg, n.l. de dispersietheorie, steun.

De emissiemetingen in de Balmerreeks voerden tot intensiteiten die niet schenen overeen te komen met de verwachting der theorie.

Ook emissiemetingen in de fijnstruktuur voerden juist in die gevallen, waarin men de beste overeenstemming met de theorie zou verwachten, (lage stroomsterkte en druk) tot intensiteiten, die weinig geleken op de theoretiese.

Dit alles scheen argumenten op te leveren tegen de theorie van Schrödinger.

We weten nu, dat al deze feiten geen anomalieën zijn, maar uitsluitend veroorzaakt worden door de biezondere wijze, waarop de aanslag door de elektronen geschiedt en waaromtrent al te eenvoudige onderstellingen waren gemaakt.

In 't biezonder blijkt de omstandigheid, dat de gemiddelde kinetiese energie van de atomen groot is, ten opzichte van de energieverschillen in de fijnstruktuur, geen garantie op te leveren, dat de verdeling over die niveaus volgens de statistiese gewichten zou moeten zijn.

Vooral bij lage druk treden aanmerkelike afwijkingen op.

HOOFDSTUK VIII.

DE AANSLAGKONDITIES.

1. *De stroomsterkte-afhankelikheid bij lage druk.*

In het voorgaande hebben wij ons voornamelik bezig gehouden met het bepalen van karakteristieke atoomkonstanten, om daardoor tot een toetsing van de theorie van het waterstofatoom te geraken.

De afhankelikheid van de uitwendige omstandigheden (druk, temperatuur, stroomsterkte, samenstelling van het gasmengsel, werking van de buiswand) werd toen niet opzettelik onderzocht.

In het algemeen is het onderzoek van de aanslagkondities een veel ingewikkelder probleem dan het eerstgenoemde, maar daarom niet minder interessant.

Er deden zich nu bij de proeven, zoals zij uitgevoerd werden met het doel om de atoomkonstanten vast te leggen, enige opvallende feiten voor, die een nader onderzoek waard zijn.

Het belangwekkendste zijn de metingen bij lage druk, omdat in dat geval de onderlinge invloed, die de atomen van elkander ondervinden, het geringst is. Het mechanisme, waardoor de atomen aangeslagen worden, speelt dan de hoofdrol.

In het volgende zullen wij de resultaten bespreken van een reeks metingen, waarbij de emissie en de absorptie van H_α als funktie van de stroomsterkte onderzocht werd bij konstante druk (0.01 m.m.).

Op één plaat werden opnamen gemaakt bij vier verschillende stroomsterkten in de absorptiebuis, n.l.: 75, 150, 250 en 500 m.-ampère.

Bij de opname bij 500 m.amp. is men genoodzaakt, om de hulpanode te gebruiken, omdat anders de absorptie te groot is, om gemeten te kunnen worden.

Ten einde de metingen bij lange buislengte met die bij korte buislengte te kunnen vergelijken, werd de opname bij 250 m.amp. met beide buislengten uitgevoerd.

Men heeft in de onderlinge vergelijkbaarheid der gevonden absorptie- en emissiekrommen bij 250 m.amp. een kontrôle voor de juistheid der metingen.

Inderdaad waren de absorptie- en de emissiekromme, zoals die bij korte buislengte gevonden werden, door vermenigvuldiging, goed in die bij lange buislengte over te voeren.

