



Intensiteitsverhoudingen van magnetisch gesplitste spectraallijnen

<https://hdl.handle.net/1874/290079>

Ch. qu. 192, 1928.

INTENSITEITSVERHOUDINGEN VAN
MAGNETISCH GESPLITSTE
SPECTRAALLIJNEN

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

W. C. VAN GEEL.

INTENSITEITSVERHOUDINGEN VAN MAGNETISCH GESPLITSTE SPECTRAALLIJNEN

INTENSITEITSVERHOUDINGEN VAN MAGNETISCH GESPLITSTE SPECTRAALLIJNEN.

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK UTRECHT



3969 3803

Diss. Utrecht 1928

INTENSITEITSVERHOUDINGEN VAN MAGNETISCH GESPLITSTE SPECTRAALLIJNEN

PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN
DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE AAN
DE RIJKS-UNIVERSITEIT TE UTRECHT, OP GE-
ZAG VAN DEN RECTOR-MAGNIFICUS Dr. B. J.
H. OVINK, HOOGLEERAAR IN DE FACULTEIT
DER LETTEREN EN WIJSBEGEERTE, VOLGENS
BESLUIT VAN DEN SENAAT DER UNIVERSITEIT
TEGEN DE BEDENKINGEN VAN DE FACULTEIT
DER WIS- EN NATUURKUNDE TE VERDEDIGEN
OP MAANDAG 9 JULI 1928 DES NAMIDDAGS
4 UUR, DOOR WILLEM CHRISTIAAN VAN GEEL,
GEBOREN TE HAARLEMMERMEER.

— Drukkerij G. J. WILLEMSE, Dompein 11, Utrecht. —

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

... en de ...

... en de ...

... en de ...

... en de ...

... en de ...

... en de ...

... en de ...

AAN MIJN VROUW.

Het is mij een aangename taak, mijn oprechten dank te betuigen aan de Hoogleeraren van de faculteit der Wis- en Natuurkunde, zoowel te Utrecht als te Leiden, voor het onderwijs dat ik van hen mocht ontvangen.

In 't bijzonder, dank ik U Hooggeleerde Ornstein voor alles wat gij in de afgelopen jaren voor mij zijt geweest. Het verrichten van wetenschappelijk werk onder uw leiding was voor mij steeds een genoegen en de waardeering die gij voor mijn werk toondet was mij dikwijls tot steun.

Dat ik als Uw assistent veel met U in persoonlijk contact kwam, acht ik voor mij een groot voorrecht.

Ook voor Uwe, steeds bereidwillig verleende hulp, bij het bewerken van dit proefschrift, dank ik U hartelijk.

Dat ik aanvankelijk onder Uw leiding mocht werken, Zeergeleerde Burger, is voor mij van groot belang geweest.

Ik dank U voor de belangstelling, die gij steeds voor mijn werk hebt gehad en voor de vele raadgevingen die gij mij zoo vaak hebt gegeven.

Hooggeleerde Kramers, ik dank U, dat gij bereid waart verschillende quantummechanische berekeningen voor mij uit te voeren.

In vele optische problemen, Zeergeleerde van Cittert, zijt gij mij een raadsman geweest. Hiervoor ben ik U veel dank verschuldigd.

Ook U, waarde Willemse, dank ik voor de vele technische hulp die ik van U mocht ontvangen en die mijn werk zeer ten goede is gekomen.

INHOUD.

	pag.
Hoofdstuk I. Inleiding	11.
1. Oudere theorieën en metingen over de intensiteiten van magnetisch gesplitste spectraallijnen	
2. Nieuwere theorieën en metingen . . .	
Hoofdstuk II. Hulpmiddelen bij het meten van de in- tensiteiten van magnetisch gesplitste spectraallijnen	21.
1. De spectraalapparaten	
2. De lichtbronnen en de magneet . . .	
Hoofdstuk III. De meetmethode	30.
1. De opstelling der instrumenten . . .	
2. De zwartingsmerken en de fotografi- sche hulpmiddelen	
3. Het fotometreeren en het verwerken der resultaten	
Hoofdstuk IV. Theorieën omtrent de intensiteiten van magnetisch gesplitste spectraallijnen . .	40.
1. De intensiteitsregels van Ornstein en Burger bij een doublet en tripletsysteem	
2. De regels van Hönl, Kronig en Goud- smit, die de intensiteitsverhouding der komponenten van multipletlijnen bepa- len	
3. Overzicht van de quantummechani- sche behandeling van het Zeemaneffect	

Hoofdstuk V.	Resultaten van de metingen	pag. 56.
	1. Het tripletsysteem van Zn, Cd, Mg en Ca (sp)	
	2. De multiplets van Mn (oktetsysteem) van Cr (quintetsysteem) en van Cr (septetsysteem)	
	3. De lijnvorm der Zeemankomponenten	
	4. Een interkombinatie-lijn van Hg (pD)	
	5. Het partiële Paschen-Back-effect van het Mg-triplet ($p_i d$)	
	6. De intensiteiten der verboden lijnen van het Zn-multiplet (pd) in afhankelijkheid van het magneetveld en het optredende Paschen-Back-effect	

HOOFDSTUK I.

INLEIDING.

1. *Oudere theorieën en metingen van de intensiteiten van magnetisch gesplitste spectraallijnen.*

Wij willen als inleiding de oudere theoriën en metingen omtrent de intensiteiten in het Zeeman-effect bespreken.

§ 1. *De electronentheorie van het normale Zeeman-effect.*

Het eenvoudigste geval van een, door een magneetveld gesplitste spectraallijn, is wel het splitsingsbeeld dat een singulet-lijn ons te zien geeft. In het transversale-effect vertoont deze splitsing een drietal spectraallijnen, waarvan de middelste de golflengte van de spectraallijn buiten het veld bezit. Deze komponent is gepolariseerd in een richting evenwijdig aan de magnetische krachtlijnen. De beide andere komponenten zijn resp. naar de kant van grootere en kleinere golflengte verschoven. Hun frequentieverschil met de oorspronkelijke ongesplitste lijn bedraagt $\Delta \nu = \pm 4.7 10^5 cH$, waarin c de lichtsnelheid (in cM.) en H de sterkte van het magneetveld (in Gauss) is.

De electronentheorie van Lorentz verklaart nu een splitsing als de boven beschrevene. Ook over de intensiteitsverhoudingen der drie komponenten geeft deze theorie een voorspelling.

Volgens de electronentheorie van Lorentz worden tengevolge van de bewegingen der electronen, electromagnetische golven in de omgevende aether uitgezonden. Om deze golven te leeren kennen moeten wij eerst de electronenbeweging in het atoom, in en buiten magneetveld, bezien. We kunnen de beweging van een electron (buiten magneetveld) beschrijven in een coördinatensysteem x, y, z , als functie van den tijd.

De 3 projecties op de assen $x(t)$, $y(t)$, $z(t)$ worden, daar de beweging periodiek is, voorgesteld door

$$\begin{aligned}x(t) &= a \cos(2\pi\nu t - \alpha) \\y(t) &= b \cos(2\pi\nu t - \beta) \\z(t) &= c \cos(2\pi\nu t - \gamma)\end{aligned}$$

Brengt men nu een magneetveld aan evenwijdig aan de z -as, dan zal dit magneetveld op de elektrische lading e , van het electron een kracht uitoefenen, die evenredig is met eH . Het magneetveld doet het trillende systeem roteeren om een as evenwijdig aan de magnetische krachtlijnen. (Volgens de regel van Larmor).

De projecties $x'(t)$, $y'(t)$, $z'(t)$ van het roteerend systeem op onze coördinaten hebben, bij een draaiingsrichting van $x \rightarrow y$, de waarden

$$\begin{aligned}x'(t) &= x(t) \cos 2\pi t \omega - y(t) \sin 2\pi t \omega \\y'(t) &= y(t) \sin 2\pi t \omega + x(t) \cos 2\pi t \omega \\z'(t) &= z(t)\end{aligned}$$

Hierin is ω de Larmor-frequentie n.l. $\omega = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{H}{c}$ (H = veldsterkte in absolute eenheden (Gauss), e de lading van het electron¹⁾, m de massa van het electron en c de lichtsnelheid). Substitueeren we hierin de boven aangegeven waarden van $x(t)$ dan vinden we

$$\begin{aligned}x'(t) &= \frac{1}{2} \sqrt{a^2 + b^2} \cos [2\pi t (\nu + \omega) - \delta] \\&\quad - \frac{1}{2} \sqrt{a^2 + b^2} \sin [2\pi t (\nu - \omega) - \delta'] \\y'(t) &= \frac{1}{2} \sqrt{a^2 + b^2} \sin [2\pi t (\nu + \omega) - \delta] \\&\quad + \frac{1}{2} \sqrt{a^2 + b^2} \cos [2\pi t (\nu - \omega) - \delta'] \\z'(t) &= c_k \sin (2\pi t \nu - \gamma)\end{aligned}$$

Hier zien we dus weer de projecties als harmonische func-

¹⁾ Vult men voor e de electrostatisch gemeten sec^{-1} , electronenlading in, dan vindt men de frequentie uitgedrukt in sec^{-1} , neemt men de electromagnetisch gemeten electronenlading dan vindt men de frequentie in cm^{-1} , dus als „golftallen”.

ties geschreven, maar nu met gewijzigde trillingsgetallen n.l. $\nu \pm \omega$.

Beziet men de beweging in een richting loodrecht op het veld (de x richting), zoo neemt men alleen de $y' (t)$ en $z' (t)$ beweging waar. We zien dat de $y' (t)$ trilling de amplitudo $\frac{1}{2} \sqrt{a^2 + b^2}$ heeft, zoowel voor het trillingsgetal $\nu + \omega$ als voor $\nu - \omega$. De beide $y' (t)$ componenten zijn dus gelijk, want de intensiteit is evenredig met het kwadraat van de amplitudo en daar we in de x -richting zien, trillen de y -componenten $\perp$ op het veld, terwijl de z -component evenwijdig aan het veld trilt.

