



# Optisch onderzoek van gasontladingen in capillaire buizen

<https://hdl.handle.net/1874/321187>

Ag. 192. 1985

OPTISCH ONDERZOEK  
VAN GASONTLADINGEN  
IN CAPILLAIRE BUIZEN

P. J. HARINGHUIZEN

BIBLIOTHEEK DER  
RIJKSUNIVERSITEIT  
UTRECHT.

ht















OPTISCH ONDERZOEK VAN GASONTLADINGEN IN  
CAPILLAIRE BUIZEN





*Diss. Utrecht 1935*

# OPTISCH ONDERZOEK VAN GASONTLADINGEN IN CAPILLAIRE BUIZEN

PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN  
DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE AAN  
DE RIJKS-UNIVERSITEIT TE UTRECHT, OP  
GEZAG VAN DEN RECTOR-MAGNIFICUS  
DR. H. BOLKESTEIN, HOOGLEERAAR IN DE  
FACULTEIT DER LETTEREN EN WIJSBE-  
GEERTE, VOLGENS BESLUIT VAN DEN SENAAT  
DER UNIVERSITEIT TEGEN DE BEDENKINGEN  
VAN DE FACULTEIT DER WIS- EN NATUUR-  
KUNDE TE VERDEDIGEN OP MAANDAG  
15 APRIL 1935 DES NAMIDDAGS TE VIER UUR

DOOR

PIETER JAN HARINGHUIZEN  
GEBOREN TE WIERINGERWAARD

AMSTERDAM — 1935

N.V. NOORD-HOLLANDSCHE UITGEVERSMAATSCHAPPIJ

BIBLIOTHEEK DER  
RIJKSUNIVERSITEIT  
UTRECHT.





AAN MIJN OUDERS.



Het beëindigen van dit proefschrift biedt mij een welkome gelegenheid om U, Hoogleeraren, Oud-Hoogleeraren en Docenten in de Faculteit der Wis- en Natuurkunde, mijn oprechte dank te betuigen voor hetgeen U door Uw onderwijs tot mijn wetenschappelijke vorming hebt bijgedragen.

In het bijzonder geldt deze dank U, Hooggeleerde ORNSTEIN, Hooggeachte Promotor, voor Uw leiding en belangstelling bij mijn werk. De groote invloed die Gij door Uw stuwend enthousiasme, Uw enorme werkkraft en groote vindingrijkheid uitoefent op al het wetenschappelijk werk in Uw laboratorium, kan niet hoog genoeg geschat worden, terwijl de prettige wijze waarop Gij Uw leerlingen tegemoet komt en het groote vertrouwen dat Gij in hen stelt er zoo veel toe bijdragen, dat er in Uw laboratorium zoo'n prettige sfeer heerscht; dit alles is voor mij van groot belang geweest.

Aan U, Zeergeleerde MINNAERT en VAN CITTERT betuig ik mijn hartelijke dank voor de belangstelling die Gij in mijn onderzoek getoond hebt en voor de raadgevingen die ik van U mocht ontvangen.

Tot jou, beste BRINKMAN, wil ik hier een woord van bijzondere dank richten. De vriendschap die ons verbindt, is van groote betekenis geweest bij het totstand komen van dit proefschrift. Niet alleen door de vele raadgevingen, maar ook door je optimisme heb je mij veel steun gegeven bij het overwinnen van de moeilijkheden die zich bij het werk voorgedaan hebben.

Ten slotte ben ik VIJVERBERG, VAN DER VEEN en DE BRUYN dankbaar voor de prettige en goede hulp die ze allen gedurende eenige tijd bij de vele intensiteitsmetingen aan mij verleend hebben.

---





# INHOUD

|  | BLADZ. |
|--|--------|
| Inleiding . . . . .  | 1      |
| <b>HOOFDSTUK I. De gebruikte ontladingsbuizen.</b>   |        |
| § 1. Beschrijving der buistypen; hun doel en opstelling . . . . .  | 3      |
| § 2. Spanningsmetingen . . . . .   | 7      |
| <b>HOOFDSTUK II. Theoretische beschouwingen.</b>   |        |
| § 1. De optische meting van de radiale bouw der capillair-ontlading . . . . .  | 11     |
| § 2. De in de positieve zuil optredende processen van aanslag en vernietiging van aangeslagen atoomtoestanden . . . . .  | 14     |
| <b>HOOFDSTUK III. Temperatuurmetingen in de capillair met behulp van het stikstofbandenspectrum.</b>   |        |
| § 1. De temperatuur als functie van stroomsterkte en kwikdruk . . . . .  | 19     |
| § 2. Bepaling van het temperatuurverloop langs de diameter van de capillair . . . . .  | 23     |
| <b>HOOFDSTUK IV. Resultaten der intensiteitsmetingen aan de spectraallijnen geëmitteerd door de beschreven buizen.</b>   |        |
| § 1. De intensiteit der kwiklijn $\lambda$ 5461 als functie van de druk . . . . .  | 26     |
| § 2. De intensiteit van het spectrum der bijgemengde gassen . . . . .  | 31     |
| § 3. De absolute intensiteit van de lijn $\lambda$ 5461 . . . . .  | 34     |
| § 4. De intensiteit als functie der stroomsterkte . . . . .  | 35     |
| § 5. De singuletlijn $\lambda$ 4916 . . . . .  | 38     |
| § 6. End-on metingen; bepaling van het verloop van de relatieve electronen-concentratie langs de diameter van de capillair. Vergelijking van theorie en experiment . . . . . | 40     |

## HOOFDSTUK V. Zelfabsorptie.

- § 1. De tripletverhouding . . . . . 44
- § 2. Onderzoek naar de zelfabsorptie, en poging tot correctie hiervoor door middel van een aan één zijde verzilverde capillair . . . . 48

## HOOFDSTUK VI. Absorptiemetingen.

- § 1. Voorloopige metingen . . . . . 55
- § 2. Definitieve methode; resultaten meting aan de lijn  $\lambda$  5461 . . . . . 57
- § 3. Vergelijking van experiment en theorie . . 61

Zusammenfassung . . . . . 65



## INLEIDING.

Bij het onderzoek van een gasontlading langs optische weg (d.w.z. door middel van de intensiteit van het uitgezonden spectrum) heeft men het groote voordeel de ontlading in ongestoorde toestand waar te nemen; tevens maakt de optische methode het mogelijk in de verschillende deelen van het gasvolume afzonderlijk te meten.

In dit proefschrift worden een aantal optische metingen beschreven, die verricht zijn aan de positieve zuil van een gasontlading in een capillaire buis; deze capillair-ontlading is gekozen om zijn groote lichtsterkte tengevolge van de hooge stroomdichtheid in de capillair. De optische waarnemingen zijn gecombineerd met de meting van de elektrische grootheden (nl. stroomsterkte en spanning), die mede de ontlading karakteriseeren, en die, zonder de ontlading te storen, te meten zijn.

De waarnemingen dienden tot onderzoek van:

10. De radiale bouw der positieve zuil.
20. De in de positieve zuil optredende processen van vorming en vernietiging van aangeslagen atoomtoestanden.

De theoretische beschouwingen, waarmede de verkregen resultaten geïnterpreteerd worden, zijn tijdens het onderzoek ontstaan; ze gaan echter in de dissertatie aan het experimenteele gedeelte vooraf, omdat zoodoende de vele experimenteele gegevens beter in hun onderling verband gezien kunnen worden.

Het onderzoek sluit zich aan bij dat van CUSTERS<sup>1)</sup>, die een methode voor foto-electrische intensiteitsmetingen uitwerkte, en deze methode voor metingen in het spectrum van een capillair-ontlading in kwik toepaste.

CUSTERS onderzocht de lijnen van het triplet  $2^3S_0-2^3P_{012}$  (golflengten 5461, 4358 en 4047 Å) en de singuletlijn  $3^1S_0-2^1P_1$  ( $\lambda$  4916), terwijl kwikdruk en stroomsterkte gevarieerd werden.

Van de door hem verkregen resultaten zullen hier korthedshalve

---

<sup>1)</sup> J. F. H. CUSTERS, Diss. Utrecht 1931.

L. S. ORNSTEIN en J. F. H. CUSTERS, Proc. Amsterdam 33, 473, 1930.

alleen die genoemd worden, welke de directe aanleiding tot ons onderzoek waren:

a. Bij constante stroomsterkte neemt de intensiteit der tripletlijnen eerst snel toe met de druk, daarna langzamer, om tenslotte een constante eindwaarde te bereiken.

b. Bij constante druk neemt de intensiteit minder dan lineair toe met de stroomsterkte (afgezien van de bij zeer lage stroom optredende verschijnselen). Het feit, dat de tripletverhouding onafhankelijk van de stroom gevonden is, maakt het onwaarschijnlijk dat zelfabsorptie alléén de oorzaak zal zijn.

Reeds vroeger werden door ORNSTEIN, BURGER en KAPUSCINSKI<sup>1)</sup>, die de capillair-ontlading in helium bestudeerden, analoge verschijnselen gevonden. Bij helium neemt de intensiteit van een tripletlijn als functie van de druk na het bereiken van een maximum zelfs weer af met stijgende druk.

Dit wijst er reeds op, dat de intensiteitsverandering behalve door zelfabsorptie veroorzaakt wordt door andere factoren, die dan hun invloed doen gelden op de concentratie van de aangeslagen atomen; immers kan de zelfabsorptie alléén nooit de intensiteit bij toenemende druk doen dalen.

Een der mogelijke factoren wordt gevormd door de botsingen van de 2e soort van het aangeslagen atoom met electronen en met atomen in de grondtoestand; het in dit proefschrift beschreven onderzoek leidt tot de conclusie, dat deze factor een der belangrijkste is.

<sup>1)</sup> L. S. ORNSTEIN, H. C. BURGER en W. KAPUSCINSKI, Zs. für Phys. 51, 34, 1928.

## HOOFDSTUK I.

### De gebruikte ontladingsbuizen.

#### § 1. Beschrijving der buistypen; hun doel en opstelling.

Onderzocht zijn capillair-ontladingen in kwik, in een mengsel van kwik en stikstof, en van kwik en helium. De bij het onderzoek gebruikte buizen vallen onder 3 typen:

*Type A.* Dit is van dezelfde constructie als die door CUSTERS<sup>1)</sup> toegepast werd. (Zie: fig. 1.) De capillair heeft een inwendige diameter van 2 m.m.; de lengte is 30 m.m., uitgezonderd bij de buizen, die bij de meting der gradiënt gebruikt werden. (Zie: § 2.)

Als oxyd-gloeikathode wordt een met barium-oxyde bedekte platina spiraal gebruikt, die in de bovenzijde der buis is geplaatst. De anode wordt gevormd door een rond nikkelplaatje, in de benedenzijde; onder de anode bevindt zich een wolfram-spiraaltje, dat dient om de anode te ontgassen.

*Type B.* Met het doel het verloop van intensiteit en temperatuur van het gas over de diameter van de capillair te bepalen, is een buis voor end-on metingen geconstrueerd. In fig. 2 is deze op schaal geteekend; de capillair heeft een lengte van 15 m.m., terwijl de inwendige diameter 3,3 m.m. bedraagt. De gloeikathode *K* is een cirkelvormig gebogen spiraal, de anode *A* een ringvormig nikkel plaatje, waarachter zich een wolfram-spiraal voor het ontgassen bevindt. Bij het insmelten der brugjes, waarop de elektroden gemonteerd zijn, heeft men zorg gedragen, dat het geheel zeer zorgvuldig gecentreerd is, zoodat noch gloeidraad noch anode storend optreden bij het end-on waarnemen van de capillair; bovendien is hierdoor een goede cirkelsymmetrische ontlading verkregen.

Het in de bollen per cm<sup>3</sup> uitgestraalde licht is te verwaarloozen

<sup>1)</sup> J. F. H. CUSTERS, loc. cit.

L. S. ORNSTEIN en J. F. H. CUSTERS, loc. cit.



Fig. 1.

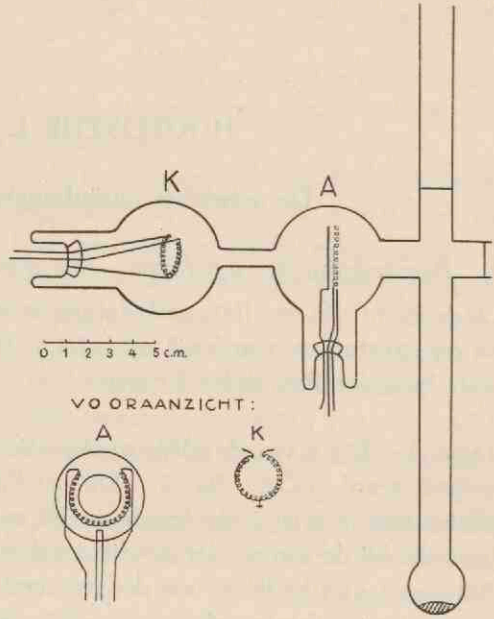


Fig. 2.

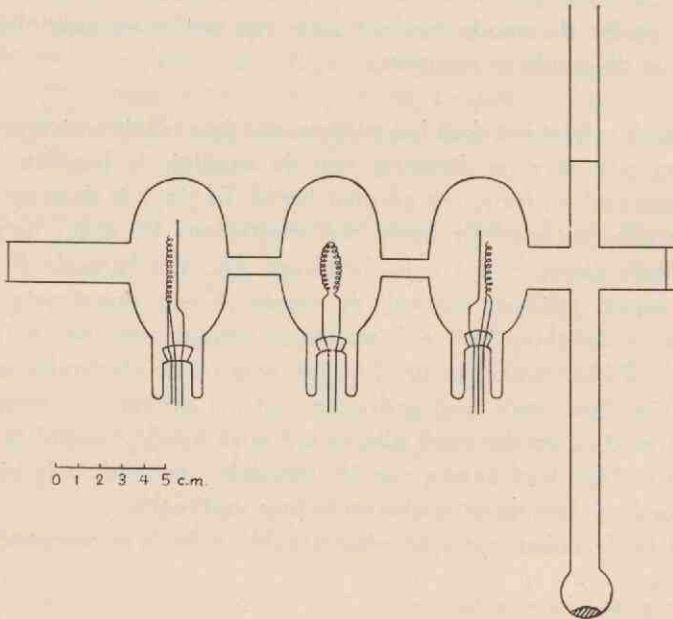


Fig. 3.



ten opzichte van dat in de capillair tengevolge van de veel grootere stroomdichtheid, die hierin bestaat.

*Type C.* Voor de absorptiemetingen (zie: Hoofdstuk VI) is de buis, weergegeven in fig. 3, geconstrueerd; het is in principe een dubbele buis van type *B*. De beide identieke capillairen hebben een lengte van 25 m.m. en een inwendige diameter van 3,8 m.m. In de middelste bol is de gemeenschappelijke gloeikathode geplaatst; de elektrische schakeling is zoodanig gekozen, dat de stroom in beide capillairen afzonderlijk is in te schakelen; hierdoor kan dus de absorptielaagdikte verdubbeld worden.

Het licht, waarmede de absorptiemeting geschiedt, valt axiaal door de beide capillairen en doorloopt daar een in de lengterichting homogene laag. Zeer nauwkeurige centreering bij het insmelten der electroden is noodzakelijk om het axiale verloop van het licht te verwezenlijken, terwijl ook een eventueele afscherming door de electroden aldus vermeden wordt.

Alle buizen zijn zorgvuldig geëvacueerd; zij zijn eerst gedurende eenige uren gepompt bij  $400^{\circ}\text{C}$ .; daarna is de anode ontgast, door deze met electronenbombardement van de genoemde wolframspiraal tot rood-gloeihitte te verwarmen totdat geen gas meer vrij komt, en vervolgens is de oxydkathode eenige tijd gegloeid. Dan wordt een druppel kwik in de buis gedestilleerd, de ontlading gedurende eenige tijd doorgeleid en tenslotte, indien gewenscht, de buis met stikstof of helium van de verlangde druk gevuld en dan afgesmolten. De gebruikte stikstof is bereid uit natrium-azide, het helium was zorgvuldig gereinigd, totdat het spectraal zuiver was.

Zelfs na langdurig gebruik der buizen bevonden zich in het spectrum der ontlading geen van vreemde stoffen afkomstige lijnen<sup>1)</sup>.

Bij de metingen werd de buis in een electrisch verwarmde oven geplaatst, die tot boven  $250^{\circ}\text{C}$ . verhit kon worden; het licht der ontlading in de capillair treedt door een glasvenster uit. In de voor de buizen van type *B* en *C* gebruikte oven, die een afmeting van 33

<sup>1)</sup> Ik ben den glasblazer, den heer V. D. LEY, zeer dankbaar voor de kundige en accurate wijze, waarop hij de vele ontladingsbuizen voor mij vervaardigd heeft.

bij 20 bij 15 c.m. heeft, zijn alle zijwanden voorzien van glasvensters, zoodat gelijktijdige opzij en end-on waarneming mogelijk was.

Het hulpreservoir aan de onderzijde der buis werd in een tweede oven opgesteld, die met asbest thermisch van de eerste geïsoleerd was. Daar deze oven steeds de laagste temperatuur heeft, diende hij voor de regeling van de kwikdruk; op deze wijze is het mogelijk, die druk goed constant te houden, hoewel de temperatuur van de bovenoven tengevolge van de warmteontwikkeling in de ontladingsbuis sterk verandert.

Omdat de temperatuur in de beneden-oven niet homogeen is, maar naar boven toeneemt (misschien een gevolg van een overgang der warmte van de boven-oven, ondanks alle voorzorgen voor goede isolatie, zooals soms geconstateerd werd), werd de temperatuur ter plaatse van het hulpreservoir gemeten door middel van een thermo-element; gebruikt werd koper-constantaan; als meetinstrument diende een Moll-galvanometer. Ten einde de temperatuur op  $0,1^{\circ}\text{C}$ . nauwkeurig te meten, was de tweede contactplaats tezamen met een thermometer in een derde elektrische oven gezet, zoodat de galvanometer slechts een klein temperatuursverschil aan te wijzen had en op voldoende hooge gevoeligheid gebruikt kon worden. De ijkcurve der combinatie thermo-element-galvanometer is in het gebruikte temperatuurgebied volkomen lineair.

In alle ontladingsbuizen was de lichtende zuil in de capillair volkomen homogeen in de lengterichting (vergelijk pag. 23) er traden geen striae op (uitgezonderd enkele malen bij zeer lage kwikdruk in de ontlading in kwik en stikstof); met behulp van een draaiende spiegel is geconstateerd, dat er ook geen z.g. „loopende striae” waren.

De meting der intensiteit van de door de zuil uitgestraalde spectraallijnen geschiedde volgens de verschillende in het Utrechtsch laboratorium gebruikelijke methoden<sup>1)</sup>; indien het noodzakelijk was langs fotografisch-photometrische weg (temperatuurmeting uit  $\text{N}_2$  banden, intensiteitsverhouding der spectraallijnen, intensiteits-

<sup>1)</sup> ORNSTEIN, MOLL en BURGER, Objektive Spektralphotometrie (BRAUN-SCHWEIG 1932).

verloop over de diameter van de capillair), bij voorkeur echter langs de veel snellere foto-electrische weg (Hg-lijnen), en voor het zichtbare gebied waar mogelijk met de spectraalpyrometer<sup>1)</sup>. (Bij  $\lambda 5461 \text{ \AA}$ , door zijn gunstige ligging in verband met de ooggevoeligheid.)

Bij de beschrijving der meetresultaten zal telkens, waar dit wenschelijk is, een nadere beschrijving der gebruikte optische opstelling worden gegeven.

## § 2. Spanningsmetingen.

Behalve de stroomsterkte, is de spanning op de electroden een grootheid, die te meten is zonder de ontlading te beïnvloeden; de meting van het verloop ervan met stroom  $i$  en druk  $p$  is van belang, omdat het een beeld geeft van het gedrag der spanningsgradiënt in de capillair, die immers een der bepalende factoren der ontlading is.