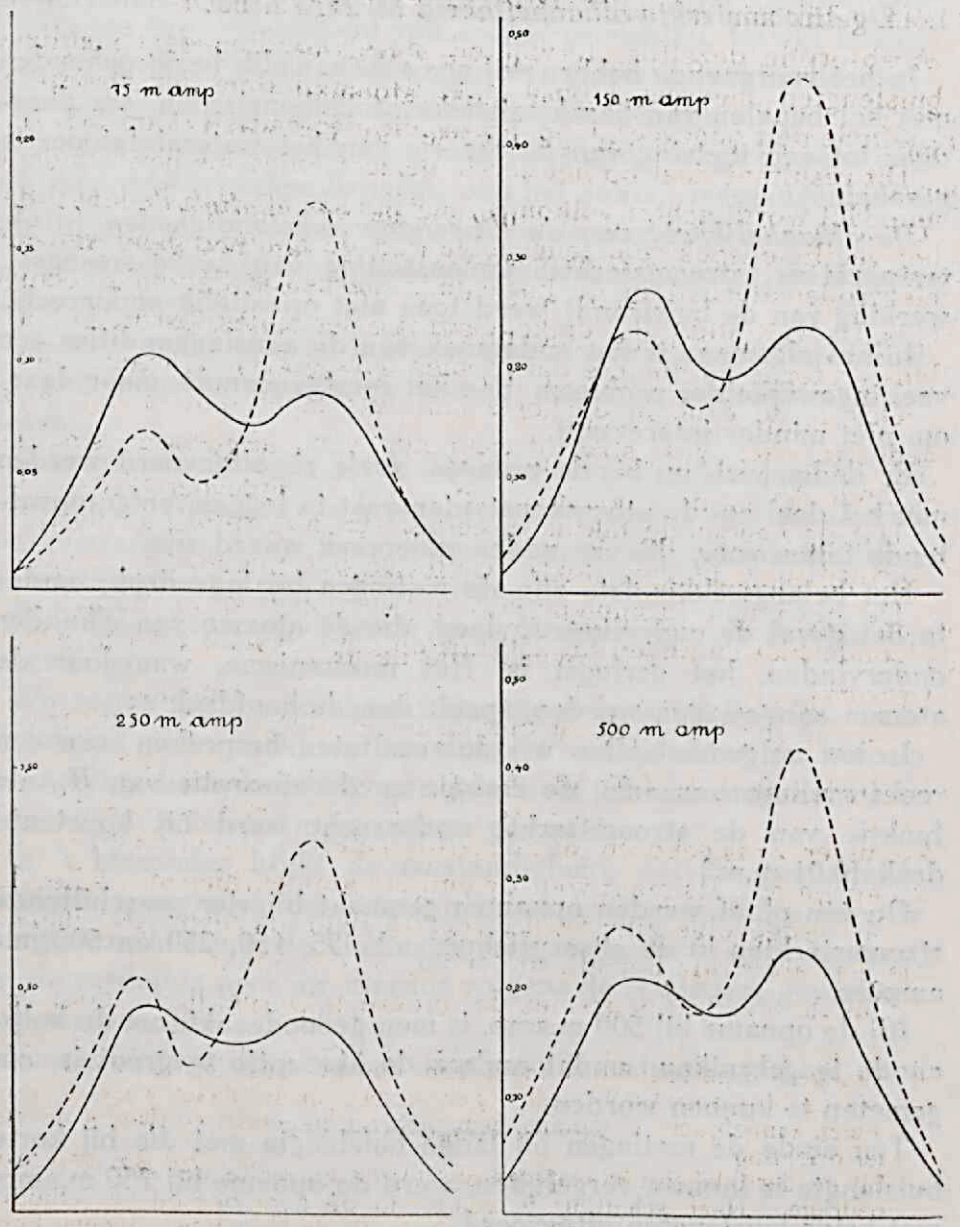


Fig. 15.

Het absorptie- en emissiedoublet van H_α voor een druk van 0.01 m.m. in afhankelikheid van de stroomsterkte.

De stippellijn duidt de absorptie- de getrokken lijn de emissiekoëfficient aan.

De overeenstemming was in emissie beter dan in absorptie, zoals, gezien de kleinere bereikbare nauwkeurigheid bij een absorptiemeting ook te verwachten was.

De evenredigheidsfaktor tussen de beide metingen is echter nóch gelijk aan de verhouding der buislengten, nóch voor emissie en absorptie dezelfde: terwijl n.l. de verhouding der effektieve buislengten ongeveer 1 op 4 is, is de verhouding der absorptiekoëfficienten ongeveer 1 op 7.5 en die der emissie 1 op 5.3.