Daar nu alle mogelijke oriënteringen van het atoom t.o.v. ons coördinatenstelsel voorkomen, mogen we de gemiddelde amplituden a , b , en c als gelijk aannemen. Daaruit volgt voor het transversaleffect, voor de loodrecht op het veld gepolariseerde componenten, de intensiteit

$$I_{\sigma} = \frac{1}{4} (a^2 + b^2) = \frac{1}{2} c^2$$

en voor de evenwijdig aan het veld gepolariseerde component

$$I_{\pi} = c^2.$$

Het intensiteitsbeeld geeft dus de verhouding $1 : 2 : 1$ te zien. Zien we in een richting evenwijdig aan de krachtlijnen, zoo volgt uit het bovenstaande, dat we 2 componenten waarnemen met de amplituden $\frac{1}{2} \sqrt{a^2 + b^2}$ terwijl een eenvoudige uitbreiding van het bovenstaande doet zien, dat deze componenten circulair gepolariseerd zijn.

Metingen van de intensiteiten van het normale Lorentz-triplet.

De gelijkheid der intensiteiten der beide σ componenten was reeds lang bekend. Quantitatieve metingen betreffende de $2 : 1$ verhouding van π en σ componenten waren vóór 1922 niet verricht.

Afwijking van de symmetrieregels (gelijkheid der σ kom-

ponenten) meent Wali Mohammed ¹⁾ gevonden te hebben in zwakke velden. Afwijkingen van de 2 : 1 verhouding der π en σ componenten meenen vele onderzoekers gevonden te hebben. Meestentijds is deze afwijking een gevolg van de verandering door de roosterreflexie aan de verhouding van loodrecht en evenwijdig gepolariseerd licht gegeven.

De koppelingstheorie van Voigt.

Intensiteiten van de componenten van een D doublet.

Denken we ons het, aan een atoom gebonden, electron in een magneetveld gebracht en nemen we daarbij de veldrichting evenwijdig aan de z -as, dan kunnen we, volgens de theorie van Lorentz, de bewegingsvgl. als volgt opschrijven:

$$\left. \begin{aligned} m\ddot{x} &= -Kx + \frac{eHy}{c} \\ m\ddot{y} &= -Ky - \frac{eHx}{c} \\ m\ddot{z} &= -Kz \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{hierin is } m \text{ de massa, } e \text{ de lading van een} \\ \text{electron, } K \text{ de quasi-elastische bin-} \\ \text{dingsconstante, } c \text{ de lichtsnelheid en} \\ H \text{ de veldsterkte.} \end{array}$$

Ten einde nu de z.g. anomale Zeeman-effecten te verklaren, heeft men aangenomen dat wij te doen hebben met een systeem van quasi-elastisch gebonden electronen, waarbij bovendien wederzijdsche inwerking der electronen op elkaar optreedt (koppeling). Het systeem van bewegingsvergelijkingen is dan ingewikkelder. Het aantal der electronen dat gekoppeld gedacht wordt, hangt samen met de multipliciteit der spectraallijnen. Lorentz gaf voor dit geval een nieuw stel bewegingsvergelijkingen aan. We geven ze hier in den vorm waarin Voigt ze heeft gebruikt ²⁾ Leggen we de z -as weer evenwijdig aan het magneetveld, en laten X en Y de componenten zijn van de elektrische lichtvector en x_h en y_h de componenten van de elongatie van een trillend electron (h). De vergelijkingen krijgen dan den vorm:

1) Wali Mohammed. Phil. Mag. 48, 586, 1924.

2) W. Voigt. Ann. der Phys. 24, 193, 1907.

metrie en polarisatieregels), behandelt Voigt alleen het splitsingsgeval D_2 . De berekening voor D_1 verloopt op dezelfde wijze als voor D_2 .

Voigt kiest nu de koppeling zóó, dat de daaruit voortkomende frequenties der Zeemankomponenten met de ervaring kloppen. Zijn beschouwingen ¹⁾ voeren hem tot het systeem (zie boven)

$$I) \quad \begin{aligned} p_2 \zeta_2 + i \nu h_{23} \zeta_3 &= e Z. \\ i \nu h_{32} \zeta_2 + p_2 \zeta_3 &= e Z. \end{aligned}$$

Daar Voigt het geval van absorptie behandelt, gebruikt hij vervolgens de wet van de komplexe brekingsindex ²⁾.

Met deze wet zijn alle absorptie en dispersie vragen te behandelen.

We schrijven de wet in den vorm

$$II) \quad n^2 = 1 + 4 \pi \sum \frac{N e^2}{p}.$$

Hierin is n de komplexe brekingsindex, N het aantal atomen per volume eenheid, e de lading van een electron en p heeft dezelfde waarde als boven aangegeven

$$p = K + i h \nu - m \nu^2$$

Voigt verkrijgt door combinatie van vgl. II met I de vgl.

$$III) \quad n^2 - 1 = \frac{2 \pi N e^2}{\nu_2} \sum \left(\frac{1 \mp g_{23}/r}{-2 m \mu + i f_2 \pm g_2 - r} + \frac{1 \pm g_{23}/r}{-2 m \mu + i f_2 \pm g_2 + r} \right)$$

Hierin is $r^2 = f_{23}^2 + g_{23}^2$ en $\nu = \nu_2 + \mu$.

De overige letters hebben dezelfde beteekenis als boven.

In deze formule zijn brekingsindex en absorptiecoëfficient samengevat. Terwijl de noemer de plaats der absorptielijn geeft, bepaalt de teller hare sterkte, die weer direct met die van de emissielijn samenhangt.

¹⁾ Ann. der Ph. Bd. 41, pag. 421.

²⁾ Zie Voigt. Magneto und Electro-Optik, pag. 107.

Het is natuurlijk mogelijk de emissie van het, bij Voigt ter verklaring van de absorptie gebruikte stelsel te berekenen; de resultaten die men zoo krijgt zijn geheel analoog.

Uit de formule III volgt voor de plaats der absorptielijn en voor de sterkte het resultaat dat hier onder wordt weergegeven.

Plaats der componenten ($2m\mu$)		Sterkte der componenten	
IV)	$-(g_2 + r)$		$I + g_{23}/r$
	$-(g_2 - r)$		$I - g_{23}/r$
	$+(g_2 - r)$		$I - g_{23}/r$
	$+(g_2 + r)$		$I + g_{23}/r$

Nu is volgens de experimenten de splitsing van de lijn D_2 gelijk aan $\pm \frac{1}{3} g_n (\pi) \pm \frac{3}{3} g_n (\sigma)$ en $\pm \frac{5}{3} g_n (\sigma)$, waarin g_n de normale splitsing in het Zeemaneffect voorstelt.

Uit dit feit volgt nu de waarde voor r en de g_2 waarde. Voor de π componenten is $g_2 = \frac{2}{3} g_n, f_{23} = 0, g_{23} = -r = -\frac{1}{3} g_n$
 „ „ σ „ „ „ $g_2 = \frac{4}{3} g_n, g_{23} = -\frac{1}{2} r \quad r = \frac{1}{3} g_n$

Voor de verhouding der sterkten van π en σ componenten volgt daaruit na substitutie in IV

$$\begin{aligned} \text{de intensiteit der } \pi \text{ componenten} &= 2, \\ \text{de intensiteit der } \sigma \text{ componenten} &\text{ is } \frac{1}{2} \text{ en } \frac{3}{2} \end{aligned}$$

De toetsing van deze voorspelling werd uitgevoerd door H. M. Hansen in 1913 in Kopenhagen. Hij vond voor de verhouding der σ componenten de waarde 1 : 3.5 in plaats van 1 : 3¹.

In 1923 werd deze verhouding door Ornstein en Burger opnieuw gemeten aan het D -doublet²⁾, dat door Zeeman was

¹⁾ Ann. der Physik. 41, 1925. 425.

²⁾ Zs. f. Physik. 28, 1924. 135.

opgenomen. De resultaten waren in overeenstemming met de theorie.

Theorieën die quantitatief de intensiteitsverhoudingen der Zeemankomponenten voorspelden werden, na het werk van Voigt, tot 1924 niet meer gegeven.

Sommerfeld bracht de Voigtsche koppelingstheorie over in het kleed van de quantumtheorie ¹⁾.

Het correspondentie-principe gaf verschillende kwalitatieve voorspellingen, die overeenstemden met kwalitatieve metingen.

§ 2. Nieuwere theorieën en metingen.

a. De intensiteitsregels van Ornstein en Burger.

De aanleiding tot het ontstaan der jongste theorieën over het Zeeman-effect gaven de eerste intensiteitsmetingen van Zeemankomponenten door Ornstein en Burger ²⁾.

Zij stelden voor het eerst eenvoudige regels op, die de intensiteiten der componenten van doublets en triplets (*ps*) voorspelden.

Zij gebruikten daarbij:

- 1o. de polarisatieregels. De som der intensiteiten van alle componenten gepolariseerd evenwijdig aan het magneetveld is gelijk aan de som van de intensiteiten van alle componenten gepolariseerd loodrecht op het magneetveld.
- 2o. de symmetrieregels. De intensiteiten van componenten die symmetrisch t.o.v. de onverschoven lijn liggen zijn gelijk.
- 3o. de sommen van de intensiteiten van loodrechte (resp. parallelle) componenten, waarbij de aanvangs (resp. eind) toestand van het atoom hetzelfde magnetische quantumgetal heeft, zijn gelijk.

¹⁾ Zs. f. Physik. 8, 1922, 257.

²⁾ Zs. f. Physik 28, 1924, 135.

Deze regels gaven voldoende vergelijkingen voor het vinden der onbekende intensiteiten.

