



# Intensiteitsmetingen in de spectra van ijzer en nikkel

<https://hdl.handle.net/1874/321136>

A<sup>n</sup> 192.

1935.

INTENSITEITSMETINGEN IN DE  
SPECTRA VAN IJZER EN NIKKEL

H. VAN DRIEL

qu.  
92











INTENSITEITSMETINGEN IN DE SPECTRA  
VAN IJZER EN NIKKEL



THE UNIVERSITY OF CHICAGO  
LIBRARY

1934

# INTENSITEITSMETINGEN IN DE SPECTRA VAN IJZER EN NIKKEL

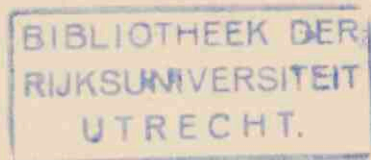
PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN  
DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE  
AAN DE RIJKSUNIVERSITEIT TE UTRECHT, OP  
GEZAG VAN DEN RECTOR MAGNIFICUS  
DR. C. W. VOLLGRAFF, HOOGLEERAAR IN DE  
FACULTEIT DER LETTEREN EN WIJSBE-  
GEERTE, VOLGENS BESLUIT VAN DEN SENAAAT  
DER UNIVERSITEIT TEGEN DE BEDENKINGEN  
VAN DE FACULTEIT DER WIS- EN NATUUR-  
KUNDE TE VERDEDIGEN OP MAANDAG  
9 DECEMBER 1935, DES NAMIDDAGS TE 4 UUR

DOOR

HENDRIK VAN DRIEL

GEBOREN TE BARENDRECHT



AMSTERDAM — 1935

N.V. NOORD-HOLLANDSCHE UITGEVERSMAATSCHAPPIJ



*Aan de nagedachtenis van mijn Vader.  
Aan mijn Moeder.*



Bij het voltooien van dit proefschrift betuig ik U, Oud-Hoog-  
leeraren en Hoogleeraren in de Faculteit der Wis- en Natuurkunde,  
mijn groote erkentelijkheid voor het genoten onderwijs.

Voor al U, Hooggeleerde ORNSTEIN, Hooggeachte Promotor,  
betuig ik mijn oprechte dank voor de leiding en steun, die Gij steeds  
gegeven hebt. Uw raadgevingen en optimisme hebben mij bij tegen-  
slag meermalen nieuwe moed gegeven en zullen mij steeds in dank-  
bare herinnering blijven.

Hooggeleerde KRAMERS, ik beschouw het als een zeer groot voor-  
recht Uw colleges te hebben mogen volgen.

Hooggeleerde WOLFF, Uw heldere colleges hebben ten zeerste  
bijgedragen tot mijn belangstelling voor de Analyse.

Ook U, Hooggeleerde DE VRIES, NIJLAND en MOLL, dank ik zeer  
voor Uw onderwijs, waarvan ik heb mogen profiteeren.

Waarde VREESWIJK, mijn welgemeende dank voor de hulp bij  
de aanvang van dit onderzoek.

Dat jij, beste FRIJDA, op zoo prettige wijze mij te allen tijde bij  
dit werk hebt willen helpen, is mij een groote steun geweest.



# INHOUD

BLADZ.

|  |    |
|--|----|
| <b>HOOFDSTUK I. Inleiding. Vroegere metingen. Gebruikte meetmethoden</b>               | 1  |
| § 1. Bespreking van vroegere metingen. Doel van het onderzoek                          | 1  |
| § 2. Beschrijving der gebruikte toestellen   | 11 |
| <b>HOOFDSTUK II. Metingen in het ijzerspectrum</b>                                     | 14 |
| § 3. Multiplet $\bar{f}^1-d^1$   | 14 |
| § 4. Multiplets $\bar{f}^1-f^2$ en $d^1-f^1$   | 17 |
| <b>HOOFDSTUK III. Metingen in het nikfelspectrum</b>                                   | 25 |
| § 5. Metingen in metaalbogen   | 25 |
| § 6. Metingen in koolbogen   | 33 |
| § 7. Temperat.-correcties. Resultaten der metingen                                     | 36 |
| <b>HOOFDSTUK IV. Nadere beschouwing der zelfabsorbtie in de nikkelmetingen</b>         | 40 |
| § 8. Boogmetingen  | 40 |
| § 9. Vlammetingen  | 45 |
| <b>HOOFDSTUK V. Vergelijking van de resultaten der metingen met intensiteitsregels</b> | 49 |
| § 10. IJzer  | 49 |
| § 11. Nikkel   | 52 |
| <b>Summary</b>   | 62 |
| <b>Literatuuroverzicht</b>   | 63 |
| <b>Tabel</b>   | 64 |





## HOOFDSTUK I.

### Inleiding. Vroegere metingen. Gebruikte meetmethoden.

#### § 1. BESPREKING VAN VROEGERE METINGEN. DOEL VAN HET ONDERZOEK.

In het ijzerspectrum zijn intensiteitsverhoudingen gemeten door VAN MILAAN<sup>1)</sup> en FRERICHS<sup>2)</sup>. De individuele intensiteiten voldeden niet steeds aan de regels van HÖNL<sup>3)</sup> en KRONIG<sup>4)</sup>, doch de metingen gaven in het algemeen wel een bevestiging van de sommenregel voor multiplets<sup>5)</sup>.

De sommenregel klopte niet in twee door VAN MILAAN gemeten multiplets, waarvan de één een <sup>5</sup>d groep (waarin het grondniveau), de ander een onmiddellijk daarboven gelegen metastabiele <sup>5</sup>f groep tot eindniveau heeft. De afwijkingen waren zoodanig, dat de grotere der gemeten intensiteiten relatief te klein waren. Daar de lijnen der andere multiplets reeds neiging tot zelfabsorbtie hadden en in de gebruikte boog eerst bij heel lage stroom daarvan vrij waren, is het zeer waarschijnlijk, dat zelfabsorbtie bij de genoemde metingen een rol speelt, evenals dit bij andere elementen in soortgelijke lichtbronnen gebleken is het geval te zijn.

In het cobalt- en nikkelspectrum zijn intensiteitsverhoudingen gemeten door BOUMA<sup>6)</sup> in bogen in lucht van atmosferedruk, waarvan de polen bestonden uit het zuivere metaal. De sommenregel voor de onderzochte multiplets klopte over het algemeen niet, terwijl uitbreiding tot grotere groepen weinig verbetering bracht. De individuele intensiteiten moeten dus zeker groote afwijkingen vertoonen van de volgens HÖNL en KRONIG berekende. Het feit dat de sommenregels voor veel multiplets niet zouden vervuld zijn was zeker te verwachten in verband met het gecompliceerde karakter der spectra; dat echter de overeenstemming in veel gevallen zóó slecht zou zijn, was niet te vermoeden. Zelfabsorbtie scheen geen verklaring voor de afwijkingen te kunnen geven, hoewel men dit zeker zou verwachten in verband met het gedrag in de zoozeer analoge ijzerboog en de ervaringen met andere elementen. Want hoewel in veel gevallen de afwijkingen zóó waren, dat ze door zelfabsorbtie

verklaard konden worden, kwamen ook gevallen voor waarin de afwijkingen van dien aard waren, dat zij na een mogelijke correctie voor zelfabsorbtie gelijk bleven of zelfs nog grooter werden. Het was wel opgevallen (BOUMA, pag. 35 en 70) dat de laatste gevallen meestal betrekking hadden op overgangen tusschen hooger gelegen niveau's. Het wil ons nu voorkomen dat dit feit erop wijst, dat mogelijk zelfabsorbtie toch een rol gespeeld heeft. Want uit onderzoekingen der laatste jaren <sup>7)</sup> <sup>8)</sup> is gebleken, dat in een boog de bezetting ( $b$ ) der niveau's bepaald wordt door een BOLTZMANN-functie  $b = C \times g_n \times e^{-\frac{h\nu}{kT}}$ , waarbij  $g_n$  het statistisch gewicht van het betreffende niveau voorstelt. De intensiteit van een lijn wordt in deze gevallen evenredig met  $g_n \cdot e^{-\frac{h\nu}{kT}} \cdot A_{nm} \cdot \nu_{nm}$ . ( $A_{nm}$  = overgangswaarschijnlijkheid en  $\nu_{nm}$  = frequentie bij deze overgang) en verschilt dus een factor  $e^{-\frac{h\nu}{kT}}$  van de intensiteitsverhouding in geval van statistische bezetting. Waar nu in de cobalt- en nikkelspectra de meeste termen „verkeerd” liggen, worden de lijnen, uitgaande van de niveau's met grooter inwendig quantengetal  $j$  en dus in het algemeen ook grooter intensiteiten, relatief sterker, ten gevolge van de factor  $e^{-\frac{h\nu}{kT}}$ . De invloed van de bezetting zal dus in deze spectra de tendenz hebben de intensiteiten, vergeleken met het geval van de statistische bezetting, te wijzigen in een richting, tegengesteld aan die door zelfabsorbtie. Daar de zelfabsorbtie in een gegeven lichtbron het zwakst is voor de lijnen uitgaande van hooger niveau's en sterker wordt voor lijnen uitgaande van lager niveau's, is het dus zeer wel mogelijk dat voor „hooger” lijnen het bezettingseffect overweegt, m.a.w. de sterke lijnen te sterk gemeten worden, terwijl voor „lager” lijnen de zelfabsorbtie het bezettingseffect teniet doet of overtreft, waardoor de sterkere lijnen te zwak gemeten worden. Dit nu is juist wat zich bij de metingen aan het boogspectrum van cobalt en nikkel op vrij opvallende wijze voerdeed, terwijl bij de metingen in een vonk aan nikkelvonklijnen, door BOUMA gedaan, dit niet het geval was. De vonklijnen zullen uit den aard der zaak minder zelfabsorbtie hebben dan de booglijnen die door overgang naar de zeer laag liggende niveau's ontstaan, terwijl door de waarschijnlijk gelijkmatiger bezetting een

eventueele BOLTZMANN- of andere correctie ook in het geval van het vonkspectrum kleiner zal zijn. Daar dus beide effecten veel kleiner zijn, is bovenbedoeld systematisch verloop, gaande van „hooger” lijnen naar „lager”, ook niet of althans in veel minder mate bij de vonklijnen te verwachten. Hierdoor zou een plausibele verklaring mogelijk zijn èn voor het veel beter kloppen van de sommenregel met de metingen in het nikkelvonkspectrum èn voor het schijnbare verschil in gedrag wat betreft zelfabsorbtie voor de cobalt- en nikkelboog ten opzichte van andere elementen.

Om na te gaan of deze verklaring quantitatief zou kunnen voldoen, kunnen wij pogen tot een bepaling der hoogtemperatuur te komen uit de afwijkingen van de sommenregel. Om deze te kunnen bepalen, diene men er zeker van te zijn eenerzijds dat de zelfabsorbtie klein is, anderzijds dat de zelfabsorbtievrije intensiteiten werkelijk die zijn, zooals zij uit de intensiteitsregels berekend worden. Wij doen dus het beste voor deze temperatuurbepaling multipliets te gebruiken, uitgaande van hooger liggende niveau's en bovendien zooveel mogelijk de overgangen van deze niveau's uitgaande samen te vatten, opdat de intensiteitsregels een grootere mate van zekerheid hebben. Zeer geschikt zijn hiervoor de multipliets  $\gamma^1 \rightarrow \varphi^1$ ,  $\bar{\varphi}^1 \rightarrow \varphi^1$  en  $\delta^1 \rightarrow \varphi^1$  (nominatie CATALAN en BECHERT<sup>8</sup>) in het cobaltboogspectrum, waarvan fig. 1 een termschema geeft voor zoover het hier van belang is. In dit termschema, evenals in die voor ijzer en nikkel (fig. 3 en 5), is het verschil in multipliciteit aangegeven door de termen met de laagste multipliciteit links van de lijnen, de hoogste rechts en de middelste er midden op te plaatsen, terwijl de hoogte van de blokjes de afstand tusschen de uiterste niveauwaarden aangeeft. Dat in de termschema's van cobalt en ijzer bij een gedeelte der termen geen nominatie voorkomt, vindt zijn oorzaak in het feit, dat deze termen later zijn gevonden, dus in de oorspronkelijke, hier gebruikte, nominatie niet aan te geven zijn. Door sommatie van alle intensiteiten, uitgaande van één  $\varphi^1$  niveau naar de verschillende  $\gamma^1$ ,  $\bar{\varphi}^1$  en  $\delta^1$  niveau's, moet men sommen verkrijgen, die evenredig zijn met het statistisch gewicht van het aanvangsniveau. Het is vrij zeker, dat de aldus bepaalde intensiteitssommen aan de sommenregels voldoen, daar er over drie multipliets gesommeerd is en bovendien in dit spectrum de gezamenlijke eindniveau's zeer geïsoleerd liggen.

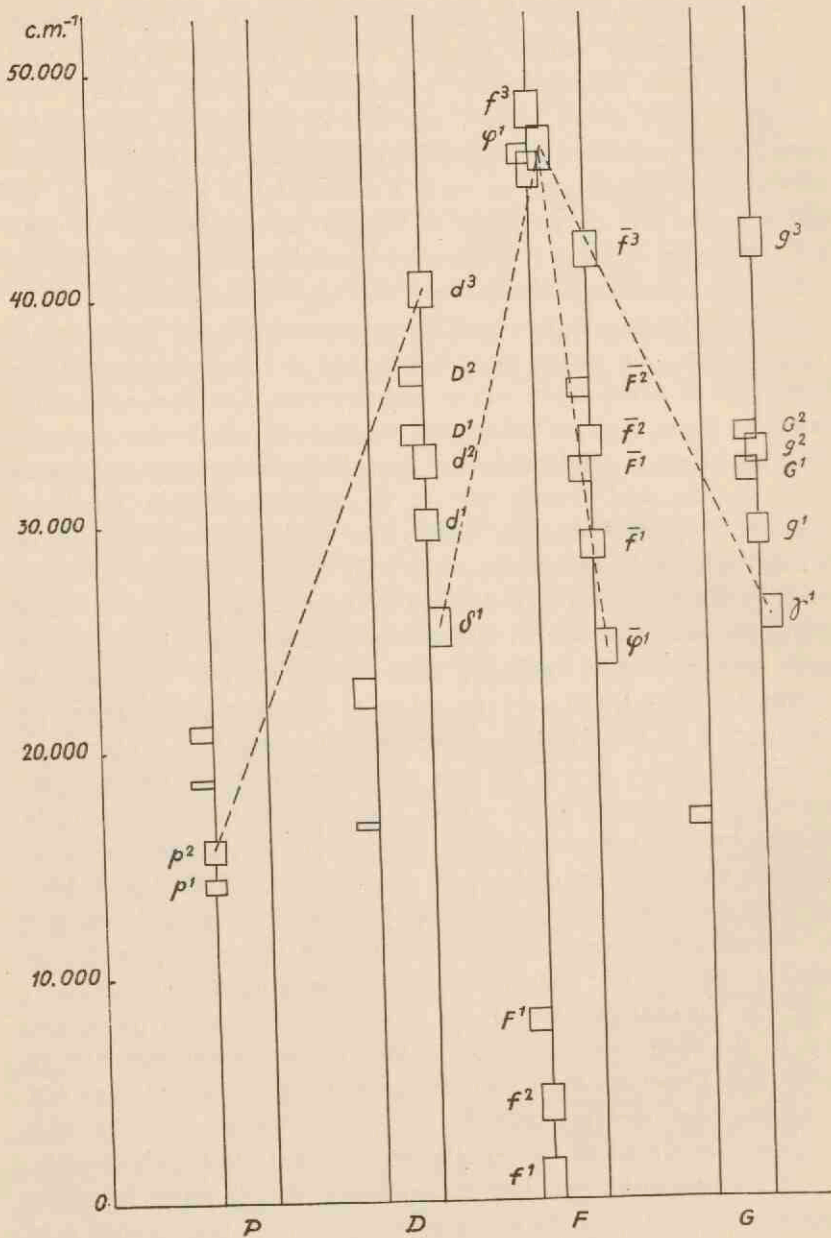


Fig. 1. Termschema van cobalt.

BOUMA vindt voor de quotiënten van intensiteiten en statistisch gewicht de waarden 7.6, 8.2, 9.2, 9.2, 9.4 en 16.3 (gemiddeld 10.0), terwijl de onderlinge afstanden der niveau's zijn 160, 270, 380, 480 en 550 c.m.<sup>-1</sup>. Hieruit volgt, dat een temperatuur van 5800° K. de geschikte correctie levert. Na de correctie voor bezetting bij deze temperatuur worden de betreffende quotiënten 9.4, 9.8, 10.25, 9.3, 8.45 en 12.7 (gemiddeld 10.0). De afwijkingen van het gemiddelde zijn hier nog vrij groot, gemiddeld echter ongeveer twee maal zoo klein, terwijl zij daarbij niet meer systematisch zijn. De temperatuur van 5800° K. is bovendien zeer wel in overeenstemming met de temperatuur, die bij bogen <sup>7)</sup> <sup>8)</sup> gevonden wordt. In het cobaltspectrum is van de hooger liggende multiplets, naast deze drie, nog gemeten het multiplet  $p^2-d^3$ , waarbij als quotiënten van de sommen der intensiteiten van alle lijnen van één uitgangsniveau gedeeld door de betreffende statistische gewichten, door BOUMA gevonden werd 6.1, 6.5, 7.5 en 8.0. Na correctie voor bezetting, onderstellende dat een temperatuur van 5800° K. bestaat, worden deze quotiënten 8.0, 9.0, 8.7 en 8.7. Ook hier is in het tweede geval de onderlinge afwijking veel kleiner en wederom niet systematisch.

In het nikkelboogspectrum zijn de hoogstliggende door BOUMA gemeten multiplets  $z^5G^0-e^5F$  en  $a^3P-v^3D^0$  (nominatie RUSSELL<sup>10)</sup>; voor gedeeltelijk termschema zie fig. 5). Van het laatste is de splitsing klein (390 c.m.<sup>-1</sup>), de bezettingscorrectie dus ook. De sommenregel klopte hier precies; deze overeenstemming wordt iets minder indien men corrigeert door voor de temperatuur 5800° K. te veronderstellen, blijft echter vrij goed daar de uiterste quotiënten van sommen der intensiteiten en statistische gewichten slechts 10 % uit elkaar komen. In het multiplet  $z^5G^0-e^5F$  was de afwijking van de sommenregel zeer groot, zooals latere metingen van DEKKERS en KRUIHOF<sup>11)</sup> ook aantoonde. Zij blijft dit, wanneer men dezelfde correctie toepast, hoewel de verschillen twee maal zoo klein worden. Een temperatuurbepaling uit dit multiplet levert de zeer onwaarschijnlijke waarde van 1600 à 1800° K. Het is echter zeer de vraag of in dit geval, waar slechts één (mogelijk gestoord) multiplet gebruikt is, voor statistische bezetting de sommen der intensiteiten van alle lijnen, uitgaande van één niveau, evenredig zullen zijn met het statistisch gewicht van dit niveau.

Over het geheel genomen kan men dus zeggen, dat de resultaten

in het nikkel- en cobaltspectrum voor zoover het de hooger liggende multiplets betreft, bij de zeer plausibele veronderstelling van een boogtemperatuur van ca.  $6000^{\circ}$  K., aanmerkelijk beter kloppen met de sommenregel na toepassing van deze bezettingscorrectie; dat dan de afwijkingen voor die multiplets ook vrijwel niet systematisch zijn. De lager liggende multiplets zullen na die correctie hun grootere intensiteiten in het algemeen relatief verkleind zien door de verkeerde ligging der termen. De reeds in deze richting bestaande neiging zal dus nog versterkt worden. De afwijkingen van de sommenregel in deze spectra zijn dus zoo, dat zij na een geschikte bezettingscorrectie voor de „lagere” lijnen op zelfabsorbtie wijzen.

Een andere reden, waarom bij de cobalt- en nikkelbooglijnen geen zelfabsorbtie aanwezig scheen, was, dat na variatie van stroomsterkte in de boog de intensiteitsverhoudingen practisch dezelfde bleven. Bij de ijzermetingen bleek in vele gevallen deze variatie juist een sterk verschil in zelfabsorbtie aan te toonen, zoodat ook hier mogelijk eventueele zelfabsorbtie door stroomvariatie in de boog te constateeren geweest zou zijn. Hiervan bleek echter in het geval van cobalt en nikkel niets. Dit is zonder meer duidelijk voor de „hogere” multiplets, wanneer wij veronderstellen, dat die weinig of geen zelfabsorbtie hebben; voor de lagere echter meenden wij juist de afwijkingen van de sommenregel uit zelfabsorbtie te kunnen verklaren. In andere gevallen bleek echter ook, dat metingen van intensiteitsverhoudingen als functie van de stroomsterkte, zeer eigenaardige resultaten gaven <sup>12)</sup> <sup>13)</sup> (Cu, aardalkaliën). CHAMALAUN <sup>13)</sup> vond b.v., dat de intensiteitsverhouding van twee in sterkte zeer uiteenlopende lijnen, die een groote mate van zelfabsorbtie vertoonden, als functie van de stroomsterkte vrijwel constant was. Gegeven de weinig overzichtelijke wijze waarop de stroomsterkte de totaalintensiteit van een lijn bepaalt, mag men ook dergelijke resultaten verwachten. Daardoor zijn ter contrôle van de zelfabsorbtie in latere onderzoekingen concentratieveranderingen in plaats van stroomsterktevariatie gebruikt.

Er blijkt verder een opvallende overeenkomst te bestaan tusschen het waarschijnlijk zeer sterk omgekeerde, door VAN MILAAN gemeten, ijzermultiplet  $d^1-f^1$  en de sterkere nikkel- en cobalt-boogmultiplets. In het genoemde ijzermultiplet zijn de sterkste lijnen zoowel bij een stroomsterkte van 0.54 Amp. als van 1.5 Amp. (VAN MILAAN,

pag. 38) zeer weinig verschillend. De sterkste en de zwakste lijn uit de hoofddiagonaal verschillen b.v. minder dan 30 % in intensiteit. In een niet te groot golflengtegebied ziet men dit ook in het cobalt- en nikkelspectrum, in het bijzonder b.v. bij de nikkelbooglijnen tusschen 3400 en 3600 Å., waarvan een onevenredig groot gedeelte intensiteiten tusschen 50 en 100 heeft (BOUMA, pag. 48—50).