De spanning werd gemeten met een Siemens-Halske voltmeter. De karakteristieken werden opgenomen bij:

### 10. Hg alléén.

Ten einde tot een zoo goed mogelijke bepaling van de spanningsgradiënt in de capillair te komen, is aan 2 buizen van type A (zie: § 1) met verschillende capillairlengten (n.l. 50 en 25 m.m.), maar verder volkomen identiek, de spanning tusschen de electroden gemeten. Daar de ontlading in de capillair homogeen in de lengterichting is, mogen we het verschil der spanning opvatten als spanningsverval over 25 m.m. capillairlengte<sup>2)</sup>.

Figuren 4 en 5 toonen het verloop met  $p$  en  $i$  aan de buis met 25 m.m. capillair gemeten spanning; de buis met capillair 50 m.m. gaf een analoog verloop, en het verschil, dus de spanning op 25 m.m. capillair lengte is gegeven in tabel I.

We zien dus, dat  $E$ , de gradiënt, van de orde 3 à 4 Volt/cm. is.

<sup>1)</sup> L. S. ORNSTEIN, J. G. EYMERS und D. VERMEULEN, Zs. für Phys. 75, 575, 1932.

<sup>2)</sup> De gloeistroom der oxydkathode bedroeg 6,4 Amp.; het bleek, dat deze niet veel invloed had, zelfs bij een verhooging tot 9 Amp. veranderde de gemeten spanning bijna niet. Dit bewijst, dat er geen groote kathodeval kan zijn; immers deze zou sterk moeten afnemen bij verhooging van de temperatuur der kathode.



Het verloop is vrijwel parallel aan dat der totaalspanning; ook hier is  $\log E$  een lineaire functie van  $\log i^1$ .

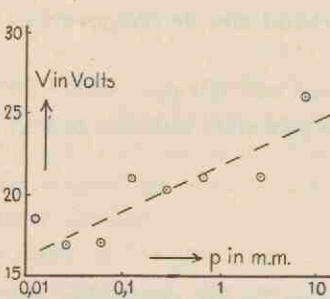


Fig. 4.

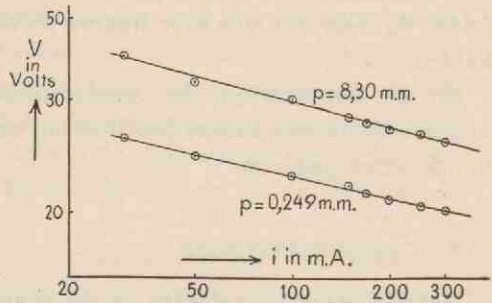


Fig. 5.

De toetsing met een identieke buis met 1 c.m. capillairlengte mislukte, daar hierbij bleek, dat de ontlading zich in de bol voortzette; de spanningsmetingen gaven dan ook te hoge resultaten.

TABEL I.

| $p \backslash i$ | 30   | 50   | 100  | 150  | 175 | 200  | 250 | 300 m.A. |
|------------------|------|------|------|------|-----|------|-----|----------|
| 0.0124           |      |      | 4.8  | 5.2  | 5.0 | 4.8  | 4.9 | 5.3      |
| 0.0270           |      | 6.0  | 5.9  | 5.3  | 5.1 | 5.0  | 4.8 | 4.1      |
| 0.0623           | 8.5  | 8.8  | 7.3  | 6.8  | 6.1 | 5.9  | 5.2 | 4.8      |
| 0.126            | 14.2 | 16.0 | 11.6 | 9.8  | 9.0 | 8.4  | 8.2 | 7.9      |
| 0.287            | 13.8 | 11.5 | 9.8  | 9.1  | 9.1 | 9.0  | 8.6 | 8.7      |
| 0.790            | 12.8 | 12.0 | 10.6 | 10.1 | 9.5 | 9.5  | 9.2 | 9.1      |
| 2.82             | 12.1 | 11.3 | 11.1 | 10.6 | 9.9 | 10.1 | 9.8 | 9.9      |
| 8.0              | 12.0 | 11.0 | 9.6  | 9.9  | 9.4 | 9.2  | 9.3 | 8.8      |

<sup>1)</sup> Deze resultaten zijn in goede overeenstemming met de door ELENBAAS (Zs. für Phys. 78, 603, 1932) met de sondenmethode gedane metingen van de gradiënt in wijdere ontladingsbuizen met Hg.

Hij vond n.l.  $\log E$  lineair met  $\log i$  en ook een stijging met  $p$ . Een extrapolatie tot een buisdoorsnede van 2 m.m. bij de curve van 200 m.A. in fig. 5 van zijn publicatie geeft een gradiënt van 4 V/c.m.



20.  $Hg + 1 \text{ m.m. } N_2$ .

Buistype A met cap. van 30 m.m. lengte.

Als bedrijfsspanning was 440 V. wederom voldoende, soms moest echter de ontlading met behulp van een inductorium ingeleid worden.

In fig. 6 is bij 3 stroomsterkten de spanning geteekend als functie van de kwikdruk.

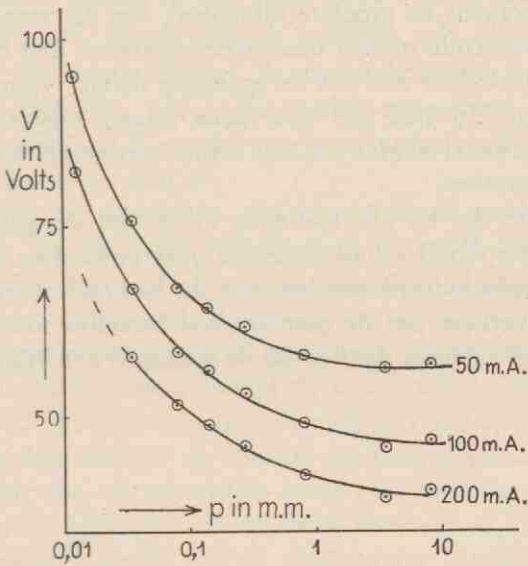


Fig. 6.

Bij  $i = 50 \text{ m.A.}$  daalt de spanning van :

95 Volt bij  $p = 0,0124 \text{ m.m. Hg}$  tot :

58 " "  $p = 8,0$  " " " "

Verder blijkt ook hier de spanning te dalen als  $i$  toeneemt.

30.  $Hg + 1 \text{ m.m. He.}$

Buistype A; cap. lengte 30 m.m.

De spanning daalt weer als  $i$  en Hg-druk stijgen.

Voorbeeld:  $i = 100 \text{ m.A.}$

van: 56 V. bij  $p = 0,057 \text{ m.m.}$

tot: 33,4 V. ..  $p = 1,54 \text{ m.m.}$

40.  $Hg + 4,8 \text{ m.m. N.}$

Buistype B; cap. lengte 25 m.m., diameter 4,8 m.m.

De noodige spanning bedroeg in dit geval 1000 V.

Voorbeeld:  $i = 150$  m.A.

Daling van: 116 V. bij  $p = 0,043$  m.m.

tot: 98 V. „  $p = 2,48$  m.m.

Door toevoeging van een gas wordt de spanning, noodig voor het verkrijgen van een ontlading, hooger dan voor Hg alléén; dit is te verwachten wegens de grootere totaal druk van het mengsel, temeer daar de toegevoegde gassen moeilijker ioniseeren dan Hg. Stijging van de Hg-druk doet dan ook de spanning dalen; vermoedelijk zal deze bij hooge Hg-druk wel weer gaan stijgen, juist zooals dit bij Hg alléén het geval is. Het was ons echter niet mogelijk zulke hooge drukken te bereiken.

Uit het feit, dat bij alle metingen bleek, dat de grootte van de gloeistroom der oxydkathode practisch geen invloed op de spanning had, mag geconcludeerd worden, dat de kathodeval niet groot is. Dus zal het verloop van de gradiënt wel hetzelfde zijn als dat der totaalspanning; temeer daar dit bij de metingen aan Hg alléén reeds gebleken is.

## HOOFDSTUK II.

### Theoretische beschouwingen.

§ 1. *De optische meting van de radiale bouw der capillair-ontlading.*

De positieve zuil, die de geheele capillair vult, onderstellen we homogeen in de lengterichting; de stroomdichtheid  $\bar{I}$ , de concentratie  $n_e$  der electronen (en  $n_i$  der ionen), zoowel als de temperatuur  $T$  en de dichtheid  $N$  van het gas hangen dus uitsluitend van de afstand  $r$  tot de as der zuil af.

Verder zullen we aannemen, dat zoowel  $E$ , de gradiënt van de spanning, als de electronen-temperatuur  $T_e$  onafhankelijk van  $r$  zijn, en dat de ionen- en electronen-concentraties gelijk zijn (dus  $n_i(r) = n_e(r)$ ).

De recombinatie van ionen en electronen zal hoofdzakelijk aan de buiswand plaats vinden, terwijl zij in het volume klein gesteld kan worden. De buiswand krijgt een negatieve lading ten opzichte van de omgeving, doordat de snellere electronen gemakkelijker de wand bereiken dan de zwaardere ionen; er ontstaat een radiaal potentiaal verval, waardoor nu de ionen versneld en de electronen vertraagd worden, zoodat in de stationnaire toestand evenveel ionen als electronen op de wand komen; hierdoor ontstaat de z.g. ambipolaire stroom van de as naar de wand.

Volgens de theorie van SCHOTTKY<sup>1)</sup> is deze stroom:

$$j = -\mu_+ \frac{k T_e}{e} \frac{dn_e}{dr} \dots \dots \dots (1)$$

waarin  $\mu_+$  de bewegelijkheid der ionen is.

Rekening moet worden gehouden met het feit, dat deze grootheid  $\mu_+$  een functie van  $T$ , en daardoor van  $r$ , zal zijn, want:

$$\mu_+ = \frac{0,921 \sqrt{2e} \lambda_0}{M C_M} (:) T^{n/2} \dots \dots \dots (2)$$

<sup>1)</sup> W. SCHOTTKY, Phys. Zs. 25, 342, 635, 1924.

M. J. DRUYVESTEIN, Zs. für Phys. 81, 571, 1933.

<sup>2)</sup> Zie: Rev. of Modern Physics, Vol. 2, 218, 1930.

( $e$ ,  $M$  en  $\lambda_0$  zijn resp. lading, massa en gem. vrije weglengte van het ion, en  $C_M$  de wortel uit het gemiddelde snelheidsquadraat).

Het aantal ionen, dat per sec. gevormd wordt in een cilindrische ring van 1 c.m. hoog, tusschen de stralen  $r$  en  $r + dr$ , is:

$$\alpha N n_e \cdot 2 \pi r dr \dots \dots \dots (3)$$

Hierin is  $\int v P(v) f(v) dv = a$  gesteld; in deze formule beteekent  $v$  de snelheid der electronen,  $f(v)$  geeft de snelheidsverdeling, terwijl  $P(v)$  de werkzame doorsnede voor ionisatie is. We nemen aan, dat de snelheidsverdeling  $f(v)$  onafhankelijk van  $r$  is, zoodat dan ook  $a$  onafhankelijk van  $r$  wordt.

Het aantal gasatomen per c.c.  $N = \frac{p}{kT}$  is dus, wegens de in de geheele buis constante druk  $p$ , omgekeerd evenredig  $T$ .

De voorwaarde voor het stationnair zijn van het aantal ionen in de beschouwde cyl. ring leidt dus tot de diff.verg.:

$$-\frac{d}{dr} \left( 2\pi r T^{1/2} \frac{dn_e}{dr} \right) = 2\pi r C \frac{n_e}{T} \dots \dots (4)$$

Deze juistheid van de verg. is te toetsen door de meting van  $n_e(r)$  en  $T(r)$ <sup>1)</sup>.

De temperatuurverdeling wordt bepaald door de warmteproductie en warmtegeleiding. Voor de afleiding van de vergelijking die haar bepaalt, beschouwen we wederom de cylindr. ring van 1 c.m. hoog, tusschen de stralen  $r$  en  $r + dr$ ; hieraan wordt per sec. toegevoerd de energie  $2\pi r E \dot{I}(r) dr$ . Een deel wordt gebruikt voor ionisatie, een ander deel voor straling, terwijl de rest direct in warmte omgezet wordt.

De ionen vervoeren hun potentieele energie naar de wand, waar deze bij het recombineren als warmte vrij komt. Op deze wijze

<sup>1)</sup> Mocht de recombinatie van ionen en electronen in 't volume nog een niet te verwaarloozen rol spelen, dan moet het tweede lid van (4) nog verminderd worden met een term van de vorm  $\frac{C' r n_e^2}{T}$  (daar recomb.  $u' r n_e n_i n_0$  zal zijn).



vermindert de energie in de ring met een bedrag evenredig aan de ionenstroom, dus met

$$\frac{d}{dr} \left( r T^{1/2} \frac{dn_e}{dr} \right).$$

Zie nog (4) en de noot op pag. 9.

De voorwaarde, dat de toestand stationnair is, levert nu de vergelijking:

$$-\frac{d}{dr} \left( 2\pi r \sigma(T) \frac{dT}{dr} \right) = 2\pi r a E \dot{I}(r) + 2\pi b \frac{d}{dr} \left( r T^{1/2} \frac{dn_e}{dr} \right). \quad (5)$$

waarin  $\sigma(T)$  de coëfficiënt der warmtegeleiding is, en  $a$  en  $b$  constanten zijn.

Deze vergelijking zou echter nog uitgebreid moeten worden met de termen voor de straling en stralingsabsorptie.

In een capillair-ontlading in een gas dat o. a. ook  $N_2$  bevat is de temperatuur te meten uit het stikstofbandenspectrum. Zooals bekend is <sup>1)</sup>, zijn de relatieve intensiteiten der rotatielijnen in een trillingsband bepaald door de temperatuur van het gas, daar de bezetting van een aangeslagen rotatieniveau evenredig is met de BOLTZMANN-factor  $e^{-E_a/kT}$  (waarin  $E_a = \text{rot. energie}$ ).

Bij de lage temperaturen en drukken, die in de hier beschouwde ontlading voorkomen (zie Hoofdstuk III), is (in tegenstelling met een boogontlading) van thermische aanslag geen sprake; ze geschiedt alleen door de electronen. Toch is de gemeten  $T$  de werkelijke gastemperatuur:

Bij de aanslag door een electron toch blijft het rotatie-impulsmoment bijna onveranderd; zijn nu de traagheidsmomenten van het molecuul in de beide electronentoestanden hetzelfde, dan is de concentratie in de rotatieniveau's in aangeslagen toestand evenredig met die in niveau's van dezelfde rotatie-energie in de grondtoestand; en in deze toestand heeft zich zeker door de onderlinge botsingen een BOLTZMANNsche verdeling volgens de gastemperatuur ingesteld. Hieruit volgt dus dat men in dit geval uit de relatieve bezetting der

<sup>1)</sup> L. S. ORNSTEIN u. W. R. v. WIJK, Zs. für Phys. 49, 315, 1928.  
W. R. v. WIJK, Zs. für Phys. 59, 313, 1930; 75, 584, 1932.  
L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, Physica I, 797, 1934.

aangeslagen niveau's de temperatuur van het niet aangeslagen gas bepaalt. Kleine verschillen in traagheidsmoment spelen des te minder een rol naarmate de botsingen van aangeslagen moleculen met gasdeeltjes in de grondtoestand gaan optreden, dus bij gasdrukken van circa 1 m.m.

De meting van de *relatieve electronenconcentratie*  $n_e(r)$  kan eveneens langs optische weg geschieden; hiervoor is echter de kennis van het verloop van  $T(r)$  noodzakelijk. De intensiteit  $I$  van een willekeurige spectraallijn is immers een functie van de concentratie van de electronen  $n_e$  en van die der gasatomen  $N$ . Wanneer dit verband  $I(n_e, N)$  bekend is, en ook de  $N(r)$ , — gevonden uit de  $T(r)$  —, dan kan uit het gemeten intensiteitsverloop  $I(r)$  van de beschouwde spectraallijn de gezochte functie  $n_e(r)$  berekend worden.

Met behulp van deze  $n_e(r)$  en  $T(r)$  is nu een toetsing van de juistheid der vergelijkingen (4) en (5) mogelijk.

§ 2. *De in de positieve zuil optredende processen van aanslag en vernietiging van aangeslagen atoomtoestanden.*

Een bepaalde aangeslagen atoomtoestand (met aanslag-energie  $\epsilon_a$ ) kan ontstaan door:

10. Aanslag door electronen, hetzij direct uit de grondtoestand, hetzij uit energietoestanden  $\epsilon_i < \epsilon_a$ .
20. Aanslag door botsingen met neutrale gasatomen (en ionen).
30. Aanslag door absorptie van straling.
40. Vorming uit hooger niveau's  $\epsilon_i > \epsilon_a$ , door uitstraling of botsingen van de 2e soort; hieronder valt ook recombinatie van ionen te rekenen.

Hij kan *verdwijnen* door:

10. Uitstraling.
20. Botsing van de 2e soort met gasatomen, waarbij de energie  $\epsilon_a$  geheel (of gedeeltelijk  $\epsilon_a - \epsilon_i$ ) in kinetische energie van het botsende atoom omgezet wordt.
30. Botsing van de 2e soort met electronen.
40. Door energie-opname volgens één der bovengenoemde processen waardoor een toestand  $\epsilon_i > \epsilon_a$  ontstaat.

Bij de hier beschouwde capillair-ontlading in kwikgas onderstellen we alle processen van aanslag uit energieniveau's  $\varepsilon_i < \varepsilon_a$  klein t.o.v. die direct vanuit het grondniveau; dit is het geval als  $N_a \ll N_0$ . Deze onderstelling kan experimenteel getoetst worden. We verwaarloozen ook vorming uit hogere toestanden  $\varepsilon_i > \varepsilon_a$  door recombinitie.

De eisch, dat de concentratie  $N_a$  van de aangeslagen atoomtoestand stationnair is, levert nu de verg.:

$$\frac{dN_a}{dt} = 0 = \alpha_e n_e N_0 - \beta_e n_e N_a + \alpha N_0^2 - \beta N_0 N_a + B_Q N_0 - (A + B' \varrho) N_a \quad (6)$$

waarin:

$N_0$ : conc. atomen in grondtoestand

$n_e$ : electronenconcentratie

$\varrho$ : stralingsdichtheid van de freq.  $\nu = \frac{\varepsilon_a}{h}$

$A$ ,  $B$  en  $B'$ : de Einsteinsche uitstralingswaarschijnlijkheden, terwijl de grootheden  $\alpha$  en  $\beta$  de volgende integralen voorstellen <sup>1)</sup> n.l.:

$$\alpha = \int_{\sqrt{\frac{2\varepsilon_a}{M}}}^{\infty} V Q(V) F(V) dV \quad \text{en} \quad \beta = \int_0^{\infty} V' Q'(V') F(V') dV';$$

In deze formules stelt

$F(V) dV$ : het procentueele aantal gasatomen, die een relatieve snelheid tusschen  $V$  en  $V + dV$  bezitten,

$Q(V)$ : de werkzame doorsnede voor aanslag door botsing met een atoom,

$Q'(V')$ : de werkzame doorsnede voor botsing van de tweede soort met een atoom

voor.

Voor  $\alpha_e$  en  $\beta_e$  gelden analoge formules, waarin resp.  $f(\nu)$ ,  $q(\nu)$  en  $q'(\nu')$  de analoge functies zijn.

<sup>1)</sup> L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, Physical I, 797, 1934.

M. J. DRUYVESTEIN en W. DE GROOT, Physica 12, 153, 1932.



Uit verg. (6) volgt nu

$$\frac{N_a}{N_0} = \frac{\alpha N_0 + \alpha_e n_e + B \varrho}{\beta N_0 + \beta_e n_e + A + B' \varrho} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (7)$$

Hierin mogen de stralingstermen verwaarloosd worden indien er geen zeer groote zelfabsorptie is.