Dit resultaat doet op het eerste gezicht enigszins bevreemdend aan. Het wordt echter volkomen begrijpelik, als men bedenkt, dat het veellijnenspektrum tengevolge van de aanwezigheid van het elektrodemateriaal in de korte buis sterker is dan in de lange buis. Daaruit blijkt, dat de koncentratie der molekulen in de korte buis groter is en dus die der atomen geringer.

Ook is de druk in de korte buis iets lager dan in het lange gedeelte: het gas stroomt namelik van de anode naar de kathode [1].

Dat de genoemde faktor in emissie en absorptie niet dezelfde is, wordt ook uit de verdere resultaten begrijpelik.

De gevonden krommen worden weergegeven in fig. 15. De afzonderlike metingen bij 250 m.amp. zijn daarbij tot één geheel verwerkt.

De getallen langs de ordinaten geven de gevonden absorptiekoëfficienten aan (n.l. de $^{10}\log. \frac{I_o}{I}$), de schaal der emissiekrommen zo is gekozen, dat dezelfde getallen als bij de absorptiekrommen ook als maat voor de emissie kunnen dienen.

Dientengevolge zijn de drie eerste figuren, zowel wat emissie als wat absorptie betreft, onderling vergelijkbaar.

Om de vierde figuur met de andere te vergelijken, moet men

---

[1] Vroegere experimenten toonden aan, dat de druk in het anode-einde van de buis betrekkelik veel hoger is, dan op de plaats, waar de kenometer aangebracht is, zolang geen gebruik gemaakt wordt van de vlotterinrichting.
Bij de destijdsgebruikte opstelling kon de korrektie wel een faktor vier bedragen. Naar schatting is echter in dé door ons bij de definitieve metingen gebruikte opstelling de druk, die de kinometer aangeeft hoogstens 1,5 maal kleiner, dan de druk in het anode-einde. Het drukverval in de lange buis is dus zeker wel geringer, omdat de kenometer door een vrije lange en nauwe buis (1 c.m. diameter) verbonden is met de ontladingsbuis.

de aangegeven waarden voor de absorptie met 7.5 en voor de emissie met 5.3 vermenigvuldigen.

Men moet de nauwkeurigheid van deze metingen niet zo hoog aanslaan als die voor de vergelijking van H_α met H_β, omdat in dit geval voor iedere absorptiemeting slechts één opname C en een opname A ter beschikking stond.

De E-kromme kon voor alle opnamen gelijktijdig bepaald worden en is door drie opnamen vastgelegd.

Verder is de absorptiemeting bij 250 m.amp. het nauwkeurigst vastgelegd, omdat daarin meerdere opnamen verwerkt zijn.

De gevonden emissiekrommen zijn voor zelfabsorptie gekorrigeerd. De korrektie voor de intensiteitsverdeling in het trappenrooster is echter niet aangebracht, omdat deze de vorm der kromme zo weinig beinvloedt. Aan enige getallen kunnen wij dit duidelik maken: neemt men de intensiteit in het midden der figuur als vast aan, dan moeten de waarden aan de rand van de figuur met een korrektiefaktor 1.20 vermenigvuldigd worden. Op de plaats van de intensiteitsmaxima bedraagt de faktor ongeveer 1.04.

Het uiterlik der kromme verandert daardoor slechts zeer weinig.

Men ziet uit deze figuren allereerst, dat de totale absorptie en emissie met stijgende stroomsterkte onderling vrijwel evenredig blijven; de emissie neemt echter in het algemeen iets minder sterk toe dan de absorptie. De verhouding $\frac{N_3}{N_2}$ wordt dus in het beschouwde geval bij toenemende stroomsterkte langzaam kleiner.

Een merkwaardig verloop geven de intensiteitsverhoudingen $\frac{I_k}{I_l}$ bij stijgende stroomsterkte te zien.

Bij geringe stroomsterkte zijn de afwijkingen van de theoretiese waarde (0.8) het grootst. Terwijl echter voor de emissie $\frac{I_k}{I_l}$ ongeveer 1.15 bedraagt, is dit getal in absorptie ongeveer 0.40.

De afwijking vindt dus, zoals vroeger ook reeds opgemerkt is, in verschillende richting plaats.