Gaan wij om dit feit te verklaren na, wat de totale emissie  $J_t$  in een homogene laag van dikte  $l$ , van een lijn als functie van de overgangswaarschijnlijkheid  $A_m^n$  en aantal atomen in de betreffende toestand is. Door VAN DER HELD<sup>14)</sup> 15) is de totale absorbtie  $A$  van continu licht van intensiteit per frequentie-eenheid  $I_0$  in een lijn berekend. Hieruit kan men onmiddellijk komen tot de bedoelde totale emissie. Immers, volgens de berekeningen van REICHE<sup>16)</sup> is

$\frac{\epsilon_\nu}{a_\nu} = E_\nu$ , waarin  $\epsilon_\nu$  de emissie per frequentie-eenheid en  $a_\nu$  de relatieve absorbtie bij de frequentie  $\nu$  is, onafhankelijk van de laagdikte der beschouwde stof en bovendien over een lijn als constant te beschouwen.

Nu is de totale emissie

$$J_t = \int \epsilon_\nu d\nu = \int E_\nu a_\nu d\nu = \frac{E_\nu}{I_0} \int a_\nu I_0 d\nu = \frac{E_\nu \times A}{I_0}$$

waarbij geïntegreerd is over de breedte van de lijn. Verder is

$$A = 2bI_0 \int_0^\infty \left(1 - e^{-\frac{4\pi\nu l}{c}\alpha}\right)^{14)} dx$$

waarin  $b$  de Dopplerbreedte der lijn,  $\alpha$  de absorbtiecoëfficiënt, en de integratievariabele  $x$  de frequentie is, uitgedrukt in Dopplerbreedten.

VAN DER HELD heeft zowel de absorbtiecoëfficiënt berekend uit de Voigtsche integraal, als de integraal

$$\int_0^\infty \left(1 - e^{-\frac{4\pi\nu l}{c}\alpha}\right) dx.$$

Deze laatste integraal wordt een functie  $F$  van  $\frac{Nfl}{b}$  en  $a = \frac{w'}{b}$



waarbij  $w'$  de klassieke dempingsconstante en

$$Nf = N_m \cdot A_m^n \cdot \frac{g_n}{g_m} \frac{m c^3}{8 \pi^2 \nu_{nm}^2 e^2} \times \left( 1 - \frac{N_n g_m}{N_m \cdot g_n} \right).$$

$N_n$  en  $N_m$  zijn de bezettingen en  $g_n$  en  $g_m$  de statistische gewichten van emitterend ( $n$ ) en absorberend niveau ( $m$ ).

In het geval van een boog is  $N_n (:)$   $g_n e^{-\frac{E_n}{kT}}$  en  $N_m (:)$   $g_m e^{-\frac{E_m}{kT}}$ .

De factor  $\left( 1 - \frac{N_n g_m}{N_m g_n} \right)$  wordt  $\left( 1 - e^{-\frac{E_n - E_m}{kT}} \right)$  en is praktisch gelijk één, waardoor

$$Nf (:)$$
  $g_n e^{-\frac{E_m}{kT}} A_m^n \times \frac{m c^3}{8 \pi^2 \nu_{nm}^2 e^2}.$

Bepalen wij verder  $E_\nu = \epsilon_\nu / a_\nu$  voor een boog met de temperatuur  $T$  en wel, daar  $E_\nu$  onafhankelijk is van de dikte der laag, aan een dun (zelfabsorbtievrij!) laagje (dikte  $dl$ ). Tevens zien wij af van de negatieve absorbtie, wat zeker geoorloofd is bij de in bogen optredende stralingsdichtheid.

Dan wordt

$$\epsilon_\nu (:)$$
  $g_n \cdot e^{-\frac{E_n}{kT}} \cdot dl \cdot A_m^n \cdot h \nu_{nm}$

en de relatieve absorbtie

$$a_\nu (:)$$
  $g_m \cdot e^{-\frac{E_m}{kT}} dl \cdot B_{mn} \cdot h \nu_{nm} \frac{1}{c}$

zoodat

$$E_\nu = c \frac{g_n A_m^n}{g_m B_{mn}} \times e^{-\frac{h \nu_{nm}}{kT}}$$

of met de relatie

$$\frac{g_n A_m^n}{g_m B_{mn}} = \frac{8 \pi h}{c^3} \cdot \nu_{nm}^3 \quad E_\nu = \frac{8 \pi h}{c^2} \cdot \nu_{nm}^3 \cdot e^{-\frac{h \nu_{nm}}{kT}}.$$

Wij vinden nu voor

$$J_t = \frac{E_\nu \cdot A}{I_0} = \frac{8\pi h}{c^2} \cdot \nu^3 \cdot e^{-\frac{h\nu}{kT}} \cdot \frac{1}{I_0} \times 2b I_0 \int_0^\infty \left(1 - e^{-\frac{4\pi\nu l}{c} a}\right) dx$$

$$= \left(2b \cdot \frac{8\pi h}{c^2} \cdot \nu^3 \cdot e^{-\frac{h\nu}{kT}}\right) \times F\left(\frac{Nfl}{b}, a\right).$$

Bepalen wij thans  $\frac{Nfl}{b}$  als functie van de „zelfabsorbtievrije” intensiteit  $J_{0t}$ . Wij vinden

$$J_{0t}(\nu) g_n e^{-\frac{E_n}{kT}} \cdot l \cdot A_m^n \cdot h\nu$$

en

$$\frac{Nfl}{b}(\nu) g_n e^{-\frac{E_m}{kT}} \cdot l \cdot A_m^n \cdot \frac{m c^3}{8\pi^2 \nu^2 e^2} \cdot \frac{1}{b},$$

zoodat

$$\frac{Nfl}{b} = \frac{2mc}{\pi e^2} \cdot \frac{J_{0t}}{2b \cdot \frac{8\pi h}{c^2} \cdot \nu^3 \cdot e^{-\frac{h\nu}{kT}}}$$

$J_t$  als functie van  $J_{0t}$  wordt nu

$$\frac{J_t}{2b \cdot \frac{8\pi h}{c^2} \cdot \nu^3 \cdot e^{-\frac{h\nu}{kT}}} = F\left(\frac{2mc}{\pi e^2} \times \frac{J_{0t}}{2b \cdot \frac{8\pi h}{c^2} \cdot \nu^3 \cdot e^{-\frac{h\nu}{kT}}}, a\right)$$

waarin  $F\left(\frac{Nfl}{b}, a\right)$  is de integraal  $\int_0^\infty \left(1 - e^{-\frac{4\pi\nu l}{c} a}\right) dx$  als functie

van  $\frac{Nfl}{b}$  en  $a$ . In fig. 2 vindt men haar grafisch, zooals zij door VAN DER HELD bepaald is. In het algemeen heeft  $F$  het volgende verloop:

Aanvankelijk is zij evenredig met  $\frac{Nfl}{b}$  om daarna minder snel

toe te nemen en tenslotte weer sneller te stijgen. In het laatste gedeelte is zij evenredig met  $\sqrt{\frac{Nfl}{b}}$ . De lengte van het stuk, waarin  $F$  weinig stijgt, is afhankelijk van de waarde van  $a$ . Tevens ziet men uit de gevonden betrekking, dat  $J_t$  als functie van  $J_{0t}$  onafhankelijk van de frequentie is, mits men als eenheid van intensiteit zoowel voor  $J_t$  als voor  $J_{0t}$  kiest  $b\nu^3 e^{-\frac{h\nu}{kT}}$ .

Onderstellen wij, dat wij het boven berekende verband mogen toepassen op de ijzer-, cobalt- en nikkelmetingen, m.a.w., dat in ieder dezer gevallen de structuur der lijnen onderling niet te veel verschilt en dat de boog voldoende homogeen is, (dit laatste zal

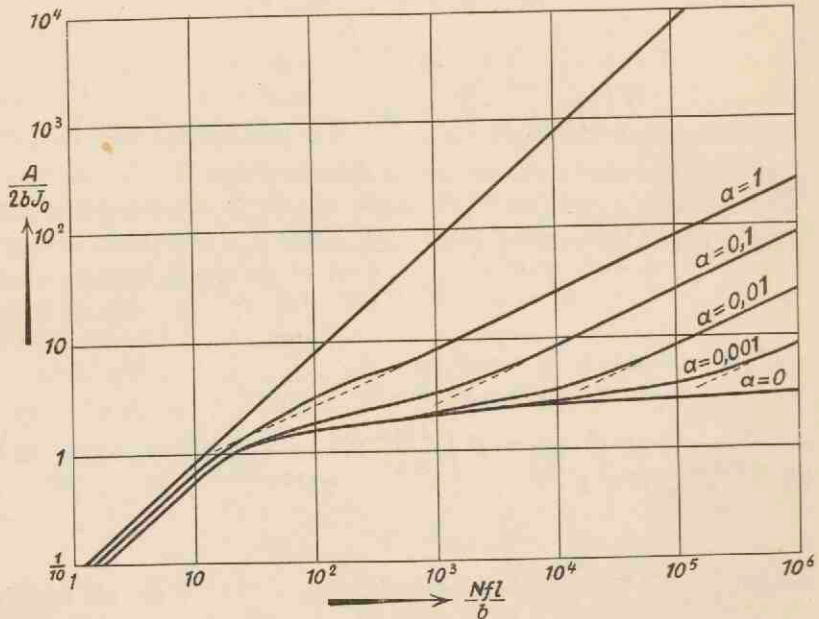


Fig. 2. Verband tusschen totaalabsorbtie en aantal atomen volgens VAN DER HELD.

zeker niet exact het geval zijn, mogelijk echter wel in voldoende mate om de verschijnselen kwalitatief te beschrijven), dan blijkt onmiddellijk, dat in een klein golflengtegebied de „verdichtingswaarden” zoowel bij ijzer als cobalt en nikkel te interpreteren zouden zijn als de waarden van  $F$  in het „horizontale” gedeelte der

functie. Immers, in dat gebied zal bij een groote variatie van  $J_0 t$   $J t$  in een betrekkelijk klein interval liggen en dus zal de tabel der gemeten waarden een verdichting geven. Voor grotere golflengte-intervallen speelt de factor  $b \nu^3 e^{-h\nu/kT}$  een rol. De waarde van deze factor is voor:

|                       |                                    |
|-----------------------|------------------------------------|
| 2500 Å.               | 30                                 |
| 3000 Å.               | 83                                 |
| 3500 Å. evenredig met | 135 ( $T = 6000^\circ \text{K.}$ ) |
| 4000 Å.               | 190                                |
| 4500 Å.               | 230                                |

Het gevonden verloop met de golflengte is analoog met dat van de intensiteiten van de sterkste cobalt- en nikkellijnen. Het sterke verval van deze groote intensiteiten naar het ultraviolet zou hiermee dus ook verklaard zijn. Indien de sterkste lijnen vrij van zelfabsorbtie zouden zijn, zou men dergelijke verdichtingen en de wijze waarop zij van de golflengte afhangen, niet kunnen verwachten. Immers, intensiteiten, vrij van zelfabsorbtie, zijn bepaald door het product van de bezetting van het emitterend niveau en de overgangswaarschijnlijkheid, welk product deze verschijnselen niet zal vertoonen.

De nu bekende bezettingsfunctie <sup>7)</sup> <sup>8)</sup> en de totale emissie in een lijn als functie van de zelfabsorbtievrije intensiteit <sup>14)</sup> <sup>15)</sup> in aanmerking genomen, geeft het geheel van de intensiteitsmetingen, zoowel van de ijzer- als cobalt- en nikkelbooglijnen, de indruk, dat de lijnen uitgaande van hooger niveau vrij van zelfabsorbtie gemeten zijn, de sterkste van de lijnen uitgaande van lager niveau echter niet; terwijl in het nikkelvonkspectrum zoowel zelfabsorbtie als bezetting een ondergeschikte rol spelen voor zoover het betreft de contrôle der juistheid van de toepassing der sommenregels.

In het volgende onderzoek is getracht de booglijnen in het ijzer- en nikkelspectrum, vooral de lagere, zelfabsorbtievrij te meten en te onderzoeken of na aangebrachte bezettingscorrectie de intensiteiten voldoen aan de verschillende intensiteitsregels voor deze complexe spectra.

## § 2. BESCHRIJVING DER GEBRUIKTE TOESTELLEN.

Als *spectrograaf* is hoofdzakelijk gebruikt een  $2\frac{1}{2}$  bij 5 c.m. groot, hol Rowland-rooster (ca. 28000 lijnen), waarvan de kromte-

straal ca. 1.80 m. bedroeg, in een stigmatische opstelling<sup>17)</sup>, doordat in de as van het rooster gemeten is, terwijl het rooster parallel verlicht was door gebruik van een tusschen de spleet en het rooster geplaatste lens. Tusschen rooster en plaat zijn geen lenzen gebruikt. De lichtbron werd scherp op de spleet afgebeeld, waardoor het in verband met de stigmatische roosteropstelling steeds mogelijk was in één gedeelte der lichtbron te meten, zonder storing van de rest van de boog te ondervinden. Bij gebruik van een boog in lucht met ijzer- of nikkelpolen is de anode bij lager luchtdruk door een glimhuid van stikstofbanden omgeven. Het was in de gebruikte opstelling mogelijk de banden te vermijden door in het midden van de boog te meten. De meeste opnamen zijn genomen in de tweede orde, waar de dispersie ca. 7 Å. per m.m. bedroeg. De hier gemeten lijnen lagen in het golflengtegebied van 3200—3800 Å. De gevoeligheid der gebruikte platen (Ilford special rapid, H & D 400) in het rood was zoo gering, dat van de overlappende eerste orde nooit enige storing ondervonden is, zelfs niet bij gebruik van een standaardlamp met haar veel sterkere emissie in dit gebied. Van de derde orde (2200—2600 Å.) was ook niets te bespeuren, dank zij de geringere reflectie en de mindere gevoeligheid der plaat in dit verre ultraviolet en tengevolge van het feit, dat de derde orde veel zwakker is. Het bleek verder, dat de intensiteit der geesten t.o.v. de hoofdlijn zeer gering was. In de tweede orde was bij normale opnamen geen zwarting door geesten te constateeren, terwijl in de derde orde, waar zij iets sterker waren, toch de intensiteit niet meer dan enkele procenten van de intensiteit der hoofdlijn bedroeg.

De *intensiteitsmetingen* zijn uitgevoerd volgens de Utrechtsche methode<sup>18)</sup>. Zwartingsmerken zijn in de meeste gevallen genomen met behulp van stroomsterktevariatie in een daartoe geijkte kwartsbandlamp\*). Daar de temperatuur als functie der stroomsterkte bekend was, is via de emissiecoëfficiënt de emissie berekend. Door geschikte keuze van de stroomsterkte is de belichtingstijd der zwartingsmerken steeds zooveel mogelijk gelijk gemaakt aan die der lijnen. In het algemeen is het verschil geringer geweest dan een factor 3. Daar de te vergelijken lijnen meestal niet meer dan enkele

\*) Voor het uitvoeren der ijkingen van de bandlamp ben ik Mej. J. G. EYMERS zeer erkentelijk.

honderden Å. verschillen, mag men wel onderstellen, dat het verschil in de Schwarzschildsche constante  $p$  hierbij niet van dien aard zal zijn, dat een factor 2 of 3 in belichtingstijd merkbare verschillen in de meting geven zal<sup>19</sup>). Bij contrôlemetingen bleek dan ook, dat geen verschillen te constateeren waren.

Daar door de diffuse reflectie van het rooster een lichte sluier op de plaat ontstond bij grootere spleethoogte, is deze voor de zwartingsmerken steeds zeer laag (enkele tienden m.m.) gehouden.

In enkele gevallen van zeer lange belichtingstijd is, om de dan tijdroovende methode der stroomsterktevariatie te vermijden, gebruik gemaakt van een trapspleet, waarbij deze door de lamp direct werd verlicht. De lamp werd zoo geplaatst, dat zij door de lens tusschen spleet en rooster scherp op het rooster afgebeeld werd. Hierdoor was het niet mogelijk, dat licht van verschillende gedeelten van de trapspleet op verschillende wijze door het inhomogene rooster werd gereflecteerd. Door de in deze gevallen veel langere belichtingstijd was, ondanks de lichtzwakkere opstelling, de intensiteit der lamp voldoende.

De intensiteiten der lijnen zijn meestal bepaald uit de topintensiteit en niet uit het oppervlak, hetgeen, zooals later blijken zal, steeds gerechtvaardigd is geweest.

De *lichtbron* is voor de verschillende metingen verschillend geweest en zal bij de metingen afzonderlijk opgegeven worden.

## HOOFDSTUK II.

### Metingen in het ijzerspectrum.

§ 3. IJZERMULTIPLYET  $\bar{f}^1 - \bar{d}^1$  (NOMINATIE LAPORTE<sup>20</sup>).

Door VAN MILAAN<sup>1</sup> en FRERICHS<sup>2</sup>) zijn verschillende ijzermulti-  
plets gemeten, welke aan de sommenregel bleken te voldoen. Slechts  
twee, door VAN MILAAN gemeten, lager liggende multiplets bleken  
een zeer sterke zelfabsorbtie te hebben. Van de zelfabsorbtievrije  
hebben wij het multiplet  $\bar{f}^1 - \bar{d}^1$  onder andere omstandigheden nog-  
maals gemeten. In het termschema, in fig. 3 gegeven voor zoover  
hier van belang, vindt men deze overgang aangegeven, terwijl de  
golflengten zijn:

| $j$         | 0       | 1       | 2       | 3       | 4       | $\bar{d}^1$ |
|-------------|---------|---------|---------|---------|---------|-------------|
| 1           | 5434.53 | 5455.62 | 5497.52 |         |         |             |
| 2           |         | 5405.78 | 5446.92 | 5506.79 |         |             |
| 3           |         |         | 5371.50 | 5429.70 | 5501.47 |             |
| 4           |         |         |         | 5328.04 | 5397.14 |             |
| 5           |         |         |         |         | 5269.54 |             |
| $\bar{f}^1$ |         |         |         |         |         |             |

FRERICHS gebruikte als lichtbron een boog in lucht van 30 m.m.  
druk, met een stroomsterkte van 1 tot 5 Amp. Door VAN MILAAN is  
het multiplet gemeten in een boog van 3 m.m. lengte bij normale  
druk, terwijl de polen uit ijzer bestonden. De stroomsterkte was  
bij de verschillende opnamen 4.5, 1.4 en 0.45 Amp. Tusschen deze  
drie waarnemingen bestaat een aanmerkelijk verschil, wijzende op  
steeds afnemende zelfabsorbtie. Om te zien of de resultaten der  
meting bij 0.45 Amp. (die met FRERICHS' metingen overeenstemmen)  
mogelijk bij zwakkere emissie zich nog eenigszins wijzigen, hebben  
wij het multiplet gemeten in de volgende lichtbronnen:

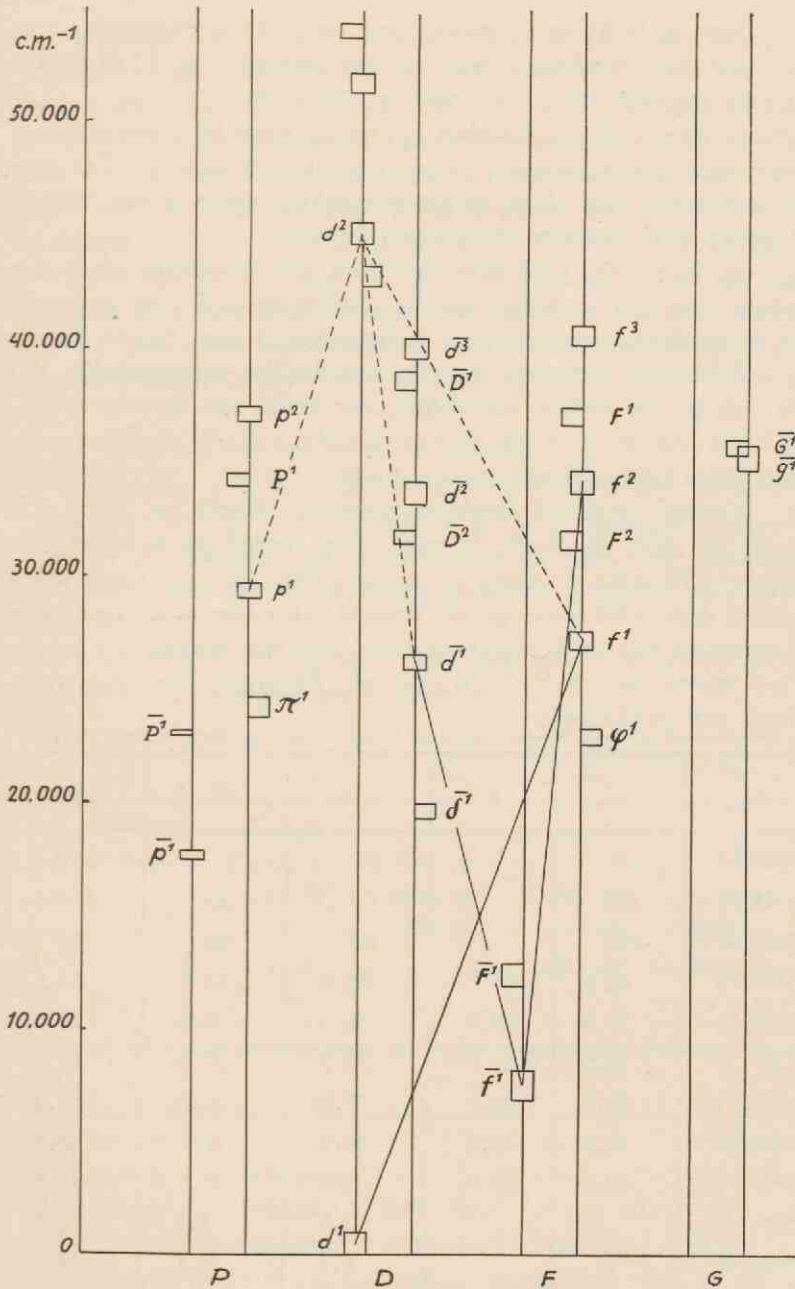


Fig. 3. Termschema van ijzer.



a. Boog in lucht van normale druk, met een stroomsterkte van 0.42 Amp. De booglengte werd echter gebracht op 12 m.m. De spanning aan deze boog was toen ca. 190 Volt.

Om de boog voldoende stabiel te krijgen, werd hij tegen onregelmatige luchtstromingen beschermd opgesteld in een vat. Ter verdere stabilisatie werd door dit vat met behulp van een waterstraal-luchtpomp lucht gezogen in verticale richting.