In het vervolg zal blijken, dat de botsingen van de tweede soort met atomen grooter invloed hebben dan die met electronen, terwijl in tegendeel de aanslag door atomen zeer klein is t.o.v. die door electronen.

Daar de kans, dat een botsing van de 2e soort met een atoom effectief is, grooter zal zijn dan die bij een botsing met een electron, zal de verhouding van  $\beta N_0$  en  $\beta_e n_e$  zeker grooter zijn dan de verhouding van de aantallen botsingen per secunde van het bepaalde atoom met atomen en met electronen.

Deze verhouding is nu op ruwe wijze te schatten:

Onderstellen we de gastemperatuur  $T = 1000^\circ \text{K}$ ., dan volgt hieruit, dat bij  $p = 1$  m.m. Hg.  $N_0 \approx 10^{16}$  per  $\text{cm}^3$  en de wortel uit het gemiddelde snelheidskwadraat der Hg-atomen

$$\sqrt{V^2} \sim 4 \cdot 10^4 \text{ c.m./sec.}$$

Nemen we verder aan, dat de electronen een MAXWELLSche verdeling van de temperatuur  $T_e = 7730^\circ \text{K}$  (gem. kin. energie 1 electron volt) hebben, dan volgt  $\sqrt{c^2} = 6 \cdot 10^7$  c.m./sec.

De electronenconcentratie is te berekenen uit  $n_e = \frac{\dot{I}}{\mu e E}$ ; bij invullen van de stroomdichtheid  $\dot{I} = 3$  A./ $\text{cm}^2$  (n.l. een stroom van 100 m.A. door de capillair van 2 m.m. diameter) en  $E = 3$  Volt/c.m. volgt hieruit:  $n_e \sim 3 \cdot 10^{12}$  per  $\text{cm}^3$  1).

Nu blijkt:

$$\frac{\beta N_0}{\beta_e n_e} \geq \frac{N_0 \lambda_e \sqrt{V^2}}{n_e \lambda_0 \sqrt{c^2}} \approx \frac{10^{16} \cdot 4\sqrt{2} \cdot 4 \cdot 10^4}{3 \cdot 10^{12} \cdot 6 \cdot 10^7} \sim 10\sqrt{2}.$$

1) Bij deze berekening is voor de bewegelijkheid  $\mu$  gebruikt de waarde, die volgt uit de formule van LORENTZ \*); toepassing van de formule van GABOR \*) levert echter dezelfde orde van grootte van  $\mu$  en dus ook van  $n_e$ .

\*) Zie: L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, loc. cit., pag. 804.



Dat  $\beta_e n_e$  tegenover de grootheid  $A$  verwaarloosd mag worden (zooals we het zullen doen) moet verder door de experimenten bevestigd worden.

Het groote verschil tusschen de  $T_e = 7730^\circ\text{K}$  en  $T = 1000^\circ\text{K}$  heeft tot gevolg, dat  $aN_0$  te verwaarloozen is tegenover  $a_e n_e$ , zooals uit een getallen voorbeeld (met  $\varepsilon_a = 7,7$  Volt) zal blijken.

Uit het feit, dat de electronen een MAXWELLSche verdeling hebben, volgt:

$$\frac{\alpha_e}{\beta_e} = \frac{g_a}{g_0} e^{-\varepsilon_a/kT_e} = \frac{g_a}{g_0} \cdot 10^{-5}$$

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{g_a}{g_0} e^{-\varepsilon_a/kT} = \frac{g_a}{g_0} \cdot 10^{-39}$$

Uit:

$$\frac{\beta N_0}{\beta_e n_e} \sim 10\sqrt{2} \text{ en } N_0 = 10^{16} \text{ en } n_e \sim 3 \cdot 10^{12}$$

volgt:

$$\frac{\alpha N_0}{a_e n_e} \sim 10^{-33}$$

Door de bediscussieerde vereenvoudigingen wordt vergelijking (7) tenslotte teruggebracht tot de vorm:

$$\frac{N_s}{N_0} = \frac{a_e n_e}{A + \beta N_0} \dots \dots \dots (8)$$

Nu is de gasdruk  $p = N_0 kT$ , terwijl — indien er geen zelf-absorptie is — de intensiteit van de van het niveau uitgaande spectraallijn gegeven wordt door  $I = Ah\nu N_s$ .

Neemt men dit in aanmerking, zoo volgt uit (8):

$$\frac{I}{p} = \frac{a_e n_e h \nu}{kT} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\beta}{kTA} p} \dots \dots \dots (9)$$

of:

$$\frac{p}{I} = \frac{1}{C} (1 + ap) \dots \dots \dots (10)$$

Indien de grootheden  $a$  en  $C$  *onafhankelijk van de gasdruk* zijn, dan is volgens vergelijking (10) te verwachten, dat  $\frac{P}{I}$  een lineaire functie van  $p$  is; wij zullen nagaan wat de experimenten ons hieromtrent leeren.

Tenslotte de opmerking, dat de beschouwingen uitgebreid kunnen worden tot mengsels van kwik en andere gassen; hierbij volgt op analoge wijze, dat dan slechts de botsingen van de 2de soort met atomen van het bijgemengde gas mede in aanmerking zijn te nemen.

In plaats van de vergelijking (10) verkrijgt men dan de relatie:

$$\frac{P}{I} = \frac{1}{C} (1 + a p + a_k p_k) \dots \dots \dots (11)$$

waarin  $p_k$  de druk van het bijgemengde gas, en  $a_k = \frac{\beta_k}{kTA}$  is, waarin  $\beta_k$  de met  $\beta$  overeenkomstige grootheid voor het bijgemengde gas is.

### HOOFDSTUK III.

#### Temperatuurmetingen in de capillair met behulp van het stikstofbandenspectrum.

§ 1. *De temperatuur als functie van stroomsterkte en kwikdruk.*

Tot de factoren, die mede de intensiteit van de geëmitteerde spectraallijnen bepalen, behoort de temperatuur, daar zij de dichtheid van het gas beïnvloedt. Het is dus gewenscht te onderzoeken, welke functie deze temperatuur is van stroomsterkte en kwikdruk.

In een mengsel van Hg en N<sub>2</sub> kan de temperatuur gemeten worden met behulp van de intensiteitsverdeling in de stikstofbanden. Bij deze temperatuurmetingen zijn ontladingsbuizen van type A gebruikt. De capillair werd daartoe met behulp van een achromatische lens afgebeeld op de spleet van de spectrograaf (R. FUESS 105).

De zwartingsmerken werden met behulp van een trapspleet verkregen. De spectra en zwartingsmerken zijn opgenomen op Empress-platen, de belichtingstijden lagen tusschen 10 min. en 3 uur.

De temperatuurmeting is met behulp van de band bij  $\lambda$  3998 Å van de tweede positieve groep geschied, omdat de rotatie-lijnen van deze band niet door andere banden of Hg-lijnen overdekt zijn. De rotatie-lijnen van de R-tak met de rangnummers 21 tot 29 werden gemeten [volgens LINDAU<sup>1)</sup>]. De lijnen van de band met lager rangnummer bleken te sterk door P-lijnen gestoord te zijn om ze te kunnen gebruiken.

De lijnen van de band zijn triplets; waar de dispersie van de spectrograaf (12 Å/m.m.) niet voldoende was om de tripletstructuur op te lossen, bleek het noodzakelijk de oppervlakte-intensiteit der lijnen te meten, wat geschiedde met behulp van het toestel van WOUDA<sup>2)</sup>.

Daar bij uitzetten van  $\log \frac{I}{p_R}$  tegen  $p_R(p_R + 1)$  rechten ontstaan,

<sup>1)</sup> P. LINDAU, Zs. für Phys. 26, 343, 1924.

<sup>2)</sup> J. WOUDA, Zs. für Phys. 79, 511, 1932.

zou men verwachten, dat uit de helling van die rechten de temperatuur op de bekende wijze<sup>1)</sup> is te berekenen<sup>2)</sup>.

Er moet echter rekening worden gehouden met het feit, dat de gemeten intensiteit  $I$  de som is van de intensiteit van een lijn van de  $R$ -tak en van de lijn van de  $P$ -tak, die hiermede samenvalt. Bij hogere temperaturen (bij 1000 °K) mag deze laatste niet verwaarloosd worden.

De correctie hiervoor is op de volgende wijze berekend :

Met de lijnen 21—29 van de  $R$ -tak vallen resp. de lijnen 34—42 van de  $P$ -tak samen. Bij een bepaalde temperatuur  $T$  is nu met behulp der theoretische intensiteitsformules het verval der intensiteit  $I$  van deze som van  $P + R$ -lijnen van  $p_R = 21$ —29 te berekenen.

Het blijkt, dat men, als  $\log \frac{I}{p_R}$  tegen  $p_R(p_R + 1)$  uitgezet wordt, een rechte verkrijgt, waarvan echter de lijnen  $p_R = 21$  en lager afwijken. De uit deze rechte berekende „effectieve temperatuur” behoort nu bij de ware temperatuur  $T$ , waarvan is uitgegaan.

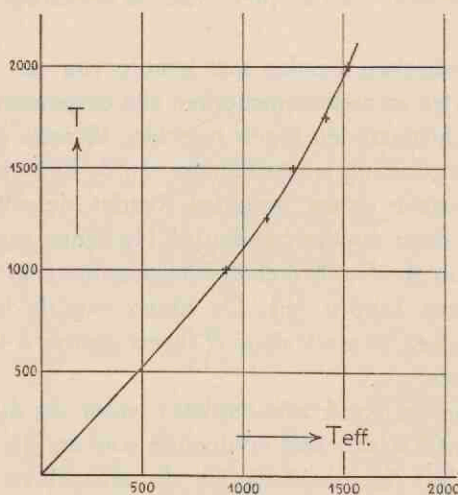


Fig. 7.

<sup>1)</sup> L. S. ORNSTEIN und W. R. v. WIJK, Zs. für Phys. 49, 315, 1928.

W. R. v. WIJK, Zs. für Phys. 59, 313, 1930.

W. R. v. WIJK, Diss. Utrecht 1930.

<sup>2)</sup> Voor het traagheidsmoment is de door MECKE \*) aangegeven waarde  $1,57 \cdot 10^{-39}$  gr. cm<sup>2</sup> gebruikt.

\*) R. MECKE, Handbuch der Physik, Bd. XXI, pag. 547.



In fig. 7 is het aldus verkregen verband  $T$  en  $T_{eff.}$  uitgezet. De gevonden kromme kan nu dienst doen bij het bepalen van de werkelijke temperatuur uit de metingen.

De metingen zijn verricht bij 2 constante stikstofdrukken (1,1 m.m. en 4,7 m.m.), terwijl de Hg-druk en de stroomsterkte gevarieerd werden.

De resultaten der metingen zijn samengevat in de tabellen II en III. In fig. 8 zijn ze uitgezet als functie van de Hg-druk.

TABEL II. 1.1 m.m.  $N_2$ .

| $p \backslash i$ | 150 m.A. | 225 m.A. | 300 m.A. |
|------------------|----------|----------|----------|
| 0.001            | 620 °K   | 715 °K   | 800 °K   |
| 0.023            | 700 °K   | 740 °K   | 740 °K   |
| 0.062            |          |          | 880 °K   |
| 0.180            | 1405 °K  | 1365 °K  | 1300 °K  |

TABEL III. (4.7 m.m.  $N_2$ ).

| $p \backslash i$ | 150 m.A. | 225 m.A. | 300 m.A. |
|------------------|----------|----------|----------|
| 0.007            | 1750 °K  |          |          |
| 0.027            | 1470 °K  | 1520 °K  | 1370 °K  |
| 0.097            | 1800 °K  | 1585 °K  | 1475 °K  |
| 0.280            |          | 1750 °K  | 1620 °K  |

Van een stijging van de temperatuur met de stroomsterkte, zoals men verwachten zou, blijkt geen sprake te zijn (uitgezonderd bij  $p_{N_2} = 1$  m.m., bij zeer lage Hg-druk); er treedt integendeel zelfs een daling op, die echter meestal binnen de meetfouten ( $\pm 10\%$ ) ligt.

Verder blijkt, dat de temperatuur ongeveer lineair toeneemt met de Hg-druk (voor Hg-drukken van 0,02 m.m. tot 0,3 m.m.). Een

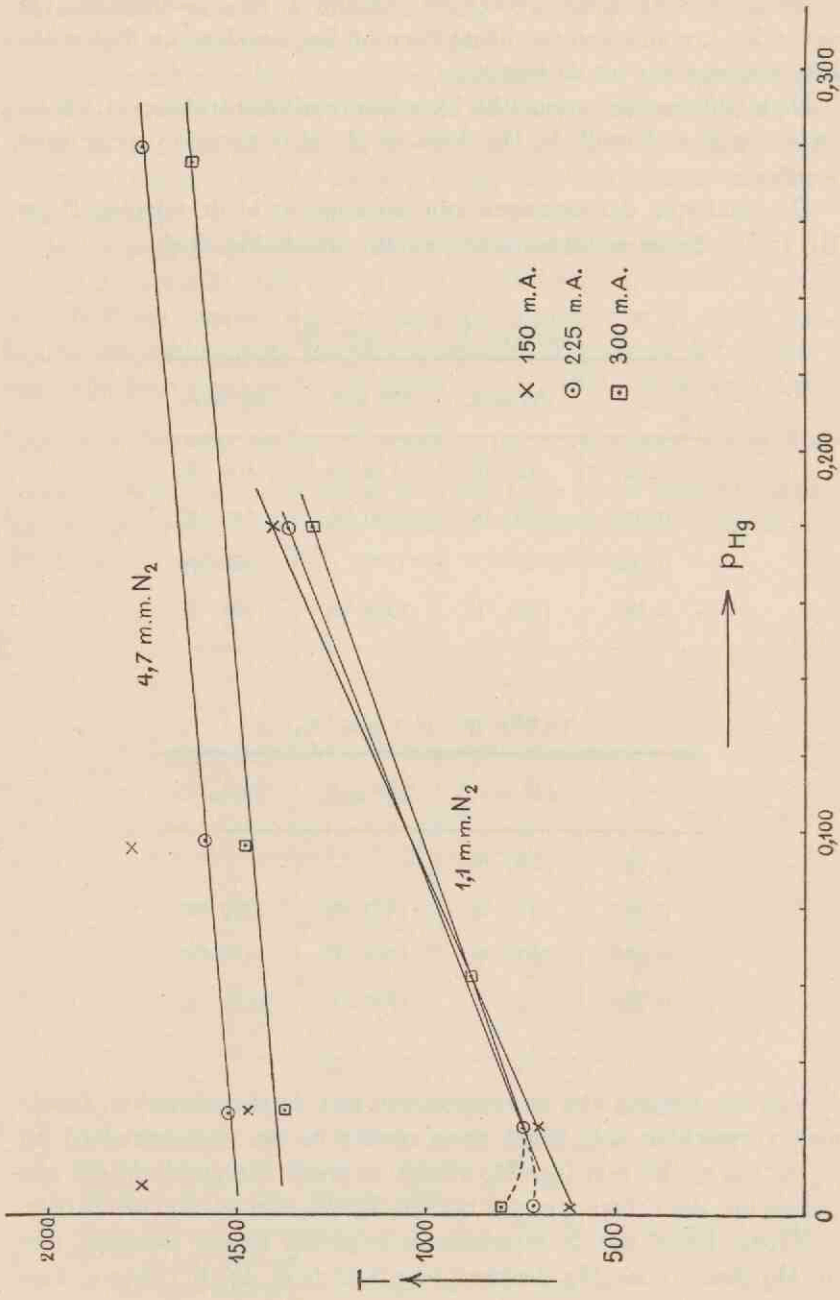


Fig. 8.

mogelijke oorzaak hiervoor is, dat bij hogere Hg-druk de volumeverliezen toenemen en de wandverliezen dalen. Door SOMMERMEYER<sup>1)</sup> toch is bij metingen aan positieve zuilen in He en Ne geconstateerd, dat bij toevoeging van verontreinigingen die gemakkelijker geïoniseerd worden de warmteproductie zich naar het volume verplaatste.

Verder is de homogeniteit van de zuil in de capillair in de lengterichting getoetst. De uitgezonden intensiteit is in deze richting homogeen; men mag hetzelfde dus van de temperatuur verwachten. De metingen bevestigden deze verwachting; bijvoorbeeld:

In een cap. van 30 m.m. lengte is, bij 5 m.m.  $N_2$ ,  $p_{Hg} = 0,03$  m.m.,  $i = 150$  m.A., gevonden:

| Begin   | Midden  | Einde   |
|---------|---------|---------|
| 1420 °K | 1450 °K | 1425 °K |

Tenslotte moet er nog op gewezen worden, dat, tengevolge van het temperatuurverloop langs de diameter der capillair (zie § 2), de waarde van de temperatuur die gemeten wordt uit de zijdelings uitgestraalde intensiteit steeds een soort gemiddelde is. Dit „gemiddelde” zal echter niet ver afwijken van de temperatuur in de as der zuil, want uit de zône in de omgeving der as is immers het grootste deel van de intensiteit afkomstig.

## § 2. *Bepaling van het temperatuurverloop langs de diameter van de capillair.*

De temperatuur op verschillende afstanden van de as van de capillair is te bepalen door het intensiteitsverloop der  $N_2$ -banden langs de diameter te meten.

Het was niet mogelijk, dit intensiteitsverloop te berekenen uit het

<sup>1)</sup> K. SOMMERMEYER, *Ann. der Phys.* **13**, 315, 1932.  
R. SEELIGER, *Phys. Zs.* **33**, 313, 1932.

zijdelings gemeten verloop, omdat het glas door breking een enorme vertekening der intensiteitsverdeling (vooral aan de wand) geeft. (De wanddikte van het glas is 2 m.m., terwijl de diameter van de capillair zelf ook 2 m.m. bedraagt.)

Daar de zuil in de capillair homogeen in de lengte-richting is, zijn end-on metingen mogelijk. Hiervoor is een buis van type *B* geconstrueerd; de capillair heeft een lengte van 15 m.m., terwijl de inwendige diameter 3,3 m.m. bedraagt. Deze capillair werd end-on op de spleet van de spectrograaf afgebeeld door middel van een achromatische lens. (Brandpuntsafstand 20 c.m.) De vergrooting was zoodanig gekozen, dat de diameter van het beeld 8 m.m. bedroeg. Ten einde voldoende dieptescherpte te krijgen, was de lens voorzien van een diafragma van 1 c.m. diameter; daar de voorwerpsafstand 30 c.m. is, komen de stralen, die aan de vorming van een punt in het beeld deelnemen, uit een kegel waarvan de halve tophoek een  $tg = 1/50$  heeft; uit de afmetingen der capillair volgt, dat dan de fout door de onscherpte zeer klein is. Daar het beeld midden op de spleet valt, verkrijgen we op deze wijze langs de spectraallijnen het intensiteitsverloop langs de diameter van de capillair.

Metingen zijn gedaan bij  $p_{Hg} = 0.05$  m.m.; stroomsterkte  $i = 100$  m.A. en  $i = 200$  m.A.

De intensiteit van het  $N_2$  licht is zeer klein; daarom zijn nu Mimosa-finogran-platen (H. en D. 1300) gebruikt. Deze platen zijn veel gevoeliger dan Empress-platen, en bezitten toch een kleine plaatkorrel. Toch was de belichtingstijd nog langer dan 20 uur.

Een continue grond tengevolge van licht, dat in de spectrograaf verstrooid is, en dat afkomstig is van de veel sterkere kwiklijnen, is niet te vermijden. De intensiteit van deze continue grond is behalve onder en boven het spectrum ook bepaald op ongeveer  $1/3$  deel der hoogte; dit laatste door afscherming van het licht door middel van een reepje stanniol, dat op de overeenkomstige plaats van de spleet geplakt is.

Door de spectra op de verschillende hoogten door te fotometreeren, en dan de oppervlakte-intensiteit der lijnen (gecorrigeerd voor de continue grond) te meten, is de temperatuur langs de diameter van de capillair volgens de in § 1 aangegeven methode te vinden.