Deze theorie zal later (Hoofdstuk IV) vollediger worden weergegeven. De toetsing van de theorie volgt in Hoofdstuk V.

- b. De theorieën van Hönl, Kronig en Goudsmit over de intensiteiten der componenten van multipletlijnen ¹⁾.

Hönl gaat uit van de regels die het correspondentieprincipe geeft voor de intensiteiten der Zeemankomponenten ²⁾. Daarnaast gebruikt hij de resultaten die de regels van Ornstein en Burger geven en stelt daarbij zoodanige voorwaarden, dat aan beiden tegelijk voldaan wordt.

Hij vindt dan de volgende regels:

Voor de π Komponenten.

- 1o. verandert het inwendige quantumgetal met 0 ($\Delta j = 0$) dan verhouden de intensiteiten der componenten zich als de quadraten der magnetische quantumgetallen (m^2)
- 2o. wanneer $\Delta j = +1$ verhouden de intensiteiten zich als $j_a^2 - m^2$, waarin j_a het inwendig quantumgetal van het aanvangsniveau is.
- 3o. wanneer $\Delta j = -1$ verhouden de intensiteiten zich als $j_e^2 - m^2$, waarin j_e het inwendige quantumgetal van het eindniveau is.

Uit de overgangen voor de π componenten vindt Hönl de overgangen voor de σ componenten door toepassing van de sommenregels. Het schema voor de intensiteiten der π en σ componenten wordt later aangegeven (Hoofdstuk IV). Een experimenteele toetsing van de regels volgt in Hoofdstuk V.

R. de L. Kronig gaf eveneens theoretische beschouwingen over de Zeemankomponenten der multipletlijnen ³⁾.

¹⁾ Zs. f. Physik 31, 1925, 340. Naturwissenschaften 13, 90, 1925.

²⁾ Zie Buchwald Das Korrespondenzprinzip pag. 114.

³⁾ Zs. f. Physik Bd. 31, 885, 1925.

Hij verscherpte de voorwaarden, die uit het correspondentie-principe afgeleid worden en berekent de intensiteiten voor magnetische velden van sterkte nul, voor zwakke en zeer sterke velden. Hij komt tot het resultaat, dat de som van de energiën, behorend bij de overgang van een bepaalde toestand $j_1 m_1$ (inwendig en magnetisch quantumgetal) naar alle toestanden j_2, m_2 , constant blijft voor een in sterkte toenemend veld (Permanentiewet).

Het gelukte aan Ig. Tamm ¹⁾, de voor de Zeemankomponenten gevonden intensiteitsverhouding af te leiden uit het correspondentieprincipe. Hij berekent de corresponderende intensiteitswaarden tusschen begin en eindtoestand en daaruit „als rechthoekige middelwaarden” de gezochte intensiteiten.

De moderne quantummechanica bleek in staat vele speciale gevallen te verklaren.

- 1o. Heisenberg en Jordan berekenden voor het D -doublet de intensiteiten der componenten in zwak en sterk veld en vonden daarvoor dezelfde waarden als de Voigtsche theorie voorspelde.
- 2o. Frl. L. Mensing en H. A. Kramers berekenden quantummechanisch de intensiteiten der componenten van het Mg triplet $|p, d\rangle$ (Partiëel Paschen-Back-effect ²⁾)
- 3o. A. Zwaan berekende quantummechanisch de intensiteiten van verboden lijnen (inwendig quantumgetal springt met 2 of 3) als functie van het magneetveld. Hierbij berekende hij tevens de storingen die in het Paschen-Back-effect optreden.

Een experimenteele toetsing van 2 en 3 wordt in Hoofdstuk V medegedeeld.

¹⁾ Zs. f. Physik Bd. 34, 59, 1925.

²⁾ Zs. f. Physik Bd. 39, 24, 1926.

Zs. f. Physik Bd. 39, 877, 1926.

HOOFDSTUK II.

Hulpmiddelen bij het meten van de intensiteiten van magnetisch gesplitste spectraallijnen.§ I. *De spectraalapparaten.*

Het meest geschikte spectraalapparaat bij intensiteitsmetingen van Zeemankomponenten is wel het rooster. Weliswaar is het oplossend vermogen meestal kleiner dan dat van een échelon, étalon of Lummer-Gehrcke plaat, maar deze laatsten maken steeds isoleering van de te onderzoeken golflengte noodig (filters, hulpspectrocoop). Bovendien liggen de verschillende orden der spectra bij deze interferentieapparaten zeer dicht op elkaar en geven dan bij magnetische splitsing een dooreenloopen der Zeemankomponenten. Bij zwakke velden zijn de interferentieapparaten met voordeel te gebruiken, maar geven steeds door hun speciale intensiteitsverdeling in het beeldveld aanleiding tot gecompliceerde berekeningen (bijv. échelon ¹⁾).

Het rooster.

De bij dit onderzoek gebruikte opstellingen waren:

- a. de stigmatische roosteropstelling.
- b. de astigmatische roosteropstelling.

a. De stigmatische roosteropstelling is reeds meerdere malen beschreven ²⁾, de beschrijving blijft daarom hier achterwege. Slechts zij vermeld dat het origineele Rowland-rooster 28400 lijnen heeft en een kromtestraal van 2 Mr. De afmetingen van het rooster zijn 5 bij 2½ cM. Het rooster is

¹⁾ H. C. Burger en P. H. van Cittert Kon. Ac. v. Wet. Sept. 1920. Deel XXIV W. C. van Geel. Revue d'Optique 1923. pag. 445.

²⁾ P. H. van Cittert Zs. f. Instrumentenkunde 1921 pag. 116—118.

van uitnemende kwaliteit. De dispersie in 3° orde is bij een golflengte van 5100 Å ongeveer 1.7 Å per mM.

In 4° orde, bij een golflengte van 3800 Å waren Zeeman-komponenten met een onderlinge afstand van 0.1 Å nog zeer goed opgelost (ook in de fotometerkurve).

Met het kleine rooster in de stigmatistische roosteropstelling was het mogelijk intensiteiten te meten aan lijnen met een half normale splitsing (of grooter dan half normaal).

Men kan het voor een Zeemansplitsing benodigde oplossend vermogen berekenen uit de splitsingsformule.

$$\Delta \lambda = n \lambda^2 H a$$

waarin $\Delta \lambda$ de splitsing, λ de golflengte, n een getal is dat aangeeft welk deel van een normale Lorentz-splitsing, de splitsing bedraagt, terwijl H de magnetische veldsterkte en a het getal van Runge is ($a = 4,7 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1} \text{ Gauss}^{-1}$)

Het oplossend vermogen dat minstens voor de splitsing nodig is, bedraagt dus

$$\frac{\lambda}{\Delta \lambda} = \frac{1}{n H \lambda a}$$

Voor een normale splitsing ($n = 1$) is dus nodig bij een veldsterkte van 30000 Gauss het volgende oplossend vermogen:

bij $\lambda = 4000 \text{ Å}$ een oplossend vermogen van ± 17730

„ $\lambda = 5000 \text{ Å}$ „ „ „ „ ± 14180

„ $\lambda = 6000 \text{ Å}$ „ „ „ „ ± 11820

Bij een golflengte van 4000 Å bleek in 4° orde een $\frac{1}{2}$ normale splitsing nog goed genoeg opgelost te worden om bruikbare resultaten voor intensiteitsmeting te verkrijgen.

Het theoretisch oplossend vermogen is dan $4 \times 28400 = 113600$. Het minimaal benodigde oplossend vermogen is bij deze golflengte en een veldsterkte van 30.000 Gauss 35460 (splitsing $\frac{1}{2}$ normaal).

Men dient dus het minimaal benodigde theoretisch oplossend vermogen met ± 3 te vermenigvuldigen om het voor goede intensiteitsmetingen benodigde oplossend vermogen te verkrijgen. Natuurlijk hangt het benodigde oplossend vermogen van de eigen-breedte der lijnen af. Als lichtbron-standaard is hier de vacuumboog genomen. De opgenomen lijnen behoorden in hoofdzaak tot de scherpe nevenserie.

Een bezwaar van de stigmatische roosteropstelling is, dat ze betrekkelijk lichtzwak is. Daartegenover staat het voordeel, dat er bij intensiteitsmetingen met de methode der trapverzwakkers gewerkt kan worden. Deze methode zal in Hoofdstuk III beschreven worden.

b. *De astigmatische roosteropstelling.*

Deze roosteropstelling is in 1926 gebouwd naar aanwijzingen van Prof. Ornstein en Dr. van Cittert. Het rooster is geschonken door de Rockefeller Education Board en door Prof. Wood in Baltimore vervaardigd. Het rooster heeft ± 80000 lijnen, is 13 bij $7\frac{1}{2}$ cM. lang en heeft een kromtestraal van 5,65 Mr.

Het rooster is van zeer goede kwaliteit, maar heeft het volgende, veelal niet hinderlijke gebrek. Zooals bekend zullen, wanneer licht op het rooster valt, naar beide zijden van de normaal de spectra der verschillende orden gevormd worden. Aan een van deze zijden nu, zijn de spectraallijnen, op zeer geringe afstand vergezeld van een „bijlijn”. Deze heeft een intensiteit van $\pm 8\%$ van die van de hoofdlijn. Hierdoor ontstaan bij spectraallijnen met geringe breedte, dubbele lijnen; bij spectraallijnen met grootere breedte wordt de lijn eenzijdig verbreed.

Vooraf bij Zeeman-effectmetingen treedt dit bezwaar op den voorgrond.

Aan de andere zijde van de normaal zijn de spectraallijnen zeer goed; de spectra zijn echter aan deze zijde, vooral in 3°

en 4° orde, veel lichtzwakker dan aan de minder goede zijde van het rooster. Echter is de lichtsterkte in 1°. en 2°. orde zeer groot.