De op deze wijze verkregen lichtbron was uitermate zwak. De hierdoor voor dit multiplet noodige belichtingstijd was ongeveer 30 à 40 maal zoo groot als met de boog van 3 m.m. lengte. Indien nog zelfabsorbtie aanwezig zou zijn, was het dus waarschijnlijk, dat deze zich in een andere verhouding der lijnen zou demonstreeren, zooals dit ook in de metingen van CHAMALAUN<sup>13)</sup> aan lijnen der aardalkaliën bij booglengtevariatie bleek.

b. Verder werd een ijzerboog gebruikt (lengte ca. 12 m.m.), waarbij de druk der lucht 70 m.m. was, terwijl de stroomsterkte ongeveer 0.70 Amp. bedroeg. De intensiteiten der betreffende lijnen waren in deze lichtbron ongeveer dezelfde als onder a. De resultaten der metingen zijn in de volgende tabel gegeven, waarbij ter vergelijking tevens die van VAN MILAAN en FRERICHS zijn opgegeven, evenals een gemiddelde:

| $\lambda$ | a    | b    | v. M. | Fr.  | Gem. |
|-----------|------|------|-------|------|------|
| 5269.54   | 276  |      | 261   | 253  | 263  |
| 5328.04   | 172  |      | 172   | 169  | 171  |
| 5371.50   | 109  |      | 108   | 108  | 108  |
| 5405.78   | 62.0 | 66.5 | 63.0  | 62.0 | 63.5 |
| 5434.53   | 30.5 | 29.5 | 32.5  | 33.5 | 31.5 |
| 5397.14   | 52.0 | 55.0 | 52.0  | 53.5 | 53.0 |
| 5429.70   | 66.5 | 69.0 | 70.0  | 61.5 | 67.0 |
| 5446.92   | 60.0 | 60.0 | 60.0  | 60.5 | 60.0 |
| 5455.62   | 44.0 | 37.0 | 41.5  | 41.5 | 41.0 |
| 5501.47   |      |      | 3.0   | 4.4  | 3.7  |
| 5506.79   |      |      | 6.5   | 6.7  | 6.6  |
| 5497.52   |      |      | 5.1   | 5.3  | 5.2  |

Het blijkt, dat de verhoudingen dezer intensiteiten in de verschillende kolommen niet systematisch verschillen, noch wat betreft de rangschikking naar het uitgangsniveau, noch wat betreft die naar intensiteit. Dit beteekent dus, dat èn de bezettingsfunctie over deze niet ver uit elkaar liggende niveau's (totale splitsing 650 c.m.—<sup>1</sup>) in de verschillende gevallen dezelfde is, èn het bedrag aan zelf-absorbtie hetzelfde is. Daar de kolommen *a* en *b* afkomstig zijn van metingen aan lichtbronnen, die 30 à 40 maal zoo zwak zijn als die gebruikt door VAN MILAAN, lijkt het dus zeker, dat deze metingen als vrij van zelfabsorbtie zijn te beschouwen, geheel in overeenstemming met VAN MILAAN's conclusie.

§ 4. IJZERMULTIPLETS  $\bar{f}^1-f^2$  EN  $d^1-f^1$ .

Wij hebben aan deze multiplets metingen verricht, in de eerste plaats om VAN MILAAN's opvatting, dat zijn metingen hieraan niet vrij van zelfabsorbtie zijn, te bevestigen en verder om georiënteerd te geraken wat betreft de meest geschikte lichtbron voor verdere metingen.

De betreffende overgangen zijn aangegeven in het termschema (fig. 3); de golflengten der lijnen zijn:

| <i>j</i>    | 1       | 2       | 3       | 4       | 5       | $f^2$ |
|-------------|---------|---------|---------|---------|---------|-------|
| 1           | 3767.19 | 3787.88 |         |         |         |       |
| 2           | 3743.36 | 3763.79 | 3795.00 |         |         |       |
| 3           |         | 3727.62 | 3758.23 | 3799.55 |         |       |
| 4           |         |         | 3709.25 | 3749.49 | 3798.51 |       |
| 5           |         |         |         | 3687.46 | 3734.87 |       |
| $\bar{f}^1$ |         |         |         |         |         |       |

| <i>j</i> | 1       | 2       | 3       | 4       | 5       | $f^1$ |
|----------|---------|---------|---------|---------|---------|-------|
| 0        | 3745.90 |         |         |         |         |       |
| 1        | 3733.32 | 3748.26 |         |         |         |       |
| 2        | 3707.83 | 3722.57 | 3745.56 |         |         |       |
| 3        |         | 3683.06 | 3705.57 | 3737.14 |         |       |
| 4        |         |         | 3649.31 | 3679.92 | 3719.94 |       |
| $d^1$    |         |         |         |         |         |       |

VAN MILAAN heeft de intensiteitsverhoudingen van de lijnen van deze multiplets in bogen met stroomsterkte 1.5, 0.9, 0.54 en 0.30 Amp., en in een vonkontlading gemeten.

Deze verhoudingen hebben wij opnieuw gemeten in de volgende lichtbronnen:

$\alpha$ ) Een boog gevormd tusschen ijzerpolen (dikte ca. 3.5 m.m.) bij een luchtdruk van 44 m.m. en stroomsterkte van 2.5 Amp. De booglengte was ca. 8 m.m., waarbij de boog nog zeer stabiel was. De anode was omgeven door een glimhuid, die o.a. sterk stikstofbanden emitterde. De intensiteit der lijnen in deze boog was aanmerkelijk grooter (factor 2 à 3) dan in de door VAN MILAAN gebruikte boog bij een stroomsterkte van 0.30 Amp.

$\beta$ ) Dezelfde boog als onder  $\alpha$  is gebruikt, echter is de druk verminderd tot ca. 22 m.m. en de stroomsterkte tot ca. 1.1 Amp. De belichtingstijd werd hierdoor 10 à 20 maal zoo groot als bij meting  $\alpha$ .

De resultaten van deze metingen, gegeven in een gelijk schema als de golflengten, waren:

| Meting $\alpha$ |        |       |       |      | Multiplet $\bar{f}^1 - f^2$ |       |
|-----------------|--------|-------|-------|------|-----------------------------|-------|
| $j$             | 1      | 2     | 3     | 4    | 5                           | $f^2$ |
| 1               | 77.0   | 22.0  |       |      |                             |       |
| 2               | 31.0*) | 117.5 | 31.5  |      |                             |       |
| 3               |        | 44.0  | 205   | 31.0 |                             |       |
| 4               |        |       | 45.0  | 270  | 20.0                        |       |
| 5               |        |       |       | 34.0 | 330                         |       |
| $\bar{f}^1$     |        |       |       |      |                             |       |
| Meting $\beta$  |        |       |       |      | Multiplet $\bar{f}^1 - f^2$ |       |
| $j$             | 1      | 2     | 3     | 4    | 5                           | $f^2$ |
| 1               | 78.0   | 24.0  |       |      |                             |       |
| 2               | 28.0*) | 116.0 | 33.0  |      |                             |       |
| 3               |        | 50.0  | 203.0 | 31.5 |                             |       |
| 4               |        |       | 55.0  | 375  | 19.0                        |       |
| 5               |        |       |       | 40.0 | 635                         |       |
| $\bar{f}^1$     |        |       |       |      |                             |       |

\*) Tegelijk met de lijn 3743.36 is een zwakkere niet ervan te scheiden lijn gemeten, wat mogelijk het uitbijten der betreffende punten in fig. 4 verklaart.

| Meting $\alpha$ |      |    |      | Multiplet $d^1-f^1$ |    |       |
|-----------------|------|----|------|---------------------|----|-------|
| $j$             | 1    | 2  | 3    | 4                   | 5  | $f^1$ |
| 0               | 56   |    |      |                     |    |       |
| 1               | 49.0 | 85 |      |                     |    |       |
| 2               | 6.0  | 61 | 98   |                     |    |       |
| 3               |      | —  | 51.5 | 98                  |    |       |
| 4               |      |    | —    | 27.5                | 74 |       |
| $d^1$           |      |    |      |                     |    |       |

| Meting $\beta$ |      |     |     | Multiplet $d^1-f^1$ |     |       |
|----------------|------|-----|-----|---------------------|-----|-------|
| $j$            | 1    | 2   | 3   | 4                   | 5   | $f^1$ |
| 0              | 86.0 |     |     |                     |     |       |
| 1              | 81.5 | 187 |     |                     |     |       |
| 2              | 19.0 | 105 | 325 |                     |     |       |
| 3              |      | —   | 112 | 530                 |     |       |
| 4              |      |     | —   | 67.0                | 830 |       |
| $d^1$          |      |     |     |                     |     |       |

Bezien wij eerst de resultaten der metingen voor het multiplet  $\bar{f}^1-f^2$ . In fig. 4 is dubbellogaritmisch de intensiteit der lijnen, zooals gemeten onder omstandigheden  $\alpha$ , zoowel als die door VAN MILAAN gemeten in een boog met stroomsterkte 0.30 Amp., uitgezet tegen de intensiteit der lijnen, zooals gemeten onder omstandigheden  $\beta$ .

Een aldus gevonden kromme, b.v.  $\beta \rightarrow \alpha$ , kan men zich op de volgende wijze bepaald denken: De intensiteiten, gevonden bij meting  $\alpha$  ( $J_\alpha$ ), zoowel als die bij meting  $\beta$  ( $J_\beta$ ), zijn bepaald (vooropgezet een klein golflengtegebied en zelfde lijnvorm) door de zelf-absorbtievrije intensiteit volgens een zelfde functie  $F$  als door VAN DER HELD voor absorbtie berekend werd. Dus  $J_\alpha = F_\alpha(J_{0\alpha})$  en  $J_\beta = F_\beta(J_{0\beta})$ , waarbij in het algemeen de functies  $F_\alpha$  en  $F_\beta$  verschillende parameters zullen hebben. Bovendien zijn de waarden

van  $J_0$  niet zonder meer te vergelijken in de gevallen  $\alpha$  en  $\beta$ . In het

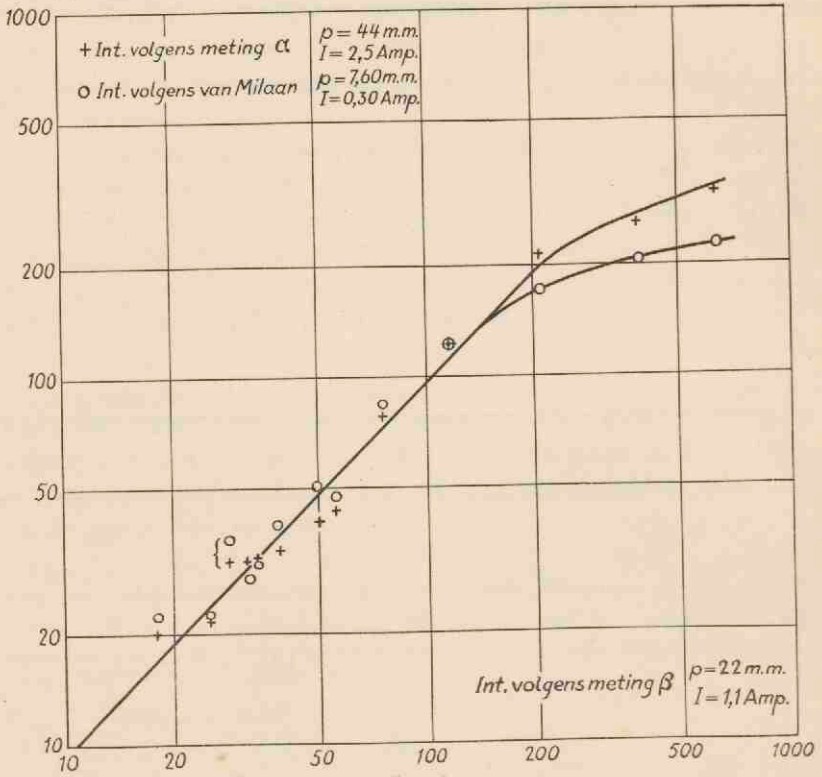


Fig. 4.

algemeen is  $J_0$  voor het geval van een boogontlading voor een lijn bij een overgang van niveau  $n$  naar niveau  $m$

$$N \cdot g_n e^{-\frac{E_n}{kT}} \cdot A_m^n \cdot h \nu_{nm}$$

voor onze metingen  $\alpha$  en  $\beta$  dus

$$N_\alpha g_n e^{-\frac{E_n}{kT_\alpha}} \cdot A_m^n \cdot h \nu_{nm}$$

en

$$N_\beta g_n e^{-\frac{E_n}{kT_\beta}} \cdot A_m^n \cdot h \nu_{nm}.$$

Dus is

$$J_{0\alpha} = \frac{N_\alpha}{N_\beta} \cdot e^{-\frac{E_n}{k} \left( \frac{1}{T_\alpha} - \frac{1}{T_\beta} \right)} \times J_{0\beta}.$$

Daardoor wordt

$$J_\alpha = F_\alpha \left( \frac{N_\alpha}{N_\beta} e^{-\frac{E_n}{k} \left( \frac{1}{T_\alpha} - \frac{1}{T_\beta} \right)} \times J_{0,\beta} \right).$$

Hierdoor en door de betrekking  $J_\beta = F_\beta (J_{0,\beta})$  is  $J_\alpha$  als functie van  $J_\beta$  en  $E_n \left( \frac{1}{T_\alpha} - \frac{1}{T_\beta} \right)$  bepaald. Indien de twee lichtbronnen niet identiek zijn, zal een curve  $J_\alpha - J_\beta$  bij vaste  $E_n$  het volgende verloop hebben:

Voor zeer kleine zelfabsorbtie zijn de intensiteiten evenredig. Voor groote zelfabsorbtie ook, daar zij dan beide evenredig zijn met de wortel uit de zelfabsorbtievrije intensiteiten, die een constante factor  $\frac{N_\alpha}{N_\beta} \times e^{-\frac{E_n}{k} \left( \frac{1}{T_\alpha} - \frac{1}{T_\beta} \right)}$  verschillen. In het tusschengelegen gebied kan de curve grillig zijn, terwijl er geen algemeen gedrag voor aan te geven is, behalve dat lineair verloopende gedeelten niet dan eventueel over kleine intensiteitsintervallen zullen voorkomen. Indien dus uit een dergelijke curve de intensiteiten over een grooter interval evenredig blijken te zijn, zijn zij of zelfabsorbtievrij of evenredig aan de wortel van de zelfabsorbtievrije intensiteit. In het eerste geval volgt op de lineaire verhouding naar grooter intensiteiten een afwijking, in het laatste naar kleiner intensiteiten.

In ons geval zijn, zooals uit fig. 4 blijkt, de door VAN MILAAN en onder omstandigheden  $\alpha$  gemeten intensiteiten als functie van  $J_\beta$  bepaald, ongeacht het uitgangsniveau, hetgeen er op wijst, dat  $\frac{1}{T_\alpha} - \frac{1}{T_\beta} = 0$  of beter, dat de temperaturen bij deze opnamen niet zooveel verschillen, dat bij deze multipletsplitsing (ca. 1000 c.m.<sup>-1</sup>) hiervan een invloed te bemerken is op de intensiteitsverhoudingen der lijnen; zoodat vergelijking van deze verhoudingen bij de verschillende metingen een gegeven levert de zelfabsorbtie alleen betreffende.

Uit de twee krommen, die geleverd worden door de intensiteiten van het multiplet  $f^1 - f^2$  in de boog van 0.30 Amp. en in de boog  $\alpha$  als functie van de intensiteiten der lijnen in de boog  $\beta$ , volgt onmiddellijk, dat de zelfabsorbtie in de volgorde  $bg$  0.30 Amp.  $\rightarrow bg$   $\alpha \rightarrow bg$   $\beta$  afneemt.

Voor de lijnen van het multiplet  $d^1 - f^1$  levert de meting  $\alpha$  nog

het beeld van zeer sterke zelfomkeering. Hier zijn nog acht intensiteiten waarvan de waarden liggen tusschen 49 en 98, evenals bij VAN MILAAN tusschen 50 en 100 in een boog van 0.54 Amp., welke de zwakste lichtbron is, door hem gebruikt voor metingen in dit multiplet. Ter vergelijking geven wij hier de resultaten van VAN MILAAN's meting (zie aldaar pag. 38):

| VAN MILAAN 0.54 Amp. |    |     |      |    |    |       |
|----------------------|----|-----|------|----|----|-------|
| $j$                  | 1  | 2   | 3    | 4  | 5  | $f^1$ |
| 0                    | 89 |     |      |    |    |       |
| 1                    | 67 | 76  |      |    |    |       |
| 2                    | 14 | 67  | 96   |    |    |       |
| 3                    |    | 5.5 | 54   | 98 |    |       |
| 4                    |    |     | 10.5 | 33 | 95 |       |
| $d^1$                |    |     |      |    |    |       |

Deze metingen geven de indruk, wat zelfabsorbtie betreft niet veel te verschillen, hoewel uit de metingen aan multiplet  $\bar{f}^1-f^2$  bleek, dat de boog  $\alpha$ , wat zelfabsorbtie betreft, beter resultaten gaf dan een boog in lucht van normale druk bij een stroomsterkte van 0.30 Amp. en dus zeker beter dan bij een stroomsterkte van 0.54 Amp. Bij het multiplet  $d^1-f^1$  blijkt dit alleen met zekerheid uit de intensiteit der lijn 3707 (int. 6.0). Deze is in vergelijking met de andere lijnen in meting  $\alpha$  ongeveer twee maal zoo zwak als bij VAN MILAAN, een feit dat, hoewel de lijn onder  $\alpha$  onnauwkeurig gemeten is (zwak!), zeker niet aan de meetfout alleen te wijten kan zijn. De andere lijnen uit deze nevendagonaal waren op de platen te zwak om te meten.

De meting  $\beta$  van het multiplet  $d^1-f^1$  is veel beter dan de meting  $\alpha$ , zooals een beschouwing der tabellen, speciaal in de hoofd-diagonaal, doet zien. Het verschil in zelfabsorbtie in de beide lichtbronnen komt hier duidelijk te voorschijn, beter dan in het geval van het multiplet  $\bar{f}^1-f^2$ , waar de meting  $\alpha$  reeds in hooge mate vrij van zelfabsorbtie was.

De door VAN MILAAN getrokken conclusie, dat zijn metingen aan de multiplets  $\bar{f}^1-f^2$  en  $d^1-f^1$  niet vrij van zelfabsorbtie waren, blijkt dus hier nogmaals bevestigd te worden, daar de bogen  $\alpha$  en vooral  $\beta$  minder zelfabsorbtie hebben.

De vraag is nu, in hoeverre de metingen aan boog  $\beta$  vrij van zelfabsorbtie zijn. De drie metingen, zooals uitgezet in fig. 4 voor het multiplet  $\bar{f}^1-f^2$ , blijken, met uitzondering van de drie grootste intensiteiten, onderling lineaire resultaten te geven. Daar de betreffende lichtbronnen, wat zelfabsorbtie betreft, zeker verschillen, mogen wij dus deze intensiteiten vrij van zelfabsorbtie onderstellen. De verhouding van de op twee na sterkste lijn tot de zwakkere is dezelfde bij de metingen  $\alpha$  en  $\beta$ . Deze lijn is dus bij beide metingen vrij van zelfabsorbtie. Met zekerheid valt voor meting  $\beta$  omtrent de twee sterkste lijnen niets te constateeren, daar hun verhoudingen tot de zwakkere lijnen bij de metingen  $\alpha$  en  $\beta$  nog verschillend zijn. Gezien echter fig. 4 en het feit, dat bij meting  $\beta$  de belichtingstijd wegens de kleinere emissie een factor 10 à 20 maal zoo groot was als bij meting  $\alpha$ , lijkt het zeer waarschijnlijk, dat voor geval  $\beta$  ook deze beide intensiteiten vrij van zelfabsorbtie zullen zijn.

Van het multiplet  $d^1-f^1$  zijn de intensiteitsverhoudingen in de boog  $\beta$  nog sterk veranderd, vergeleken bij die in de boog  $\alpha$ . Met zekerheid is hier omtrent de zelfabsorbtie niet veel te constateeren. Indien men echter de intensiteiten in de gevallen  $\alpha$  en  $\beta$  vergelijkt, b.v. die in de hoofddiagonaal:

|          |    |     |     |     |     |
|----------|----|-----|-----|-----|-----|
| $\alpha$ | 56 | 85  | 98  | 98  | 74  |
| $\beta$  | 86 | 187 | 325 | 530 | 830 |

krijgt men wel de indruk, dat, indien in het geval  $\beta$  nog zelfabsorbtie aanwezig is, deze niet groot zal zijn.

Uit de resultaten van de metingen der intensiteiten in deze multiplets, waarvan een gedeelte der lijnen tot de voor dit spectrum zeer kleine groep van vlamlijnen<sup>21)</sup> behoort, blijkt, dat in bogen door verlagen van de gasdruk de zelfabsorbtie zeer sterk vermindert. Het lijkt ons, dat dit verminderen van de gasdruk voor deze vlamlijnen te verkiezen is boven concentratie-vermindering van het element, waarvan men het lijnenspectrum wil meten, in de polen. In het laatste geval immers vergroot men storende intensiteiten (continu spectrum, lijnen en bandenspectra door het element, waarin



de te onderzoeken stof in kleine concentratie aanwezig is) naarmate men de concentratie verkleint. Indien het niet mogelijk is zonder concentratievariatie betrouwbaar te meten, kan men deze beter eerst dan toepassen, wanneer de stabiliteit van de boogontlading van dien aard is, dat stroomsterkte- of drukvermindering of booglengtevergroting niet meer mogelijk zijn. In een dergelijke boog is het te meten spectrum relatief zeer sterk. Zoo bleken in de boog  $\beta$  verontreinigingen in het materiaal der polen, dat uit gewoon handelsijzer bestond, practisch geen storend spectrum te geven. Van de verontreinigingen zullen waarschijnlijk alleen resonantielijnen nog in waarneembare intensiteit aanwezig zijn, daar in het ijzerspectrum vrijwel alleen de vlamlijnen overgebleven waren. De continue grond was bovendien zoo gering, dat bij de gebruikte spleetbreedten<sup>22)</sup> hiervan geen merkbare zwarting op de opnamen aanwezig was.

In de volgende metingen is dan ook uitgegaan van een boog in gas van lagen druk.

### HOOFDSTUK III.

#### Metingen in het nikkelspectrum.

##### § 5. METINGEN IN METAALBOGEN.

In het nikkelspectrum hebben wij de intensiteiten gemeten van lijnen, welke ontstaan door overgangen tusschen laag liggende niveau's. Bijzonder geschikt daartoe is het golflengtegebied van 3400 Å. tot 3600 Å., waarin lijnen van zeer sterk uiteenlopende intensiteiten voorkomen, die voor een belangrijk gedeelte geëclassificeerd zijn. De classificatie is aangegeven volgens RUSSELL<sup>10)</sup>. In fig. 5 vindt men een schema van de termen van dit spectrum, tot  $40.000 \text{ c.m.}^{-1}$  volledig en daarboven slechts voor zoover hier van belang.