Fig. 9 geeft het resultaat bij de stroomsterkte  $i = 100$  m.A.



Deze  $T(r)$  zal gebruikt worden bij de bepaling van het verloop der electronen-concentratie  $n_e(r)$  (zie: Hoofdstuk IV, § 6).

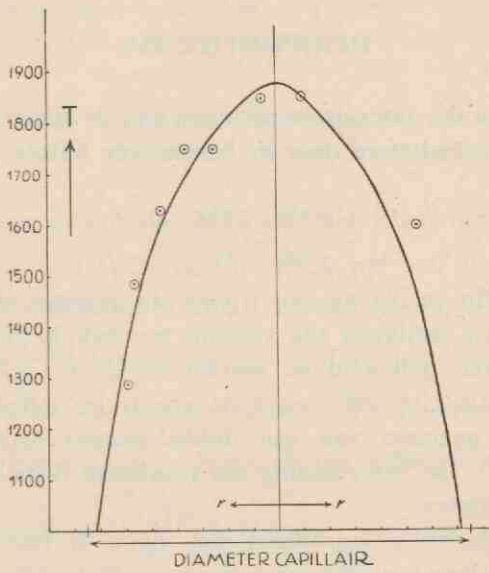


Fig. 9

## HOOFDSTUK IV.

### Resultaten der intensiteitsmetingen aan de spectraallijnen, geëmitteerd door de beschreven buizen.

#### § 1. De intensiteit der kwiklijn $\lambda 5461$ als functie van de druk.

De intensiteit der lijn  $\lambda 5461$  ( $2^3S_0-2^3P_2$ ) is in Hg, in een mengsel van Hg en  $N_2$ , en van Hg en He gemeten als functie van de Hg druk. De metingen zijn verricht met behulp van de 2 trapp-fotocelversterker, gebouwd en beschreven door CUSTERS<sup>1)</sup>. Wij hebben, evenals CUSTERS, voor de spectrale ontleding van het licht gebruik gemaakt van een dubbel-monochromator (volgens v. CITTERT<sup>2)</sup>). De beïnvloeding der resultaten door valsch licht is hierdoor uitgesloten.

Gebruikt zijn ontladingsbuizen van Type A (zie pag. 3); de capillair werd door een achromatische lens afgebeeld op de primaire spleet van de dubbel-monochromator, waarvan de uittreespleet wederom met een achromatische lens op de fotocel werd afgebeeld.

Uit het verloop der intensiteit van de lijn  $\lambda 5461$  is de verandering van de concentratie van zijn uitgangsniveau  $2^3S_0$  te bepalen. Daar van dit niveau het triplet  $\lambda 5461$  ( $2^3S_0-2^3P_2$ ),  $\lambda 4358$  ( $2^3S_0-2^3P_1$ ) en  $\lambda 4047$  ( $2^3S_0-2^3P_0$ ) met de respectievelijke overgangswaarschijnlijkheden  $A_1$ ,  $A_2$  en  $A_3$ , uitgaat, moet vergelijking (9) uitgebreid worden tot:

$$\frac{I_{5461}}{p} = C \frac{1}{1 + \frac{A_2}{A_1} + \frac{A_3}{A_1} + \frac{\beta}{kT A_1} p} \dots \dots \dots (12)$$

De constante  $1 + \frac{A_2}{A_1} + \frac{A_3}{A_1}$  heeft de waarde 1,94, indien we de door GOUWENTAK gemeten intensiteitsverhoudingen der tripletlijnen

<sup>1)</sup> J. F. H. CUSTERS, loc. cit.

<sup>2)</sup> P. H. VAN CITTERT, *Revue d'Optique*, 2, 57, 1923; 5, 293, 1926.

gebruiken<sup>1)</sup>. Hij vond n.l. voor  $\frac{I_1}{(v_1)^4} : \frac{I_2}{(v_2)^4} : \frac{I_3}{(v_3)^4} = 11,3 : 4,1 : 1$ , in plaats van de normale verhouding: 5:3:1.

Uit verg. (12) ontstaat dan de relatie:

$$\frac{P}{I} = \frac{1}{C} (1,94 + ap). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

waarin:

$$a = \frac{1,33 \cdot 10^3 \beta}{k T A_1},$$

als  $p$  in m.m. Hg gemeten wordt. (1 m.m. Hg =  $1,33 \cdot 10^3$  dynes.)

In fig. 10 is  $\frac{P}{I}$  als functie van  $p$  uitgezet; het blijkt, dat in het geheele drukgebied van 0,01 tot 10 m.m. Hg de punten inderdaad op een rechte liggen. Deze rechte heeft een helling van  $\frac{a}{C}$  en snijdt

van de ordinaat het stuk  $\frac{1,94}{C}$  af. Hierdoor kan dus de constante  $a$

(en dus ook  $\beta$ ) grafisch bepaald worden. De constante  $C$  bevat de invloed van de keuze der schaal, die dus uit het resultaat wegvalt.

Voor Hg alléén zijn de waarden gegeven in tabel IV.

TABEL IV.

| $i$ in m.A. | $\frac{1,94}{C}$ | $\frac{a}{C}$ | $a$  |
|-------------|------------------|---------------|------|
| 90          | 0.012            | 0.054         | 8.7  |
| 110         | 0.009            | 0.0537        | 11.6 |
| 150         | 0.009            | 0.0776        | 16.7 |
| 200         | 0.003            | 0.0558        | 30.4 |

<sup>1)</sup> Deze in het Natuurkundig Laboratorium te Utrecht door H. N. GOUWENTAK uitgevoerde voorloopige meting geschiedde aan een koolboog in Hg-damp van zéér lage concentratie. Daar de tripletlijnen toch nog niet geheel vrij van zelf-absorptie waren, zal de verkregen verhouding nog niet de juiste zijn. We meenden toch dit voorloopige resultaat te mogen gebruiken, temeer omdat een verandering hiervan slechts een kleine variatie van de constante  $1 + \frac{A_2}{A_1} + \frac{A_3}{A_1}$  ten gevolge heeft.

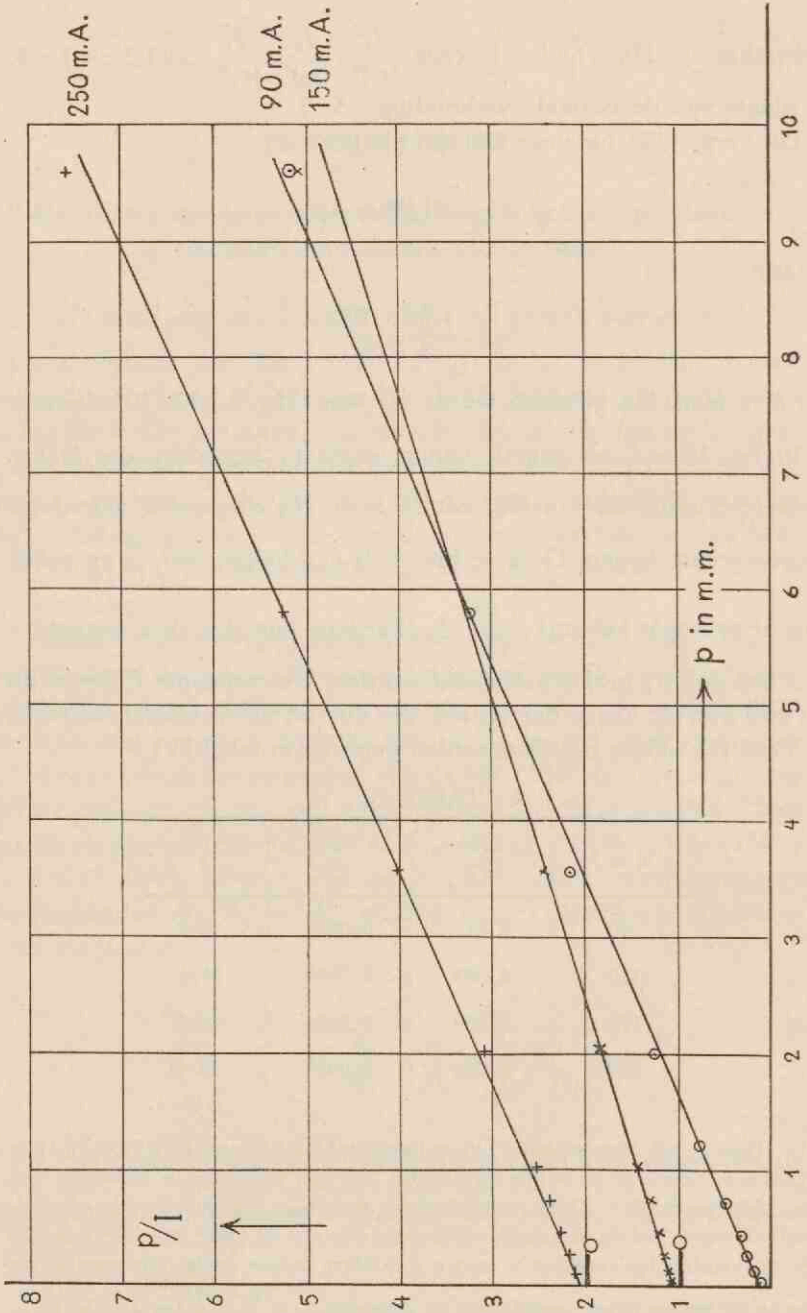


Fig. 10.



De grootheid  $a$  blijkt vrij sterk te stijgen met de stroomsterkte; het feit, dat deze stijging ongeveer lineair met  $i$  is, kan toevallig zijn; in elk geval mag aan dit feit — in verband met de groote onnauwkeurigheid der waarde van  $a$  (bij de bepaling van  $C$  zijn fouten van 10 tot 30 % mogelijk!) — geen groot gewicht worden gehecht.

Uit  $a$  is  $\beta$  te berekenen; zoo volgt bij  $i=90$  m.A., indien we onderstellen, dat  $T=1000$  °K;  $A_1 \approx 10^8$  is.

$$\beta = \frac{akT}{1,33 \cdot 10^3} \cdot A_1 = \frac{8,7 \cdot 1,37 \cdot 10^{-16} \cdot 10^3}{1,33 \cdot 10^3} \cdot 10^8 \approx 8,7 \cdot 10^{-8}.$$

Hoewel op deze waarde, evenals op haar stijging met de stroom later uitvoerig zal worden teruggekomen, moge thans reeds de volgende opmerking gemaakt worden: Vroeger is geschat, dat bij

1 m.m. Hg:  $\frac{\beta N_0}{\beta_e n_e} > 10\sqrt{2}$ ; met  $\beta \approx 10^{-8}$  blijkt, dat dan:

$$\beta_e n_e \approx \frac{10^{-8} \cdot 10^{16}}{10\sqrt{2}} \sim 10^7$$

is, zoodat dus deze grootheid inderdaad verwaarloosd mag worden tegenover de grootheid  $A$  (verg. pag. 17).

Ook in mengsels van Hg met andere gassen is verg. (11) getoetst. In alle gevallen werd gevonden, dat indien  $\frac{p}{I}$  tegen de Hg-druk  $p$  werd uitgezet, een rechte verkregen werd. Uit de grafische voorstelling is berekend, dat voor:

10. Hg + 1,1 m.m. N<sub>2</sub>.

$$i = 150 \text{ m.A.} \quad \frac{1,94 + a_{N_2} p_{N_2}}{a} = 0,6.$$

$$i = 300 \text{ m.A.} \quad \frac{1,94 + a_{N_2} p_{N_2}}{a} = 0,3_6.$$

Om  $a_{N_2}$  — de constante voor de botsingen van de 2e soort van een aangeslagen Hg-atoom met een N<sub>2</sub> molecuul te berekenen, vullen we bij  $i=150$  m.A. de waarde  $a=16,7$  uit tabel IV in; we vinden dan:

$$a_{N_2} p_{N_2} = 8,0 \quad \text{dus: } a_{N_2} = 7,3.$$

20.  $Hg + 4,8 \text{ m.m. } N_2$ .

$$i = 150 \text{ m.A.} \quad \frac{1,94 + a_{N_2} p_{N_2}}{a} = 0,03.$$

30.  $Hg + 1,0 \text{ m.m. } He$ .

Daar hier de intensiteit na de druk  $p = 1 \text{ m.m.}$  weer begon af te nemen, was de lijn  $\frac{p}{I} = f(p)$  slechts een rechte tot aan de bovengenoemde druk.

Uit dit rechte stuk volgt:

$$i = 10 \text{ m.A.} \quad \frac{1,94 + a_{He} p_{He}}{a} = 0,02$$

$$i = 100 \text{ m.A.} \quad \frac{1,94 + a_{He} p_{He}}{a} = 0,02_6$$

$$i = 150 \text{ m.A.} \quad \frac{1,94 + a_{He} p_{He}}{a} = 0,03.$$

Het is te verwachten, dat de effectiviteit van een botsing van de tweede soort met een atoom van een edel gas zeer klein zal zijn; maar zelfs als deze 0 was, zou volgens deze resultaten de  $a$  een veel hogere waarde hebben dan zij in Hg alléén bezit. (vergelijk pag. 27).

*Opmerking:*

Voor *helium alléén* is met behulp van de metingen van ORNSTEIN, BURGER en KAPUSCINSKI<sup>1)</sup> uit het intensiteitsverloop der heliumlijn  $\lambda 10830$  ( $2^3S-2^3P$ ) (zie fig. 6 van hun publicatie) nagegaan of ook hier de relatie:

$$\frac{p}{I} = \frac{1}{C} (1 + ap)$$

vervuld is.

De grafische voorstelling is recht tot ongeveer  $p = 6 \text{ m.m.}$ ; daarna

<sup>1)</sup> L. S. ORNSTEIN, H. C. BURGER en W. KAPUSCINSKI, loc. cit.

kromde de lijn naar boven, een gevolg van de afname van  $I$ , die toegeschreven moet worden aan sterke zelfabsorptie.

Uit het rechte deel der lijn is berekend :

$$i = 10 \text{ m.A.} \quad a = 0,06$$

$$i = 30 \text{ m.A.} \quad a = 0,20.$$

Zooals te verwachten, is de effectiviteit van een botsing He—He veel kleiner, dan die bij een botsing Hg—Hg.

### § 2. De intensiteit van het spectrum der bijgemengde gassen.

Aangeslagen atomen van een bijgemengd gas zullen ook door botsingen van de tweede soort met Hg-atomen zonder straling uit te zenden in de grondtoestand teruggebracht kunnen worden. Met dezelfde onderstellingen als in § 2 van hoofdstuk II is op analoge wijze af te leiden, dat hierdoor tusschen de intensiteit  $I'$  van het bijgemengde gas en de kwikdruk  $p$  de volgende relatie is te verwachten :

$$I' = \frac{C}{1 + a' p}, \quad \text{dus:} \quad \frac{1}{I'} = \frac{1}{C} (1 + a' p).$$

In combinatie met verg. (10) volgt dan voor de relatieve verhouding der intensiteiten der lijnen van Hg en die van een bij het Hg gemengd gas :

$$\frac{I}{I'} = C' p \frac{1 + a' p}{1 + a p}.$$

Als  $a$  en  $a'$  niet veel verschillen, zal deze intensiteitsverhouding in eerste benadering evenredig met de Hg-druk  $p$  zijn.

Bij een mengsel van Hg + 1,0 m.m. He zijn behalve de Hg-lijnen ook de sterkste He-lijnen  $\lambda 6678$  ( $3^1D-2^1P$ ) en  $\lambda 5016$  ( $3^1P-2^1S$ ) foto-electrisch gemeten; de sterke lijn  $\lambda 5876$  kwam niet in aanmerking, doordat de monochromator die niet voldoende van de Hg-lijn  $\lambda 5790$  kon scheiden.

Tabel V geeft de intensiteiten in willekeurige eenheid :

TABEL V.

| $p$     | $i = 2.5 \text{ m.A.}$ |       | $i = 10 \text{ m.A.}$ |       | $i = 20 \text{ m.A.}$ |      |
|---------|------------------------|-------|-----------------------|-------|-----------------------|------|
|         | 6678                   | 5016  | 6678                  | 5016  | 6678                  | 5016 |
| 0.00118 | 15.90                  | 11.38 | 69.1                  | 38.4  | 153.9                 | 73.7 |
| 0.0111  | 6.15                   | 3.84  | 22.76                 | 10.12 | 49.4                  | 18.3 |
| 0.045   | 4.34                   | 2.33  | 10.89                 | 3.97  | 20.5                  | 6.13 |
| 0.210   | 1.86                   | —     | 2.62                  | —     | 2.74                  | 0.26 |
| 0.75    | 0.69                   | —     | 0.63                  | —     | 0.75                  | —    |

Men ziet, dat de He-intensiteit sterk afneemt met toenemende Hg-druk; bij de twee laatste drukken was de lijn  $\lambda 5016$  te zwak om gemeten te worden en de lijn  $\lambda 6678$  aan de grens der meetnauwkeurigheid.

$\frac{1}{p}$ , tegen  $p$  uitgezet, blijkt slechts in een deel van het drukgebied een rechte lijn op te leveren. Dit is te begrijpen uit het feit, dat door de hooge aanslagspanning van de He-lijnen ( $\pm 20 \text{ V.}$ ), een daling der electronentemperatuur een veel grootere invloed zal hebben op die He-lijnen dan op die van Hg; een kleine daling van  $T_e$  is wegens de daling der gradiënt met  $p$  (verg. spanningsmetingen, pag. 9) zeer waarschijnlijk.

Verder is o.a. gemeten de verhouding van de kwik- en heliumlijnen; in fig. 11 is de verhouding van intensiteiten van de lijnen  $\lambda 5461$  en  $\lambda 6678$  als functie van  $p$  in log. schaal uitgezet. In overeenstemming met de eenvoudige formule, die hierboven werd afgeleid, ontstaan er in de grafische voorstelling rechten, waarvan de hellingshoek  $\alpha$  echter afhankelijk van de stroom  $i$  is.

|                            |                     |
|----------------------------|---------------------|
| Bij $i = 2,5 \text{ m.A.}$ | $tg \alpha = 1,00.$ |
| „ $i = 10,0 \text{ „}$     | $tg \alpha = 1,23.$ |
| „ $i = 20,0 \text{ „}$     | $tg \alpha = 1,35.$ |

Bij  $Hg + 1 \text{ m.m. N}_2$ :

Met de spectraalpyrometer is de totaal-intensiteit der roode  $N_2$ -banden (in een golflengtegebied van  $\pm 200 \text{ \AA}$ , met centrum  $\lambda 6200$ )



gemeten als functie van de kwikdruk. Deze meting werd uitgevoerd bij de stroomsterkten  $i = 50$  m.A.,  $i = 100$  m.A., en  $i = 200$  m.A.

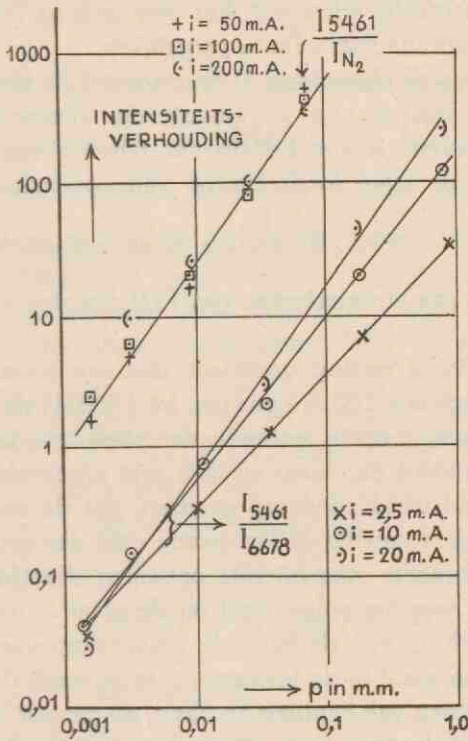


Fig. 11.