Bij stijgende stroomsterkte konvergeren echter, zoals men uit

de figuren zou kunnen afleiden de waarden voor $\frac{I_k}{I_l}$ naar een gemeenschappelijke limiet.

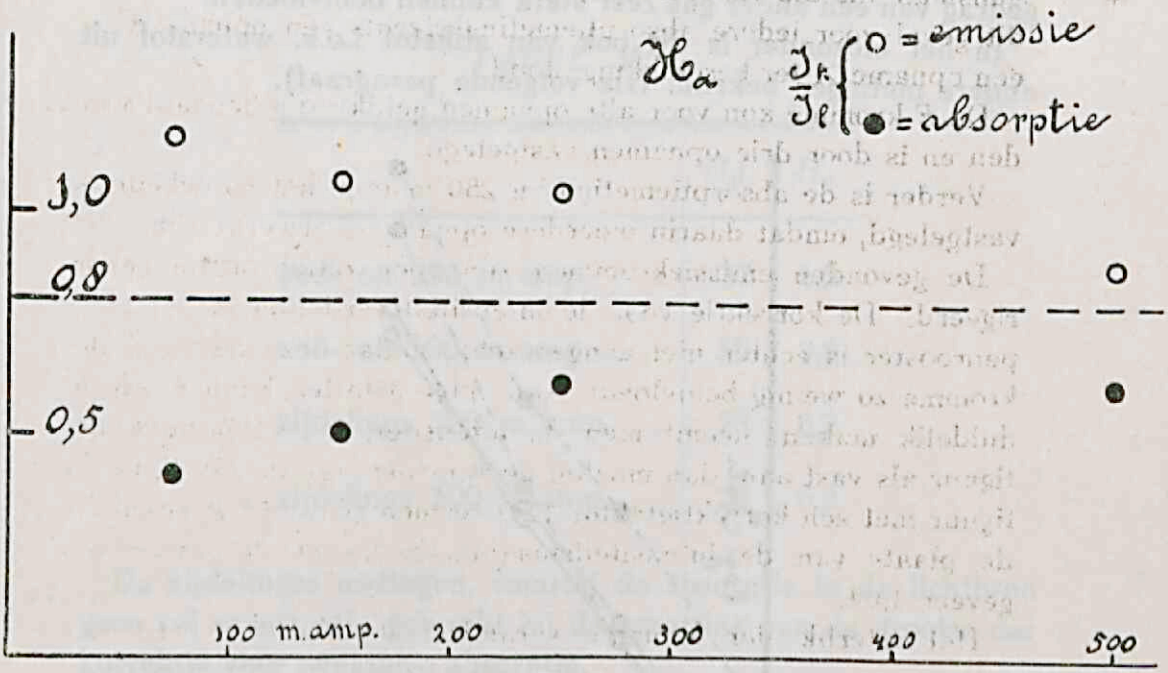


Fig. 16.

Duideliker dan in fig. 15, ziet men dit in fig. 16, waar $\frac{I_k}{I_l}$ uitgezet is tegen de stroomsterkte, zowel voor emissie als voor absorptie.

De stippellijn geeft de theoretiese waarde van $\frac{I_k}{I_l}$ aan bij bezetting volgens de statistiese gewichten. Men ziet, dat de gevonden punten naar de stippellijn schijnen te konvergeren.

Bij stijgende stroomsterkte naderen dus de bezettingsverhoudingen van het twede en derde niveau meer en meer tot die volgens de statistiese gewichten.

Opmerking verdient het nog, dat de gevonden waarden voor $\frac{I_k}{I_l}$ niet direkt vergelijkbaar zijn met de vroeger gevondene, omdat de

buis bij deze proef door een onbekende oorzaak een spoor stikstof bevatte, dat als een zwakke spektrale verontreiniging zichtbaar was.

Men weet, dat sporen van een vreemd gas het spektroskopies gedrag van een ander gas zeer sterk kunnen beïnvloeden.

In het biezonder is dit ook van stikstof t.o.v. waterstof uit andere metingen bekend. (zie volgende paragraaf).