Daar in het ijzerspectrum, wat zelfabsorptie betreft, gunstige resultaten zijn bereikt met een boog in gas van lage druk, is ook voor de volgende metingen steeds een dergelijke boog gebruikt.

De eerste meting werd verricht aan een boog in lucht van 18 m.m. druk bij een poolafstand van 6 m.m. en een stroomsterkte van 2.4 Amp. Als kathode werd een 7 m.m. dikke nikkelstaaf gebruikt, als anode een 10 m.m. dikke ijzerstaaf. De lichtsterkte van deze boog was ongeveer gelijk aan die van de door BOUMA gebruikte boog in lucht van atmosfeerdruk bij een stroomsterkte van 0.45 Amp.

Om de ijzeranode vormt zich bij de gebruikte druk en stroomsterkte onmiddellijk een glimhuid, waardoor de boog zeer stabiel is. In deze glimhuid worden stikstofbanden sterk geëmitteerd, terwijl in het middengedeelte van de boog in dit golflengtegebied geen bandenspectra aanwezig waren. De emissie van ijzerlijnen was zoo gering, dat zelfs na zeer lange belichtingstijd bij de anode geen ijzerspectrum te vinden was.

De boog was met de anode boven en de kathode onder iets rustiger dan in omgekeerde stand.

Op pag. 64 vindt men de intensiteiten van de gemeten lijnen, terwijl in fig. 6 de intensiteiten der lijnen, zooals zij door BOUMA zijn gemeten, logaritmisch zijn uitgezet tegen de in deze boog

gemeten intensiteiten. Uit de gevonden verzameling punten kan men moeilijk eenige conclusie trekken. De gemeten lijnen (zie pag. 64), hebben verschillende aanvangsniveaus, waardoor het zeer wel

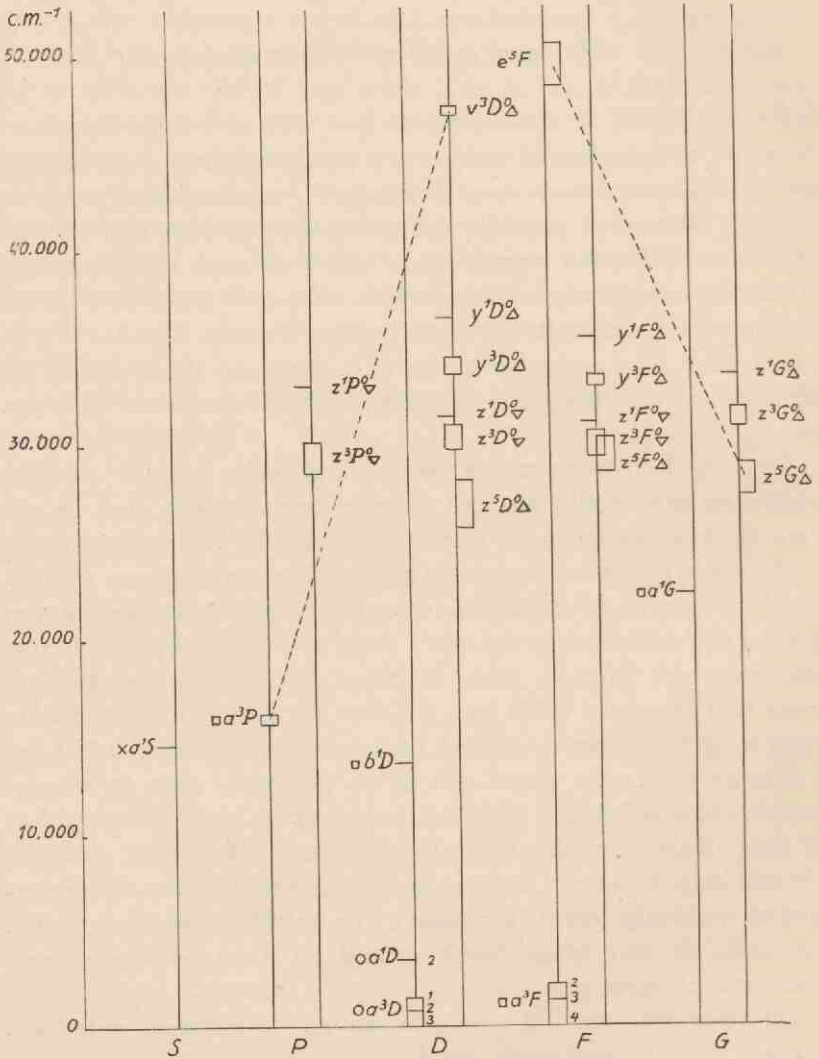


Fig. 5. Termschema van nikkel.

Configuraties:  $\times d^{10}$   $\nabla d^9 p$   
 $\circ d^9 s$   $\triangle d^8 s p$   
 $\square d^8 s^2$

mogelijk is, dat verschil in temperatuur der bogen een rol speelt in de verhoudingen. Tevens is het zeer waarschijnlijk, dat geen der beide metingen vrij van zelfabsorbtie is. Een volgende meting is uitgevoerd met een lichtzwakkere lichtbron om inzake de zelfabsorbtie meer gegevens te verkrijgen.

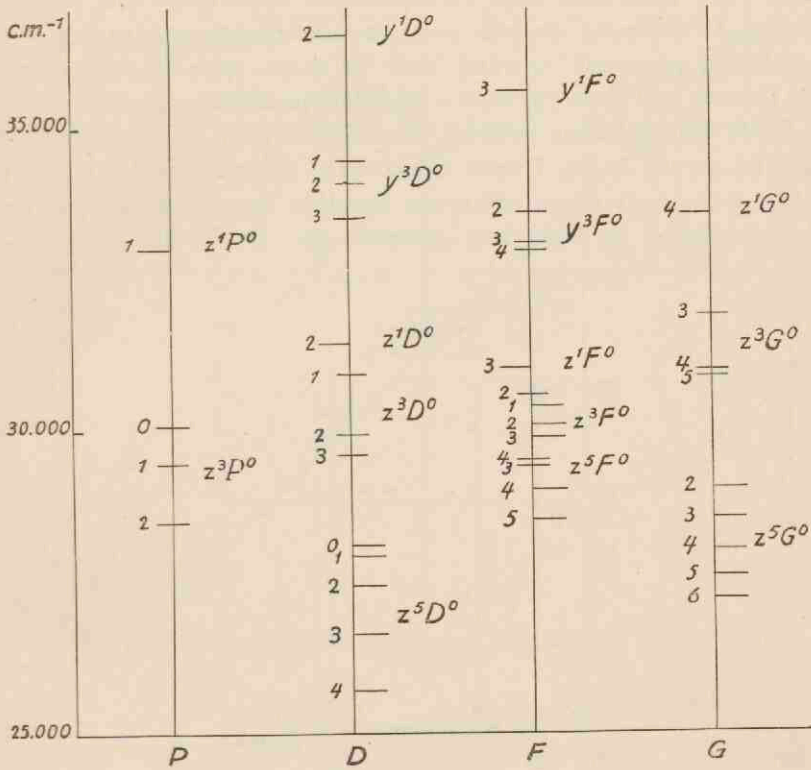


Fig. 5a.

Om de sterkte der nikkellijnen te verminderen, hebben wij een zilver-nikkelhuidje op koolectroden gebracht op de wijze zooals men die o.a. aangegeven vindt in E. BACK en A. LANDÉ, Zeeman-effekt und Multipletstruktur<sup>23</sup>). Hierbij wordt een koolectrode gedompeld in een kokend mengsel van zilvernitraat en nikkelnitraat, van verhouding 5:1. Er treedt dan een sterke gasontwikkeling op, terwijl de koolstaaf met een laagje metaal bedekt wordt. Tusschen deze electroden werd een boog getrokken ongeveer als bij de voor-

gaande meting, de druk bedroeg 20 m.m., de stroomsterkte 2.3 Amp., terwijl de boog lengte ca. 6 m.m. was. De boog was zeer instabiel en sloeg gemakkelijk om in een ontleding met een sterk bandenspectrum en een zeer zwak lijnspectrum. Het lijnspectrum was in de laatste ontleding ongeveer tien maal zoo zwak als in de normale boog. Daar bovendien de metaalhuid betrekkelijk snel van de koolstaaf verdampte, moesten voor langere belichtingstijden de polen regelmatig verwisseld worden. Voor de volgende metingen hebben wij daarom van deze elektroden afgezien en andere gezocht.

De in deze lichtbron gemeten intensiteiten vindt men in kolom 2, pag. 64, terwijl in fig. 7 deze intensiteiten dubbellogaritmisch zijn uitgezet tegen de intensiteiten van dezelfde lijnen, zooals zij in de ijzernikkelboog bij lage druk gemeten zijn. De laatste boog ver-

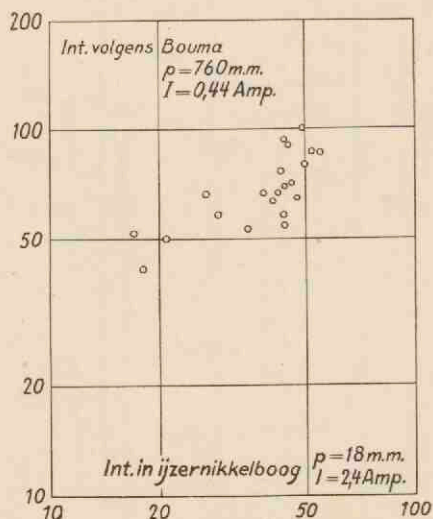


Fig. 6.

schilde alleen wat elektroden betreft. Tevens werden zij uitgezet tegen de door BOUMA in lucht van atmosferedruk gemeten intensiteiten.

Uit deze krommen blijkt duidelijk, dat de zilvernikkelmeting de beste is wat zelfabsorbtie betreft en tevens, dat de ijzernikkelmeting bij lage druk beter is dan de meting in de boog bij atmosferedruk, daar de intensiteiten uit deze laatste meting na deeling door 3.15 (evenwijdige daling der kromme) de gestippelde kromme geven.

Uit deze krommen wordt tevens duidelijk, dat de intensiteiten, zooals die door BOUMA gemeten zijn, uitgezet tegen die uit onze eerste meting (vgl. fig. 6), een weinig duidelijk beeld van de verhoudingen moeten geven, daar gemeenschappelijke lijnen ontbreken in het onderling lineaire gedeelte (kleine intensiteiten!).

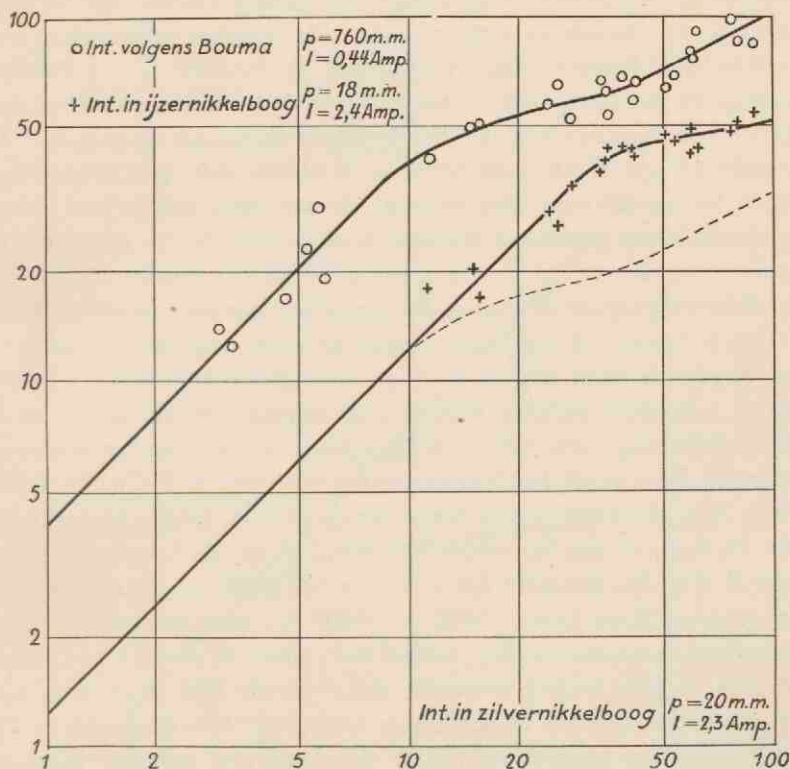


Fig. 7.

De conclusies, welke wij uit de zilvernikkelmeting omtrent de zelfabsorbtie in de verschillende lichtbronnen getrokken hebben, zijn gebaseerd op de krommen, gelegd tusschen de punten, welke tot coördinaten hebben de logaritmie van de intensiteit van een lijn in de zilvernikkelboog en de logaritmie van de intensiteit van dezelfde lijn in één der andere lichtbronnen. De spreiding, welke de punten hebben t.o.v. de bijbehorende kromme, vindt haar oorzaak gedeeltelijk in de meetfouten, welke in beide coördinaten een

rol spelen, doch wellicht ook in een verschil in temperatuur tusschen de lichtbronnen en mede in het feit, dat niet alle gebruikte lijnen dezelfde vorm en golflengte hebben. Door verschillende temperatuur der lichtbronnen zal de onderlinge intensiteitsverhouding der zelf-absorbtievrije lijnen in alle lichtbronnen niet dezelfde zijn, terwijl verschillen in lijnvorm en golflengte tot gevolg hebben, dat bij eenzelfde van zelfabsorbtie vrije intensiteit de gemeten intensiteiten nog verschillend kunnen zijn. Verschillen in lijnvorm en golflengte kunnen de spreiding echter alleen vergrooten in het intensiteitsgebied waar minstens één der lichtbronnen reeds een merkbare zelf-absorbtie heeft. Bij deze en de verder volgende metingen zijn zooveel lijnen ter beschikking, dat ondanks de spreiding steeds met zekerheid conclusies getrokken kunnen worden omtrent de zelfabsorbtie in de verschillende lichtbronnen ten opzichte van elkaar, zoodat een beschouwing van de oorzaken der spreiding hier niet noodzakelijk is.

Om te komen tot een boog waarin de lijnen nog geringer intensiteit zouden hebben dan in de boog met zilvernikkelpolen is om de boven genoemde redenen niet de concentratie van het nikkel in de zilvernikkellaag vermindert, doch hebben wij een ander materiaal gebruikt. Zeer geschikt bleken nieuwzilverpolen (50 % Cu, 25 % Zn, 25 % Ni), waarmee in een boog van ca. 6 m.m. lengte bij een druk van 20 m.m. en een stroomsterkte van 2 Amp. de boog zeer rustig brandt. Een bandspectrum is hier in het golflengtegebied, waarin de gemeten lijnen lagen (3400 Å.—3600 Å.), niet geconstateerd bij de gebruikte expositietijden, terwijl bovendien de spectra van koper en zink er zeer weinig storende lijnen gaven. Met deze boog zijn opnamen gemaakt bij verschillende luchtdruk, terwijl stroomsterkte (2.2 Amp.) en booglengte (ca. 6 m.m.) zooveel mogelijk constant zijn gehouden. Gemeten is bij een druk van

|   |         |    |
|---|---------|----|
| a | 77 m.m. |    |
| b | 40 m.m. | en |
| c | 19 m.m. |    |

In de kolommen 3a, 3b en 3c, pag. 64, vindt men de intensiteiten der gemeten lijnen, terwijl in fig. 8 de resultaten van de metingen 3a en 3b dubbellogarithmisch tegen die van meting 3c zijn uitgezet. Uit deze krommen blijkt, dat de zelfabsorbtie in de volgorde boog a → boog b → boog c afneemt. In fig. 9 is op dezelfde wijze

uitgezet de meting in de boog met zilvernikkelpolen tegen de meting 3c, dus met nieuwzilverpolen. Deze metingen zijn verricht in bogen met ongeveer dezelfde druk, stroomsterkte en poolafstand. Uit fig. 9 blijkt nu, dat de meting 3c verricht is onder omstandigheden, waarbij de lijnen minder zelfabsorbtie hebben dan bij de meting met zilvernikkelpolen.

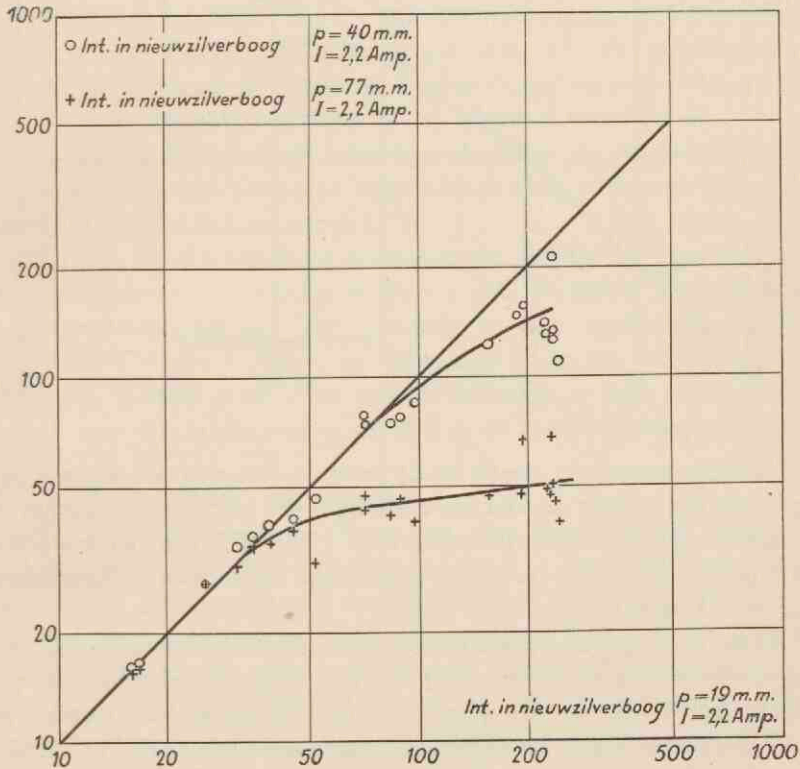


Fig. 8.

Uit de resultaten der voorgaande metingen volgt dus, dat in de hierbij gebruikte lichtbronnen in de volgorde van de bogen met ijzernikkel-, zilvernikkel- en nieuwzilverpolen (19 m.m. druk) een vermindering van de zelfabsorbtie der lijnen optreedt. Het blijkt uit de nieuwzilvermeting bij 40 m.m. druk (zie fig. 8), dat reeds zeer sterke lijnen vrij van zelfabsorbtie zijn, wat dus ook zeker het geval is voor de nieuwzilverboog bij 19 m.m. Daar tusschen deze metingen



echter nog een aanmerkelijk verschil bestaat, is het noodzakelijk bij nog geringere emissie te meten om ook wat de allersterkste lijnen betreft een zekere conclusie te kunnen trekken. Druk-, stroomsterkte-

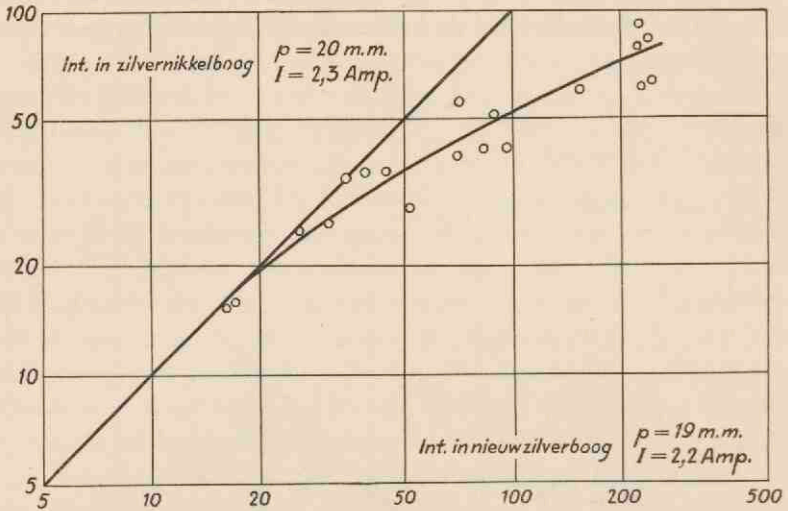


Fig. 9.

of booglengthevariatie gaven bij de zwakste nieuwzilverboog niet het gewenschte gevolg zonder de stabiliteit van de boog in gevaar te brengen. Variatie van concentratie van het nikkel in het materiaal der polen scheen dus de eenige weg te zijn om tot een lichtzwakkere boog te komen.

Door hun lijnenarm spectrum schenen koper, zilver en goud zeer geschikt te zijn om met nikkel in een alliage als electrode te gebruiken. Wij hebben een poging in die richting gedaan met koper, waarbij de bedoeling was alliaages bevattende 25 % nikkel en minder te gebruiken. Het nieuwzilver bevat 25 % nikkel en dus zou een alliage van 25 % nikkel en 75 % koper mogelijk een goed aanvangspunt voor verdere metingen zijn. Daar het voor stuivers gebruikte metaal deze samenstelling heeft, hebben wij gepoogd tusschen electroden van dit materiaal een boog te vormen. Het bleek echter niet mogelijk op deze wijze een rustige boog te verkrijgen bij een druk van 20 tot 50 m.m. en een stroomsterkte van 2 à 3 Amp. De boog verplaatste zich steeds zeer snel, zoowel over de anode als over de kathode en bovendien sloeg hij dikwijls om in een glim-

ontlading. Ook electroden uit zuiver koper gaven deze verschijnselen, zoodat wij met deze alliage en ook met het zoozeer analoge zilver en goud geen verdere pogingen hebben gedaan.

Gezien het verschil in stabiliteit tusschen de bogen met polen uit nieuwzilver (25 % *Ni*, 50 % *Cu*, 25 % *Zn*) en met polen uit stuiversmateriaal (25 % *Ni*, 75 % *Cu*) dacht ons *Zn*, ook om zijn lijnenarm spectrum, in een alliage met nikkel zeer geschikt. Bij de metingen van DEKKERS en KRUIHOF<sup>11)</sup> aan het nikkelmultiplet  $z^5G^0-e^5F$  bleek echter, dat bij een concentratie van 30 % *Ni* ook bij lange belichtingstijden op de opnamen geen nikkellijnen aanwezig waren. Blijkbaar is dus hier een eigenaardig verband tusschen de concentratie van het nikkel in de nikkelzinkelectrode en de nikkelconcentratie in de boog, waardoor deze alliage voor metingen met concentratievariatie minder geschikt is.