De verhouding  $I_{5461}$  en  $I_{N_2}$  is in fig. 11 eveneens geteekend; ook hier blijkt, dat ongeveer de betrekking  $\log \frac{I_{5461}}{I_{N_2}} (\cdot) \log p$  geldt. De getrokken rechte, die ongeveer door alle punten loopt, heeft een helling van  $\text{tg } \alpha = 1,34$ .

Uitzetten van  $\frac{1}{I_{N_2}}$  tegen  $p$  levert geen rechte; de waarde neemt meer dan lineair toe, d.w.z.  $I_{N_2}$  daalt sterker met  $p$  dan door onze eenvoudige formule wordt aangegeven. Waarschijnlijk is dit ook hier toe te schrijven aan een daling van  $T_e$ . (Voor daling der spanning: zie fig. 6.)

§ 3. *De absolute intensiteit van de lijn  $\lambda 5461$ .*

De absolute intensiteit, uitgezonden door een buis van type A in de kwiklijn  $\lambda 5461$ , is gemeten door haar op de gebruikelijke fotografisch-fotometrische wijze met het door een wolfram-bandlamp uitgezonden continue spectrum te vergelijken.

Door de ijking der bandlamp<sup>1)</sup> was zoowel de kleurtemperatuur, als de zwarte temperatuur als functie der stroomsterkte bekend. Met deze gegevens is met behulp der tabellen van DE GROOT<sup>2)</sup> berekend, dat de lamp loodrecht op zijn oppervlak door  $1 \text{ cm}^2$ :

$$2,72 \cdot 10^2 \text{ erg/sec, } \overset{\circ}{\text{A}}, \text{ steradiaal}$$

bij  $\lambda 5461 \text{ \AA}$  en een stroomsterkte van 13,0 Ampère uitzendt.

De fotografische meting geschiedt met een kleine spectrograaf van FUESS (dispersie  $100 \text{ \AA}$  per m.m. bij  $\lambda 5461$ ); de zwartingsmerken zijn genomen met de methode der stroomsterkte-variantie; de capillair en de band der lamp werden niet afgebeeld op de spleet, maar de afstand werd zoodanig gekozen, dat de zwarting der lijn bij dezelfde belichtingstijd in het goede deel der zwartingskromme lag. De spleetbreedte was bij alle opnamen dezelfde. De geometrische breedte van het spleetbeeld op de plaat is uit het fotogram bepaald met behulp van de bekende verhouding van de snelheden van fotogram en plaat in de fotometer; ze bedroeg  $0,1 \text{ m.m.}$

Uit de afstanden van capillair en band, de grootte van de capillair (lengte  $3 \text{ c.m.}$ , diameter  $2 \text{ m.m.}$ ), het oppervlak van de band ( $1 \text{ cm}^2$ ), en bovenstaande gegevens, is de energie per  $\text{cm}^3$  in de capillair uitgestraald in licht van de golflengte  $\lambda 5461$  te berekenen.

*Resultaten:*

$$1^{\circ}. \text{ Hg alléén} \quad p=0,057 \text{ m.m.} \quad i=200 \text{ m.A.}$$

Per  $\text{cm}^3$  in de cap. uitgezonden:  $1,55 \cdot 10^6 \text{ erg/sec.}$

Dus conc.  $N_a$  der atomen in  $2^3S_0$  toestand:

$$N_a = \frac{I}{A h \nu} \approx \frac{1,55 \cdot 10^6}{10^8 \cdot 3,6 \cdot 10^{12}} \approx 4,3 \cdot 10^9 \text{ per cm}^3.$$

<sup>1)</sup> Voor het uitvoeren der ijking ben ik Mej. J. G. EIJMERS zeer erkentelijk.

<sup>2)</sup> W. DE GROOT: Physica **11**, 264, 1931.

terwijl er in de grondtoestand zijn bij  $p = 0,057$  m.m.

$$N_0 \approx 5,5 \cdot 10^{14} \text{ per cm}^3.$$

(Evenals vroeger is weer ondersteld:  $T \approx 1000$  °K.

$$A \approx 10^8).$$

Er is dus slechts  $\frac{N_a}{N_0} \approx 10^{-5}$  deel der atomen in de  $2^3S_0$  toestand.

Dit resultaat geeft de mogelijkheid een schatting der electronentemperatuur te maken. Uit  $\frac{N_a}{N_0} \approx 10^{-5}$  zou een  $T_e = 7700$  °K volgen, indien deze verhouding door de electronentemperatuur alléén bepaald werd; hoewel dit niet het geval is, zal  $T_e$  in elk geval van deze orde van grootte zijn. Deze temperatuur werd daarom bij de theoretische beschouwingen aangenomen. (Zie: pag. 16.)

$$20. \text{ Hg} + 1 \text{ m.m. N}_2 \quad p = 0,06 \text{ m.m.} \quad i = 200 \text{ m.A.}$$

$$I = 3,1 \cdot 10^6 \text{ erg/sec. cm}^3$$

dus:

$$N_a \approx 8,4 \cdot 10^9 \text{ per cm}^3.$$

$$30. \text{ Hg} + 1 \text{ m.m. He} \quad p = 0,057 \text{ m.m.} \quad i = 100 \text{ m.A.}$$

$$I = 6,5 \cdot 10^6 \text{ erg/sec. cm}^3$$

dus:

$$N_a \approx 1,8 \cdot 10^{10} \text{ per cm}^3.$$

Het feit, dat de absolute intensiteit der Hg-lijn  $\lambda$  5461 in mengsels van Hg met  $N_2$  of He hooger is dan in Hg alleen, wijst op een hogere electronentemperatuur in de mengsels. Dit is ook waarschijnlijk, doordat de gradient dan hooger is; in overeenstemming met de spanning is de intensiteit ook in Hg + He hooger dan in Hg +  $N_2$ .

#### § 4. De intensiteit als functie der stroomsterkte.

Door CUSTERS<sup>1)</sup> is reeds gevonden, dat in Hg alléén bij constante druk de intensiteit der tripletlijnen minder dan lineair toeneemt met de stroomsterkte (afgezien van de bij de lage stroom optredende verschijnselen).

<sup>1)</sup> J. F. H. CUSTERS, loc. cit.

Hiervan kon zelfabsorptie niet de oorzaak zijn, daar de triplet-verhouding onafhankelijk van de stroomsterkte is.

Om dit afbuigen der  $I-i$  kromme nader te onderzoeken zijn metingen gedaan aan mengsels van Hg met  $N_2$  en met He. Ook hier werd een afbuiging geconstateerd, zij het dan een kleinere dan in Hg alleen; de  $I-i$  kromme van het bijgemengde gas boog sterker af dan die van de lijn  $\lambda$  5461, maar minder dan die van de singuletlijn  $\lambda$  4916 (Hg.). Als voorbeeld zijn in fig. 12 gereproduceerd deze krommen met de spectraalpyrometer gemeten aan een buis (type A.) met Hg + 1 m.m.  $N_2$ . Dit verschillend gedrag is een argument tegen de onderstelling dat het afbuigen een gevolg zou zijn van een toename der gastemperatuur met  $i$ .

Ten einde de invloed der zelfabsorptie te constateeren is voor een buis van het type B. (Hg + 5 m.m.  $N_2$ .) het verband  $I-i$  zoowel end-on als van terzijde gemeten, eveneens met de spectraalpyrometer. Fig. 13 toont dat inderdaad de afbuiging der end-on gevonden kromme iets grooter is.

De meest waarschijnlijke onderstelling is, dat de botsingen van de tweede soort met de electronen een der belangrijkste oorzaken voor de afbuigingen zijn. In dat geval is een verband  $\frac{i}{I} = 1,94 + bi$  te verwachten.

Voor de toetsing zijn de resultaten der metingen (van CUSTERS) aan de lijn  $\lambda$  5461 gebruikt. In fig. 14 is  $\frac{i}{I}$  als functie van  $i$  bij verschillende druk uitgezet, zooals men ziet levert de grafische voorstelling een rechte in het drukgebied van een halve tot twee m.m., bij hogere en lagere druk treden afwijkingen op. De berekening levert voor de constante  $b$  de volgende uitkomst:

| $p.$  | $b.$   |
|-------|--------|
| 0,536 | 0,0019 |
| 1,33  | 0,0029 |
| 2,24  | 0,0045 |

Hieruit is een schatting voor  $\beta_e n_e$  te maken bij  $i = 100$  m.A. want:

$$bi = \frac{\beta_e n_e}{A + \beta N_0}$$



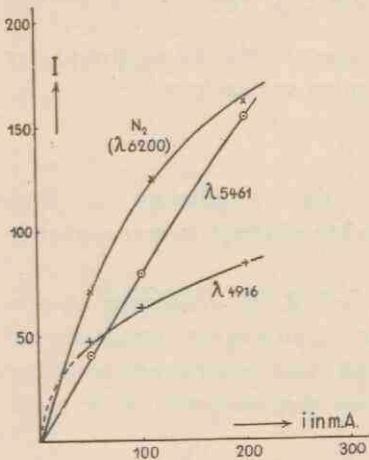


Fig. 12.

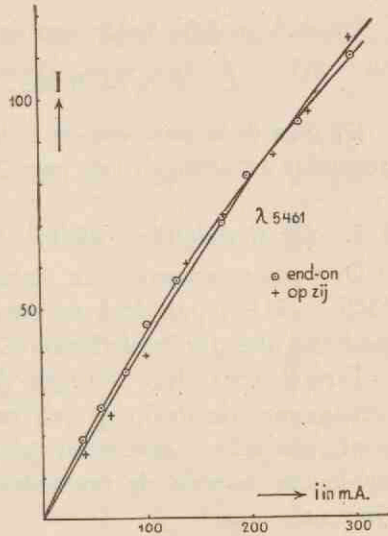


Fig. 13.

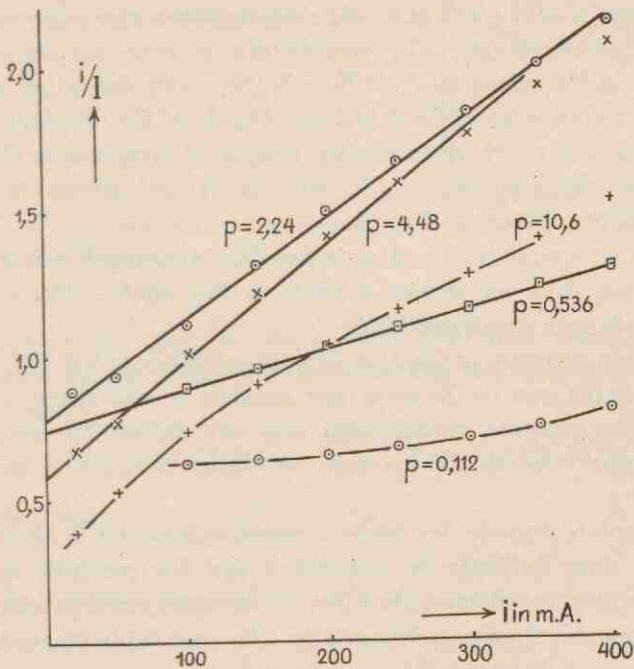


Fig. 14.

Daar  $A$  en  $\beta N_0$  beide van de orde  $10^8$  zijn, volgt:

$$\beta_e n_e \approx 0,003 \cdot 100 \cdot 10^8 = 3 \cdot 10^7.$$

De waarde is juist van de orde van grootte, die we op grond der gemaakte schattingen (zie pag. 29) zouden verwachten.

§ 5. *De singuletlijn  $\lambda$  4916.*

De wijze waarop de intensiteit der singuletlijn  $\lambda$  4916 ( $3^1S_0 - 2^1P_1$ ) van druk en stroomsterkte afhangt is zeer verschillend van die der tripletlijnen<sup>1)</sup>.

Terwijl voor deze laatste de intensiteit bij constante stroom toenam met de druk tot een constante eindwaarde, treedt bij de eerste een scherp maximum op, gevolgd door een tweede zwakker maximum, waarna de intensiteit verder met stijgende druk sterk afneemt.

Dit afwijkend gedrag is ook geconstateerd in mengsels van Hg met andere gassen. In fig. 15 is het verloop weergegeven van  $I$  als functie van  $p$  in Hg + 1 m.m. N<sub>2</sub>; de metingen zijn uitgevoerd met de spectraalpyrometer. Ter vergelijking is eveneens ingetekend de curve in Hg alleen bij  $i = 100$  m.A. Men ziet dat in het mengsel het eerste maximum bij veel kleinere Hg-druk ligt; op het tweede maximum na is overal de intensiteit dalend bij toenemende Hg-druk.

Dat de afbuiging der  $I-i$  kromme curve veel grooter is dan bij een tripletlijn, blijkt uit fig. 12.

De triplet-singuletverhouding is dan ook in mengsels een stijgende functie van druk en stroom evenals in Hg alléén. Als mogelijke oorzaken komen in aanmerking:

10. Een grootere invloed op de concentratie van het  $3^1S_0$  niveau van botsingen van de 2e soort met atomen en electronen.

20. Een grootere gevoeligheid voor een daling der electronen-temperatuur wegens de hogere aanslagspanning van het  $3^1S_0$  niveau.

De absolute waarde der triplet-singuletverhouding is fotografisch gemeten, door de lijnen te vergelijken met het continue spectrum van de geijkte bandlamp (zie § 3); de zwartingsmerken zijn weder opgenomen met stroomsterktevariatie. Om voor beide lijnen dezelfde

<sup>1)</sup> J. F. H. CUSTERS, loc. cit.

belichtingstijd te verkrijgen moest de lijn  $\lambda 5461$  verzwakt worden; hiertoe is een blauw glasfilter voor de spleet geplaatst. Daar de

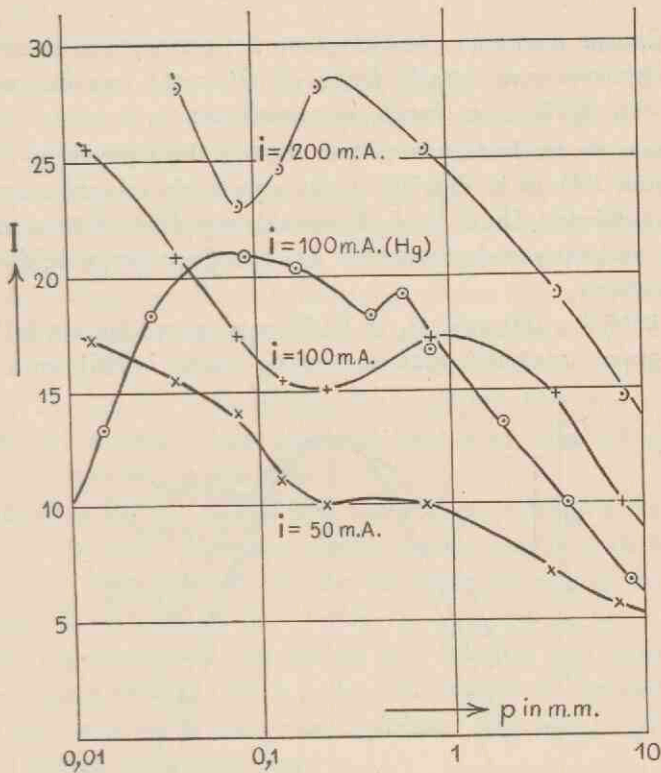


Fig. 15.

zwartingsmerken voor de lijn  $\lambda 5461$  ook door hetzelfde filter opgenomen zijn, is de doorlatingsfactor van dat filter geelimineerd.

Resultaten:

Bij  $p = 0,054 \text{ m.m.}$

en  $i = 200 \text{ m.A.}$

$$\text{Hg alléén} \quad \frac{I_{5461}}{I_{4916}} = 55,1$$

$$\text{Hg} + 1 \text{ m.m. } N_2. \quad \frac{I_{5461}}{I_{4916}} = 157.$$

$$\text{Hg} + 4,8 \text{ m.m. } N_2. \quad \frac{I_{5461}}{I_{4916}} = 212.$$

Buistype A.

Buistype B, end-on meting, midden van de cap.

Hieruit blijkt, dat de triplet-singuletverhouding hooger is in mengsels dan in Hg alléén, en stijgt met de druk van het bijgemengde gas.

§ 6. *End-on metingen; bepaling van het verloop van de relatieve electronenconcentratie langs de diameter van de capillair. Vergelijking van theorie en experiment.*

Volgens de methode van end-on meting (beschreven in § 2 van Hoofdstuk III) is in dezelfde buis, waarin de temperatuurmeting  $T(r)$  geschiedde (buis type B, gevuld met Hg + 4,8 m.m. N<sub>2</sub>), ook het verloop van de intensiteit der Hg-lijnen langs de diameter,  $I(r)$ , gemeten.

Zoo is bij  $i = 100$  m.A.,  $p_{\text{Hg}} = 0,054$  m.m. gevonden het in fig. 16 weergegeven intensiteitsverloop van de lijnen  $\lambda$  5461 en  $\lambda$  4916,

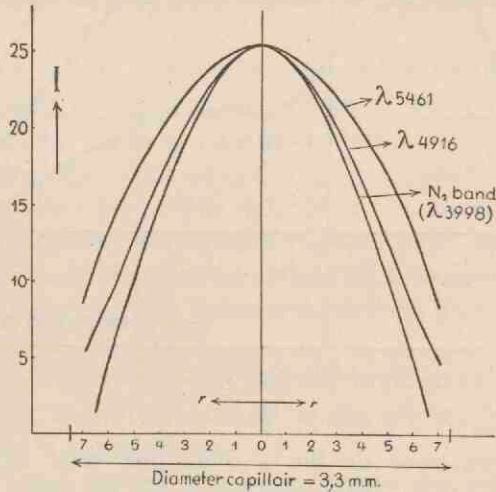


Fig. 16.

in willekeurige eenheid uitgedrukt. De intensiteit van de lijn  $\lambda$  4916 blijkt sterker af te nemen naar de wand dan die der lijn  $\lambda$  5461.

In fig. 16 is eveneens geteekend het verloop van de intensiteit <sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Dit is de intensiteit van de trillingsband,  $I_{osc}$ , die afhangt van het aantal moleculen, dat zich in de beschouwde trillingstoestand en aangeslagen electronentoestand bevindt. Deze  $I_{osc}$  is uit het gemeten intensiteitsverloop van een rotatielij,  $I_{rot}$ , berekend met behulp van de formule:

$$I_{osc} = I_{rot} \cdot T e^{+E_a/kT}$$

(waarin  $E_a$  de rotatie-energie voorstelt).



van de positieve  $N_2$  band  $\lambda 3998$  (ook in willekeurige eenheid). Deze intensiteit neemt nog weer sterker af naar de wand dan die der lijn  $\lambda 4916$ .

Dit verschillend gedrag zal een gevolg zijn van de radiale temperatuurafname (dus — dichtheidstoename), en is aan de hand van reeds vroeger in dit hoofdstuk vermelde resultaten van metingen in een mengsel van Hg en  $N_2$  te verklaren. Het bleek immers dat bij stijgende Hg-druk de verhouding  $I_{Hg} : I_{N_2}$  toeneemt (zie § 2), en eveneens de triplet-singuletverhouding (§ 5). Als oorzaken daarvoor zijn zoowel de toename van de botsingen van de 2e soort als ook een daling van de electronentemperatuur beschouwd.

Daar bij de end-on metingen met de dichtheid van het Hg ook die van de  $N_2$  naar de wand toeneemt (en wel in dezelfde verhouding), kunnen de bovengenoemde resultaten hier niet zonder meer gebruikt worden. Toch zullen ze kwalitatief juist blijven, en dus de verschijnselen beschrijven.

Voor de bepaling van de relatieve electronenconcentratie langs de diameter  $n_e(r)$ , moet uitgegaan worden van de intensiteit als functie van de straal,  $I(r)$ , van de lijn, die de geringste invloed van een daling van  $T_e$  ondervindt, dat is dus van die van de lijn  $\lambda 5461$ .