Als voorbeeld diene dat voor een opname van een Zeeman-splitsing van het groene Mg. triplet (golflengte $\pm 5170 \text{ \AA}$) slechts 1 tot 3 minuten noodig zijn (lichtbron vacuumboog).

Door de speciale bouw is de roosteropstelling ongevoelig voor bodemtrillingen.

Fig. 1 geeft een tekening van de roosteropstelling.

In de figuur geeft *R* het rooster, *S* de spleet aan. Op den ring *R C S* wordt het spectrum gevormd.

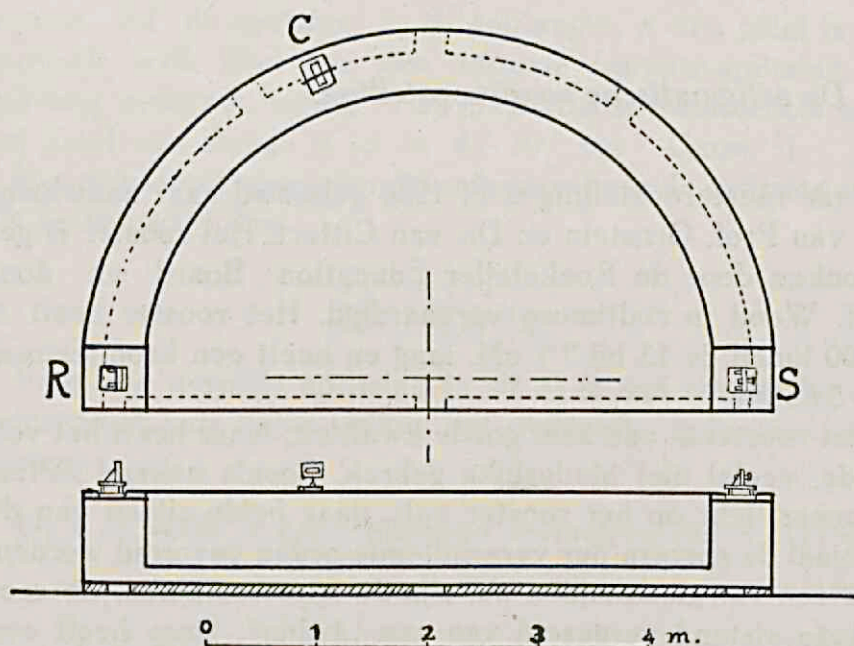


Fig. 1.

De halfcirkelvormige ring *R C S* is van gewapend beton opgetrokken, de bovenbedekking van deze ring bestaat uit hardstenen platen, waarin doken zijn aangebracht ter bevestiging van de camera's (*C*). De betonnen ring rust op een bodem van gewapend beton. Onder dezen bodem is een halfcirkelvormigen ring van kurk aangebracht.

Komt nu de bodem in trilling dan worden deze trillingen allereerst door het kurk gedempt. Daar verder de geheele roosteropstelling één star geheel vormt, zal bij eventueele trilling, de geheele betonnen ring met spleet, rooster en camera, zich als één geheel bewegen.

Verplaatsingen van lijnen op de plaat, tengevolge van bodemtrillingen zullen dus niet gemakkelijk voorkomen.

De dispersie wordt hieronder voor enkele golflengten in 1° en 2°. orde gemeten.

De dispersie bedraagt:

In 1° orde bij een golflengte van	3610 Å	1 Å = 0,335 mM. ± 0,002 mM.
" 1° " " " " "	4700 Å	1 Å = 0,349 mM. "
" 1° " " " " " "	5500 Å	1 Å = 0,351 mM. "
" 2° " " " " " "	3650 Å	1 Å = 0,732 mM. "
" 2° " " " " " "	4700 Å	1 Å = 0,795 mM. "
" 2° " " " " " "	4800 Å	1 Å = 0,803 mM. "

Bij metingen in het Zeemaneffect bleek in 2° orde bij een golflengte van 3700 Å, een splitsing van 0.074 Å, ruim voldoende opgelost voor het verrichten van intensiteitsmetingen.

Daaruit kunnen we het, voor intensiteitsmetingen, effectieve oplossend vermogen berekenen, als te zijn ± 50000.

Het theoretisch oplossend vermogen was hier (in 2° orde) 160.000. Er blijkt dus weer, als bij het rooster in de stigmatische opstelling een verhouding 3 te bestaan tusschen het theoretisch en het (voor intensiteitsmetingen) effectieve oplossend vermogen.

§ 2. De lichtbronnen en de magneet.

De eenvoudigste lichtbron, die bij Zeemaneffect-metingen gebruikt kan worden, is wel de vonk in lucht. Het metaal, dat als electrode gebruikt wordt, brengt men hierbij als dun reepje op de beide poolschoenen aan, waarbij een van de elektroden door een micaplaatje van de magneetpool geïsoleerd is.

De bevestiging aan de poolschoenen geschiedde op de volgende wijze. Op elke magneetpool waren twee, diametraal ge-

legen ebonietblokjes aangebracht. Hun bovenvlakken lagen met het vlakje van de poolschoen in één plat vlak. Het electroden materiaal, in den vorm van een lange reep, werd nu op de beide ebonietblokjes, door middel van klemmen bevestigd. Over elke pool liep dus een reep metaal; een hoek van 90° vormend met de reep over de andere pool, terwijl elk een hoek van 45° maakte met een horizontale lijn, $\perp$ op de krachtlijnen. Door opschuiving was het mogelijk telkens nieuw electrodenmateriaal tusschen de polen te brengen. Dit is noodzakelijk, daar het electrodenmateriaal veelal snel oxydeert en de lichtsterkte der lichtbron daardoor sterk afneemt.

In plaats van het reepje metaal kan men ook op de polen, koolplaatjes aanbrengen, die in een zoutoplossing zijn gedrenkt. De koolplaatjes kunnen eenvoudig verkregen worden door een microfoon-koolplaatje in reepjes te snijden.

Bij de vonk in lucht verkrijgt men slechts matig scherpe lijnen. Veelal vertoonen de lijnen vlaggen. Men kan de lijnscherpte verhoogen door in den stroomketen een zelfinductie op te nemen.

Het is steeds wenschelijk de vonkontlading evenwijdig aan de krachtlijnen te nemen, daarbij zorg dragende dat geen vonkontlading buiten het homogene magneetveld optreedt.

Men kan de lichtsterkte en scherpte der lijnen verhoogen, door het gebruik van koelelectroden, waarop een huidje van een legering van zilver en het te onderzoeken metaal.

Men verkrijgt deze electroden als volgt:

Men smelt in een porceleinen kroesje een bepaalde hoeveelheid Ag NO_3 met het nitraat van het te onderzoeken zout. Hierna brengt men de koollamellen in dit mengsel, dat op kookpunt gehouden wordt. Direct treedt een heftige CO_2 en NO_2 ontwikkeling op, die zoo lang duurt tot de kool met een dichte metaallaag overtrokken is. Daarna worden de lamellen bij een vlam gedroogd en met schuurpapier glad afgeslepen. Het oppervlak van de electroden is dan zilverwit met een meestal roodachtigen glans.

Dit proces verloopt meestal zeer vlot voor alle alkaliën en aardalkaliën en ook voor de meeste andere metalen.

Men drage zorg niet te veel van het nitraat van het te onderzoeken metaal toe te voegen, daar in dit geval geen reductie optreedt.

Voor Na, Li, en Cs, wordt hier de te gebruiken hoeveelheid opgegeven.

Voor een Na-Ag legering neme men 20 gram Na NO₃ en 40 gram Ag NO₃;

voor een Li-Ag legering neme men 35 gram Li NO₃ en 150 gram Ag NO₃;

voor een Cs-Ag legering neme men 20 gram Cs NO₃ en 40 gram Ag NO₃.

Men kan bij gebruik van deze electroden groote stroomdichtheden gebruiken, omdat de legering slechts zeer weinig van het te onderzoeken metaal bevat (slechts enkele procenten).

Het ontwikkelen van metaaldamp, waardoor de lijnscherpte sterk vermindert en zelfabsorptie optreedt, wordt hierbij vermeden. Bovendien kan men bij het boven aangegeven proces steeds een weinig zout toevoegen van een stof, die geschikt is om een Zeemansplitsing voor de veldmeting te leveren.

Als stroombron kan een inductorium of wisselstroom transformator gebruikt worden.

Bij dit onderzoek werd in de secundaire keten van een inductorium, dat primair bedreven werd met een wisselspanning van 15 V, 500 perioden, een condensator geplaatst, van zoodanige capaciteit, dat de secundaire keten op resonantie voor 500 perioden was afgestemd. De vonkontlading stond parallel aan de condensator.

De zoo verkregen vonk was lichtsterk en gaf scherpe spectraallijnen.

De Geissler-buis.

In sommige gevallen is het gebruik van een Geissler-buis bij het onderzoeken van Zeemansplitsingen noodzakelijk.

Zoo werd bij het onderzoek van de *Hg* interkombinatielijnen (zie Hoofdstuk V), gebruik gemaakt van een Geissler-buis met kwikelectroden.

De gebruikte Geissler-buis wijkt in vorm niet wezenlijk af van een model, dat reeds vroeger door Paschen is aangegeven.

Fig. 2 geeft het gebruikte model. Het buisje werd van Supremax-glas vervaardigd. De ontleding werd door een dikwandig kapillair tusschen de kwikelectroden geleid. De spanning werd door een 10 Volts inductorium geleverd (gelijkstroom met interruptor).

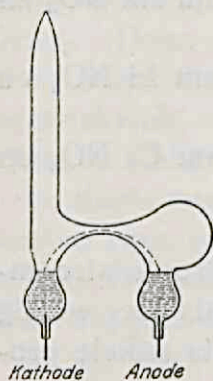


Fig. 2.