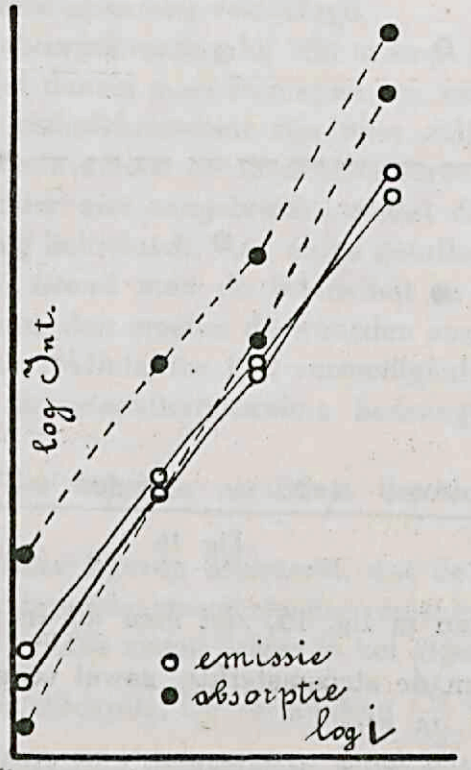


Fig. 17.

In fig. 17 geven wij nog de kurven weer, die aangeven, hoe I_k en I_l bij toenemende stroomsterkte toenemen. Zowel de stroomsterkte, als de intensiteit is logarithmies uitgezet.

2. *Het verval in de reeks.*

Ter bepaling van de grootte van de negatieve absorptie werden ook nog enkele malen aan de buis emissiemetingen in de Balmerreeks uitgevoerd en eventueel voor absorptie gekorrigeerd.

Het resultaat van oudere metingen (bij 0.01 m.m.) wordt in onderstaande tabel weergegeven: de intensiteit van H_α is daarbij gelijk aan 100 gesteld.

TABEL V.

	H_β	H_γ
end- on 200 m. amp. . .	37	6,5
end- on 500 m. amp. . .	55	9,8
zijdelings 200 m. amp. .	28	6,2
zijdelings 500 m. amp. .	26	6,2

De zijdelingse metingen, waarbij de absorptie in de lichtbron geen rol speelt, zijn gebruikt bij de schatting van de grootte der korrektie voor negatieve absorptie.

Aan het einde der onderzoekingen werd echter getracht, om de metingen nog eens te herhalen, om de bewuste korrektie met nog iets meer zekerheid te kunnen vastleggen.

Helaas speelde ons daarbij de reeds eerder genoemde verontreiniging met stikstof parten.

De uitkomst der metingen verschilde aanmerkelik van die der vroegere metingen.

Dat deze afwijking echter vrijwel uitsluitend aan de verontreiniging met stikstof is toe te schrijven, wordt waarschijnlik gemaakt door recente metingen van Prof. Dr. L.S. Ornstein en Dr. H. C. Burger, waarbij de verhouding van H_α *tot* H_β langs direkte weg (met thermo-relaisopstelling) gemeten werd als funktie van verschillende omstandigheden.

Als nevenresultaat van de metingen kwam het feit naar voren, dat een spoor stikstof de intensiteitsverhouding van H_α tot H_β aanmerkelik doet veranderen en wel in dezelfde zin, als waarin onze metingen afwijken van de vroeger gedane.

Het verval in de serie wordt n.l. door het toevoegen van een spoor stikstof aanmerkelik steiler.

Aangezien bij onze absorptiemetingen aan H_α, H_β en H_γ ter bepaling van de verhouding der Einsteinse B's geen stikstof in de buis aanwezig was, hebben wij de oude korrekties aangehouden.

Dat het hier overigens om zeer kleine bedragen gaat, kan blijken uit het feit, dat bij aanwending der extreme verhoudingen, zoals wij die uit onze laatste metingen vonden, de korrektie voor neg. absorptie slechts 4 % kleiner wordt.

Onderstaande tabel geeft de waarden, die voor H_β en H_γ gevonden werden, als men weer H_α 100 stelt.

TABEL VI.