Uit het experimenteele feit dat de  $I-i$  kromme van deze Hg-lijn maar weinig afbuigt (zie § 4, fig. 13) mogen we concludeeren dat botsingen van de 2e soort met electronen hier slechts een zeer kleine rol spelen. Dan geldt dus:

$$I(r) = C n_e(r) f[N(r)].$$

Voor  $f(N)$  nemen we het experimenteel (end-on) bepaalde verband van  $I$  met de Hg-druk. (Op deze wijze is dan tevens gecorrigeerd voor de zelfabsorptie!) Nu is hier dus geen rekening gehouden met de (gelijktijdige) toename van de  $N_2$  druk; de gebruikte correctiefactor is dus te groot.

Door de gelukkige omstandigheid, dat de correctie zelf al zeer klein is (zie tabel VI), — een gevolg van het vlakke verloop der  $I-p$  kromme —, kunnen we een kleine verandering der correctie zeker verwaarloozen.

In fig. 17 is de aldus berekende functie  $n_e(r)$  gereproduceerd.

De resultaten zijn samengevat in tabel VI ( $r$  is uitgedrukt in

dezelfde eenheid, die bij de fig. 9, 16 en 17 gebruikt is.  $r=7,5$  komt overeen met 1,65 m.m.).

Het blijkt, dat de verhouding  $f_1 : f_2$  ongeveer constant is. De af-

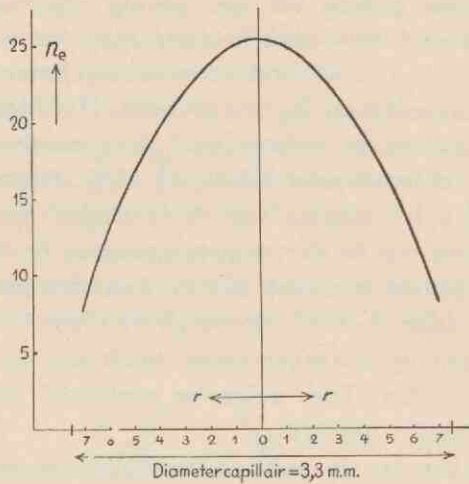


Fig. 17.

wijkingen kunnen niet het gevolg zijn van de invloed der re-combinatie van de ionen in het volume; dit blijkt uit het feit, dat het niet mogelijk is  $f_2$  te verkrijgen door een lineaire combinatie van  $f_1$  en  $f_3$  (vergelijk de noot op pag. 12).

De experimenten geven dus een bevestiging van de theorie, waarbij de re-combinatie in het volume verwaarloosd is.

De energievergelijking (5) is ook langs grafische weg getoetst; aan deze vergelijking blijkt echter in 't geheel niet voldaan te zijn. Dit behoeft ons ook niet te verwonderen: ten eerste omdat in deze vergelijking de termen voor de emissie en absorptie van straling verwaarloosd zijn; ten tweede daar in de diff. verg. de differentiaal-quotienten  $\frac{dT}{dr}$  en  $\frac{d^2T}{dr^2}$  voorkomen. Een fout in  $T(r)$  kan tot zeer groote afwijkingen in deze grootheden aanleiding geven.

Het is echter niet mogelijk bij de hier gebruikte methode van temperatuurmeting een grootere nauwkeurigheid te bereiken, terwijl de intensiteit van het  $N_2$  bandenspectrum te klein is om tot een instrument met grootere dispersie over te gaan.

TABEL VI.

| $r$ | $I$               | $n_e$             | $T$  | $\frac{d}{dr} \left( r T^{1/2} \frac{dn_e}{dr} \right)$<br>$= f_1$ | $\frac{r n_e}{T} = f_2$ | Verhouding<br>$f_1/f_2$ | $\frac{r n_e^2}{T} = f_3$ | $f_3/f_2$         |
|-----|-------------------|-------------------|------|--|-------------------------|-------------------------|---------------------------|-------------------|
| 0   | 25.4              | 25.4              | 1880 | 0  | 0                       | —                       | 0                         | —                 |
| 0.5 | 25.3              | 25.3              | 1870 | 0.60   | 0.67                    | 0.89                    | 1.71                      | 2.56              |
| 1.0 | 25.0              | 25.0              | 1852 | 1.09   | 1.35                    | 0.81                    | 3.37                      | 2.50              |
| 1.5 | 24.4 <sup>5</sup> | 24.4              | 1830 | 1.57   | 2.00                    | 0.78                    | 4.89                      | 2.44 <sup>5</sup> |
| 2.0 | 23.7              | 23.6              | 1805 | 1.88   | 2.61                    | 0.72                    | 6.30                      | 2.42              |
| 2.5 | 22.9              | 22.8              | 1775 | 2.10   | 3.21                    | 0.65                    | 7.32                      | 2.28              |
| 3.0 | 21.9              | 21.7 <sup>5</sup> | 1740 | 2.41 <sup>5</sup>  | 3.75                    | 0.64                    | 8.18                      | 2.18              |
| 3.5 | 20.8              | 20.6              | 1700 | 2.67 <sup>5</sup>  | 4.24                    | 0.63                    | 8.75                      | 2.06              |
| 4.0 | 19.6 <sup>5</sup> | 19.4              | 1655 | 2.90 <sup>5</sup>  | 4.69                    | 0.62                    | 9.07                      | 1.94              |
| 4.5 | 18.3              | 18.0              | 1605 | 3.17   | 5.05                    | 0.63                    | 9.07                      | 1.80              |
| 5.0 | 16.7 <sup>5</sup> | 16.4              | 1540 | 3.60 <sup>5</sup>  | 5.32                    | 0.68                    | 8.70                      | 1.64              |
| 5.5 | 15.1              | 14.7              | 1450 | 4.01   | 5.57                    | 0.72                    | 8.20                      | 1.47              |
| 6.0 | 13.1              | 12.6 <sup>5</sup> | 1340 | 4.22   | 5.66                    | 0.75                    | 7.15                      | 1.26              |
| 6.5 | 11.0              | 10.6              | 1195 | 4.22   | 5.76                    | 0.73                    | 6.11                      | 1.06              |

## HOOFDSTUK V.

### Zelfabsorptie.

#### § 1. *De tripletverhouding.*

Indien er zelfabsorptie optreedt zal de verhouding der tripletlijnen afwijken van de door de overgangswaarschijnlijkheden bepaalde waarde; deze afwijking zal bovendien afhankelijk van druk en stroomsterkte zijn.

De intensiteitsverhouding der lijnen  $\lambda 5461$ ,  $\lambda 4358$  en  $\lambda 4047$  is in relatieve maat, gemeten als functie van stroom en druk, te vinden uit de foto-electrisch gemeten curven van de intensiteit der drie lijnen.

De absolute waarde der verhouding is fotografisch-fotometrisch bepaald volgens de in Utrecht gebruikelijke methode<sup>1)</sup>.

Bij afwezigheid van zelfabsorptie is te verwachten, dat de intensiteiten van de lijnen  $\lambda 5461$ ,  $\lambda 4358$  en  $\lambda 4047$  zich na de  $\nu^4$  correctie zullen zich verhouden als 11 : 4 : 1 (zie pag. 27).

Gevonden is bij:

10. *Hg alléén:*

(Buistype *A*; cap. diameter 2 m.m.).

De fotografische meting bevestigde de door CUSTERS<sup>2)</sup> langs andere weg (namelijk uit de foto-electrische meting met behulp der gemeten gevoeligheid van het systeem fotocel-monocromator) gevonden tripletverhouding 5 : 3 : 1, bij  $p = 0,35$  m.m. Hg (bij verschillende stroomsterkte).

Uit de foto-electrische waarnemingen van CUSTERS is verder berekend het in fig. 18 geteekende verloop der verhouding der lijnen  $\lambda 5461 : \lambda 4358$ . Opvallend is de groote verandering met de druk, terwijl deze verhouding onafhankelijk van de stroomsterkte is. (Tussen 50 en 400 m.A.).

<sup>1)</sup> Zie: ORNSTEIN, MOLL en BURGER, Objectieve Spektralphotometrie.

<sup>2)</sup> J. F. H. CUSTERS: loc. cit.



20.  $Hg + 1 \text{ m.m. He}$ :

(Buistype A; cap. diameter 2 m.m.).

Foto-electrisch <sup>1)</sup> is de intensiteit der 3 lijnen als functie van de druk bij de stroomsterkten  $i=100$  en  $i=150$  m.A. gemeten; de

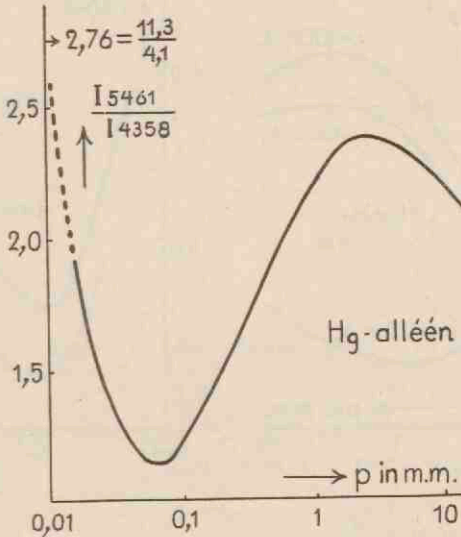


Fig. 18.

hieruit (in willekeurige eenheid) gevonden functie der intensiteitsverhouding zijn gereproduceerd in de figuren 19 en 20.

Het resultaat van de fotografische meting der absolute waarde van deze verhoudingen, — die ter contrôle bij drie drukken geschiedde —, is gegeven in tabel VII. De verandering met de druk

TABEL VII.

| $p \backslash i$ | 150 m.A.          | 100 m.A.          |
|------------------|-------------------|-------------------|
| 0.102            | 5.47 : 3.26 : 1.0 | 5.65 : 3.19 : 1.0 |
| 6.2              | 8.76 : 2.97 : 1.0 | 8.73 : 2.96 : 1.0 |
| 7.8              | 9.05 : 3.47 : 1.0 | 9.11 : 3.35 : 1.0 |

<sup>1)</sup> Deze metingen zijn, evenals die beschreven in § 1 van hoofdstuk VI, uitgevoerd met de storingsvrije fotocelversterker van den heer J. H. V. D. VEEN, wien ik dan ook ten zeerste mijn dank wil betuigen.

stemt binnen de meetfouten met de afhankelijkheid, door de figuren 19 en 20 gegeven, overeen. Ook hier blijkt de verandering met de stroom zeer klein te zijn.

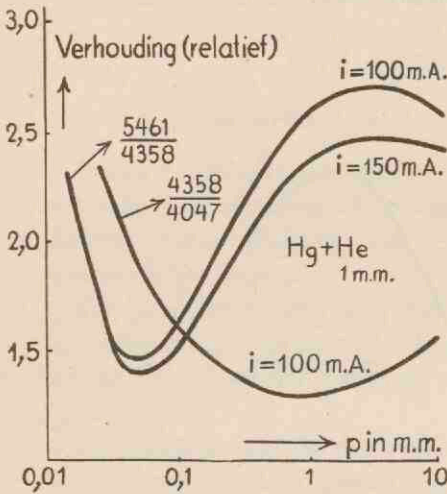


Fig. 19.

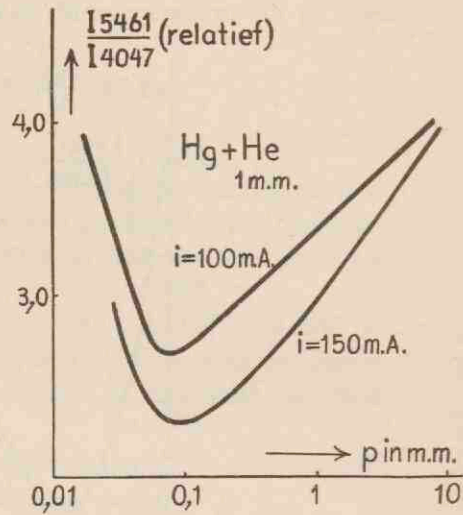


Fig. 20.

30.  $Hg + 4.8 \text{ m.m. } N_2$ .

Bij de met dit mengsel gevulde buis van type *B* bestond de mogelijkheid de laagdikte te veranderen door zoowel van terzijde als end-on de verhouding te meten. De uitkomsten zijn samengevat in tabel VIII (van terzijde) en tabel IX (End-on).

TABEL VIII.

| $p$    | $i$              |                  |
|--------|------------------|------------------|
|        | 100 m.A.         | 200 m.A.         |
| 0.0688 | 12.63 : 5.17 : 1 | 11.8 : 5.57 : 1  |
|        | 2.45 : 1         | 2.12 : 1         |
| 1.92   | 15.52 : 5.28 : 1 | 14.45 : 5.48 : 1 |
|        | 2.94 : 1         | 2.64 : 1         |

Hier blijkt dus o.a. dat de intensiteit der lijn  $\lambda 5461$  minder afneemt vanaf het midden naar de wand van de capillair dan die der lijnen

TABEL IX.

| $p \backslash i$ |                 | 100 m.A.                    | 200 m.A.                     |
|------------------|-----------------|-----------------------------|------------------------------|
|                  |                 | midden                      | 14.65 : 4.21 : 1<br>3.48 : 1 |
| 0.0722           |                 | 15.05 : 4.25 : 1            | 13.7 : 4.17 : 1              |
|                  | $\frac{1}{2} R$ | 3.54 : 1                    | 3.28 : 1                     |
|                  | wand            | 3.83 : 1                    | 15.7 : 4.15 : 1<br>3.79 : 1  |
| 1.96             | midden          | 15.3 : 3.34 : 1<br>4.58 : 1 | 14.3 : 3.60 : 1<br>3.97 : 1  |
|                  |                 | 16.5 : 3.38 : 1             | 14.1 : 3.36 : 1              |
|                  | $\frac{1}{2} R$ | 4.88 : 1                    | 4.2 : 1                      |
|                  | wand            | 5.10 : 1                    | 4.92 : 1                     |

$\lambda 4358$  en  $\lambda 4047$ . Laatstgenoemde lijn was bij de wand op de platen te zwak om gefotometreerd te kunnen worden; daarom is voor een gemakkelijke vergelijking, overal de verhouding van  $\lambda 5461$  en  $\lambda 4358$  afzonderlijk in de tabellen vermeld.

Tusschen de waarden in Hg en Hg + He eenerzijds, Hg + N<sub>2</sub> anderzijds is een groot verschil; de verhouding  $\lambda 5461$ :  $\lambda 4047$  is in het laatste geval zelfs grooter dan 11 : 1. Door botsingen van de 2e soort met N<sub>2</sub>-moleculen zal waarschijnlijk de bezetting der resp. onderste niveau's anders zijn dan degene, die zich door de botsingen der Hg-atomen onderling instelt. Met N<sub>2</sub> als bijmengsel is het  $2^3P_2$  niveau minder en het  $2^3P_0$  sterker bezet dan normaal. Dat iets dergelijks niet plaats vindt in het mengsel van Hg en He is te begrijpen, door te overwegen dat He een veel kleinere effectiviteit heeft voor botsingen van de 2e soort.

De verandering der lijnverhouding, zooals die in Hg alleen en in het mengsel van Hg en He gevonden is, behoeft geen gevolg te zijn van een verandering met de druk van de verhouding der bezettingen van de benedenste niveau's. Een dergelijk groot verschil kan reeds ontstaan bij constante verhouding der bezetting. Men ziet dit in, uit het feit dat door deeling van twee z.g.n. Curven van SCHÜTZ<sup>1)</sup> (die de uitgezonden intensiteit als functie van het aantal deeltjes aangeven) een lijnverhouding kan dalen tot bijna 1, om vervolgens weer snel te stijgen. Uit het in deze paragraaf gevonden verloop is dan ook nog geen conclusie te trekken omtrent de invloed van de botsingen van de 2e soort met de Hg-atomen op de benedenste niveau's.

§ 2. *Onderzoek naar de zelfabsorptie, en poging tot correctie hiervoor door middel van een aan één zijde verzilverde capillair.*

De zelfabsorptie in de emissiebuizen is te meten door te onderzoeken hoeveel de emissie bij verdubbeling der laagdikte verschilt van de dubbele emissie der enkele laag.

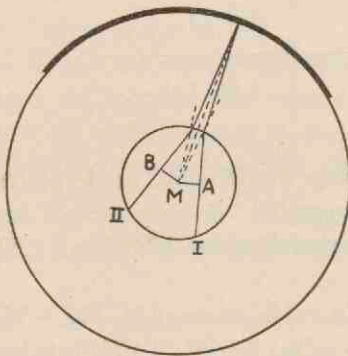


Fig. 21.

Het is niet mogelijk met 2 identieke buizen van type A een opstelling te maken zoodanig dat de capillair der eene buis afgebeeld wordt in die der tweede, daar de dikke glaswand (2 m.m.) dan een veel te groote vertekening geeft, zoodat er van een goede afbeelding geen sprake meer is.

Daarom is de capillair in zichzelf afgebeeld door aan één zijde een zilververspiegel op de buitenkant aan te brengen (zie fig. 21).

Straal II zal nu ook loopen als straal I (zie fig. 21); daar  $MB=MA$ , zal straal II geabsorbeerd worden in precies dezelfde lagen als die, waarin hij gemitteerd is, (een en ander volgt uit de

<sup>1)</sup> Zie: W. SCHÜTZ, *Zs. für Phys.* 64, 682, 1930.  
R. LADENBURG und F. REICHE, *Ann. der Phys.* 42, 181, 1913.  
E. F. M. V. D. HELD, Diss. Utrecht 1932.



radiaalsymmetrische bouw der ontlading). Indien de reflectiecoëfficiënt ( $r$ ) van de spiegel bekend is, kan de absorptie gevonden worden door te bepalen hoeveel de intensiteit minder is dan het  $(1+r)$ -voudige van die zonder spiegel.

Het beschreven experiment is uitgevoerd aan een buis (type A) met alléén Hg. Eerst werd de intensiteit der lijn  $\lambda 5461$  als functie van Hg-druk en stroomsterkte bij de van achter verzilverde capillair gemeten (met de spectraalpyrometer, ingesteld op het midden van de capillair); daarna de zilverspiegel verwijderd en weer dezelfde meting uitgevoerd.

De reflectiecoëfficiënt van de op de capillair zittende zilverlaag is niet direct te meten; wij hebben ondersteld, dat hij de waarde  $r=0,7$  bezit, die het gemiddelde is van de reflectiecoëfficiënten gevonden aan eenige spiegels, die door dezelfde verzilveroplossing op vlakke glaasjes van 2 m.m. dikte neergeslagen waren. (Zooals vanzelf spreekt, is deze meting van  $r$  gebeurd door het glas heen.)

Het bleek dat de verhouding  $\frac{I_{verz.}}{I_{onverz.}}$  nergens de waarde 1,7 bereikte, en bovendien afnam met toenemende stroom en druk.

Hieruit volgt, dat:

- 1<sup>o</sup>. Er zelfabsorptie is, en
- 2<sup>o</sup>. dat deze toeneemt met  $p$ , en  $i$  (zooals ook te verwachten was).

In fig. 22, waarin de meetcurven in log schaal uitgezet zijn, is het bovenstaande gemakkelijk na te gaan.

De bedoeling is nu de uitgevoerde metingen te gebruiken om voor de zelfabsorptie te corrigeeren, d.w.z. om uit de gemeten intensiteit  $I'$  de echte (absorptievrije) intensiteit  $I_0$  te vinden. Hierbij is het geen bezwaar, dat het licht niet van een homogeeene laag afkomstig is, indien slechts de concentraties der emitteerende en die der absorbeerende atomen dezelfde functie van de afstand tot het midden van de capillair zijn. De correctie zou dan ook op eenvoudige wijze door berekening uit de intensiteit in de verzilverde en onverzilverde capillair te vinden zijn, indien de absorptiecoëfficiënt maar onafhankelijk van de golflengte was; dit is echter niet het geval. De functie  $\alpha(\lambda)$  is onbekend, zoodat het niet mogelijk is de vergelijkingen te integreeren.