Met behulp van één holle koolectrode, gevuld met een mengsel van koolpoeder en nikkelsulfaat, en één massieve koolectrode bleek het mogelijk een zeer stabiele boog te verkrijgen bij een stroomsterkte van 2 Amp., een booglengte van ca. 6 m.m. en een druk van 20 à 30 m.m. Voor verdere metingen is toen afgezien van bogen met metaalelectroden en zijn deze koolectroden gebruikt.

#### § 6. METINGEN IN KOOLBOGEN.

Het bleek, dat in het spectrum van deze bogen bij een druk van ca. 30 m.m. en een stroomsterkte van ca. 2.5 Amp. vrij sterke stikstofbanden op de opnamen aanwezig waren, terwijl ook de cyaanbanden zeer sterk waren. Om de intensiteit van deze banden te verminderen is toen een boog gebruikt in een vat, waarbij aan de eene zijde gas werd afgepompt, terwijl uit een bombe aan de andere zijde zuurstof toegevoerd werd. Pompsnelheid en gastoevoer werden zoo geregeld, dat de druk in het vat 32 m.m. bedroeg. Het gas in het vat zal dus hoofdzakelijk uit zuurstof bestaan hebben met een klein percentage stikstof tengevolge van verontreiniging van de zuurstof in de bombe en kleine lekken in het vat, waardoor lucht binnendrong.

De eerste opname met deze boog is genomen bij een druk van 32 m.m. en een stroomsterkte van 2.4 Amp., terwijl de vulling der holle koolectrode bestond uit een mengsel van koolpoeder en nikkelsulfaat in een verhouding 2 : 1. De resultaten van deze meting

vindt men in kolom 4a, pag. 64 en fig. 10 geeft de intensiteiten, zooals gemeten in de nieuwzilverboog bij 19 en 40 m.m. druk, en deze nieuwe resultaten dubbellogarithmisch tegen elkaar uitgezet. Uit de figuur blijkt onmiddellijk, dat de meting in de koolboog, wat zelfabsorbctie betreft, beter is dan de voorafgaande metingen. De belichtingstijden van deze opnamen verschilden een factor 10 à 12. Uit het verloop der kromme in fig. 10 krijgt men in verband hiermee de indruk, dat de meting in de koolboog zeer weinig zelfabsorbctie vertoont. Ter controle hebben wij nog een opname gemaakt, waarbij de verhouding koolpoeder-nikkelsulfaat in de onderste pool gebracht was op 15:1. Fig. 11, waarin de intensiteiten, zooals gemeten bij kool-nikkelverhoudingen 2:1 en 15:1 (atomaire verh. ca. 45:1 resp. ca. 350:1), tegen elkaar zijn uitgezet, wijst op een constante verhouding voor de intensiteiten der lijnen in deze lichtbronnen.

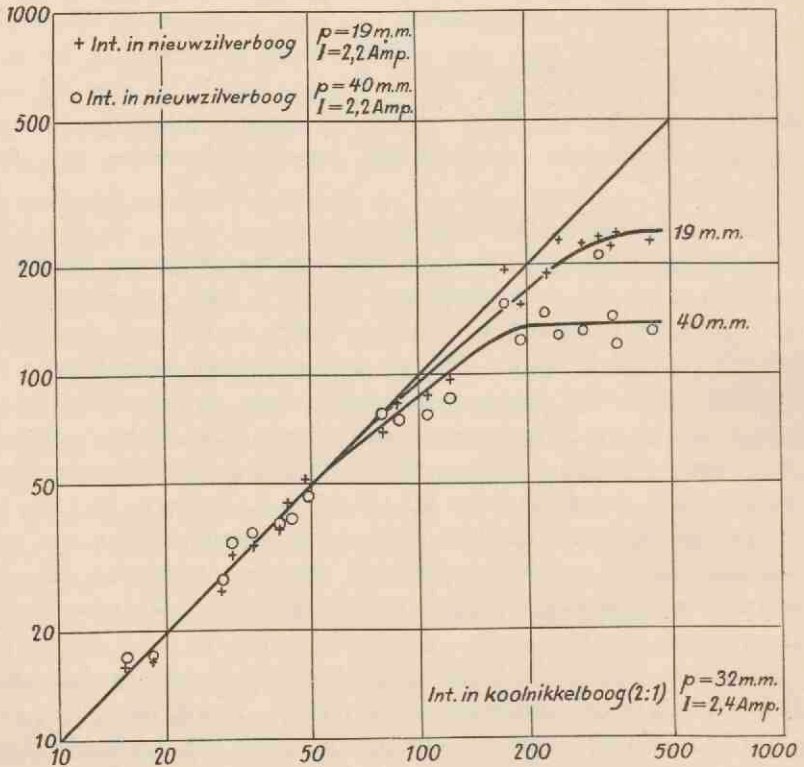


Fig. 10.

De metingen aan het nikkelspectrum in de koolboog zijn dus als vrij van zelfabsorbtie te beschouwen, gegeven het betrekkelijk ge-

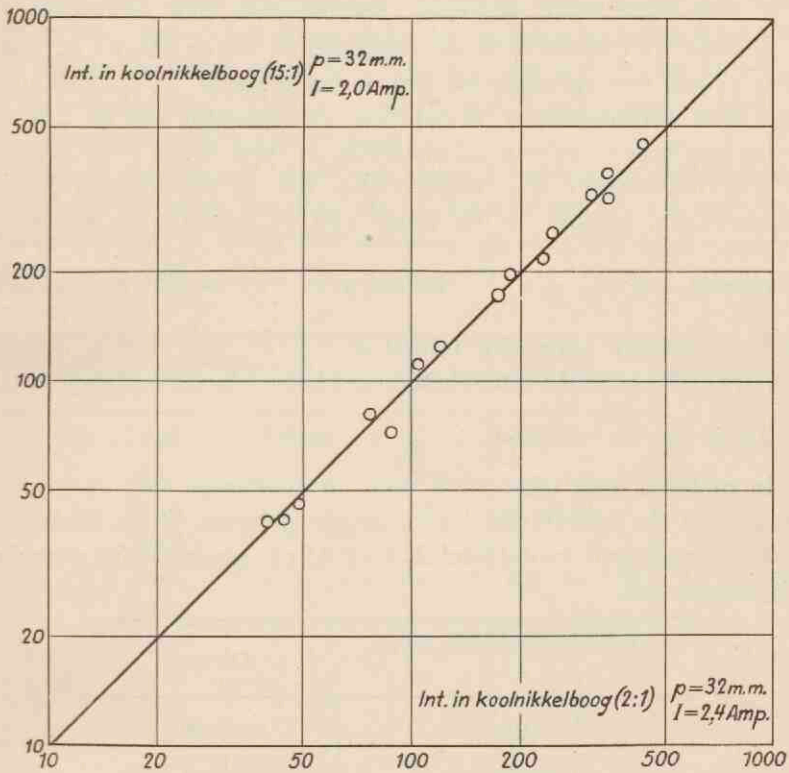


Fig. 11.

ringe verschil tusschen de resultaten der metingen in de boog met nieuwzilverpolen bij 19 m.m. druk en de ongeveer tien maal zoo zwakke koolnikkelboog (concentratie 2:1) en verder het grote concentratieverschil tusschen de wat de resultaten betreft gelijke metingen in de koolnikkelbogen.

Het is verder mogelijk met behulp van de fig. 7, 8, 9 en 10 van de metingen voorafgaande aan de bepalingen in de koolbogen te constateeren, welke lijnen bij die metingen als vrij van zelfabsorbtie zijn te beschouwen en welke dit waarschijnlijk nog niet zijn. In de tabellen op pag. 64 vindt men boven de kolom, die de intensiteitsverhoudingen der lijnen voor een bepaalde lichtbron geeft, tevens

de intensiteit aangegeven, welke een lijn zeker nog kan hebben om als vrij van zelfabsorbtie beschouwd te mogen worden.

§ 7. TEMPERATUURCORRECTIES. RESULTATEN DER METINGEN.

Doordat van de lijnen in de verschillende bogen bekend is, wanneer zij vrij van zelfabsorbtie zijn, is het mogelijk de temperaturen van deze lichtbronnen te vergelijken. Het quotiënt van de intensiteiten van lijnen, vrij van zelfabsorbtie, in twee bogen *a* en *b* hangt af van het verschil der omgekeerden van de temperatuur in die lichtbronnen. Immers, in die bogen zijn de intensiteiten der lijnen evenredig met  $A_m^n g_n e^{-\frac{E_n}{kT_a}}$  en  $A_m^n g_n e^{-\frac{E_n}{kT_b}}$ , zoodat het quotiënt der intensiteiten evenredig is met  $e^{-\frac{E_n}{k} \left( \frac{1}{T_a} - \frac{1}{T_b} \right)}$ . Indien intensiteiten van lijnen met verschillende aanvangsniveau's ter beschikking staan, is dus de waarde  $\frac{1}{T_a} - \frac{1}{T_b}$  te bepalen.

In onderstaande tabel vindt men de quotiënten van de intensiteiten van de betreffende lijnen, zooals gemeten in de koolbogen met verhoudingen kool-nikkel 2:1 en 15:1, gerangschikt naar het uitgangsniveau.

| Termwaarde v/h uitgangsniveau<br>in c.m. <sup>-1</sup> | Quotiënt           |
|--|--------------------|
| 31500  | 0.99               |
| 31000  | 1.01               |
| 30900  | 1.01               |
| 30600  | 0.97               |
| 29900  | 1.03               |
| 29800  | 0.82               |
| 29700  | 1.03               |
| 29500  | 1.05 en 1.04       |
| 29300  | 0.99, 0.94 en 1.00 |
| 29100  | 0.97 en 0.98       |
| 28500  | 1.00 en 0.97       |

Uit bovenstaande tabel blijkt, dat geen systematisch verloop in verband met de ligging van het uitgangsniveau aanwezig is en dat men dus aan deze lichtbronnen eenzelfde temperatuur kan toekennen voor zoover het de correctie der gemeten nikkellijnen betreft. Het zou natuurlijk zeer wel denkbaar zijn, dat voor lijnen, waarvan de aanvangsniveau's meer verschillen, wel degelijk een verschil in intensiteitsverhouding zou bestaan.

Voor de metingen in bogen met nieuwzilverpolen bij drukken van 19, 40 en 77 m.m. en voor de zilvernikkelmeting worden deze quotiënten met de koolnikkelresultaten, op dezelfde wijze gerangschikt, in de volgende tabellen gegeven:

| Termwaarde v/h uitgangsniveau<br>in c.m. <sup>-1</sup> | Q <sub>1</sub> | Q <sub>2</sub> | Q <sub>3</sub>    |
|--|----------------|----------------|-------------------|
| 31000  |                |                | 0.94 <sup>5</sup> |
| 30900  | 1.04           | 1.14           |                   |
| 30600  | 0.93           | 0.93           | 0.91              |
| 30200  |                |                | 0.82              |
| 29900  | 1.05 en 0.91   | 1.07 en 0.98   | 1.13 1.06 0.98    |
| 29500  | 0.99           | 1.06           |                   |
| 29300  | 0.95           | 0.97           |                   |
| 29100  | 1.07           | 0.97           |                   |
| 28500  | 1.03           | 0.96           |                   |

| Termwaarde v/h uitgangsniveau<br>in c.m. <sup>-1</sup> | Q <sub>4</sub> |
|--|----------------|
| 31000  | 0.97           |
| 30400  | 1.00           |
| 30200  | 0.94           |
| 29700  | 1.05           |
| 29100  | 1.23           |
| 28600  | 1.06           |

- Q<sub>1</sub> quotiënten voor de nieuwzilverboog bij 19 m.m. druk.  
 Q<sub>2</sub> quotiënten voor de nieuwzilverboog bij 40 m.m. druk.  
 Q<sub>3</sub> quotiënten voor de nieuwzilverboog bij 77 m.m. druk.  
 Q<sub>4</sub> quotiënten voor de zilvernikkelboog.

De invloed van de meetfouten in aanmerking genomen, is hieruit niet tot een systematisch verloop te besluiten. Al deze metingen kunnen dus zonder temperatuurcorrectie direct met elkaar vergeleken worden. In kolom 5, pag. 64, zijn dan ook de metingen in de zilvernikkel-, nieuwzilver- en koolnikkelbogen, voor zoover het lijnen vrij van zelfabsorbtie betreft, gemiddeld, waarbij rekening is gehouden met het verschillend aantal metingen voor elk dezer bogen.

Van de lijnen in de ijzernikkelboog zijn slechts enkele vrij van zelfabsorbtie gemeten, zoodat wij deze resultaten hier buiten beschouwing hebben gelaten.

Uit de resultaten der metingen, zooals zij in kolom 5 voorkomen, kunnen onmiddellijk de intensiteiten bepaald worden in geval van statistische bezetting der niveau's ( $T \rightarrow \infty$ ), indien men de gemeenschappelijke temperatuur kent van de lichtbronnen, waarin deze metingen verricht zijn. Deze temperatuur hebben wij bepaald uit intensiteitsverhoudingen in de cyaanbanden in de koolnikkelboog, waarin de verhouding van koolpoeder tot nikkel 2 : 1 bedroeg. Hiertoe is gebruikt de bandengroep bij 3883 Å, welke ontstaat bij een electronenovergang  ${}^2\Sigma - {}^2\Sigma$ , terwijl de verandering van het vibratiequantengetal nul is. Daar deze bandengroep geanalyseerd is<sup>24)</sup> en de relatieve overgangswaarschijnlijkheden van de trillingsovergangen<sup>25)</sup> bekend zijn, is het mogelijk de relatieve intensiteit van twee lijnen uit deze bandengroep in een boog te berekenen als functie der temperatuur. Het is dus ook mogelijk de verhouding van de som van alle intensiteiten in een golflengtegebied  $l_1$  tot de som van alle intensiteiten in een tweede golflengtegebied  $l_2$  als functie der temperatuur te bepalen. Omgekeerd kan men uit een gemeten verhouding de temperatuur vinden.

Wij hebben de temperatuur bepaald uit de verhouding van de intensiteiten in een gedeelte der eerste en een gedeelte der tweede kop van de bandengroep bij 3883 Å. en hiervoor 6400° K. gevonden. In kolom 6, pag. 64 vindt men de relatieve intensiteiten van nikkellijnen bij statistische bezetting, zooals deze verkregen zijn uit de intensiteiten van kolom 5 na correctie voor deze temperatuur.

Het bleek uit de zwartingen op de opname van de boog, waarvan de temperatuur bepaald is en waarin ijzer als verontreiniging voorkwam, dat de onderlinge verhouding der intensiteiten van de ijzer-

multiplets  $\bar{f}^1-f^2$  en  $d^1-f^1$  (§ 4) dezelfde was als bij de meting  $\beta$  in § 4, zoodat deze voor dezelfde temperatuur van  $6400^\circ$  K. gecorrigeerd moet worden. Het derde ijzermultiplet  $\bar{f}^1-\bar{d}^1$  (§ 3) is onder eenigszins andere omstandigheden dan  $\bar{f}^1-f^2$  en  $d^1-f^1$  gemeten. Door de kleine splitsing ( $650$  c.m.<sup>-1</sup>) is het echter geoorloofd dezelfde temperatuur te gebruiken.

Van de drie gemeten ijzermultiplets zijn  $\bar{f}^1-f^2$  en  $d^1-f^1$  direct vergelijkbaar; toch lijkt het in verband met de groote afstand der aanvangsniveau's (ca.  $8000$  c.m.<sup>-1</sup>) niet gewenscht, de relatieve intensiteiten bij statistische bezetting te vergelijken. Het derde multiplet  $\bar{f}^1-\bar{d}^1$  ligt in een geheel ander golflengtegebied en is dus gemeten met rooster en plaat in een verschillende stand. Het is niet vergelijkbaar met de andere twee.



## HOOFDSTUK IV.

### Nadere beschouwing der zelfabsorbtie in de nikkelmetingen.

#### § 8. BOOGMETINGEN.

In het vorige hoofdstuk zijn de intensiteiten uit verschillende metingen dubbellogaritmisch tegen elkaar uitgezet. Met behulp van de op deze wijze verkregen krommen gelukte het tot de intensiteitsverhoudingen van een groep lijnen vrij van zelfabsorbtie te komen. Het is nu dus mogelijk de intensiteiten van deze lijnen in verschillende lichtbronnen te vergelijken met de waarde, die zij zonder zelfabsorbtie zouden hebben en na te gaan in hoeverre het op deze wijze verkregen verband overeenstemt met dat voor een homogene lichtbron, zooals in hoofdstuk I beschouwd is. Het gebied van de functie, welke in een dergelijke homogene lichtbron de intensiteiten bepaalt uit de intensiteiten zonder absorbtie, is globaal te verdeelen in drie gedeelten:

- a) een gebied met heel weinig absorbtie, waarin de beide intensiteiten evenredig zijn;
- b) een gebied waar de functie niet veel verandert: een „vlak” stuk van grooter of kleiner lengte;
- c) een gebied van zeer groote absorbtie waar de intensiteit evenredig is met de wortel uit die zonder absorbtie.

Wij zullen eerst nagaan of wij dit beeld in het algemeen ook vinden bij metingen in de boog. De koolnikkelmetingen kunnen, daar zij vrij van zelfabsorbtie zijn, hier buiten beschouwing blijven. Fig. 10 geeft de intensiteiten in de nieuwzilverbogen bij 19 m.m. en 40 m.m. tegen een der koolnikkelmetingen, dus tegen intensiteiten, welke vrij zijn van zelfabsorbtie. Uit de kromme voor de boog met 19 m.m. druk is nog niet veel te constateeren, daar zij alleen het allereerste begin van zelfabsorbtie geeft; in de kromme voor de boog van 40 m.m. is echter duidelijk een begin van het „vlakke” tusschenstuk te zien. Nog duidelijker is dit voor de intensiteiten in de nieuwzilverboog in lucht van 77 m.m. druk, zooals die in fig. 8 zijn uitgezet, temeer daar de intensiteiten, waartegen is uitgezet, nog niet vrij van zelfabsorbtie zijn en dus de kromme in dit geval nog

iets vlakker zal worden. De metingen in nieuwzilverbogen geven dus wat vorm betreft krommen, zoals die voor homogene lichtbronnen kunnen voorkomen.

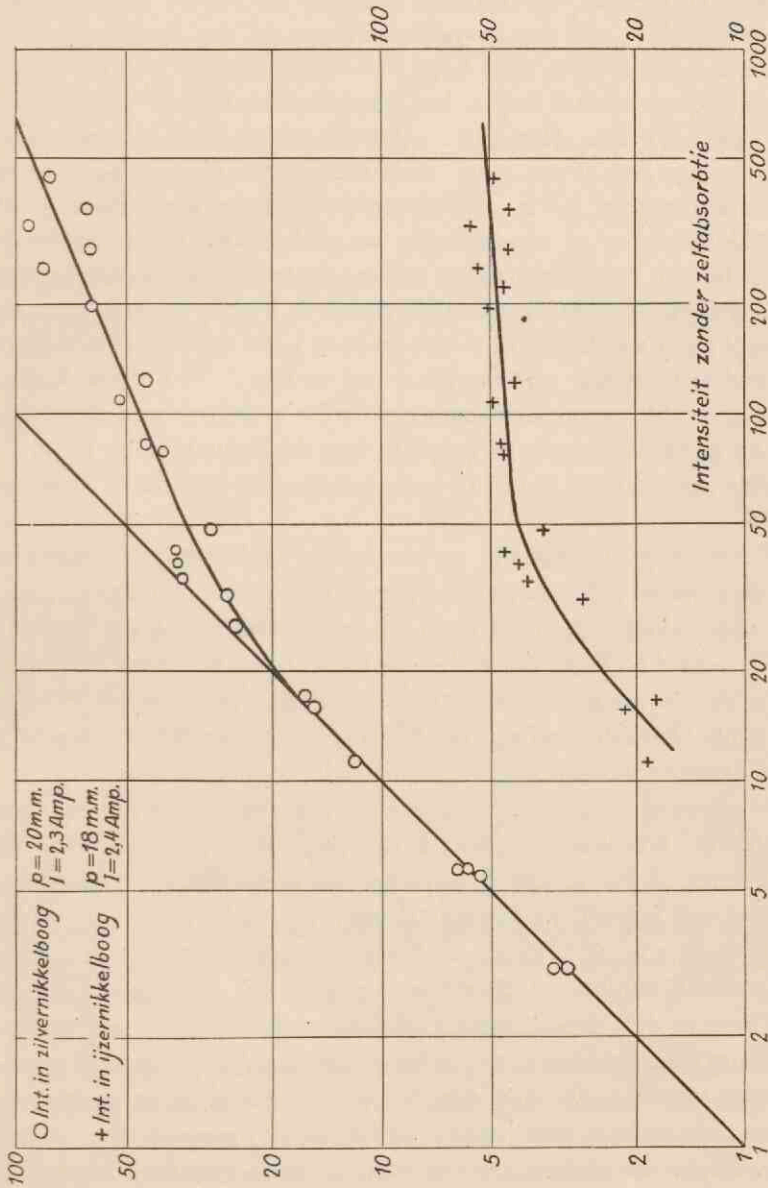


Fig. 12.

De metingen in de zilvernikkelboog en in de ijzernikkelboog zijn in fig. 12 dubbellogaritmisch uitgezet tegen de intensiteiten zonder zelfabsorbtie uit kolom 5, pag. 64. De temperatuur van de ijzernikkelboog hebben wij niet met die van de andere lichtbronnen vergeleken. Het zou dus mogelijk kunnen zijn, dat de intensiteiten zonder zelfabsorbtie in deze boog verschilden van de waarden, zooals die voor de andere bogen, met hun gemeenschappelijke temperatuur, gebruikt zijn. Het blijkt echter duidelijk, dat de getrokken kromme een zeer lang „vlak” gedeelte krijgt. De kromme van de zilvernikkelmeting bevat een dergelijk gedeelte niet, maar gaat onmiddellijk over in een gedeelte waar de intensiteiten ongeveer evenredig zijn met de wortel uit die zonder zelfabsorbtie. De helling in dit gebied is, inplaats van 0.50, zooals in homogene lichtbronnen verwacht zou worden, 0.43. Deze kromme komt kwalitatief vrij goed overeen met die met een waarde  $a=1$  in fig. 2. Van de metingen is zij de eenige waarbij een wortelgedeelte in de kromme aanwezig is. Een aanwijzing ervan is mogelijk nog de kleine stijging in fig. 7 voor de door BOUMA verrichte metingen in een boog van atmosfeerdruk.