	H_β	H_γ
zijdelings 250 m. amp. 0.01 m.m.	11,7	
zijdelings 250 m. amp. 0.1 m.m.	11,4	2,56

3. *Drukafhankelikheid.*

Over de afhankelikheid van $\frac{I_k}{I_l}$ in absorptie en emissie als funktie van de druk hebben wij geen systematiese metingen gedaan.

Toch laat zich uit de metingen afleiden, dat evenals bij hogere stroomsterkte, ook bij hogere druk de niveau-bezetting meer en meer tot die volgens de statistiese gewichten nadert.

Het is ook mogelik, om de gevonden stroomafhankelikheid als een zuiver drukeffekt op te vatten, aangezien bij hogere drukken de dissociatiegraad van het gas en daarmee de koncentratie der atomen zeker hoger zal zijn dan bij lage drukken. Men zou daartoe de dissociatiegraad van het gas moeten kennen.

Omtrent de dissoociatiegraad van het gas is weinig met zeker-

heid te zeggen. Is het geoorloofd, om de totaalintensiteit van de bijbehorende spektra als maat voor de koncentratie aan te nemen, dan zou men geneigd zijn, te zeggen, dat blijkens de spektrale samenstelling het gas vrijwel uitsluitend atomen bevat.

Deze konklusie blijft echter altijd enigszins onzeker en wacht nog op bevestiging langs andere weg.

Bij het onderzoek naar het mechanisme van de aanslag door elektronen van het waterstofatoom, zal het molekuul steeds als ongewenst bijmengsel optreden en dus zoveel mogelik weggewerkt worden.

Door zorgvuldige studie van het te kiezen gasmengsel en zoveel mogelik elimineren van de invloed van het elektrodemateriaal is in deze richting nog veel te bereiken.

Door gelijktijdige absorptie- en emissiemetingen als hierboven beschreven, kan men een groot aantal onafhankelike gegevens tegelijkertijd bepalen, die het wellicht mogelik maken, om de niveaubezetting ondubbelzinnig vast te leggen als funktie van de uitwendige parameters.

SUMMARY.

1. Bij means of an echelon grating (resolving power in the visible region: 180.000 –340.000) the intensity distribution in the first line of the Balmer series is studied as emitted from a long tube at a very low pressure.
2. Through comparison of the intensity distribution in the light from the end of the tube with that from the side of the tube, the conclusion is arrived at, that in the fine stucture of the level for which $l = 2$, the lower level is not meta- stable.
3. Bij passing the light of another hydrogen tube (which acts as an emission tube and the broadened lines of which form a suitable continuous background for the measurement) through the first tube the absorption coëfficient inside the emission line is more quantitatively determined. In general the component of longer wavelength (I_l) is more absorbed than the component of shorter wavelength (I_k).
4. Bij measuring the intensity ratio of the absorption doublets of H_α, H_β and H_γ and by measuring the total absorption ($\int k \, d \nu$) of these lines, two independent tests of the Schrödinger theory of the hydrogen atom can be applied. The results are in agreement with the theoretical data.
5. From measurements of $\frac{I_k}{I_l}$ for the H_α line in emission and in absorption and as a function of current and pressure, the selection principle for electron impact, which was found by Ornstein and Burger in the heliumspectrum, is confirmed for our case.