De buis werd met zijn kapillair, loodrecht op de krachtlijnen, in het homogene deel van het magneetveld geplaatst. De as van het kapillair was daarbij naar de spleet van de spectrograaf gericht.

De richting van de magnetische krachtlijnen werd zoo gekozen, dat de ontleding van Kathode naar Anode afbuigt.

Bij verwarming aan de kathodekant werd de lichtbundel, uit de kapillair komend, smal en lintvormig. Speciaal bij deze ontledingsvorm waren de, met het rooster verkregen lijnen, zeer smal en van dezelfde kwaliteit als de lijnen, die men met een vacuumboog verkrijgt.

In het gedeelte van de buis boven de kathode waren (met magneetveld) spiraalvormige lichtstrepen te zien. (Kegelspiralen). De electronen van de kathode uitgaande, loopen hier in het niet meer homogene deel van het magneetveld en brengen op hun weg kwikatomen aan het licht. De levensduur der buisjes bedroeg gemiddeld ± 7 uur. Daar het kapillair op den duur door de electronen werd doorgezaagd en daar de insmeltplaatsen door de verwarming op den duur springen, komt er lucht in de buis. Zoodra er lucht in de buis is gekomen, neemt de intensiteit van het uitgezonden ultraviolette licht sterk af. De intensiteit in het zichtbare gebied verandert daarbij niet. De verhouding tusschen de belichtingstijden van de groene *Hg* lijn ($\lambda = 5461$) en de ultraviolette

interkombinatielijnen ($\lambda = 3663,28$), werd vele malen grooter.

De vacuumboog.

De bij het onderzoek gebruikte vacuumboog verschilt in constructie slechts weinig van de oorspronkelijke, door Back aangegeven ¹⁾. Een beschrijving van de constructie blijft daarom hier achterwege.

Het in de vacuumboog gebruikte elektrodenmateriaal was in de meeste gevallen een reepje gewalst metaal (Zn, Cd, enz.). Ook de vroeger beschreven zilverlegeering op kool, kan men hier als elektrodenmateriaal gebruiken. (Li, Na, K, Cs.).

Men kan ook, voor de makkelijk smeltbare metalen, een holle koper-electrode gebruiken. Deze electrode heeft een opening tegenover de beweeglijke wolframelectrode. Bij stroomdoorgang smelt het metaal in de holle electrode en komt door de nauwe opening buiten de electrode.

Voor intensiteitsmetingen bleek deze electrode echter geheel ongeschikt. Er werd zooveel damp ontwikkeld, dat de lijnen, hoewel zeer smal, geheel omgekeerd waren door zelf-absorptie.

Weliswaar was de absorptie bij de gesplitste lijnen niet meer met het oog te constateeren, maar de resultaten der metingen voor het *Na. D.* doublet toonden duidelijk zelfabsorptie aan.

De bij de vacuumboog gebruikte spanningen variëerden van 50 tot 150 Volt, de stroomsterkten van $1\frac{1}{2}$ —3 Ampère.

De lichtsterkte was zeer groot. De belichtingstijd bedroeg voor het Zn triplet ($\lambda = 4810 - 4722, 4680$) in 1^o orde slechts 1 à 2 minuten.

De gebruikte magneet was een Dubois magneet van het groote type, met waterkoeling. Gebruikt werden kegelvormige poolschoenen met cirkelvormige poolvlakken van 8 mm. diameter.

¹⁾ E. Back & A. Landé Zeeman-effekt und Multipletstruktur, pag. 125.

Bij een pool afstand (interferricum) van $\pm 4^5$ mM. bedroeg de veldsterkte

bij een magneetstroom van 2^5 Amp.	— ± 10.000 Gauss.
" " " " 5 Amp.	— ± 22.000 Gauss.
" " " " 10 Amp.	— ± 27.000 Gauss.
" " " " 20 Amp.	— ± 30.000 Gauss.
" " " " 30 Amp.	— ± 33.000 Gauss.

Hoewel de prestaties van de magneet voor vele onderzoeken voldoende waren, had de magneet het groote gebrek, niet tegen duurbelasting bestand te zijn.

Zoodra de magneet door de stroomdoorgang warm werd, nam de magneetstroom toe. De weerstand in de magneet werd $\pm 15\%$ kleiner, een gevolg van ontstane inwendige shunts, gevolg van de gebrekkige isolatie.

De magneet kan slechts korten tijd een constant veld leveren. Bij een magneetsroom van 30 Amp. was de magneet slechts 10 minuten te gebruiken, bij een magneetstroom van 20 Amp., gedurende $\frac{1}{2}$ uur, bij een magneetsroom van 15 Amp. gedurende 1 uur. Deze omstandigheid maakte het noodzakelijk alleen zulke onderzoeken uit te voeren, die aangepast waren aan de prestaties van de magneet.

HOOFDSTUK III.

De meetmethode.

A. De opstelling der instrumenten.

1. Bij de stigmatische roosteropstelling.

Bij de stigmatische opstelling werd gebruik gemaakt van de methode der trapverzwakkers om op de fotografische plaat een goede zwartingschaal te verkrijgen. De hierbij gebruikte opstelling is reeds meermalen beschreven en wordt hier alleen vermeld omdat het meten van intensiteiten van Zeemankomponenten speciale veranderingen in de opstelling noodig maakt.

Fig. 3 geeft de gebruikte opstelling.

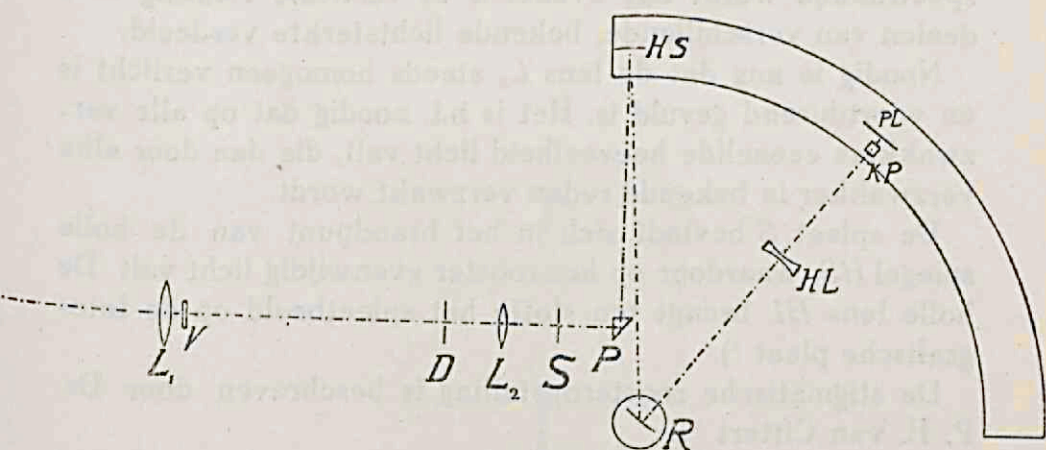


Fig. 3.

Tusschen de magneetpolen bevindt zich de lichtbron B . Van deze lichtbron ontwerpt de lens L_1 een beeld op het diafragma D . Van dit diafragma D wordt door de lens L_2 , via het prisma P en de holle spiegel HS een beeld gevormd op het rooster R . Daar het noodig is dat alleen licht dat uit het homogene deel van het magneetveld komt tot de beeldvorming bijdraagt, moet dus het beeld van het interferricum op het diafragma juist even groot of grooter zijn dan het diafragma en natuurlijk precies op het diafragma vallen.

Men is er nu zeker van alleen licht uit het homogene deel van het magneetveld op het rooster te krijgen.

Bovendien kan men nu steeds controleeren of het licht wel op het rooster terecht komt, immers het diafragma is door lens L_2 op het rooster afgebeeld (via prisma P en holle spiegel HS).

Lens L_2 heeft bovendien de taak de trapverzwakkers V die zich vlak voor lens L_1 bevinden op de spleet S van de spectrograaf af te beelden. Daar de spleet via prisma P , holle spiegel HS , rooster R en holle lens afgebeeld is op de plaat PL , worden dus ook de verzwakkers V mede afgebeeld op de plaat.

De verzwakkers V bestaan uit een 5-tal stukken verschillend gezwarte fotografische plaat, boven elkaar gelegen. De spectraallijn wordt dus eveneens in verticale richting in 5 deelen van verschillende, bekende lichtsterkte verdeeld.

Noodig is nog dat de lens L_1 steeds homogeen verlicht is en voortdurend gevuld is. Het is n.l. noodig dat op alle verzwakkers eenzelfde hoeveelheid licht valt, die dan door elke verzwakker in bekende reden verzwakt wordt.

De spleet S bevindt zich in het brandpunt van de holle spiegel HS , waardoor op het rooster evenwijdig licht valt. De holle lens HL brengt ten slotte het spleetbeeld op de fotografische plaat ¹⁾.

De stigmatische roosteropstelling is beschreven door Dr. P. H. van Cittert ²⁾.

Voor de fotografische plaat is nog een geachromatiseerd kalkspaatprisma KP geplaatst, dat de π en σ componenten scheidt. Door de afstand kalkspaatprisma-plaat te varieeren, kan men de afstand van de beide beelden op de plaat regelen.

2. De astigmatische roosteropstelling.

De opstelling is hier veel eenvoudiger dan bij de stigmatische opstelling. De lichtbron wordt hier met behulp van een lens op de spleet afgebeeld. Hier dient zorg gedragen dat alleen dat gedeelte van de lichtbron, dat zich in het homogene deel van het magneetveld bevindt, op de spleet wordt afgebeeld.