Wij hebben nu gepoogd in een sterke nikkelboog intensiteiten met zeer groote zelfabsorbtie te meten. Daartoe is gebruikt een boog met nikkelpolen in lucht van één atmosfeer druk en bij een stroomsterkte van 6.5 Amp. Door de groote lichtsterkte waren zeer veel lijnen op de opnamen aanwezig, waaronder veel uit het cobaltspectrum. De in de tabel op pag. 43 aangegeven lijnen konden echter goed gemeten worden.

De intensiteiten zonder zelfabsorbtie van deze lijnen komen voor de sterkere wel voor in kolom 5 van pag. 64, die van de zwakste echter niet. In fig. 13 zijn de waarden der oppervlakte-intensiteiten, bepaald met behulp van het toestel van WOUDE<sup>27</sup>), zooals gemeten in de boog van 6.5 Amp., dubbellogaritmisch uitgezet tegen de intensiteiten zonder zelfabsorbtie van pag. 64. Het blijkt, dat de spreiding in deze figuur weinig of geen verband houdt met de ligging van de aanvangsniveau's der lijnen, zoodat een temperatuurverschil tusschen de boog van 6.5 Amp. eenerzijds en de bogen, waaruit de intensiteiten zonder zelfabsorbtie bepaald zijn, anderzijds, slechts in geringe mate invloed op deze spreiding heeft. Uit

| Golflengte | Int. zonder zelfabs. | Oppervl. int. boog 6.5 Amp. | Top. int. boog 6.5 Amp. |
|------------|----------------------|-----------------------------|-------------------------|
| 3500.85    | 26.9                 | 178                         | 83.5                    |
| 3492.97    | 253                  | 480                         | 104                     |
| 3485.89    | 3.03                 | 39.0                        | 41.0                    |
| 3472.55    | 107                  | 223                         | 115                     |
| 3469.48    | 5.74                 | 35.3                        | 38.0                    |
| 3467.51    | 5.45                 | 51.6                        | 51.5                    |
| 3458.47    | 222                  | 260                         | 116                     |
| 3446.26    | 196                  | 203.5                       | 101                     |
| 3437.28    | 48.7                 | 66.2                        | 72.5                    |
| 3421.34    |                      | 65.0                        | 65.9                    |
| 3403.43    |                      | 51.4                        | 49.6                    |
| 3401.16    |                      | 49.5                        | 43.4                    |
| 3396.17    |                      | 22.7                        | 24.4                    |
| 3392.99    | 195.5                | 283                         | 98.0                    |
| 3391.05    | 54.2                 | 139.5                       | 87.9                    |
| 3361.56    | 18.8                 | 134.3                       | 82.0                    |
| 3359.10    |                      | 42.8                        | 41.3                    |
| 3322.32    | 13.4                 | 77.8                        | 76.6                    |
| 3315.67    | 13.75                | 114                         | 90.0                    |

de figuur blijkt ondanks deze groote spreiding, dat de gemeten intensiteiten ongeveer evenredig zijn met de wortel uit die zonder zelfabsorbctie (helling 0.48).

De metingen in de verschillende bogen geven dus voor de uitgestraalde energie in een lijn, in afhankelijkheid van de energie die zonder zelfabsorbctie uitgestraald zou worden, functies welke dezelfde gedaante hebben als die voor homogene lichtbronnen. De

spreiding der punten om de verschillende krommen zal gedeeltelijk haar oorzaak vinden in de meetfouten en het verschil in golflengten.

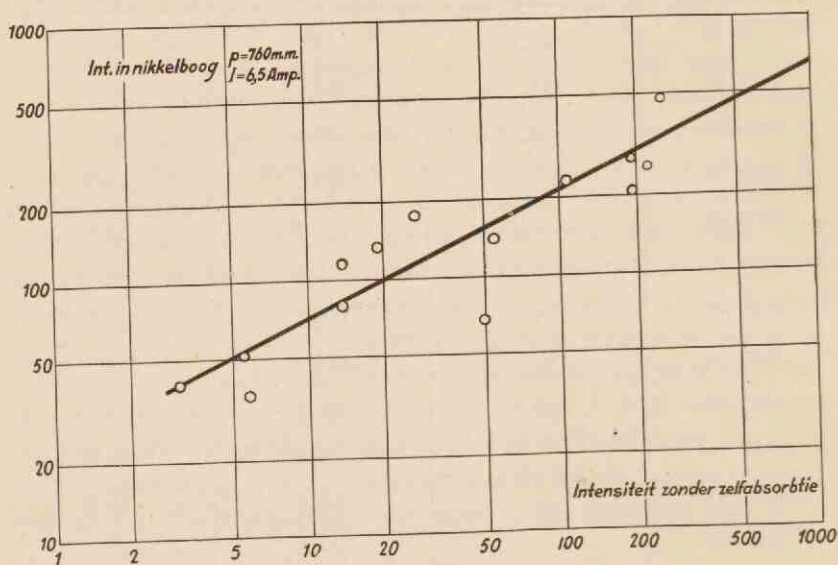


Fig. 13.

maar verder zeker ook in de inhomogeniteit der lichtbron en een verschil in vorm tusschen de lijnen. Ter oriëntatie, wat betreft de zelfabsorbtie in bogen, kan men echter van de gegevens voor homogene lichtbronnen zeker gebruik maken, indien een voldoende aantal lijnen beschikbaar is. De krommen wijzen er op, dat  $a = \frac{\omega'}{b} \leq 1$ , dus dat de lijnbreedte van de orde der Dopplerbreedte is of er zelfs hoofdzakelijk door wordt bepaald. Quantitatieve conclusies omtrent de waarden van  $a$  uit de gevonden krommen lijken in verband met de inhomogeniteit der bogen en het mogelijke verschil in lijnvorm echter niet gerechtvaardigd.

De intensiteitsverhoudingen in de boog met groote stroomsterkte zijn bepaald zoowel uit de oppervlakte-intensiteiten als uit de top-intensiteiten der lijnen, zooals zij op de fotogrammen voorkwamen. In fig. 14 vindt men de waarden, zooals op deze wijzen gevonden werden, dubbellogarithmisch tegen elkaar uitgezet. Hieruit ziet men, dat ongeveer de helft van de intensiteitsverhoudingen van deze

lijnen met buitengewoon groote zelfabsorbctie nog op de juiste wijze gegeven wordt door de topintensiteit. Voor lijnen zonder zelf-

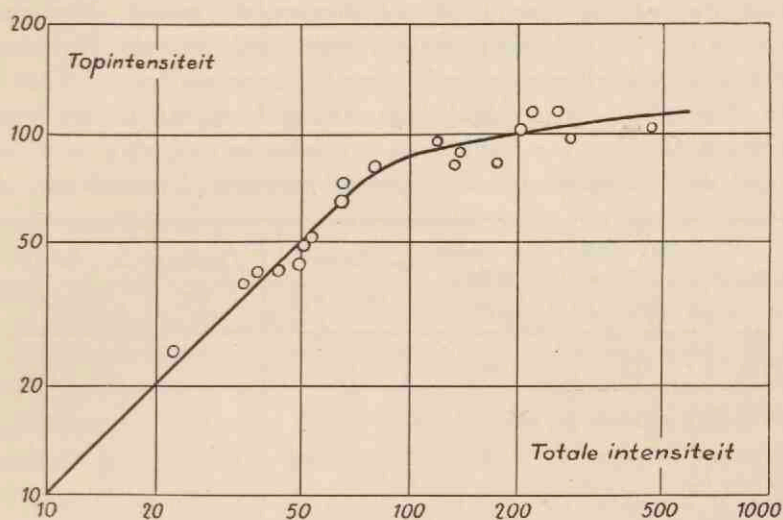


Fig. 14.

absorbctie is dit dus zeker het geval. Wij kunnen ditzelfde ook op de volgende wijze inzien. De totale breedte van de lijn is van dezelfde orde als de Dopplerbreedte  $\Delta \lambda_D$ . Deze is bepaald door de betrek-

king  $\frac{\Delta \lambda_D}{\lambda} = 3,58 \times 10^{-7} \times \sqrt{\frac{T}{M}}$ , waarin  $T$  de absolute temperatuur der lichtbron en  $M$  het atoomgewicht van het betreffende element (in dit geval 58,68) is. Het theoretisch oplossend vermogen van het rooster is in de tweede orde  $2 \times 28000 = 56000$ . Het bleek echter, dat het oplossend vermogen een ongeveer viermaal zoo kleine waarde had. Dus wordt  $\frac{\Delta \lambda_0}{\lambda} = \frac{1}{4 \times 56000}$ . Voor het quotiënt  $\frac{\Delta \lambda_0}{\Delta \lambda_D}$

vindt men nu  $\frac{1}{4 \times 56000} \times \frac{1}{3,58 \times 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{M}}} = \text{ca. } 19$ , zoodat zeker

wel de intensiteitsverhoudingen uit de topwaarden kunnen worden bepaald, indien de lijnen niet te groote zelfabsorbctie vertoonen.

### § 9. VLAMMETINGEN.

Om gegevens over de zelfabsorbctie in een meer homogene licht-

bron te verkrijgen, hebben wij de intensiteiten van nikkellijnen gemeten in een vlam. De eerste pogingen hiertoe zijn gedaan met een vlam, gevoed met een lichtgas-luchtmengsel, waarin door verstuiving van een oplossing nikkelchloride werd gebracht. De intensiteiten der nikkellijnen waren in deze lichtbron zeer gering. Ook in een vlam, brandend met een lichtgas-zuurstofmengsel, was de intensiteit voor opnamen op het rooster te gering. In deze vlam werd het nikkel door verdampen van het metaal toegevoerd, terwijl gas- en

| Golflengte | Int. zonder zelfabs. (6400° K) | Int. zonder zelfabs. (2330° K) | → Gecorr. voor golfl. | Gemeten int. | → Gecorr. voor golfl. |
|------------|--------------------------------|--------------------------------|-----------------------|--------------|-----------------------|
| 3619.39    | 322                            | 96.6                           | 1.54                  | 4.68         | 7.46                  |
| 3610.45    | 42.8                           | 34.4                           | 0.565                 | 2.23         | 3.66                  |
| 3597.70    | 35.2                           | 19.2                           | 0.328                 | 1.87         | 3.20                  |
| 3571.87    | 39.8                           | 23.1                           | 0.434                 | 1.89         | 3.56                  |
| 3566.37    | 173                            | 44.5                           | 0.852                 | 2.77         | 5.30                  |
| 3524.54    | 447                            | 362                            | 8.23                  | 8.22         | 18.6                  |
| 3515.06    | 330                            | 193                            | 4.56                  | 5.57         | 13.2                  |
| 3510.34    | 70.8                           | 29.8                           | 0.722                 | 2.45         | 5.93                  |
| 3492.97    | 253                            | 138                            | 3.64                  | 4.61         | 12.1                  |
| 3472.55    | 107                            | 54.6                           | 1.58                  | 2.25         | 6.5                   |
| 3461.66    | 283                            | 181                            | 5.48                  | 4.23         | 12.8                  |
| 3458.47    | 222                            | 78.8                           | 2.42                  | 3.42         | 10.5                  |
| 3452.89    | 83.0                           | 39.8                           | 1.25                  | 1.765        | 5.55                  |
| 3446.26    | 196                            | 92.0                           | 2.94                  | 3.32         | 10.6                  |
| 3433.57    | 122                            | 71.2                           | 2.39                  | 2.84         | 9.55                  |
| 3423.71    | 78.8                           | 25.2                           | 0.872                 | 1.745        | 6.04                  |
| 3414.77    | 362                            | 199                            | 7.06                  | 5.455        | 19.3                  |
| 3392.99    | 195.5                          | 100                            | 3.69                  | 3.04         | 11.2                  |
| 3391.05    | 54.2                           | 29.8                           | 1.10                  | 1.82         | 6.74                  |

zuurstoftoevoer voor de brander met behulp van rotameters constant gehouden werden. Met deze lichtbron werd met behulp van een Hilger  $E_1$  kwartsspectrograaf na twintig minuten belichting van meerdere lijnen een goede zwarting verkregen.

In de tabel op pag. 46 vindt men in de tweede kolom de intensiteiten der lijnen zonder zelfabsorbtie in een lichtbron van  $6400^\circ \text{K}$ . Om deze waarden om te rekenen voor een lichtbron van de temperatuur  $T_v$  der vlam moet men hen vermenigvuldigen met de

factor  $e^{-\frac{E_n}{k} \left( \frac{1}{T_v} - \frac{1}{6400} \right)}$ . De temperatuur der vlam, welke  $2330^\circ \text{K}$ . bleek te zijn, hebben wij hiertoe bepaald als omkeertemperatuur. Uit onderzoekingen van KOHN<sup>28</sup>) is gebleken, dat de op deze wijze bepaalde temperatuur voor vlammen de juiste waarde geeft. In de derde kolom vindt men de waarden voor de intensiteiten zonder zelfabsorbtie in de vlam, zooals zij uit die van de tweede kolom verkregen zijn, terwijl de vijfde kolom de in de vlam gemeten intensiteiten geeft. Daar de lijnen verschillend van golflengte zijn, hebben wij volgens hoofdstuk I als eenheid van intensiteit voor ieder der lijnen een andere moeten nemen en wel een waarde evenredig met  $b\nu^3 e^{-\frac{h\nu}{kT}}$ , welke eenheid voor de vlam door de lagere temperatuur ongeveer zesmaal zoo sterk verloopt met de golflengte als voor de gebruikte bogen. In de vierde en zesde kolom vindt men de waarden voor de intensiteiten vrij van zelfabsorbtie resp. de gemeten intensiteiten, uitgedrukt in deze eenheden.

Fig. 15 geeft deze waarden dubbellogaritmisch tegen elkaar uitgezet. De door de verkregen punten getrokken rechte heeft een helling van 0.55, zoodat de gemeten intensiteit  $J$  als functie der intensiteit zonder zelfabsorbtie  $J_0$  wordt  $J = K \times J_0^{0.55}$ . Wij vinden dus hier met behulp van de boogmetingen voor de vlam vrijwel een wortelfunctie, zooals die in homogene lichtbronnen met groote zelfabsorbtie te verwachten is.

Dat in deze vlam een zoo sterke zelfabsorbtie aanwezig is, ondanks het feit, dat de intensiteit zeker kleiner is dan die in de koolnikkelbogen, vindt zijn oorzaak in de lagere temperatuur der vlam. Immers, bij gelijke bezetting  $g_n b_0$  der uitgangsniveau's in de bogen en de vlam hebben de eindniveau's bezettingen  $g_m b_0 e^{\frac{E}{k \cdot 6400}}$



en  $g_m b_0 e^{\frac{E}{k \cdot 2330}}$ , waarin  $E$  het energiever-  
 schil is tusschen aanvangs-  
 en eindniveau der lijn. De bezetting van het eindniveau is dus in de

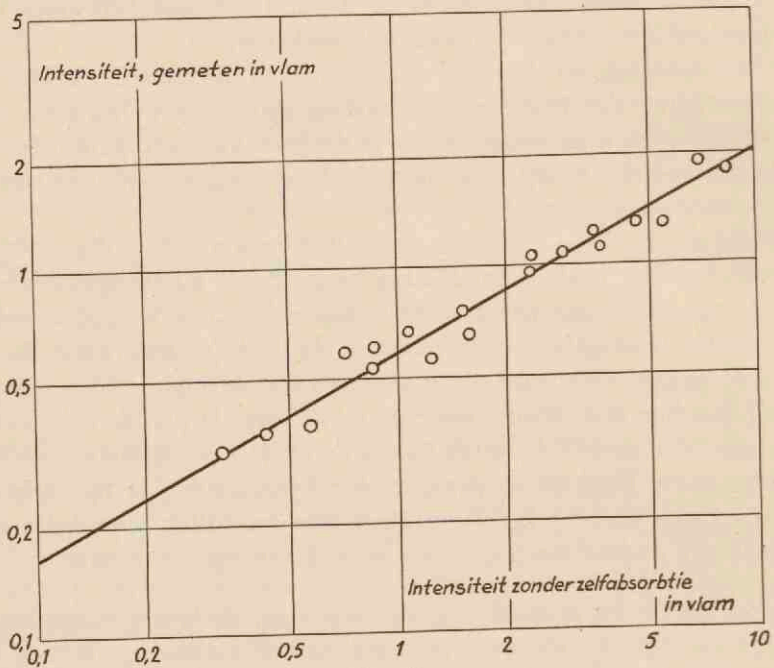


Fig. 15.

vlam in dit geval  $e^{\frac{E}{k} \left( \frac{1}{2330} - \frac{1}{6400} \right)}$  maal zoo sterk. Voor de gemeten  
 lijnen is deze factor ongeveer  $e^{11.8}$  dus ca.  $10^5$ . Dezelfde factor vindt  
 men onmiddellijk uit het feit, dat wat zelfabsorbtie betreft intensi-  
 teitswaarden  $\frac{J}{b \nu^3 e^{\frac{h \nu}{kT}}}$  en bij gelijke golflengte dus waarden  $\frac{J}{e^{\frac{h \nu}{kT}}}$   
 vergelijkbaar zijn; om lichtbronnen met Boltzmannbezetting met  
 verschillende temperaturen te kunnen vergelijken, wat zelfabsorbtie  
 betreft, moet dus de energiemaat genomen worden evenredig  
 met  $e^{-\frac{h \nu}{kT}}$ .

## HOOFDSTUK V.

### Vergelijking van de resultaten der metingen met intensiteitsregels.

#### § 10. IJZER.

Met behulp van de tabellen op pag. 50 en 51 is gecontroleerd in hoeverre door de gemeten ijzermultiplets aan de sommenregel is voldaan. Daartoe zijn in de multiplets, die in hoofdstuk II genoemd werden, nadat zij van  $\nu^4$ - en bezettingscorrectie zijn voorzien, alle intensiteiten van lijnen, uitgaande van of gaande naar één niveau, gesommeerd en zijn verder deze sommen gedeeld door het statistisch gewicht van het betreffende niveau. Men vindt zoowel de sommen als de quotiënten in de tabellen aangegeven. Indien aan de sommenregel voldaan is, moeten de quotiënten in horizontale richting onderling gelijk zijn, eveneens die in verticale richting. Tevens vindt men in de tabellen de afstanden zoowel van de beginniveau's onderling als van de eindniveau's onderling, in c.m.<sup>-1</sup> aangegeven, en verder deze afstanden, gedeeld door de grootste der twee bij deze niveau's behorende  $j$ 's. Volgens de intervalregel moeten ook deze quotiënten gelijk zijn en zooals men ziet zijn de afwijkingen van deze regel niet zeer groot, terwijl volgens metingen van BABCOCK de Zeemansplitsingen geheel overeenkomen met die, welke men volgens de Landé'sche  $g$ -formule berekent<sup>20</sup>).

De intensiteiten van het multiplet  $\bar{f}^1-d^1$ , welke zonder  $\nu^4$ - en bezettingscorrectie goed aan de sommenregel voldeden, geven hierna in verticale richting een minder goede overeenstemming, waarbij het maximale verschil tusschen twee quotiënten ca. 35 % bedraagt. In horizontale richting zijn de afwijkingen niet zeer groot.

Het multiplet  $\bar{f}^1-f^2$  vertoont merkbare verschillen van de sommenregel; in horizontale en verticale richtingen bedragen de afwijkingen tusschen de grootste en de kleinste quotiënten ca. 30 % en 35 %. Aan de symmetrie ten opzichte van de hoofddiagonaal, die men volgens de sommenregel zou verwachten, is bij dit multiplet

$\bar{f}^1 - \bar{d}^1$

| $j$         | 0         | 1    | 2    | 3    | 4    | $\bar{d}^1$ |      |
|-------------|-----------|------|------|------|------|-------------|------|
| 1           | 27.6      | 35.6 | 4.53 |      |      | 67.7        | 22.6 |
| 2           |           | 53.0 | 50.4 | 5.53 |      | 109         | 21.8 |
| 3           |           |      | 85.8 | 53.0 | 2.93 | 142         | 20.3 |
| 4           |           |      |      | 125  | 38.8 | 164         | 18.2 |
| 5           |           |      |      |      | 175  | 175         | 15.9 |
| $\bar{f}^1$ | 27.6      | 88.6 | 141  | 184  | 217  | Som         |      |
|             | 27.6      | 29.5 | 28.2 | 26.3 | 24.1 | Quotient.   |      |
|             | gem. 27.1 |      |      |      |      |             |      |

Intervallen:

| $\bar{d}^1$ | 0     | 1     | 2     | 3     | 4     |
|-------------|-------|-------|-------|-------|-------|
|             |       | 71.1  | 139.7 | 199.5 | 240.2 |
|             | 71.1  | 69.9  | 66.5  | 60.1  |       |
| $\bar{f}^1$ | 1     | 2     | 3     | 4     | 5     |
|             | 169.8 | 257.7 | 351.3 | 448.5 |       |
|             | 84.5  | 85.9  | 87.8  | 89.7  |       |

$\bar{f}^1 - f^2$

| $j$         | 1         | 2    | 3    | 4    | 5    | $f^2$     |      |
|-------------|-----------|------|------|------|------|-----------|------|
| 1           | 156       | 47.6 |      |      |      | 204       | 68.0 |
| 2           | 55.1      | 224  | 62.9 |      |      | 342       | 68.4 |
| 3           |           | 93.0 | 372  | 56.7 |      | 522       | 74.6 |
| 4           |           |      | 95.8 | 640  | 31.6 | 767       | 85.2 |
| 5           |           |      |      | 63.8 | 990  | 1054      | 95.8 |
| $\bar{f}^1$ | 211       | 365  | 531  | 760  | 1022 | Som       |      |
|             | 70.3      | 73.0 | 75.9 | 84.4 | 92.9 | Quotient. |      |
|             | gem. 79.3 |      |      |      |      |           |      |

Intervallen:

| $f^2$ | 1     | 2     | 3     | 4     | 5 |
|-------|-------|-------|-------|-------|---|
|       | 144.9 | 218.5 | 289.2 | 344.1 |   |
|       | 72.4  | 72.8  | 72.3  | 68.8  |   |

 $\bar{f}^1$  Zie boven. $d^1-f^1$ 

| $j$   | 1           | 2           | 3           | 4          | 5           | $f^1$               |
|-------|-------------|-------------|-------------|------------|-------------|---------------------|
| 0     | 169 (0.97)  |             |             |            |             | 169 169             |
| 1     | 158 (0.91)  | 365 (1.04)  |             |            |             | 523 174             |
| 2     | 35.5 (1.43) | 200 (0.80)  | 604 (1.01)  |            |             | 840 168 gem.<br>167 |
| 3     |             | 13.6*(0.55) | 200 (0.76)  | 931 (1.00) |             | 1145 164            |
| 4     |             |             | 23.8*(1.91) | 112 (0.60) | 1323 (0.97) | 1459 162            |
| $d^1$ | 362         | 579         | 828         | 1043       | 1323        | Som                 |
|       | 121         | 116         | 118         | 116        | 120         | Quotiënt            |

gem. 118

\*) Van v. MILAAN overgenomen.