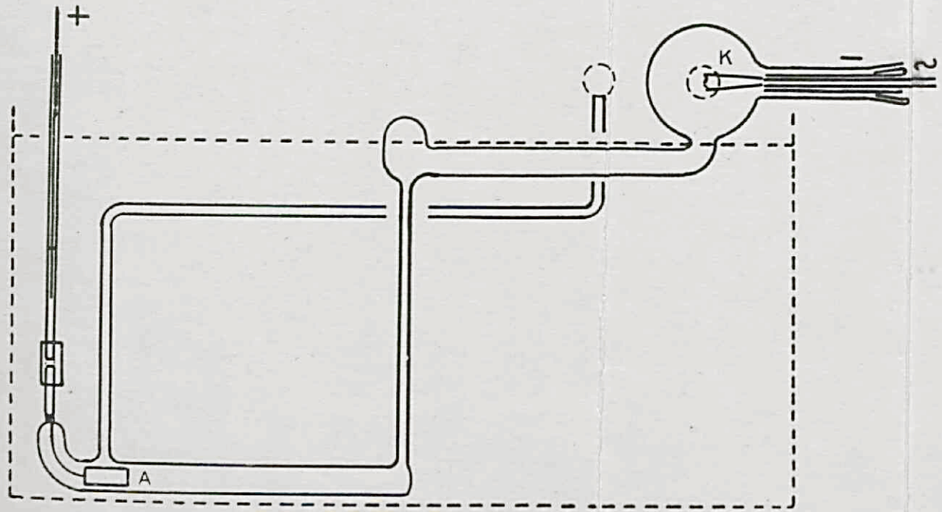


Fig. 3.

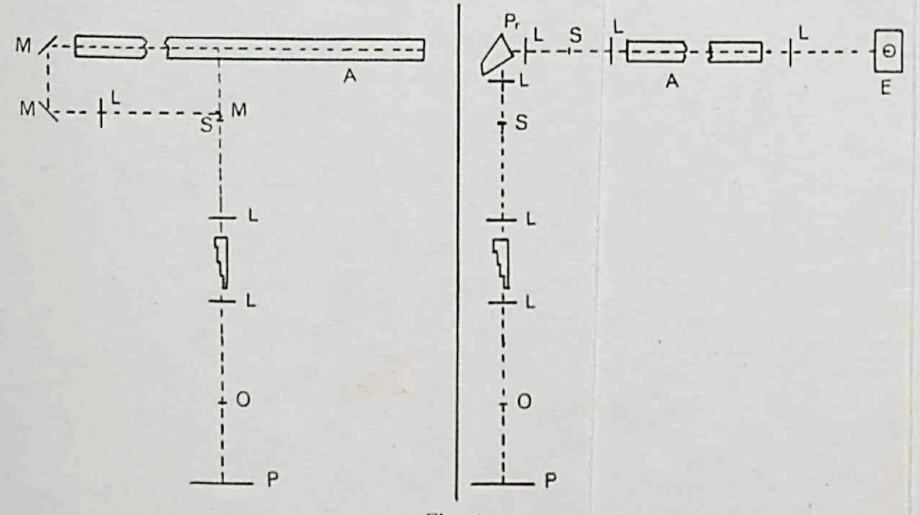


Fig. 4.