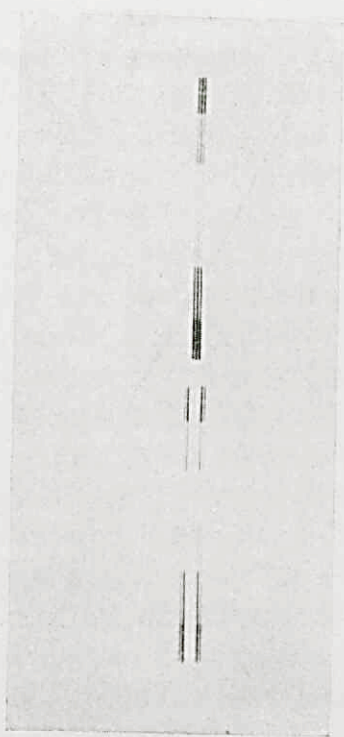
Daartoe werd het interferricum vergroot op de spleet afgebeeld, zóó, dat het beeld van het interferricum in verticale richting op de spleet evengroot is als de spleethoogte of groter.

¹⁾ Voor nadere bijzonderheden ter verkrijging van een stigmatische afbeelding met een hol rooster zie:

Runge & Paschen. Wied. Ann. 61, 641, 1897.

Fabry & Buisson Journ. d. phys. 40. S. 9, 933, 1910.

²⁾ P. H. van Cittert Zs. f. Instr.kunde 41, 116, 1921.



Opname van de Zn lijn s_1p_2 ($\lambda = 4810 \text{ \AA}$)
(verzwakking in verschillende trappen)
Zie Hoofdstuk III A 1.

Het scheiden van π en σ componenten kan hier geschieden door het klakspaatprisma voor de spleet te plaatsen en π en σ componenten afzonderlijk na elkaar op te nemen. Het bezwaar tegen deze methode ligt in de verstrooiing van het licht in het kalkspaat.

Wil men bijv. de π componenten opnemen dan valt er door de verstrooiing in het klakspaat nog zooveel licht der σ componenten op de spleet, dat ook de σ componenten mee gefotografeerd worden, zij het ook met veel geringere intensiteit. In het ultraviolet was deze verstrooiing, zooals te begrijpen is, bijzonder sterk.

Bij deze opstelling werd steeds een spleet van $\pm 1/40$ mM. gebruikt. Deze wijdte werd experimenteel bepaald. Beginnende met een wijde spleet werd de spleet telkens nauwer gemaakt en nagegaan of het spleetbeeld smaller werd.

Zoodra de intensiteit van de lijn gaat afnemen, maar het beeld niet smaller wordt, heeft men de goede spleetbreedte bereikt. Een Zeemansplitsing leent zich zeer goed voor deze bepaling. Men kan uit een reeks van opnamen met verschillende spleetbreedten die spleetbreedte uitkiezen, waarbij nog juist geen verzwakking der componenten optreedt en de grens van het smaller worden van de componenten bereikt is.

Het evenwijdig stellen van de spleet aan de lijnen van het rooster geschiedt eveneens met behulp van een Zeemansplitsing. Daartoe namen wij een zwak magneetveld, waarbij de Zeemansplitsing nog juist te zien is. Staat nu de spleet niet evenwijdig aan de lijnen van het rooster, dan is door de lijnverbredening (meerdere spleetbeelden naast elkaar) geen oplossing te zien. Wij verstellen de spleet nu zoolang, totdat de oplossing zoo goed mogelijk te zien is. (Men kan dit eventueel fotografisch doen).

b. *De zwartingsmerken, en de fotografische hulpmiddelen*

Bij de stigmatische roosteropstelling werden trapverzwakers gebruikt van rookglas of van gezwarte fotografische plaat. Een 5-tal verzwakkers, boven elkaar geplaatst, werden

als onder a. beschreven op de spleet van de spectrograaf afgebeeld.

Bij de astigmatische roosteropstelling kon door het astigmatisme de methode der trapverzwakkers niet gebruikt worden.

Hier werden de zwartingsmerken opgenomen door in de lichtweg voor de spleet gezwarte fotografische platen te brengen, die het licht in bekende verhoudingen verzwakten. De lichtbron hierbij was een op constante spanning brandende kwiklamp. Wil men nu voor een bepaalde golflengte een zwartingsschaal op de plaat opnemen, dan is het noodig, dat deze golflengte weinig verschilt van die van de te onderzoeken lijnen.

Men dient dus de zwartingsmerken op te nemen met een *Hg* lijn, van een golflengte niet veel verschillend van de golflengte van de te onderzoeken lijnen.

Indien dit niet mogelijk is, kan men de zwartingsmerken op de zelfde plaat opnemen in een prismaspektrograaf met de methode der spleetbreedte-variatie.

Ook kan men met goed succes de methode der lijnvorm gebruiken aangegeven door Prof. Ornstein en Dr. Minnaert ¹⁾.

Wanneer de breedte der lijnen klein is t.o.v. de apparaatbreedte geeft deze methode goede resultaten.

Een met behulp van deze methode gevonden zwartingskromme bleek identiek te zijn met een zwartingskromme, die op dezelfde plaat was opgenomen met behulp van de verzwakkers-methode ²⁾. De zwartingskromme werd hier bepaald aan de vorm van de *Hg* lijn ($\lambda = 4359$) in 1° orde van de astigmatische roosteropstelling.

Een bezwaar van deze methode is het in den regel optredende verschil in de belichtingstijden tusschen de opnamen voor de zwartingskromme en de opname van de te onderzoeken lijnen. Het onderzoek van de heeren E. F. M. van der

¹⁾ L. S. Ornstein en M. Minnaert. Zs. f. Phys. 43, 404, 1927.

²⁾ Dit onderzoek is zelfstandig uitgevoerd door heeren H. Gerritsen en F. de Kok.

Held en B. Baars ¹⁾ heeft echter aangetoond dat, althans voor een bepaalde plaatsoort en bepaalde ontwikkelaar, de zwartingskrommen parallel blijven en dus bovengenoemd bezwaar vervalt.

Een ander middel om een goede zwartingskromme te verkrijgen, vindt men in de bekende intensiteitsverhoudingen van een Zeemansplitsing. De zoo verkregen zwartingskrommen zijn zeer goed parallel aan elkaar. Bovendien kan men deze zwartingskrommen veelal met behulp van een andere bekende splitsing controleren.

Dikwijls werd ook getracht de zwartingskromme met behulp van bekende intensiteitsverhoudingen der multipletlijnen te construeeren. Deze methode faalde echter meestal door het optreden van zelfabsorptie. Zelfabsorptie treedt in een magneetveld nagenoeg niet op.

Vaak werd een buitengewoon nauwkeurige zwartingskromme verkregen. Wanneer men met de methode der trapverzwakkers de zwartingskromme opmaakt bij een magnetisch gesplitste spectraallijn, kan men met behulp van elke komponent een zwartingskromme opmaken. Deze moeten alle opschuifbaar zijn.

Zoo kan men bijv. in het geval van het p,d triplet van Mg . 33 zwartingskrommen opmaken, daar het triplet zich in 33 componenten splitst. In den regel werden enkele zwartingskrommen opgemaakt, in verschillende zwartingsgebieden en werden deze door opschuiving tot dekking gebracht.

Bij het onderzoek werden meestal Ilfordplaten gebruikt, in het blauw en ultraviolet meestal Ilford „Special Rapid extra sensitiv” H en D 400 platen. De vrij grove korrel maakt deze plaat voor fijne splitsingen minder goed bruikbaar.

Een zeer goede plaatsoort werd gevonden in de „Argus”-platen van de fabriek „Photax” te Soestduinen. Deze platen hadden een zeer fijne korrel en een gevoeligheid H en D400.

¹⁾ E. F. M. van der Held en B. Baars, Zs. f. Ph. Bd. 45, pag. 364, 1927.

In het algemeen vertoonen platen met grootere korrel, in de nabijheid van elke lijn, zwarting ook daar waar geen licht op de plaat is gevallen. Wanneer nu een sterke komponent op korte afstand van een zwakkere ligt, krijgt deze zwakkere komponent een te groote zwarting en wordt dus te sterk gemeten.

Fijnkorrelige platen hebben dit gebrek niet. Ook blijkt de rand van een plaat dit besmettingseffect minder te vertoonen, dan het midden van de plaat. Tevens speelt hier de ontwikkelaar een groote rol.

In het groen en geelgroen werden gebruikt „Ilford Rapid Chromatic” platen of „Kodak Astronomical Green” platen. Deze laatste zijn gevoeliger dan de eerste, maar sluieren spoediger.

In het geel kan men zeer goed „Ilford Special Rapid Panchromatic” platen gebruiken.

Als ontwikkelaar werd gebruikt, 1 deel Rodinal op 20 deelen water terwijl 7 tot 10 minuten ontwikkeld werd.

Glycine bleek als ontwikkelaar ongeschikt. Bij gebruik van deze ontwikkelaar werd een Zeemansplitsing tot één breed zwartingsgebied op de plaat, waarin de componenten moeilijk herkenbaar waren.

Het fotometreeren en het verwerken der resultaten.

De platen werden op de gebruikelijke wijze gefotometreerd met de microfotometer van Moll ¹⁾. Met voordeel werd bij het fotometreeren van Zeemansplitsingen gebruik gemaakt van de primaire spleet, zooals die in de oorspronkelijke fotometer van Moll voorkomt. Op deze primaire spleet werd de gloeidraad van de lichtbron afgebeeld, terwijl de primaire spleet afgebeeld werd op de plaat. Door deze primaire spleet smal te kiezen, krijgt met een smalle lichtlijn op de plaat, waardoor de hoeveelheid verstrooid licht vermindert en bo-

¹⁾ W. J. H. Moll, Kon. Acad. v. Wetensch. Amsterdam 22, 206, 1915 en 22, 566, 1919.

vendien geen verstrooid licht van naburige plaatdeelen op de spleet van de thermozuïl kan vallen.