Intervallen:

| $f^1$ | 1     | 2     | 3     | 4     | 5 |
|-------|-------|-------|-------|-------|---|
|       | 106.7 | 164.9 | 227.9 | 292.3 |   |
|       | 53.3  | 54.6  | 55.7  | 58.5  |   |
| $d^1$ | 0     | 1     | 2     | 3     | 4 |
|       | 89.9  | 184.1 | 288.1 | 416.0 |   |
|       | 89.9  | 92.05 | 96.0  | 104.0 |   |

ook niet voldaan. Het heeft weinig zin voor deze multiplets, waarin reeds merkbare afwijkingen van de sommenregel bestaan, de verhoudingen der lijnen individueel te vergelijken met de voor hen berekende waarden volgens HÖNL<sup>3)</sup> en KRONIG<sup>4)</sup>.

Het multiplet  $d^1-f^1$ , dat de sterkste lijnen uit het spectrum bevat, voldoet goed aan de sommenregel. Wij hebben hier tevens de quotiënten opgemaakt van de gemeten intensiteiten en de intensiteiten volgens de formules van HÖNL en KRONIG, welke quotiënten

tusschen haakjes bij de lijnen zijn aangegeven. In de hoofddiagonaal is ook zeer goed aan deze regels voldaan. Daar deze lijnen voor een belangrijk gedeelte de sommen, noodig voor de sommenregel, bepalen, behoeft deze overeenstemming niet te verwonderen. Blijkbaar zijn echter de zwakkere lijnen wel gestoord.

Hoewel dus bij deze gemeten ijzermultiplets afwijkingen van de sommenregel aanwezig zijn, vinden wij geen zeer groote verschillen, in tegenstelling met enkele der verder gegeven nikkelmultiplets. In het nikkelspectrum zijn trouwens ook de afwijkingen van de intervalregel en de Landé'sche  $g$ -formule veel grooter.

Door VAN MILAAN zijn de verhoudingen der totaalintensiteiten van de multiplets  $f^1-d^2$ ,  $\bar{d}^1-d^2$  en  $p^1-d^2$  uit zijn metingen opge maakt, waarvoor hij vond 3:3:1. Op grond van correspondentie-overwegingen leek het hem waarschijnlijk, dat de intensiteiten van deze multiplets in de richting  $f^1-d^2$ ,  $\bar{d}^1-d^2$ ,  $p^1-d^2$  zouden afnemen. Indien men aan de hand der latere classificatie<sup>29)</sup> in het ijzerspectrum, waarbij de groepen  $d^2$  en  $f^1, \bar{d}^1, p^1$  bleken  $d^6s(6D) + s$  resp.  $d^6s(6D) + p$  te zijn, met behulp van de Kronigsche formules, deze verhoudingen berekent, vindt men inderdaad 7:5:3. De verhouding 3:3:1 of 7:7:2.33 wordt echter, indien men hier de later ingevoerde  $\nu^4$ -correctie<sup>30)</sup> aanbrengt, 6.2:4.9:3.3 en wijkt dus veel minder af van de berekende verhouding.

## § 11. NIKKEL.

De lijnen in het nikkelspectrum zijn voor het grootste gedeelte ondergebracht in een termschema (fig. 5 en 5a) van een bouw, zooals men die op grond van HUND's theorie kan verwachten<sup>10)</sup>. De lijnen, waarvan wij de intensiteit gemeten hebben, behooren vrijwel alle tot multiplets, gaande van de niveau's van  $z^3P^0$ ,  $z^1P^0$ ,  $z^3D^0$ ,  $z^1D^0$ ,  $z^3F^0$ ,  $z^1F^0$ ;  $z^3G^0$ ,  $z^1G^0$  en  $z^5D^0$ ,  $z^5F^0$ ,  $z^5G^0$ , naar de niveau's van  $a^3D$ ,  $a^1D$  en  $a^3F$ . De groepen  $a^3D$  en  $a^1D$  vormen de configuratie  $d^9s$ , terwijl  $a^3F$  met de hooger liggende groepen  $a^3P$ ,  $b^1D$  en  $a^1G$  tot de configuratie  $d^8s^2$  behoort en het niveau  $a^1S$  de configuratie  $d^{10}$  is<sup>10)</sup>. Van de uitgangsniveau's vormen de groepen  $z^3P^0$ ,  $z^1P^0$ ,  $z^3D^0$ ,  $z^1D^0$  en  $z^3F^0$ ,  $z^1F^0$  de configuratie  $d^9p$ , terwijl de andere behooren tot de configuratie  $d^8.s.p$ .

Aan de intervalregel is in het algemeen voor deze groepen zeer

slecht voldaan; de quotiënten bepaald door de splitsingen te deelen door de grootste betreffende  $j$  zijn voor

|          |          |                    |
|----------|----------|--------------------|
| $d^9s$   | $a^3D$   | 225, 416           |
| $d^8s^2$ | $a^3F$   | 333, 295           |
| $d^9p$   | $z^3P^0$ | 466, 692           |
|          | $z^3D^0$ | 73, 512            |
|          | $z^3F^0$ | —40, 433           |
| $d^8sp$  | $z^5D^0$ | 228, 250, 264, 269 |
|          | $z^5F^0$ | 109, 187, 110, 114 |
|          | $z^5G^0$ | 53, 98, 128, 145   |
|          | $z^3G^0$ | 11, 202.           |

De door de intervalregel verlangde gelijkheid der quotiënten is, zooals men ziet, ver te zoeken. De door BAKKER<sup>31)</sup> bepaalde waarden van  $g$  voor de Zeemansplitsingen wijken in verschillende gevallen ook vrij sterk af van de volgens LANDÉ berekende.

Wij zullen nu nagaan, in hoeverre de gemeten intensiteiten aan de sommenregel voor multiplets voldoen. Hiertoe ontbreken in verschillende gevallen de zwakste lijnen, die niet sterk genoeg waren om in de gebruikte lichtzwakke bogen gemeten te worden. Wij hebben in die gevallen gebruik gemaakt van de door BOUMA gemeten lijnen, na hen vermenigvuldigd te hebben met 0.239 om ze op de door ons gebruikte schaal te brengen, en van  $\nu^4$ - en bezettingscorrectie te hebben voorzien. Deze lijnen zijn steeds voorzien van een \*. De factor 0.239 is bepaald uit gemeenschappelijk gemeten lijnen, die vrij zijn van zelfabsorptie. Indien wij van deze gemeenschappelijk gemeten lijnen de quotiënten der intensiteiten volgens BOUMA, vermenigvuldigd met 0.239, en die volgens onze metingen rangschikken volgens de ligging van het uitgangsniveau, dan blijkt, dat eenig systematisch verloop aanwezig is; en wel zóó, dat voor lijnen uitgaande van de hoogere niveau's de metingen in de boog bij lage druk relatief zwakker, voor die vanuit de lagere niveau's relatief sterker zijn dan BOUMA's metingen in lucht van één atmosfeer druk. De temperatuur in de boog bij lage druk zou dus iets lager moeten zijn dan in de boog bij één atmosfeer druk, wat

geheel in overeenstemming is met de metingen van ORNSTEIN, BRINKMAN en BEUNES<sup>26</sup>):

| Termwaarde v/h uitgangsniveau<br>in cm.-1. | $\frac{\text{Int. BOUMA} \times 0.239}{\text{Int. vac. boog.}}$ |
|--|---|
| 31000                                      | 1.22  |
| 30600                                      | 1.00  |
| 30600                                      | 1.08  |
| 30400                                      | 1.11  |
| 30200                                      | 1.01  |
| 29700                                      | 0.98  |
| 29000                                      | 0.90  |
| 28600                                      | 0.78  |
| 28100                                      | 0.93  |
| 27400                                      | 1.08  |

Wij hebben de bezettingscorrectie voor deze aanvullende lijnen echter berekend met behulp van dezelfde temperaturen als voor de andere door ons gemeten lijnen, daar de invloed van het temperatuurverschil op de berekende sommen via de bezettingscorrectie van deze zwakke lijnen minimaal is.

In onderstaande tabellen vindt men de intensiteiten en golflengten der lijnen gerangschikt in multiplets, waarbij triplet-, singulet- en intercombinatielijnen, voorzover beschikbaar, zijn ondergebracht in een „uitgebreid multiplet”. Tevens zijn voor deze multiplets weer de sommen der intensiteiten, uitgaande van eenzelfde of gaande naar eenzelfde niveau, opgemaakt, en de quotiënten van deze sommen en de statistische gewichten der betreffende niveau's, welke quotiënten volgens de sommenregel constant moeten zijn. Bij het opmaken van deze sommen en quotiënten zijn in enkele gevallen dubbel geclassificeerde lijnen gebruikt. Waar dit gebeurd is, blijkt echter in ieder der gevallen, dat dit het resultaat niet noemenswaard beïnvloedt. Het blijkt, dat aan de sommenregel evenmin voldaan is als aan de intervalregel of aan de Landé'sche *g*-formule.

|         |   | $z^3 F_0$ |      |         |      | $z^1 F_0$ |         | $\frac{a^3 D}{a^1 D} \times \frac{z^3 F_0}{z^1 F_0}$ |          |
|---------|---|-----------|------|---------|------|-----------|---------|--|----------|
| $j$     |   | 2         | 3    | 4       | 3    |           |         |  |          |
| $a^3 D$ | 1 | 3458.47   | 365  |         |      |           |         | 365  | 122      |
|         | 2 | 3361.56   | 27.7 | 3515.06 | 433  |           | 3315.67 | 20.9   | 482 96.4 |
|         | 3 | 3286.95*  | 2.89 | 3433.57 | 145  | 3414.77   | 435     | 3243.06  | 35.5     |
| $a^1 D$ | 2 | 3674.11   | 12.5 | 3858.28 | 51.4 |           | 3619.39 | 669  | 760 152  |
|         |   | 408       |      | 629     |      | 435       |         | 752  | Som      |
|         |   | 81.6      |      | 89.9    |      | 48.3      |         | 107  | Quotient |

|         |   | $z^3 D^0$ |      |          |      | $z^1 D^0$ |          | $\frac{a^3 D}{a^1 D} \times \frac{z^3 D^0}{z^1 D^0}$ |          |          |
|---------|---|-----------|------|----------|------|-----------|----------|--|----------|----------|
| $j$     |   | 1         | 2    | 3        | 2    |           |          |  |          |          |
| $a^3 D$ | 1 | 3423.71   | 133  | 3548.19  | 17.2 |           | 3362.81* | 1.02   | 151 50.3 |          |
|         | 2 | 3328.72*  | 0.36 | 3446.26  | 268  | 3472.55   | 143      | 3271.12*   | 4.97     | 416 83.2 |
|         | 3 |           |      | 3367.89* | 1.62 | 3392.99   | 238      | 3200.43*   | 0.97     | 241 34.4 |
| $a^1 D$ | 2 | 3634.94*  | 1.21 | 3775.56  | 31.6 | 3807.14   | 44.7     | 3566.37  | 386      | 464 92.8 |
|         |   | 135       |      | 318      |      | 426       |          | 393  | Som      |          |
|         |   | 45.0      |      | 63.6     |      | 60.9      |          | 78.6   | Quotient |          |

|         |   | $z^3 P_0$ |     |          |      | $z^1 P_0$ |      | $\frac{a^3 D}{a^1 D} \times \frac{z^3 P_0}{z^1 P_0}$ |          |          |
|---------|---|-----------|-----|----------|------|-----------|------|--|----------|----------|
| $j$     |   | 0         | 1   | 2        | 1    |           |      |  |          |          |
| $a^3 D$ | 1 | 3510.34   | 112 | 3597.70  | 52.5 | 3722.48*  | 3.15 | 3197.12*   | 8.2      | 176 58.7 |
|         | 2 |           |     | 3492.97  | 335  | 3610.45   | 52.3 | 3114.13  |          |          |
|         | 3 |           |     |          |      | 3524.54   | 496  |  |          | 496 70.9 |
| $a^1 D$ | 2 |           |     | 3831.69* | 4.32 | 3973.55*  | 1.92 | 3380.58  | 371      | 377 75.4 |
|         |   | 112       |     | 392      |      | 553       |      |  | Som      |          |
|         |   | 112       |     | 131      |      | 111       |      |  | Quotient |          |



De vrij sterke lijn 3114.13 in het laatste multiplet ligt buiten het doorgemeten golflengtegebied en is door BOUMA niet met zekerheid zonder zelfabsorbtie gemeten.

|        |      | $z^3G^0$      |              |             | $a^3F - z^3G^0$ |      |
|--------|------|---------------|--------------|-------------|-----------------|------|
| $j$    |      | 3             | 4            | 5           |                 |      |
| $a^3F$ | 2    | 3380.89* 6.1  |              |             | 6.1             | 1.22 |
|        | 3    | 3282.70* 3.9  | 3371.99 60.0 |             | 63.9            | 9.13 |
|        | 4    | 3145.12* 0.14 | 3226.99* 2.7 | 3232.95 108 | 111             | 12.3 |
|        |      | 10.1          | 62.7         | 108         | Som             |      |
|        | 1.44 | 6.97          | 9.82         | Quotiënt    |                 |      |

|        |      | $z^3D^0$   |                            |          | $z^1D^0$ |  | $a^3F \begin{matrix} z^3D^0 \\ z^1D^0 \end{matrix}$ |  |
|--------|------|--|----------------------------|----------|----------|--|---|--|
| $j$    |      | 1  | 2                          | 3        | 2        |  |   |  |
| $a^3F$ | 2    | 3483.78 57.1 3612.73 26.2 3641.63* 0.11 <sup>5</sup> | 3420.74* 0.36 <sup>5</sup> | 83.8     | 16.8     |  |   |  |
|        | 3    | 3500.85 39.2 3527.99 4.50                            | 3320.26 29.4               | 73.1     | 10.4     |  |   |  |
|        | 4    | 3369.58 184  |                            | 184      | 20.4     |  |   |  |
|        |      | 57.1   | 65.4                       | 189      | 29.8     |  |   |  |
|        |      | 29.8   |                            |          |          |  |   |  |
|        | 57.1 | 95.2   | 189                        | Som      |          |  |   |  |
|        | 19.0 | 19.0   | 27.0                       | Quotiënt |          |  |   |  |

Daar aan de sommenregel voor multiplets zoo slecht is voldaan, hebben wij gepoogd de intensiteiten in een grooter verband te sommeeren. Zeer geschikt daartoe zijn de multiplets, die de overgangen geven tusschen de configuratie  $d^9p$  en de configuratie  $d^9s$ , n.l.

$$\begin{array}{ccc}
 a^3D - z^3P^0, & a^3D - z^3D^0 & \text{en} & a^3D - z^3F^0 \\
 \times & \times & & \times \\
 a^1D - z^1P^0, & a^1D - z^1D^0 & & a^1D - z^1F^0
 \end{array}$$

Voor deze multiplets hebben wij eerst de sommen opgemaakt van alle intensiteiten van lijnen, welke gaan naar één der niveau's  $a^3D_{1,2,3}$  of  $a^1D_2$ . De sommen zijn 692, 1285, 1455 en 1521 en de hierbij behorende quotiënten 231, 257, 208 en 304, of na middeling van de quotiënten van  $a^3D_2$ - en  $a^1D_2$ -termen 231, 280 en 208.

Verder kan hier gebruik gemaakt worden van een door HARRISON en JOHNSON gevonden invariantie, n.l. dat, mits geen storing door een derde configuratie aanwezig is, de totale intensiteit van alle lijnen, ontstaan door overgangen tusschen alle niveau's  $j=j_1$  van de ééne configuratie ( $d^9p$ ) en alle niveau's  $j=j_2$  van de andere configuratie ( $d^9s$ ), onafhankelijk is van de koppelingsverhoudingen<sup>32</sup>). Het bedrag van de invariante sommen kan in het geval van *LS* koppeling berekend worden volgens de door KRONIG aangegeven formules. Op pag. 58 vindt men de intensiteiten van de lijnen uit deze overgangen gerangschikt in een schema, waarbij in de verschillende kolommen alle lijnen voorkomen, gaande naar niveau's der configuratie  $d^9s$  met éénzelfde  $j$ , terwijl in de verschillende rijen alle lijnen voorkomen, gaande vanuit niveau's der configuratie  $d^9p$  met éénzelfde  $j$ . In ieder der aldus door twee  $j$ -waarden bepaalde groepen zijn de gemeten intensiteiten gesommeerd. Rechts boven in de onderverdeelingen vindt men een getal aangegeven, waaraan deze sommen volgens de formules van KRONIG evenredig moeten zijn, terwijl rechts onder in de vakjes het quotiënt van de sommen en het getal  $g$  is aangegeven. Deze quotiënten zouden, indien geen storing door een derde configuratie aanwezig was, constant moeten zijn. Daar dit niet het geval is, zullen hier dus storingen aanwezig zijn, die, hetzij uit de configuratie  $d^8sp$ , hetzij uit de configuratie  $d^8s^2$ , afkomstig zijn. Wat het laatste geval betreft waarschijnlijk dan door niveau's van de groep  $a^3F$ .

Van de invloed hierbij van de quintetgroepen der configuratie  $d^8sp$  kan men een indruk krijgen uit de intensiteiten der intercombinaties naar de niveau's  $a^3D$  en  $a^1D$ . De totale intensiteiten van de multiplets  $\left. \begin{matrix} a^3D \\ a^1D \end{matrix} \right\rangle z^5D^0$ ,  $\left. \begin{matrix} a^3D \\ a^1D \end{matrix} \right\rangle z^5G^0$  en  $\left. \begin{matrix} a^3D \\ a^1D \end{matrix} \right\rangle z^5F^0$  zijn 1.5\*, 15\* en 525. Zij nemen dus sterk toe in de volgorde  $z^5D$ ,  $z^5G$ ,  $z^5F$ , dit is dus in dezelfde richting waarin de afstand tot de niveau's der configuratie  $d^9p$  afneemt. Hetzelfde geldt voor de overgangen vanuit deze quintettermen naar de niveau's van  $a^3F$ , waar de sommen

|   | 3        |       | 2      |        | 1                 |       |
|---|----------|-------|--------|--------|-------------------|-------|
|   | $a^3D$   |       | $a^3D$ | $a^1D$ | $a^3D$            |       |
| 4 | $z^3F^0$ | 435   |        |        |                   |       |
|   |          | 435   |        |        |                   |       |
|   |          | 48.3  |        |        |                   |       |
| 3 | $z^1F^0$ | 35.5  | 7      | 20.9   | 696               | 14    |
|   | $z^3F^0$ | 145   |        | 433    | 51.4              |       |
|   | $z^3D^0$ | 238   |        | 143    | 44.7              |       |
|   |          | 418.5 |        | 597    | 792               |       |
|   |          | 59.8  |        | 1389   | 99.2              |       |
| 2 | $z^1D^0$ | 0.97* | 5      | 4.97*  | 386               | 10    |
|   | $z^3F^0$ | 2.89* |        | 27.7   | 12.5              | 365   |
|   | $z^3D^0$ | 1.62* |        | 268    | 31.6              | 17.2  |
|   | $z^3P^0$ | 496   |        | 52.3   | 1.92*             | 3.15* |
|   |          | 501   |        | 353    | 432               | 386   |
|   |          | 100.2 |        | 785    | 78.5              | 77.2  |
| 1 | $z^1P^0$ |       |        | ?)     | 371               | 6     |
|   | $z^3D^0$ |       |        | 0.36*  | 1.21*             | 133   |
|   | $z^3P^0$ |       |        | 335    | 4.32*             | 52.5  |
|   |          |       |        | 335    | 377               | 194   |
|   |          |       |        | 712    | 119 <sup>1)</sup> | 64.7  |
| 0 | $z^3P^0$ |       |        |        |                   | 1     |
|   |          |       |        |        |                   | 112   |
|   |          |       |        |        |                   | 112   |
|   |          |       |        |        |                   | 112   |

<sup>1)</sup> Deze lijn 3114.13 is niet gemeten. Zie pag. 56. Het quotiënt 119 is hierdoor te laag.

der corresponderende multiplets 0.65 \*, 9.6 en 73.2 zijn. De intensiteiten der lijnen in de multiplets vanuit  $z^5D$  en  $z^5G$  naar de niveau's  $a^3F$ ,  $a^3D$  en  $a^1D$  zijn dus practisch te verwaarloozen, zooals men dat op grond van hun intercombinatiekarakter ook zou verwachten, en de grootere intensiteiten der lijnen vanuit de dichter bij de tripletgroepen  $z^3P^0$ ,  $z^3D^0$  en  $z^3F^0$  liggende quintetgroep  $z^5F^0$  zijn dus waarschijnlijk voor een belangrijk gedeelte ontstaan ten koste van de intensiteiten der lijnen uit deze tripletgroepen.

De intensiteiten der lijnen van de multiplets  $\left. \begin{matrix} a^3D \\ a^1D \end{matrix} \right\rangle z^5F^0$  en  $a^3F-z^5F^0$  zijn:

|        |   | $z^5F^0$ |       |          |       |         | $\left. \begin{matrix} a^3D \\ a^1D \end{matrix} \right\rangle z^5F^0$ |         |
|--------|---|----------|-------|----------|-------|---------|--|---------|
| $j$    |   | 1        | 2     | 3        | 4     | 5       |  |         |
| $a^3D$ | 1 | 3485.89  | 4.87  | 3513.95  | 8.21  |         |  |         |
|        | 2 | 3387.47* | 0.103 | 3413.94  |       | 3452.89 | 113  |         |
|        | 3 |          |       | 3337.02* | 0.123 | 3374.23 | 16.8   | 3461.66 |
| $a^1D$ | 2 |          |       | 3736.81* | 9.7   | 3783.52 | 41.4   |         |

In dit multiplet ontbreekt de intensiteit van de lijn 3413.94, doordat deze gestoord is door een veel sterkere lijn.

|        |   | $z^5F^0$ |      |          |      |          | $a^3F-z^5F^0$ |         |      |          |
|--------|---|----------|------|----------|------|----------|---------------|---------|------|----------|
| $j$    |   | 1        | 2    | 3        | 4    | 5        |               |         |      |          |
| $a^3F$ | 2 | 3548.19  | 19.3 | 3577.23* | 0.16 |          |               |         |      |          |
|        | 3 |          |      | 3467.51  | 8.19 | 3507.70* | 2.24          | 3602.28 | 6.15 |          |
|        | 4 |          |      |          |      |          |               | 3437.28 | 55.2 | 3502.60* |

Indien wij nu de intensiteiten der lijnen van het multiplet  $\left. \begin{matrix} a^3D \\ a^1D \end{matrix} \right\rangle z^5F^0$  op de geschikte plaats in het schema van pag. 58 optellen, veranderen daardoor alleen de quotiënten 3 horizontaal—2 verticaal en 4 horizontaal—3 verticaal belangrijk, zij worden van

99.2 resp. 48.3 nu 110 resp. 85.1. Door de correctie met behulp van deze intercombinatie vervalt dus de grootste uitbijter 48.3. In het betreffende vak komt slechts één lijn voor, n.l.  $a^3D_3-z^3F^0_4$ , waardoor het nu ook mogelijk is in één multiplet, n.l.  $a^3D-z^3F^0$ , te corrigeren voor deze waarde. De quotiënten, zooals wij die opmaakten voor de sommenregel, worden na deze correctie voor dit multiplet:

|             |      |      |      |     |
|-------------|------|------|------|-----|
| verticaal   | 122  | 96.4 | 136  | 152 |
| horizontaal | 81.6 | 89.9 | 85.1 | 107 |

en wanneer men bovendien de waarden voor de overeenkomstige singulet- en triplet-niveau's middelt, vindt men:

|             |      |      |       |
|-------------|------|------|-------|
| verticaal   | 122  | 124  | 136   |
| horizontaal | 81.6 | 98.4 | 85.1. |

Aan de sommenregel is nu voor dit multiplet dus ook aanmerkelijk beter voldaan.