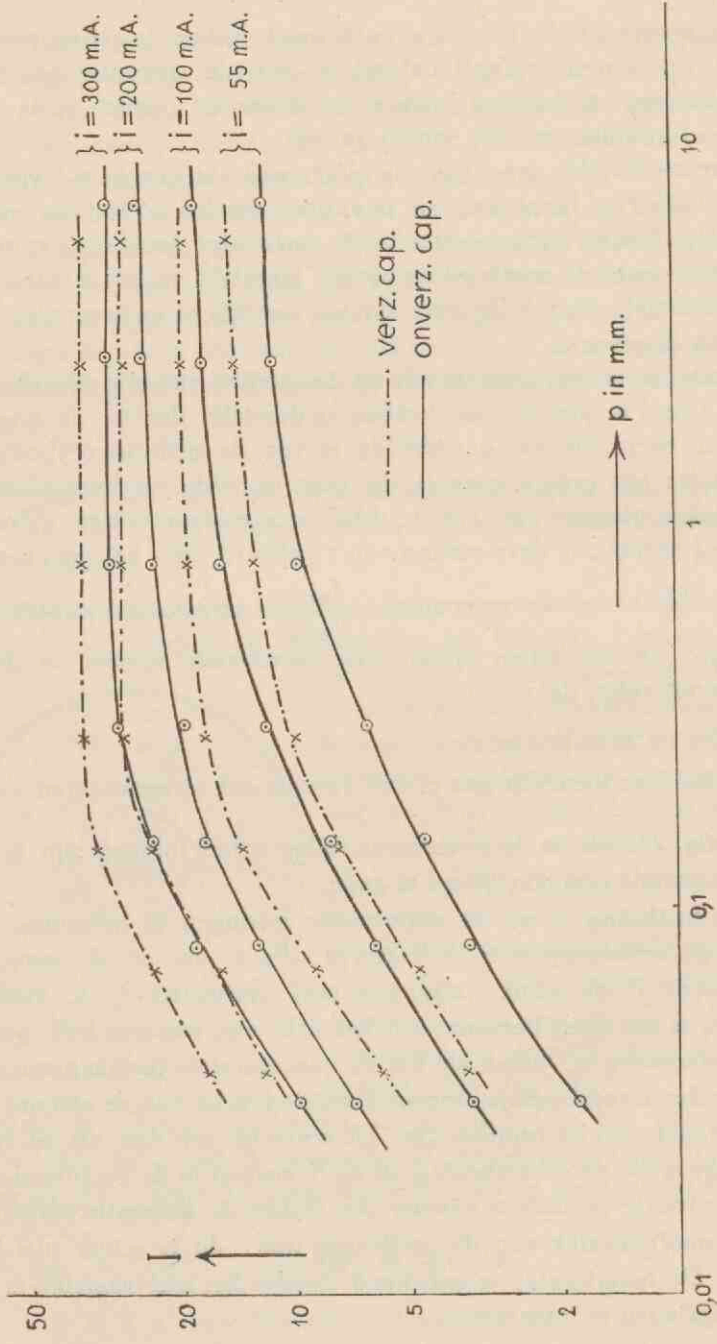


Fig. 22.

Daarom is gebruik gemaakt van de z.g. trapjesmethode<sup>1)</sup>: Deze methode zal worden toegelicht aan de hand van fig. 23; hierin zij het verband  $I-p$  bij enkele laagdikte gegeven door kromme

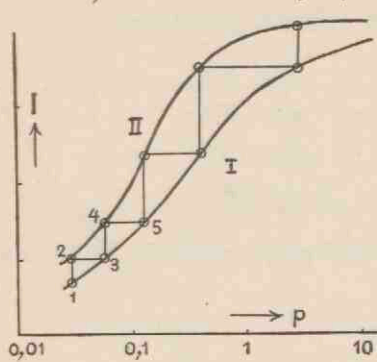


Fig. 23.

I, bij dubbele laagdikte door kromme II. De  $I$  is nu een onbekende functie, zoowel van het aantal emitterende als van het aantal absorbeerende atomen. We weten echter, dat de intensiteit in punt 2, veroorzaakt wordt door twee maal zooveel deeltjes (emitterende en absorbeerende beide) als in punt 1. (Druk constant). In 3 is de intensiteit dezelfde als in 2, dus hetzelfde aantal deeltjes —, in 4 weer twee

maal zooveel, enz., enz. Er ontstaat op deze wijze een „ijkkromme”  $I$  als functie van  $N$ . Met behulp hiervan kunnen we uit  $I-p$  (Kromme I) vinden  $N$  als  $f(p)$ .

Echter is hierbij de onderstelling gemaakt, dat de *concentratie der emitterende en absorbeerende atomen dezelfde functie van de druk is*. Dit behoeft niet juist te zijn, we mogen echter wel in eerste benadering aannemen, dat dit het geval is.

Bij het toepassen der methode ter correctie van de beschouwde metingen, moet in aanmerking genomen worden, dat de reflectiecoëfficiënt van de zilverspiegel op de capillair de waarde 0.7 heeft. Zij  $I_1$  de gemeten intensiteit in de onverzilverde capillair, en  $I_2$  resp. die in de verzilverde, dan moeten we vergelijken  $0,7 I_1$  en  $I_2 - 0,3 I_1$ , welke grootheden nu van een enkele, resp. een dubbele laagdikte afkomstig zijn.

Uit elk der gemeten kurven (bij  $i=55, 100, 200$  en  $300$  m.A.) is op deze wijze de  $N(p)$  verkregen. Deze voldoen aan de relatie:

$$\frac{p}{N} = \frac{1}{C} (1,94 + ap).$$

<sup>1)</sup> Deze methode, die in principe eenigszins gelijk is op degene, die RUSSELL \*) toepaste bij de ijking van de Rowland-schaal van de Fraunhofer-lijnen, dank ik aan de raad van dr. M. G. J. MINNAERT.

\*) H. N. RUSSELL, W. S. ADAMS and C. E. MOORE, *Astrophys. Journ.* **68**, 1, 1928.

Hetgeen bleek door  $\frac{p}{N}$  tegen  $p$  uit te zetten, waardoor goede rechten verkregen werden.

Voor de constante  $a$  kregen wij de volgende resultaten:

|               |            |
|---------------|------------|
| $i = 55$ m.A. | $a = 5,4$  |
| $i = 100$ „   | $a = 7,4$  |
| $i = 200$ „   | $a = 13,8$ |
| $i = 300$ „   | $a = 26,5$ |

Voor de intensiteit  $I_1$  in de onverzilverde capillair luidde de formule:

$$I_1 = \frac{Cp}{1,94 + ap};$$

De punten van grafiek  $\frac{p}{I_1}$  tegen  $p$  liggen op een rechte, die echter een grotere  $a$  bezit dan na de correctie verkregen werd.

De intensiteit  $I_2$  in de verzilverde capillair voldoet echter ook aan de formule; hier was de  $a$  wederom groter.

TABEL X.

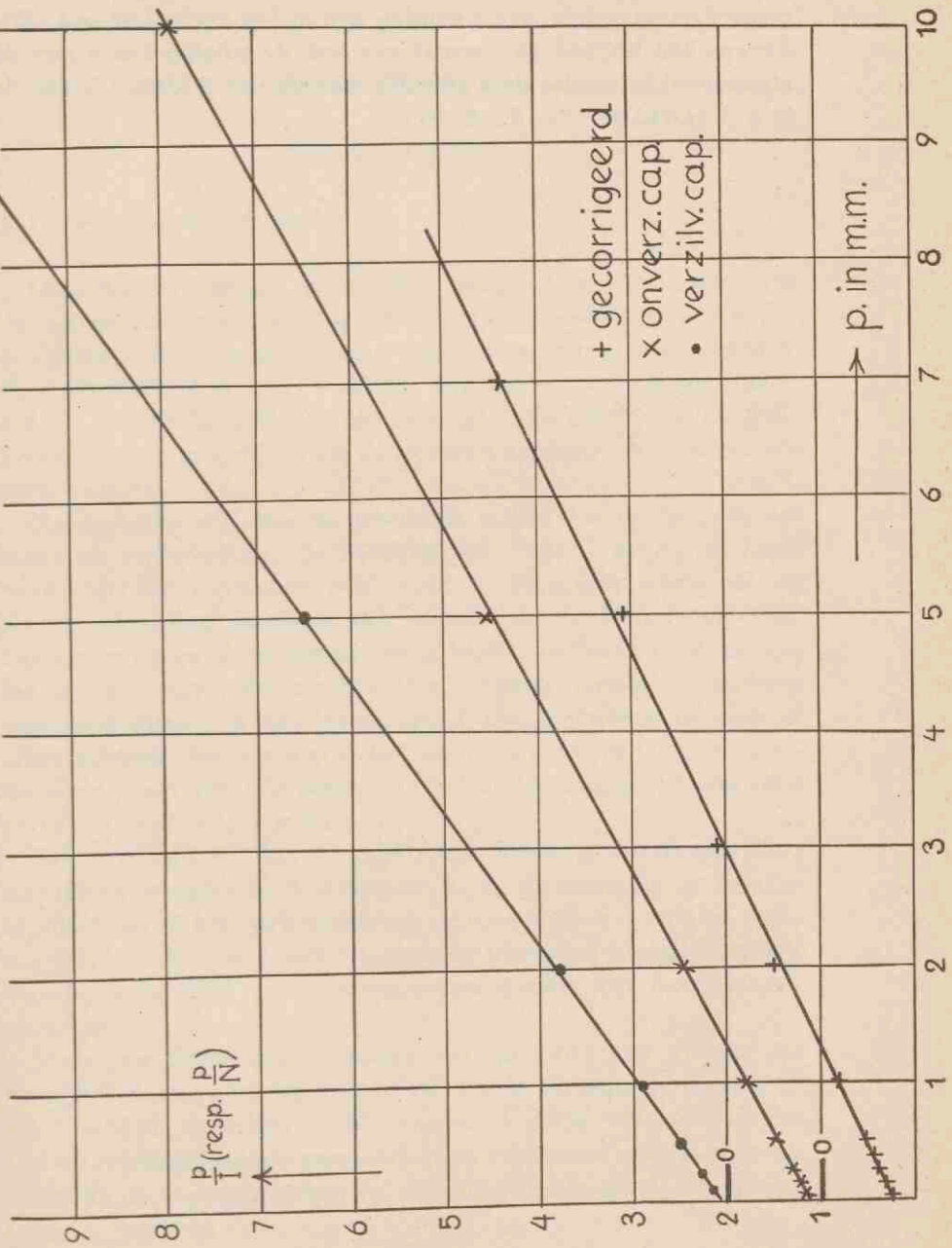
| Hg $\lambda$ 5461          | $i = 100$ m.A. | $i = 200$ m.A. |
|----------------------------|----------------|----------------|
| Gecorrigeerd voor zelfabs. | $a = 7,4$      | $a = 13,8$     |
| Onverzilverde capillair.   | $a = 13$       | $a = 23$       |
| Verzilverde capillair.     | $a = 46$       | $a = 36$       |

Fig. 24, waarin gereproduceerd zijn de drie rechten bij  $i = 100$  m.A., toont het feit, dat ondanks de zelfabsorptie toch de formule opgaat, maar met een *des te hoogere waarde voor  $a$  naar mate de zelfabsorptie sterker is.*

Alle uit de intensiteitsmetingen (zie hoofdstuk IV, § 1) bepaalde constanten  $a$  en ook  $b$  zijn dus te groot; in het bijzonder zal dit het geval zijn bij de mengsels van Hg met andere gassen, omdat daar de zelfabsorptie zooveel grooter is wegens de grootere absolute intensiteit (vooral bij Hg + He). Dit geeft dan ook de verklaring van het



Fig. 24.



feit, dat de constante  $a$  (voor botsing Hg—Hg) in mengsels zooveel grooter aangenomen moest worden dan in Hg alléén (zie pag. 30). Tevens kan het ook de oorzaak zijn van de stijging van  $a$  met de stroomsterkte, zoodat de werkelijke waarde van  $\beta$  kleiner is dan de in § 3 geschatte ( $\beta = 8 \cdot 10^{-8}$ ).

## HOOFDSTUK VI.

### Absorptiemetingen.

#### § 1. Voorloopige metingen.

De absorptie van een spectraallijn hangt af van de concentratie der atomen in het eindniveau der lijn. Uit absorptiemetingen is dus te vinden welke functie van druk (en stroom) deze concentratie is. Een moeilijkheid is hier wederom, dat het — wegens de (onbekende) afhankelijkheid van de absorptie-coëfficiënt van de golflengte —, niet mogelijk is uit de gemeten absorptie de concentratie uit te rekenen.

Noodzakelijk was daarom gebruik te maken van de methode der laagdikte verdubbeling; de absorptiebuis (type C, zie fig. 3) heeft twee identieke capillairen achter elkaar. Het licht waarmede de absorptiemetingen geschiedt valt axiaal door de beide capillairen. Door beurtelings de stroom in één of beide capillairen in te schakelen, is dus de absorptie te meten door een laag van één en van twee capillair-lengten; in het laatste geval zijn er twee maal zooveel absorbeerende deeltjes als in het eerste, zoodat met de „trapjesmethode” weer een ijkromme van het verband tusschen absorptie en aantal deeltjes is te maken.

Gecontroleerd is, dat de capillairen elkaar niet beïnvloedden; niet alleen veranderde de stroom door- en de spanning op de eene capillair niet bij het inschakelen van de stroom door de andere, maar ook bleef de door de eerste uitgezonden intensiteit hetzelfde, zooals geconstateerd werd door metingen van terzijde met de spectraalpyrometer.

Voor een voorloopige bepaling van de orde van grootte der absorptie is eerst gemeten hoeveel de voorste capillair absorbeert van het licht door de achterste uitgezonden. Hiertoe werd de capillair end-on afgebeeld op een monochromator; foto-electrisch is de intensiteit van de voorste capillair,  $I_1$ , die van de achterste,  $I_2$ , en die van beide,  $I_3$ , gemeten.

De breuk  $\frac{I_1 + I_2 - I_3}{I_2}$  geeft dan de gezochte absorptie in %.

De uitkomsten zijn niet erg nauwkeurig; een meetfout van 3% in de intensiteit  $I_1$ ,  $I_2$  en  $I_3$  kan een fout in het eindresultaat van ongeveer 10—15% ten gevolge hebben.

In tabel XI zijn eenige der resultaten (verkregen aan Hg alléén) samengevat:

TABEL XI.

| $p$   | $i$ | $\lambda$ 5461                 | $\lambda$ 4358                 | $\lambda$ 4916                 |
|-------|-----|--------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|
| 0.05  | 100 | 75 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> | 61 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> | 55 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> |
|       | 200 | 85 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> | 70 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> | 65 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> |
| 0.645 | 100 | 79 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> | 86 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> | 81 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> |
|       | 200 | 86 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> | 84 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> | 80 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> |
| 4.5   | 100 | 80 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> | 80 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> | 75 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> |
|       | 200 | 80 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> | 79 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> | 73 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> |

De absorptie blijkt dus zeer aanzienlijk te zijn; vooral valt op, dat dit ook bij de  $\lambda$  4916 het geval is (terwijl deze in emissie een factor 50 zwakker is dan de tripletlijn) hetgeen wijst op een zeer sterke bezetting van het  $2^1P$ -niveau.

In verband met deze groote absorptie is er van afgezien om door meting van de emissie der dubbele laag en correctie voor absorptie (zooals in § 2 van hoofdstuk V) het verloop van de concentratie van het bovenste niveau met de druk te vinden; de onderstelling, dat de verhouding der concentraties van bovenste en benedenste niveau onafhankelijk is van de druk, is niet geheel juist. Bij groote absorptie kunnen dientengevolge fouten optreden.

Een dergelijke fout wordt vermeden bij absorptiemetingen, daar hier alleen de concentratie van het benedenste niveau invloed heeft.

Als lichtbron diende een kwarts-kwiklamp (type Hanau), waarvan het licht axiaal door de capillair gaat. Eerst is getracht de absorptie van dit licht te bepalen door verschilmetingen (lamp, cap., lamp + cap., 2 cap., enz.); deze wijze van werken geeft op zichzelf al tot vrij groote fouten aanleiding, maar bovendien was de intensi-



teit van het door de capillair uitgezonden licht groter dan het er doorheen vallend licht der lamp, zoodat geen eenigermate nauwkeurig resultaat was te verkrijgen en een andere meetmethode noodzakelijk bleek.

§ 2. *Definitieve methode; resultaten meting aan de lijn  $\lambda$  5461.*

De voor de definitieve meting gebruikte opstelling is afgebeeld in fig. 25. Het licht van de kwiklamp  $L$  valt axiaal door de in de

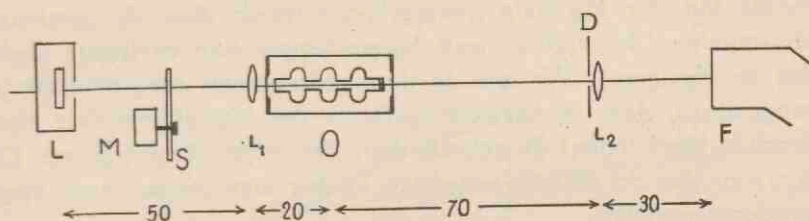


Fig. 25.

electrische oven  $O$  geplaatste buis van type  $C$  (gevuld met Hg alléén); lens  $L_2$  beeldt de capillairen end-on af op de spleet der Fuess, die als monochromator diende.

Het feit, dat de concentratie van de absorbeerende atomen langs de diameter van de capillair verandert, zou fouten kunnen veroorzaken. Voor de toepassing van de trapjesmethode is het immers noodzakelijk, dat een lichtstraal in beide capillairen door een laag van precies dezelfde concentratie loopt. Om aan deze eisch te voldoen, moet er dus bij het experiment voor gezorgd worden, dat de openingshoek van de stralenbundel zeer klein is. Daarom is lens  $L_2$  van het diafragma  $D$  voorzien. De diameter hiervan is 7 m.m.; uit de afmetingen der capillairen volgt, dat de fout nu zeer klein is.

De intensiteit is gemeten met een wisselstroomfotocelversterker<sup>1)</sup>; de magneet der hierbij behorende Moll-galvanometer werd bekrachtigd met de 10 Volt (50 perioden) netspanning. In phase loopt de synchronomotor  $M$ ; schijf  $S$  houdt gedurende de halve

<sup>1)</sup> Deze versterker is in het Phys. Lab. te Utrecht ontworpen en gebouwd door de heeren J. M. W. MILATZ en M. W. F. SCHREGARDUS \*); ik wil hun mijn hartelijke dank betuigen voor de welwillendheid, de versterker voor deze experimenten aan mij ten gebuike te geven.

\*) J. M. W. MILATZ, Physica II, April, 1935.

omwenteling het licht van lamp  $L$  tegen. Op deze wijze is het door de capillair uitgezonden licht geëlimineerd, want de versterker reageert alleen op het „50 periodenlicht” der lamp, en hiervan meten we de verandering bij stroomdoorgang door de capillair.

De kwiklamp  $L$  brandde op constante spanning en de stroom bleef na het inbranden steeds dezelfde; we mogen dus onderstellen, dat haar temperatuur constant is en dat dus de emissielijn dezelfde vorm heeft gedurende de geheele meting. Dit is noodzakelijk omdat we meten hoeveel procent van de intensiteit van de breede lijn der Hg-lamp geabsorbeerd wordt door de smallere absorptielijn (de capillair heeft lagere temperatuur en lagere druk dan de Hg-lamp). We zijn op deze procentueele absorptiemeting aangewezen, daar de versterkingsfactor der fotocelversterker niet dezelfde bleef tijdens de geheele duur der meetreeks (ongeveer 12 uur), en dus de vermindering van uitslag niet zonder meer mag worden vergeleken.