Wanneer topwaarden-intensiteiten gemeten werden, werd de registreertrommel langzaam-loopend ingesteld, wanneer oppervlakken-intensiteiten gemeten werden, werd een snel-loopende trommel gebruikt, waardoor de fotogrammen in de lengterichting (golflengte richting) langer werden. In het laatste geval werden de fotogrammen met behulp van een epidiascoop vergroot overgeteekend, waardoor het uitmeten der fotogrammen veel vergemakkelijkt werd.

Wanneer bij de metingen blijkt, dat de halfwaarde-breedte der spectraallijnen niet voor alle lijnen dezelfde is, voert een meting van topwaarden tot verkeerde resultaten. Het is dan noodzakelijk voor elke lijn de $\int I d\lambda$ op te maken over de breedte van de lijn (I == intensiteit λ == golflengte).

Daartoe moeten de zwartingen der fotogrammen punt voor punt omgezet worden in intensiteiten.

Men krijgt dan een kromme, waarin de abscis de golflengte, de ordinaat de intensiteit voorstelt. (Zie fig. 4).

Men kan nu met een planimeter de oppervlakken der lijnen, wier intensiteiten men wenscht te vergelijken, meten.

De verandering der halfwaarde-breedte bleek bij de componenten van magnetisch geplitste spectraallijnen op te treden, waarover in hoofdstuk V nadere bijzonderheden worden meegedeeld.

Maar ook wanneer de halfwaarde-breedte der lijnen niet verschillend is, is het omrekenen der zwartingen op intensiteiten vaak noodig; speciaal wanneer de componenten zeer weinig in golflengte verschillen en het noodig is het lijnencomplex te analyseeren, omdat naburige componenten elkaar gedeeltelijk bedekken.

Fig. 4 a en b geven een voorbeeld van de analyse van Zeemankomponenten en het veranderde aspect van een fotogram wanneer de zwartingen op intensiteiten zijn omgerekend.

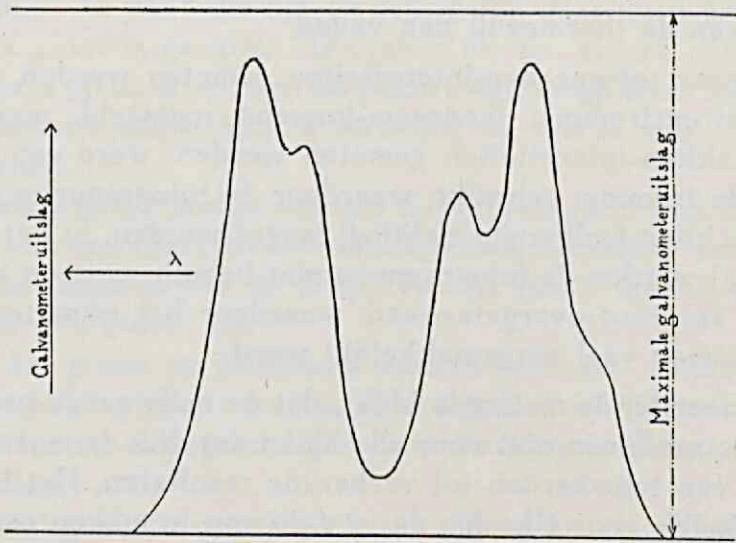


Fig. 4a

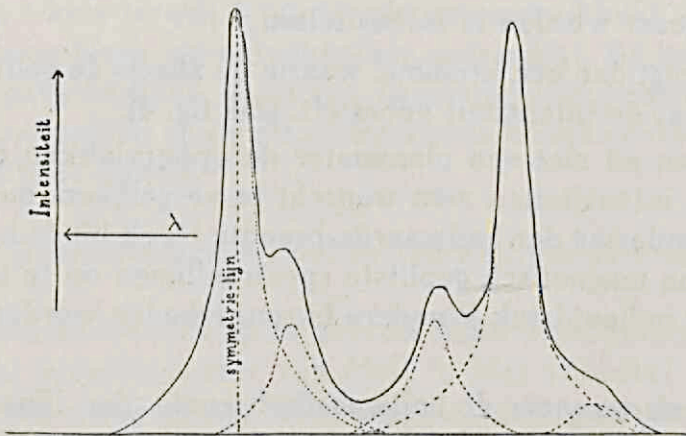


Fig. 4b

Fig. 4 a stelt een fotogram der π componenten van de Hg interkombinatielijns ($\lambda = 3663,28$) voor.

Fig. 4 b geeft dezelfde componenten omgerekend op intensiteiten. Dit omrekenen op intensiteiten is voor de analyse steeds noodig, omdat men geen zwartingen, maar wel intensiteiten bij elkaar mag optellen.

Men gaat bij een analyse als volgt te werk:

Men spiegelt de vrije kant van een komponent (in fig. 4 b de komponent aan de kant der grootste golflengte), om een zoo goed mogelijk gekozen symmetrieliijn. Daarna trekt men de gespiegelde lijnkant af van de intensiteitskromme. Zoo wordt de 2de komponent gevormd. Men kan van deze 2de komponent eischen, dat ze weer een symmetrieliijn heeft, ook kan men eischen dat de 2de komponent dezelfde halfwaardebreedte heeft. Indien niet zeker is of deze tweede eisch opgelegd mag worden, moet alleen op de symmetrie der 2de komponent worden afgegaan. Voldoet de 2de komponent niet aan de gestelde eischen, zoo verplaatst men de symmetrieliijn zoo lang, tot de 2de komponent symmetrisch geworden is en eventueel de zelfde halfwaardebreedte heeft.

De gevallen waarin de halfwaardebreedte der komponenten verandert, zullen in hoofdstuk V besproken worden. Er zijn bepaalde gevallen waarin deze verandering te verwachten is. In de andere gevallen moet men een zelfde halfwaardebreedte der komponenten eischen.

Bij het verwerken der resultaten zijn er bij intensiteitsmetingen meerdere hulpmiddelen, ter contrôle der verkregen resultaten.

Ten eerste heeft men een contrôle in de intensiteitsverhoudingen van bekende Zeemansplitsingen, die op dezelfde plaat voorkomen.

Ten tweede moeten in een gesplitst multiplet steeds voor de sommen der lijnkomponenten de intensiteitsregels voor multiplets gelden.

Ten derde moet een zelfde verhouding voor de sommen van π en σ komponenten der verschillende gesplitste spectraallijnen gevonden worden.

HOOFDSTUK IV.

Theorieën omtrent de intensiteitsverhoudingen van magnetisch gesplitste spectraallijnen.

1. De intensiteitsregels van Ornstein en Burger bij een doublet en tripletsysteem ($p\ s$).

Het gelukte Ornstein en Burger in 1924 regels op te stellen, die de intensiteiten der Zeemankomponenten bepalen. Zij probeerden daarbij de, reeds voor dien tijd gevonden, intensiteitsregels van spectraallijnen aan te passen aan het probleem van het Zeeman-effect.

Singulet-geval.

Het eenvoudigste geval van een Zeemaneffect is het normale triplet van een singuletlijn (transversaal effect).

In het transversaal effect zijn, op grond van symmetrie, de beide loodrechte componenten (σ componenten) gelijk. Voigt ¹⁾ had deze symmetrie op theoretische gronden reeds voorspeld, bovendien was deze gelijkheid reeds eerder waargenomen ²⁾. Nemen we verder aan, dat de ongesplitste lijn ongepolariseerd is, dan moet de intensiteit der beide σ componenten tesamen, gelijk zijn aan de intensiteit van de π komponent. Hieruit volgt de intensiteitsverhouding der componenten als

$$1 : 2 : 1$$

Doublet-geval.

Wil men de intensiteiten van de doubletcomponenten in hoofd of scherpe nevenserie der alkaliën bepalen (ps of

¹⁾ Voigt. Magneto und Electro-optik.

²⁾ Zeeman. Magneto-optische Untersuchungen Kap VII.

sp), dan blijken de bovenstaande polarisatie en symmetrieregels niet voldoende te zijn, om alle onbekende intensiteiten op te lossen.

De splitsingen zijn voor het ps doublet aangegeven in onderstaand pijlschema van Landé.

Magnetische quantumgetallen m	$-\frac{3}{2} \quad -\frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \quad \frac{3}{2}$	De π componenten zijn tusschen haakjes geplaatst.
Termsplitsing van het niveau p_2	$-\frac{6}{3} \quad -\frac{2}{3} \quad +\frac{2}{3} \quad +\frac{6}{3}$	
" " " " s_1	$-\frac{1}{1} \quad +\frac{1}{1}$	
Splitsing van de lijn $p_2 s_1$	$-\frac{5}{3} - \frac{3}{3} - (\frac{1}{3}) + (\frac{1}{3}) + \frac{3}{3} + \frac{5}{3}$	

Hierin is de termsplitsing berekend volgens de Landésche g formule, $\Delta\nu = m g o$. Hierin is $\Delta\nu$ de frequentie-verandering, m het magnetisch quantumgetal, g de splitsingsfactor van Landé en o de Larmor-frequentie.

Voor het niveau p_2 is $g = \frac{4}{3}$, voor het niveau s_1 is de $g = 2$.

Voor de lijn $p_1 s_1$ wordt de splitsing op gelijke wijze berekend volgens de tabel:

Magnetische quantumgetallen m	$-\frac{1}{2} \quad +\frac{1}{2}$
Termsplitsing van het niveau p_1	$-\frac{1}{3} \quad +\frac{1}{3}$
" " " " s_1	$-1 \quad +1$
Splitsing van de lijn $p_1 s_1$	$-\frac{4}{2} - (\frac{2}{2}) + (\frac{2}{2}) + \frac{4}{2}$

Voor beide lijnen is de splitsing in eenheden van normale splitsing gegeven.

De lijn $p_2 s_1$ heeft 6 componenten (2 π en 4 σ componenten).

De lijn $p_1 s_1$ heeft 4 componenten (2 π en 2 σ componenten).