Niettegenstaande de verbetering door correctie met behulp van de intensiteiten der intercombinatielijnen van  $a^3D-z^5F^0$  in het schema op pag. 58, blijft een vrij groote spreiding bestaan. De uitbijters 59.8 en 64.7 komen juist voor in vakjes, waar lijnen van het multiplet  $a^3D-z^3D^0$  domineeren. Dit multiplet wijkt veel sterker van de sommenregel af dan de multiplets  $a^3D-z^3P^0$  en  $a^3D-z^3F^0$ , vooral wanneer dit laatste multiplet op de boven aangegeven wijze gecorrigeerd is.

Voor een verdere correctie van het schema op pag. 58 komen ook lijnen van de hooger gelegen niveau's van de configuratie  $d^8 s p$  in aanmerking, welke zeer waarschijnlijk, evenals de quintetgroep, storingen in het schema veroorzaken. In de nabijheid van deze niveau's wordt echter het termschema al zeer gecompliceerd, waardoor de intensiteiten van de door ons gemeten lijnen uit deze groep geen verbetering in het schema zullen geven.

Om een indruk te verkrijgen van mogelijke storingen door lijnen gaande naar de groep  $a^3F$ , speciaal in verband met het het minst met de sommenregels overeenstemmende multiplet  $a^3D-z^3D^0$ , hebben wij de intensiteiten van alle lijnen, uitgaande van één  $z^3D^0$ -niveau zoowel naar de  $a^3D$ - als de  $a^3F$ -niveau's, gesommeerd; deze sommen, gedeeld door de statistische gewichten, verhouden zich als

29.5 : 32.7 : 37.8. Voor de sommen naar de  $a^3D$ - en  $a^3F$ -niveau's afzonderlijk, vindt men waarden, evenredig aan 28.5 : 36.7 : 34.8, resp. 32.2, 22.0 en 45.6. De overeenstemming tusschen de eerste groep waarden is blijkbaar niet veel beter dan tusschen de waarden der afzonderlijke groepen.

Uit de gegevens, die de intensiteitsmetingen in het nikkelspectrum verstrekken, krijgt men de indruk, dat tengevolge van de gecompliceerde bouw van het spectrum het niet gemakkelijk zal vallen, afgesloten groepen van lijnen te vinden, waarin met zekerheid regelmatigigheden in het verloop der intensiteiten zijn af te leiden.

---

## SUMMARY.

The intensities of lines belonging to the strongest multiplets in the arc spectra of iron and nickel are measured. In order to reduce self-absorption low pressure arcs are used. The concentration of iron and nickel in the electrodes, the gas pressure and the current intensity are varied in order to determine the rate of self-absorption and the ratio of intensities free from this disturbance. The self-absorption in these arcs can be described qualitatively in a similar way as for homogeneous light-sources. Measurements in a flame with strong self-absorption show that the intensities are proportional to the square root of the intensities as they would be without self-absorption.

After being corrected for differences in wave length and excitation, the measured intensities are used to see whether there are deviations from the sum rule for multiplets. In the spectrum of iron the measured intensities give results which do not deviate very far from the sum rule. In this spectrum the interval rule and the Landé  $g$ -formula are also confirmed, whereas in the spectrum of nickel considerable deviations from these rules are found. In accordance with this fact the intensity measurements in the arc spectrum of nickel give results which deviate very far from the sum rule for multiplets. Neither was HARRISON and JOHNSON's  $j$ -group sum rule, tested in the case of the transition  $d^9p \rightarrow d^9s$  (*Ni*), confirmed.

---

## LITERATUUROVERZICHT.

1. J. B. VAN MILAAN, diss. Utrecht 1926.
  2. R. FRERICHS, *Ann. der Physik* **81**, 807, 1926.
  3. H. HÖNL, *Ann. der Physik* **79**, 273, 1926.
  4. R. DE L. KRONIG, *Zs. für Physik* **31**, 885, 1925.  
       ————— *Zs. für Physik* **33**, 261, 1925.
  5. H. C. BURGER en H. B. DORGELO, *Zs. für Physik* **23**, 258, 1924.
  6. T. BOUMA, diss. Utrecht 1930.
  7. L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, *Physica* **1**, 797, 1934.
  8. L. S. ORNSTEIN, A survey of his work from 1908 to 1933.
  9. M. CATALAN en K. BECHERT, *Zs. für Physik* **32**, 336, 1925.
  10. H. N. RUSSELL, *Phys. Rev.* **34**, 84, 1929.
  11. W. DEKKERS en A. KRUIHOF, *Zs. für Physik* **66**, 491, 1930.
  12. L. S. ORNSTEIN en D. VERMEULEN, *Zs. für Physik* **70**, 564, 1931.
  13. F. J. CHAMALAUN, diss. Utrecht 1934.
  14. E. F. M. VAN DER HELD, diss. Utrecht 1932.
  15. E. F. M. VAN DER HELD, *Zs. für Physik* **70**, 508, 1931.
  16. F. REICHE, *Verh. D. Phys. Ges.*, **15**, 2, 1913.
  17. C. FABRY, *Journ. de Phys.* **9**, 933, 1910.
  18. L. S. ORNSTEIN, W. J. H. MOLL en H. C. BURGER, *Objektive Spektralphotometrie*, Sammlung Vieweg, 1932.
  19. J. REKVELD, diss. Utrecht 1931.
  20. O. LAPORTE, *Zs. für Physik* **23**, 135, 1924.  
       ————— *Zs. für Physik* **26**, 1, 1924.
  21. H. G. GALE en W. S. ADAMS, *Astrophys. Journ.* **35**, 10, 1912.
  22. P. H. VAN CITTERT, *Zs. für Physik* **65**, 547, 1930.  
       ————— *Zs. für Physik* **69**, 298, 1931.
  23. E. BACK en A. LANDÉ, *Zeemaneffekt und Multipletstruktur*.
  24. W. JEVONS, *Report on bandspectra of diatomic molecules*.
  25. L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, *Proceedings A'dam* **34**, 33, 1934.
  26. L. S. ORNSTEIN, H. BRINKMAN en A. BEUNES, *Zs. für Physik* **77**, 72, 1932.
  27. J. WOUDA, *Zs. für Physik* **79**, 511, 1932.
  28. H. KOHN, *Phys. Zeitschr.* **29**, 49, 1928.
  29. O. LAPORTE, *Proceedings Nat. Acad. of Science U.S.A.* **12**, 496, 1926.
  30. L. S. ORNSTEIN, M. B. COELINGH en J. G. EYMERS, *Zs. für Physik* **44**,  
       653, 1927.
  31. C. J. BAKKER, *Proceedings A'dam* **35**, 1, 1932.
  32. G. R. HARRISON en M. H. JOHNSON, *Physical Review* **38**, 757, 1931.
-





## STELLINGEN

### I.

Het door C. C. MINTER aangegeven verloop van de verbrandings-snelheid gedurende de verbranding in een afgesloten ruimte, is onjuist.

Journal Soc. Automotive Eng. 36, 89, 1935.

### II.

Bij totaalstralingspyrometers is in het algemeen de aanwijzing afhankelijk van de temperatuur van de pyrometer. Het is niet mogelijk, dit bezwaar op te heffen door het gebruiken van een bispiraal, welke een nulpuntsverschuiving geeft, die afhankelijk is van de temperatuur van het instrument. Evenmin kan dit, in het geval dat het stralingsgevoelige deel een thermo-element is, bereikt worden door de spanningsmeter in een ruimte van als constant te beschouwen temperatuur te plaatsen en met het thermo-element te verbinden door draden, zoodanig, dat een van de temperatuur van het instrument afhankelijke thermospanning ontstaat.

### III.

Het bezwaar, aangevoerd door LEWIS tegen de bepaling van de temperatuur van een vlam, waarin thallium voorkomt, met behulp van de lijn 5350 van dit element, is niet gegrond.

Journal Soc. Automotive Eng. 36, 135, 1935.

### IV.

De apparaten, waarmede de uitlaatgassen van een benzinemotor onderzocht worden wat betreft hun warmtegeleidingsvermogen, geven geen ondubbelzinnige aanwijzingen omtrent de brandstof-lucht verhoudingen in het voor de verbranding gebruikte mengsel.



## V.

Van de bewijsvoeringen van JEANS in verband met de oplossingen van de differentiaalvergelijking van LEGENDRE is een gedeelte onvolledig, terwijl een ander gedeelte bekort kan worden.

J. H. JEANS, *Math. Theory of Electricity and Magnetism*, 1925, pag. 233—236.

## VI.

De beschouwingen van BRUNT naar aanleiding van het criterium van CHAUVENET inzake het verwerpen van sterk afwijkende waarnemingsresultaten, zijn aanvechtbaar.

D. BRUNT, *The Combination of Observations*, 1917, pag. 130, 131.

## VII.

Voor het bepalen van de kwaliteit van straatklinkers is de wateropname een minder geschikte norm.

## VIII.

De fout, welke bij wegingen gemaakt wordt door het verwaarloozen van de opwaartsche druk, wordt, wat betreft haar verhouding tot de bereikbare precisie, vaak onderschat.

---



OVERZICHT VAN DE RESULTATEN DER NIKKELMETINGEN.

| Golf-<br>lengte | Overgang            | Term-<br>waarde<br>uitg. niv. | 1<br>(25) | 2<br>(10) | 3a<br>(30) | 3b<br>(60) | 3c<br>(60) | 4a<br>(450) | 4b<br>(450) | 5     | 6    | 7                  |
|-----------------|---------------------|-------------------------------|-----------|-----------|------------|------------|------------|-------------|-------------|-------|------|--------------------|
| 3858.28         | $a^1D_2 - z^3F_3^0$ | 29320                         |           |           |            |            |            | 27±6        |             | 27±6  | 23.2 | 51.4 <sup>1)</sup> |
| 3807.14         | $a^1D_2 - z^3D_3^0$ | 29668                         |           |           |            |            |            | 23.0        |             | 23.0  | 21.3 | 44.7               |
| 3783.52         | $a^1D_2 - z^5F_3^0$ | 29832                         |           |           |            |            |            | 21.0        |             | 21.0  | 20.2 | 41.4               |
| 3775.56         | $a^1D_2 - z^3D_2^0$ | 29888                         |           |           |            |            |            | 16.1        |             | 16.1  | 15.6 | 31.6               |
| 3674.11         | $a^1D_2 - z^3F_2^0$ | 30619                         |           |           |            |            |            | 6.0         |             | 6.0   | 6.90 | 12.5               |
|                 | $a^3D_3 - z^5D_2^0$ | 27414                         |           |           |            |            |            |             |             |       | 3.36 | 6.10               |
| 3619.39         | $a^1D_2 - z^1F_3^0$ | 31031                         |           |           | 69.3       | 215        | 231        | 319         | 324         | 322   | 406  | 696                |
| 3612.73         | $a^3F_2 - z^3D_2^0$ | 29888                         | 20.5      | 15.3      | 16.05      | 16.3       | 16.0       | 15.2        |             | 15.9  | 15.4 | 26.2               |
| 3610.45         | $a^3D_2 - z^3P_2^0$ | 28569                         | 44.2      | 35.8      | 38.6       | 41.0       | 44.4       | 43.4        | 42.4        | 42.8  | 30.8 | 52.3               |
| 3609.31         | $a^3D_2 - z^5G_3^0$ | 28578                         |           | 5.96      | 5.65       |            |            |             |             | 5.80  | 4.17 | 7.06               |
|                 | $z^3D_2^0 - e^5P_2$ |                               |           |           |            |            |            |             |             |       |      |                    |
| 3602.28         | $a^3F_3 - z^5F_4^0$ | 29084                         |           | 4.63      | 3.76       |            |            |             |             | 4.50  | 3.66 | 6.15               |
| 3597.70         | $a^3D_1 - z^3P_1^0$ | 29500                         | 38.2      | 34.2      | 35.7       | 36.8       | 34.2       | 34.6        |             | 35.2  | 31.4 | 52.5               |
| 3587.93         | $a^3D_3 - z^5G_4^0$ | 28068                         |           |           | 3.08       |            |            |             |             | 3.08  | 1.99 | 3.28               |
| 3571.87         | $a^3F_3 - z^3F_3^0$ | 29320                         | 41.0      | 35.4      | 35.6       | 39.3       | 38.5       | 40.5        | 40.7        | 39.8  | 34.2 | 55.7               |
| 3566.37         | $a^1D_2 - z^1D_2^0$ | 31441                         |           |           | 68.4       | 158        | 194        | 174         | 172.5       | 173   | 238  | 386                |
| 3548.19         | $a^3F_2 - z^5F_1^0$ | 30391                         | 18.0      | 11.4      | 11.9       |            |            | 10.55       |             | 11.2  | 12.2 | 19.3               |
|                 | $a^3D_1 - z^3D_2^0$ | 29888                         |           |           |            |            |            |             |             |       | 10.9 | 17.2               |
| 3527.99         | $a^3F_3 - z^3D_3^0$ | 29668                         |           | 3.25      | 3.08       |            |            |             |             | 3.16  | 2.90 | 4.50               |
| 3524.54         | $a^3D_3 - z^3P_2^0$ | 28569                         | 49.3      | 79.2      | 49.7       | 133.5      | 231        | 447         | 447         | 447   | 322  | 496                |
| 3519.78         | $a^3F_2 - z^3F_2^0$ | 30619                         | 17.2      | 15.75     | 16.15      | 16.4       | 16.5       | 17.8        |             | 16.7  | 19.2 | 29.5               |
| 3515.06         | $a^3D_2 - z^3F_3^0$ | 29320                         | 55.5      | 91.0      | 47.9       | 141        | 224        | 344         | 323         | 330   | 284  | 433                |
| 3513.95         | $a^3D_1 - z^5F_2^0$ | 30163                         |           |           | 5.23       |            |            |             |             | 5.23  | 5.39 | 8.21               |
| 3510.34         | $a^3D_1 - z^3P_0^0$ | 30192                         | 45.8      | 55.4      | 47.1       | 76.5       | 70.8       |             |             | 70.8  | 73.8 | 112                |
| 3500.85         | $a^3F_3 - z^3D_2^0$ | 29888                         | 29.3      | 24.6      | 27.3       | 27.2       | 25.3       | 27.8        |             | 26.9  | 26.0 | 39.2               |
| 3492.97         | $a^3D_2 - z^3P_1^0$ | 29500                         | 52.5      | 82.3      | 45.0       | 128        | 235        | 246.5       | 256         | 253   | 225  | 335                |
| 3485.89         | $a^3D_1 - z^5F_1^0$ | 30391                         |           | 3.02      | 3.04       |            |            |             |             | 3.03  | 3.30 | 4.87               |
| 3483.78         | $a^3F_2 - z^3D_1^0$ | 30912                         | 27.0      | 26.0      | 30.4       | 34.5       | 31.2       | 30.1        |             | 31.5  | 38.8 | 57.1               |
| 3472.55         | $a^3D_2 - z^3D_3^0$ | 29668                         | 48.0      | 51.2      | 45.9       | 78.3       | 88.8       | 105.5       | 111         | 107   | 98.3 | 143                |
| 3469.48         | $a^3F_2 - z^1F_3^0$ | 31031                         |           | 5.61      | 5.64       |            |            | 5.95        |             | 5.74  | 7.23 | 10.5               |
| 3467.51         | $a^3F_3 - z^5F_2^0$ | 30163                         |           | 5.25      | 5.0        |            |            | 6.1         |             | 5.45  | 5.66 | 8.19               |
| 3461.66         | $a^3D_3 - z^5F_4^0$ | 29084                         | 43.0      | 61.4      | 47.8       | 133        | 228        | 287         | 281         | 283   | 230  | 331                |
| 3458.47         | $a^3D_1 - z^3F_2^0$ | 30619                         | 44.9      |           | 47.4       | 149        | 188        | 227         | 220         | 222   | 255  | 365                |
| 3452.89         | $a^3D_2 - z^5F_3^0$ | 29832                         | 43.8      | 42.3      | 41.9       | 76.0       | 83.7       | 86.7        | 73.1        | 83.0  | 79.6 | 113                |
| 3446.26         | $a^3D_2 - z^3D_2^0$ | 29888                         | 49.8      | 60.5      | 47.5       | 124        | 156        | 192         | 198         | 196   | 190  | 268                |
| 3437.28         | $a^3F_4 - z^5F_4^0$ | 29084                         | 34.7      | 28.2      | 31.7       | 47.0       | 51.7       | 48.9        | 47.1        | 48.7  | 39.6 | 55.2               |
| 3433.57         | $a^3D_3 - z^3F_3^0$ | 29320                         | 42.0      | 42.7      | 40.9       | 86.5       | 96.7       | 122.5       | 121         | 122   | 104  | 145                |
|                 | $z^5F_5^0 - e^3H_5$ |                               |           |           |            |            |            |             |             |       |      |                    |
| 3423.71         | $a^3D_1 - z^3D_1^0$ | 30912                         | 44.0      | 39.2      | 43.6       | 78.3       | 70.2       | 78.6        | 79.5        | 78.8  | 97.0 | 133                |
| 3414.77         | $a^3D_3 - z^3F_4^0$ | 29480                         | 44.0      | 62.7      | 39.8       | 121        | 241        | 354         | 370         | 362   | 320  | 435                |
| 3392.99         | $a^3D_3 - z^3D_3^0$ | 29668                         |           |           |            |            |            | 195.5       |             | 195.5 | 180  | 238                |
| 3391.05         | $a^3F_4 - z^3F_4^0$ | 29480                         |           |           |            |            |            | 54.2        |             | 54.2  | 47.9 | 63.5               |
| 3380.58         | $a^1D_2 - z^1P_1^0$ | 32982                         |           |           |            |            |            | 146.5       |             | 146.5 | 284  | 371                |
| 3374.23         | $a^3D_3 - z^5F_3^0$ | 29832                         |           |           |            |            |            | 13.5        |             | 13.5  | 13.0 | 16.8               |
| 3372.00         | $a^3F_3 - z^3G_4^0$ | 30979                         |           |           |            |            |            | 37.2        |             | 37.2  | 46.4 | 60.0               |
| 3369.58         | $a^3F_4 - z^3D_3^0$ | 29668                         |           |           |            |            |            | 156         |             | 156   | 143  | 184                |
| 3366.17         | $a^3F_3 - z^1F_3^0$ | 31031                         |           |           |            |            |            | 19.4        |             | 19.4  | 24.4 | 31.4               |
| 3365.77         | $a^1D_2 - y^3F_3^0$ | 33112                         |           |           |            |            |            | 15.8        |             | 15.8  | 31.6 | 40.6               |
| 3361.56         | $a^3D_2 - z^3F_2^0$ | 30619                         |           |           |            |            |            | 18.8        |             | 18.8  | 21.6 | 27.7               |
| 3322.32         | $a^1D_2 - y^3D_3^0$ | 33500                         |           |           |            |            |            | 13.4        |             | 13.4  | 29.1 | 35.5               |
| 3320.26         | $a^3F_3 - z^1D_2^0$ | 31441                         |           |           |            |            |            | 17.5        |             | 17.5  | 24.2 | 29.4               |
| 3315.67         | $a^3D_2 - z^1F_3^0$ | 31031                         |           |           |            |            |            | 13.75       |             | 13.75 | 17.3 | 20.9               |
| 3243.06         | $a^3D_3 - z^1F_3^0$ | 31031                         |           |           |            |            |            | 25.4        |             | 25.4  | 32.0 | 35.5               |
| 3232.95         | $a^3F_4 - z^3G_3^0$ | 30922                         |           |           |            |            |            | 80.0        |             | 80.0  | 98.5 | 108                |

Kolom 1 Intensiteiten gemeten in een ijzernikkelboog.  
 Kolom 2 " " " " zilvernikkelboog.  
 Kolom 3a " " " " nieuwzilverboog.  
 Kolom 3b " " " " nieuwzilverboog.  
 Kolom 3c " " " " nieuwzilverboog.  
 Kolom 4a " " " " koolnikkelboog (2:1)  
 Kolom 4b " " " " koolnikkelboog (15:1)  
 Kolom 5 Gemiddelde der zelfabsorptievrije intensiteiten uit de kolommen 2, 3a, 3b, 3c, 4a en 4b.  
 Kolom 6 Intensiteiten uit kolom 5 gecorrigeerd voor een temperatuur van 6400°K.  
 Kolom 7 Intensiteiten uit kolom 6 voorzien van  $\lambda^4$ -correctie.

Druk 18 m.m.  
 Druk 20 m.m.  
 Druk 77 m.m.  
 Druk 40 m.m.  
 Druk 19 m.m.  
 Druk 32 m.m.  
 Druk 32 m.m.

Stroomsterkte 2.4 Amp.  
 Stroomsterkte 2.3 Amp.  
 Stroomsterkte 2.2 Amp.  
 Stroomsterkte 2.2 Amp.  
 Stroomsterkte 2.2 Amp.  
 Stroomsterkte 2.4 Amp.  
 Stroomsterkte 2.0 Amp.

1) Gestoord door band.

[The main body of the page contains extremely faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the paper. The text is arranged in several columns and is too light to transcribe accurately.]











A