Voor de lijn  $\lambda 5461$  zijn verkregen de volgende resultaten :

TABEL XII.

| $p$    | $i = 100$ m.A.                     |                                  | $i = 200$ m.A.                     |                                  |
|--------|------------------------------------|----------------------------------|------------------------------------|----------------------------------|
|        | abs. één cap.                      | abs. 2 cap.                      | abs. één cap.                      | abs. 2 cap.                      |
| 0.0384 | 22.0 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>   | 27.6 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> | 28.0 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>   | 35.6 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> |
| 0.108  | 28.1 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>   | 34.2 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> | 33.3 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>   | 39.5 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> |
| 0.236  | 32.2 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>   | 39.0 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> | 35.9 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> * | 41.9 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> |
| 0.524  | 35.9 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> * | 41.3 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> | 38.0 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> * | 45.5 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> |
| 1.04   | 34.0 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>   | 41.0 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> | 36.7 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>   | 45.0 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> |
| 3.91   | 37.3 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> * | 44.7 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> | 39.6 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>   | 47.1 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> |
| 8.38   | 38.3 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>   | 46.5 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> | 42.3 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>   | 48.9 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> |
| 10.6   | 37.6 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>   | 47.1 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> | 42.9 <sup>0</sup> / <sub>0</sub>   | 50.6 <sup>0</sup> / <sub>0</sub> |

De in deze tabel opgegeven getallen zijn het gemiddelde van 2 metingen; achtereenvolgens is geregistreerd: volle uitslag, 1 cap., 2 cap., volle uitslag, andere cap., 2 cap., volle uitslag. Behalve om te controleren of beide capillairen dezelfde uitkomst gaven — wat

binnen de meetfouten het geval bleek te zijn — diende de herhaling ook om een vervanger te bezitten van een door een eventuele storing in de versterker mislukte waarneming. Was er een storing, dan werd alleen de niet-gestoorde waarneming gebruikt; enkele getallen uit de tabel zijn dan ook afkomstig van slechts één meting (deze zijn met \* aangegeven).

In fig. 26 zijn de waarden voor  $i=100$  m.A. uitgezet. Met de „trapjesmethode” is uit de waarneming bij 100 en 200 m.A. de „ijk-

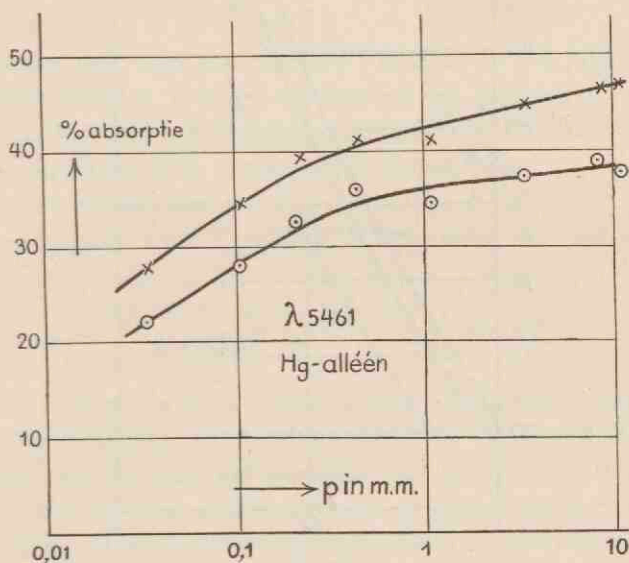


Fig. 26.

kromme” opgemaakt, die het verband tusschen % absorptie en aantal absorbeerende atomen (zie fig. 27) weergeeft. Deze krommen bleken evenwijdig te zijn, hetgeen ook te verwachten is indien de vorm der absorptielijn niet met de stroom verandert.

Hiermede is berekend de concentratie  $N_m$  van het benedenste niveau ( $2^3P_2$ ) als functie van de druk. Dit niveau is metastabiël, en wordt dus alleen vernietigd door botsingen van de tweede soort.

Het ontstaat door:

- 1<sup>o</sup>. Aanslag door electronen vanuit het grondniveau;
- 2<sup>o</sup>. Botsingen van de tweede soort met Hg-atomen uit het naburige  $2^3P_1$ -niveau. (Concentratie  $N$ ).

Dus :

$$\alpha' n_e N_0 + \beta' N_a N_0 = \beta'' N_m N_0$$

of :

$$\frac{\beta''}{\beta'} N_a = N_m - \frac{\alpha' n_e}{\beta'}$$

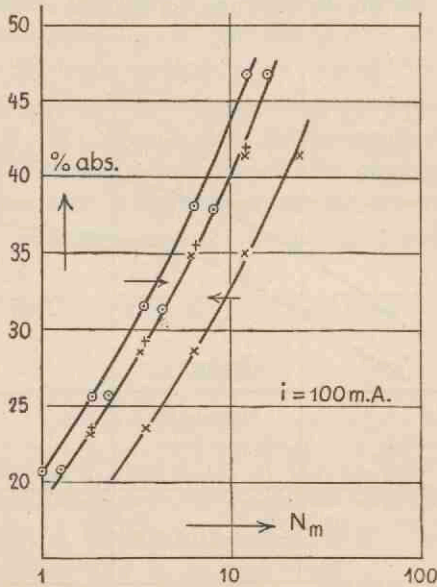


Fig. 27.

Nu geldt voor het  $^{23}\text{P}_1$ -niveau de formule (8):

$$\alpha n_e N_0 = (A + \beta N_0) N_a.$$

Dus :

$$N_m - \frac{\alpha' n_e}{\beta'} = \frac{\beta''}{\beta'} \alpha n_e \frac{N_0}{A + \beta N_0}$$

of :

$$N_m - C' = C \frac{p}{1 + ap}, \quad \text{waarin } a = \frac{1,33 \cdot 10^3 \beta}{k T A}.$$



Volgens de opvatting, dat voor aanslag analoge voorkeurregels zullen gelden als voor straling, is te verwachten, dat de constante  $C'$  klein zal zijn.

Dit blijkt ook inderdaad het geval; uitzetten van  $\frac{P}{N_m}$  tegen  $p$  levert vrij goede rechten (zie fig. 28).

Hieruit volgt<sup>1)</sup>:

$$\begin{array}{ll} i = 100 \text{ m.A.} & a = 3,7. \\ i = 200 \text{ m.A.} & a = 5,5. \end{array}$$

Ook hier is dus weer een toename van  $a$  met  $i$ . Dit blijkt ook uit het sterker afbuigen der  $N_m$ - $p$ -kromme bij hogere  $i$ ; bij lage druk verdubbelt  $N_m$  als de stroomsterkte van 100 tot 200 m.A. toeneemt, bij hooge druk echter in het geheel niet.

Uit  $a$  is  $\beta$  te berekenen.

We onderstellen weer  $T \sim 1000^\circ\text{K}$ , en nemen  $A \sim 10^7$ <sup>2)</sup>, dan:

$$\beta = \frac{3,7 \cdot 1,37 \cdot 10^{-16} \cdot 10^7 \cdot 10^3}{1,33 \cdot 10^3} = 3,8 \cdot 10^{-9}.$$

Het lag voor de hand te trachten deze resultaten te bevestigen door directe bepaling van de concentratie  $N_a$  van het  $2^3P_1$ -niveaue als functie van de druk door middel van absorptie-metingen aan de lijn  $\lambda$  4358. Bij deze golflengte was de gevoeligheid der fotocel echter te klein. Daar de lichtsterkste Hg-lamp en gevoeligste fotocel die ter beschikking stonden, reeds gebruikt waren, moest dus van de toetsing afgezien worden.

### § 3. *Vergelijking van experiment en theorie.*

Met behulp van de theorie in § 2 van hoofdstuk II is een schatting te maken van de grootte van  $\beta$ .

<sup>1)</sup> De punten liggen nog beter op een rechte, indien we nemen  $C' = 0,30$ , respectievelijk 0,60.

Dan ontstaat:

$$\begin{array}{lll} i = 100 \text{ m.A.} & C' = 0,30 & a = 3,5. \\ i = 200 \text{ m.A.} & C' = 0,60 & a = 5,7. \end{array}$$

<sup>2)</sup> Verg.: KORFF and BREIT, Rev. of Mod. Phys. 4, 471, 1932 (tabel 27).

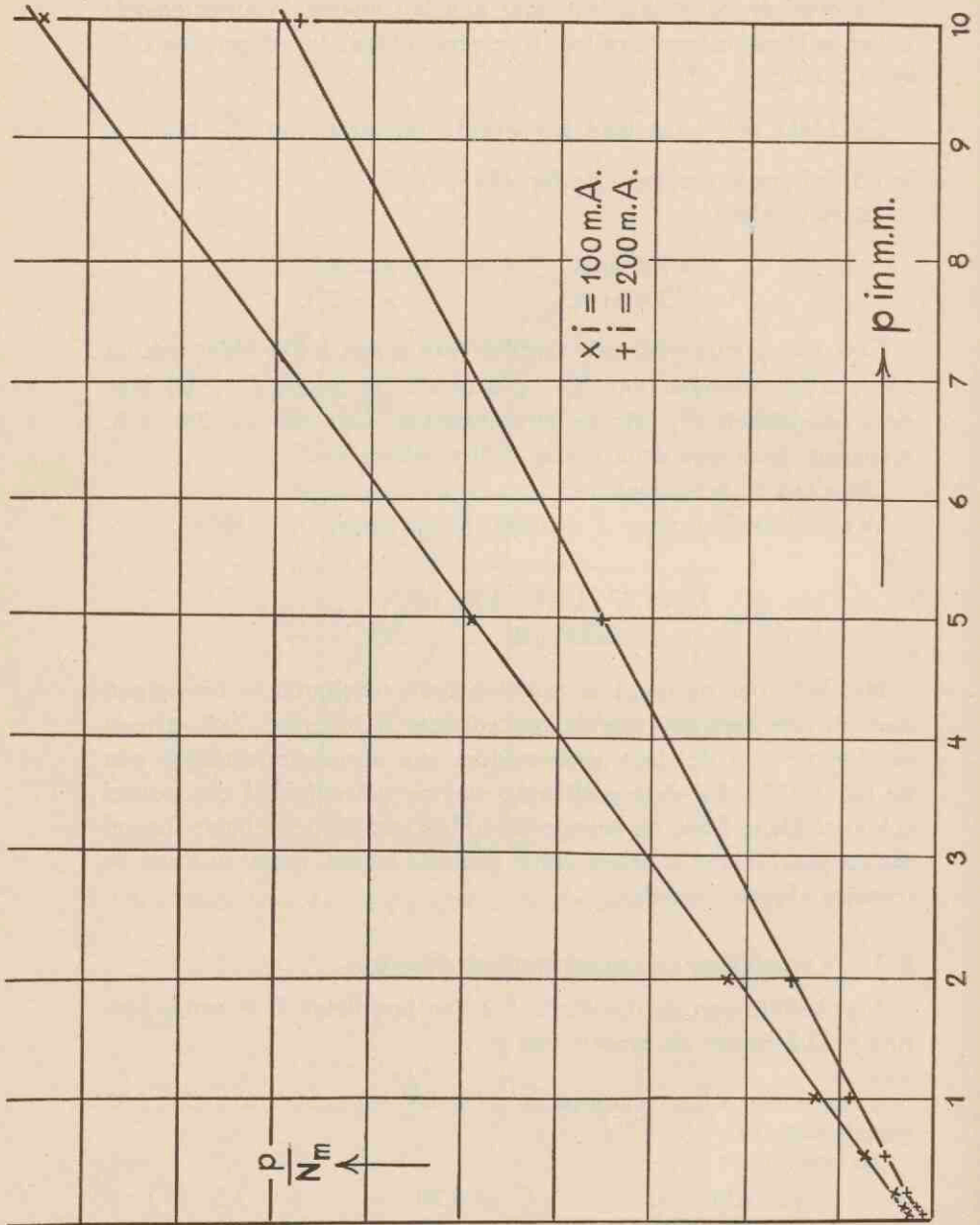


Fig. 28.

Ondersteld is, dat de gasatomen een MAXWELLSche snelheidsverdeling bezitten ( $T=1000^\circ \text{K}$ ) (zie pag. 16).

Dan is:

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{g_a}{g_0} e^{-\varepsilon_a/kT}.$$

Met de onderstelling, dat de werkzame doorsnede  $Q$  onafhankelijk is van de snelheid  $V$ , geldt verder<sup>1)</sup>:

$$\begin{aligned} \alpha &= \int_{\sqrt{\frac{2\varepsilon_a}{\mu}}}^{\infty} V Q(V) F(V) dV = Q \cdot 4\pi \left( \frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_{\sqrt{\frac{2\varepsilon_a}{\mu}}}^{\infty} e^{-\frac{\mu V^2}{2kT}} V^3 dV \\ &= Q \cdot 4 \left( \frac{kT}{2\pi \mu} \right)^{1/2} e^{-\varepsilon_a/kT} \left( \frac{\varepsilon_a}{kT} + 1 \right), \end{aligned}$$

waarin  $\mu$  de gereduceerde massa der botsende deeltjes is (hier 2 Hg-atomen, dus  $\mu = \frac{M}{2}$ ).

Voor de werkzame doorsnede zullen we nemen  $Q = 4 \cdot 10^{-15}$ , in overeenstemming met de door ZEMANSKI<sup>2)</sup> opgegeven waarde  $1,8 \cdot 10^{-8}$  c.m. voor de straal van het Hg-atoom in de grondtoestand.

Nu volgt voor:

10. Het  $2^3S_0$ -niveau. ( $\varepsilon_a = 7,7$  Volt.)

$$\alpha = 1,67 \cdot 10^{-8} \cdot e^{-90}$$

en:

$$\beta = e^{90} \frac{g_0}{g_a} \cdot \alpha \quad (g_a = g_0).$$

dus:

$$\beta = 1,67 \cdot 10^{-8}.$$

1) L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, loc. cit. p. 811.

2) W. ZEMANSKI, Phys. Rev. 34, 213, 1929.

Experimenteel is gevonden :

$$\text{bij } i = 100 \text{ m.A.} \quad \beta = 5 \cdot 10^{-8}$$

20. Het  $2^3P_1$ -niveau.  $\varepsilon_a = 4,85 \text{ Volt.}$

$$\alpha = 1,0 \cdot 10^{-8} \cdot e^{-55}$$

en :

$$\beta = e^{55} \cdot \frac{g_0}{g_a} \cdot \alpha \quad (g_a = 3 g_0)$$

dus :

$$\beta = 3,3 \cdot 10^{-9}.$$

Experimenteel :

$$\text{bij } i = 100 \text{ m.A.} \quad \beta = 3,7 \cdot 10^{-9}.$$

De experimentele resultaten zijn dus in goede overeenstemming met de theorie.



## ZUSAMMENFASSUNG.

Es werden optische Untersuchungen beschrieben, die angestellt sind an der positiven Säule einer Gasentladung in einem kapillaren Rohr (die Kapillar-Entladung genannt).

Die Messungen dienten zur Untersuchung von :

1<sup>o</sup>. Dem radialen Bau der positiven Säule.

Mittels der Methode von end-on Beobachtung ist in einer Mischung von Quecksilber und Stikstoff der radiale Verlauf der Gastemperatur und der relativen Elektronenkonzentration bestimmt; dazu sind resp. das Stikstoffbandenspektrum und die Quecksilberlinien benützt. Es zeigte sich dass die gemessene Funktion  $n_e(r)$  mit den theoretischen Betrachtungen, in der die Rekombination der Ionen im Volum vernachlässigt wurde, in Einklang ist; bei der gemessenen Funktion  $T(r)$  ist dies jedoch nicht der Fall.

2<sup>o</sup>. Den in der positiven Säule auftretenden Prozessen von Entstehung und Vernichtung angeregter Atomzustände.

Bei der Untersuchung wie diese Prozesse die Konzentration der Atome in einem bestimmten angeregten Zustand beeinflussen, ist insbesondere die Vernichtung durch Stösze mit Elektronen und mit Atomen im Grundzustand in Betracht gezogen.

Gemessen ist die Intensität der Quecksilberlinien, die von der Kapillar-Entladung in Hg, in einer Mischung von Hg und N<sub>2</sub> oder Hg und He, ausgesandt werden. Diese Intensitäten zeigten den erwarteten Verlauf als Funktion von Druck und Stromstärke.

Weil bei dieser Emissionsmessung die Selbstabsorption störend auftritt (wie z.B. die Änderung des Triplet-Verhältnisses mit Druck und Stromstärke zeigt) wurde versucht dafür eine Korrektion einzuführen.

Es gibt keine solche Störung beim Messen der Absorption von Spektrallinien; deshalb sind schliesslich Absorptionsmessungen angestellt worden.

Die Resultate sowohl der Absorptions- als auch der Emissionsmessungen zeigen dass die Stösze zweiter Art eine wichtige Rolle spielen; für die Ausbeute eines solchen Stosses geben die Messungen Werte von der Grösze wie sie nach der Theorie zu erwarten sind.

---



## STELLINGEN

---

### I.

De argumenten, waarmee DUFFENDACK wil aantonen, dat de langs optische weg gemeten temperaturen niet met de werkelijke gastemperaturen zouden overeenstemmen, zijn onjuist.

O. S. DUFFENDACK, R. W. REVANS and A. S. ROY :  
Phys. Rev. 45, 807, 1934.

### II.

Het door POOL en SIMMONS bij hun metingen aan een mengsel van  $N_2$  en optisch aangeslagen Hg-damp gevonden verband tusschen de absorbtiecoëfficiënt der lijn  $\lambda 4047$  en de  $N_2$ -druk, kan verklaard worden door te berekenen hoe de concentraties van de aangeslagen Hg-atomen beïnvloed worden door de botsingen van de 2<sup>de</sup> soort met de  $N_2$ -moleculen ; bij deze berekening wordt voor de werkzame doorsnede van die botsingen met het Hg-atoom in de  $2^3P_1$  toestand een plausible waarde verkregen.

M. L. POOL and S. J. SIMMONS : Phys. Rev. 44,  
997, 1933.

### III.

De verklaring, die PERUCCA geeft van het anomale geleidingsvermogen van dunne metaallagen, is onjuist.

E. PERUCCA : Zs. f. Phys. 91, 660, 1934.

### IV.

Van door verdamping in hoogvacuum verkregen tinlaagjes, die zoo dun zijn, dat ze een meetbare lichtdoorlating bezitten, is geen röntgenogram te verkrijgen, terwijl dit bij goud, zilver en koper wel het geval is ; dit verschijnsel kan verklaard worden door de allotropie van het tin.





## V.

Ten onrechte meent BRUCKMAN het keurkenmerk van transformatorolie te kunnen baseeren op de meting van de dielectrische verliezen bij laagfrequente wisselspanning.

H. W. L. BRUCKMAN und M. G. A. HAALBOS :  
Elektrotechn. Zeitschr 56, 1269, 1934.

## VI.

Bij de vergelijking van de sterkte der interstellaire lijnen van  $\text{Ca}^+$  en van Na mag men niet vooropstellen, dat de relatieve concentratie van deze elementen in de interstellaire ruimte dezelfde zal zijn als in de sterren.

A. S. EDDINGTON, Proc. Roy. Soc. 111, 424, 1926 ;  
Monthly Notices of the R. A. S., November 1934.  
B. P. GERASIMOVIC and O. STRUVE, Ap. J. 69, 7, 1929.

## VII.

De wijze waarop LANDAU de „log x” definieert is gekunsteld.

E. LANDAU. Einführung in die Differential- und  
Integralrechnung. pag. 41.

## VIII.

Voor het verkrijgen van een beter inzicht in de werking van hoogfrequente wisselstroomen op levend weefsel is het van groot belang in dit weefsel systematische metingen van het dipoolmoment en van de dipoolverliezen als functie van de frequentie te verrichten.

## IX.

Het is zeer gewenscht, dat het practische deel der leeraarsopleiding ook zal geschieden in het kader der universitaire studie.

















D  
Ut  
19