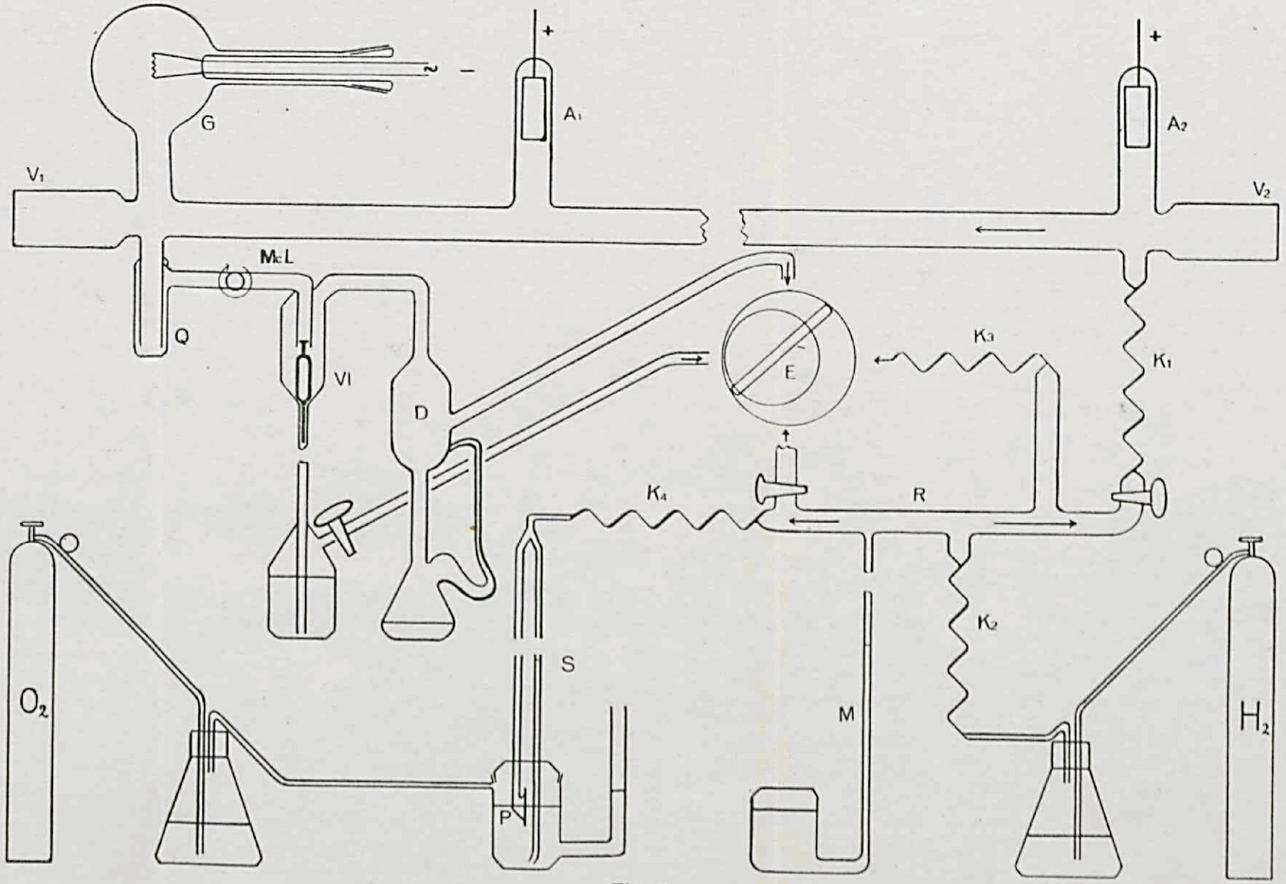


Fig. 2.

BETEKENIS DER SYMBOLEN.

Fig. 3.

A = anode;
K = kathode.

Fig. 4.

A = absorptiebuis; E = emissiebuis; L = lens;
S = spleet; Pr = prisma; M = spiegel; O = okulair;
P = plaat.
Tusschen S en M bevindt zich een rood filter.

Fig. 2.

A_1 en A_2 = anoden; G = gloeikathode; V_1 en V_2 = glasvensters;
Q = kwikvanger; Mc L = verkorte Mac Leod of kenometer;
Vl = glazen vlotter; D = diffusiepomp in twee trappen;
E = excentriese motorpomp; k_1 tot en met k_4 kapillaire buizen;
M = buitenmanometer; P = poreusplaatje; S = stijgbuis; O_2 zuurstofbombe;
H_2 = waterstofbombe.

Stellingen.

I.

Ten onrechte baseert Mohler zijn beschouwingen op de onderstelling, dat bij elektronenbotsing de stralingsintensiteit evenredig is met de stroomsterkte.

F. L. Mohler. Phys. Rev. 31, 188, (1928).

II.

De A-waarden, die Sugiura aangeeft voor het H-atoom, zijn niet direkt vergelijkbaar met de experimentele resultaten van Wien.

Y. Sugiura, J. d. Phys. 8, 113. (1927).

III.

Er is een tussenvorm denkbaar van de Fabry Perotinterferometer en het trappenrooster volgens Michelson, die bij gelijk oplossend vermogen belangrijk lichtsterker is dan deze beide.

IV.

De verklaring, die Sommerfeld en Unsöld geven voor de intensiteitsanomalie in het doublet van H_α, is niet juist.

A. Sommerfeld und A. Unsöld, Zs. f. Phys. 38, 237, 1926.

V.

De intensiteiten van twee door absorptie gestoorde lijnen zijn niet additief, als zij elkaar gedeeltelik overdekken.

VI.

Het feit, dat nog nooit bij atomaire waterstof resonantie is waargenomen, berust op de grote Dopplerbreedte der lijnen.

D
Utr
1