Er zijn dus in totaal 10 intensiteiten te bepalen. Daar echter volgens de symmetrieregels de componenten, die symmetrisch t.o.v. de ongesplitste lijn liggen, gelijk zijn, hebben we slechts 5 onbekende intensiteiten, n.l. 3 componenten voor $p_2 s_1$ en 2 voor $p_1 s_1$. Noemen we de componenten van de lijn $p_2 s_1$ resp. $\sigma_{5/3}$, $\sigma_{3/3}$ en $\pi_{1/3}$ en de componenten van de lijn $p_1 s_1$ resp. $\sigma'_{4/2}$ en $\pi'_{2/2}$ dan kunnen we volgens de polarisatieregels schrijven

$$\begin{aligned}\sigma_{5/3} + \sigma_{3/3} &= \pi_{1/3} \\ \sigma'_{4/2} &= \pi'_{2/2}\end{aligned}$$

Bovendien geldt volgens de intensiteitsregel voor multiplets dat de intensiteiten der lijnen $p_2 s_1$ en $p_1 s_1$ zich verhouden als 2 : 1. Dientengevolge kunnen we als vgl. nog schrijven

$$\sigma_{5/3} + \sigma_{3/3} + \pi_{1/3} = 2 (\sigma'_{4/2} + \pi'_{2/2})$$

We hebben dus nu voor onze 5 onbekenden 3 vergelijkingen. Daar we slechts 4 vergelijkingen nodig hebben, om de verhoudingen der componenten te bepalen, ontbreekt er dus nog slechts één betrekking.

Ornstein en Burger gaven nu den weg aan, om een nieuwe betrekking te verkrijgen, door generalisatie van de sommenregels bij multipletlijnen.

Hun regel luidt: De sommen van de intensiteiten der loodrechte (resp. parallelle) componenten, waarbij de begin (resp. eind) toestand van het atoom, hetzelfde magnetische quantumgetal heeft, zijn gelijk.

We kunnen deze regel ook als volgt formuleeren:

In het splitsingsschema van Landé, is de totale intensiteit van de componenten behorend bij een bepaalde pijlbundel van p naar s , gelijk aan de totale intensiteit van een andere pijlbundel van p naar s .

Door deze regel krijgt men nu, in ons doublet-geval, nog een nieuwe vgl. n.l.

$$\sigma_{3/3} = \sigma'_{4/2} + \sigma_{5/3}$$

We hebben nu voldoende vgl. om de onbekenden te bepalen en vinden dan de volgende intensiteiten, waarbij de zwakste komponent gelijk aan 1 gesteld is.

Komponent	$\sigma_{5/3}$	$\sigma_{3/3}$	$\pi_{1/3}$	van $p_2 s_1$
Intensiteit	1	3	4	

En evenzoo

Komponent	$\sigma_{4/2}$	$\pi_{2/2}$	van $p_1 s_1$
Intensiteit	2	2	

Deze intensiteiten zijn dezelfde als die welke Voigt, uit zijn koppelingstheorie, voor een D doublet berekende.

Triplet-geval.

Ook voor het ps triplet kunnen we met bovenstaande regels de intensiteiten der komponenten bepalen.

De 3 lijnen van het triplet $p_2 s_1, p_1 s_1, p_0 s_1$ splitsen zich volgens het schema van Landé in $5 + 4 + 2$ positief verschoven π en σ komponenten (hierbij is de niet verschoven π komponent van de lijn $p_1 s_1$, die een intensiteit nul heeft, meegeteld, want deze intensiteit nul moet uit de regels volgen).

Er zijn dus 11 onbekende intensiteiten, waartoe we dus 10 vergelijkingen moeten opstellen.

We vinden:

2 vergelijkingen uit de intensiteitsregels voor de ongesplitste lijn n.l.

$$I_{p_2 s_1} : I_{p_1 s_1} : I_{p_0 s_1} = 5 : 3 : 1$$

welke verhouding natuurlijk ook geldt voor de sommen der bijbehorende lijnkomponenten.

3 vergelijkingen uit de polarisatieregels, die aangeeft dat aan elk der drie lijnen de sommen van π en σ componenten gelijk moeten zijn.

5 vergelijkingen uit de boven aangegeven regel van Ornstein en Burger n.l. 3 vgl. voor de lijn $p_2 s_1$, 2 voor de lijn $p_1 s_1$ en 0 voor de lijn $p_0 s_1$.

Hierbij moet men nog bedenken, dat elke σ komponent zoowel in het longitudinale, als in het transversale effect uitgestraald wordt en dus in de totaalintensiteit dubbel geteld moet worden.

Het resultaat voor de 3 tripletlijnen is resp.:

Voor de lijn $p_2 s_1$

Komponent	(0)	(1/2)	2/2	3/2	4/2
Intensiteit	8	6	6	3	1

Voor de lijn $p_1 s_1$

Komponent	(0)	(1/2)	3/2	4/2
Intensiteit	0	6	3	3

Voor de lijn $p_0 s_1$

Komponent	(0)	2
Intensiteit	4	2

Bovenstaande rekenwijze blijkt, voor samengestelde multiplets ter oplossing der componenten-intensiteiten, niet voldoende gegevens op te leveren, analoog aan het geval der sommenregel, die ook slechts in eenvoudige gevallen de intensiteiten der multipletlijnen bepaalt.

Evenals daar, moet dus ook hier naar een verdere regel ge-

zocht worden, die in staat stelt, de intensiteiten der Zeeman-komponenten in gecompliceerde gevallen te verklaren.

2. De intensiteitsregels voor de Zeemankomponenten van multipletlijnen.

De nog ontbrekende regels, waarvan in het slot der vorige paragraaf gesproken werd, werden kort na de publicatie van de intensiteitsregels van Ornstein en Burger, aangegeven in een verhandeling van Helmut Hönl ¹⁾.

Gelijktijdig werd ook door Kronig ²⁾, Goudsmit ³⁾ het werk van Ornstein en Burger gegeneraliseerd.

Wij zullen hier de afleiding der regels, zooals Hönl die gaf, weergeven. Hij ging uit van de formules, die het Bohrsche Korrespondentieprincipe geeft, voor de intensiteiten der Zeemankomponenten, welke formules in een verhandeling van Heisenberg en Sommerfeld waren afgeleid.

Deze formules luiden als volgt: Wanneer men bij elk der 3 gevallen, waarbij het inwendige quantumgetal (j) verandert ($\Delta_j = 0, \pm 1$) de 3 gevallen beschouwt, waarbij het magnetisch quantumgetal m eveneens verandert ($\Delta_m = 0, \pm 1$) en wanneer men de hoek, tusschen het resulterend impulsmoment van het atoom en de magnetische krachtlijnen Θ noemt dan zijn de intensiteitsverhoudingen (voor een zwak veld) gegeven door de formules

	$\Delta_m = +1$	$\Delta_m = 0$	$\Delta_m = -1$
1) $\Delta_j = +1$	$1/4 (1 - \cos \Theta)^2 : \sin^2 \Theta : 1/4 (1 + \cos \Theta)^2$		
$\Delta_j = 0$	$1/4 \sin^2 \Theta : \cos^2 \Theta : 1/4 (\sin^2 \Theta)$		
$\Delta_j = -1$	$1/4 (1 + \cos \Theta)^2 : \sin^2 \Theta : 1/4 (1 - \cos \Theta)^2$		

Indien we nu $\cos \Theta = \frac{m}{j}$ zetten (richtingsquanteling van het

1) Zs. f. Physik. Bd. 31 pag. 343, 1925.

2) Zs. f. Physik Bd. 31, pag. 885, 1925.

3) Naturwissenschaften 13, 90, 1925.

Kon. Acad. v. Wet. 34, 278, 1925.

impulsmoment in het magneetveld, kunnen we het schema als volgt schrijven

	$\Delta_m = +1$	$\Delta_m = 0$	$\Delta_m = -1$
2) $\Delta_j = +1$	$\frac{1}{4} (j-m)^2$	$j^2 - m^2$	$\frac{1}{4} (j+m)^2$
$\Delta_j = 0$	$\frac{1}{4} (j^2 - m^2)$	m^2	$\frac{1}{4} (j^2 - m^2)$
$\Delta_j = -1$	$\frac{1}{4} (j+m)^2$	$j^2 - m^2$	$\frac{1}{4} (j-m)^2$

De groote moeilijkheid ligt nu in het feit, dat het correspondentie-principe niet aangeeft of deze formules op een begin, eind- of tusschentoestand van het atoom betrekking hebben.

Alleen in 't geval waarbij begin en eindtoestand dezelfde zijn, vervalt deze moeilijkheid en dit geval doet zich voor wanneer gelijktijdig Δ_j en Δ_m gelijk aan nul zijn. De bovenstaande vergelijkingen leeren voor dit geval, dat de intensiteiten der Zeemankomponenten zich verhouden, als de quadraten der magnetische quantumgetallen. Een toetsing van deze regel geeft de lijn $s_1 p_1$ van een triplet.

Volgens onze regel heeft deze komponent de intensiteit 0, wat met de ervaring klopt ($m^2 = 0$).

Voor het geval dat $\Delta j = \pm 1$ zijn de regels uit het correspondentie-principe niet eenduidig bepaald. Het eenvoudigste geval is ook hier weer, dat geval waarbij $\Delta m = 0$ (π componenten).

Het experiment leert nu dat de verhouding der π componenten voor de lijn $s_1 p_2$ als 3 : 4 is. (Volgens de regels van Ornstein en Burger).

Men krijgt nu deze verhouding, wanneer men in de vergelijking 2) $j = 2$ zet, waarbij dus j het inwendig quantumgetal van het aanvangsniveau is. Want in dit geval krijgt men

$$(j_a^2 - m^2) : (j_a^2 - m^2) = (2^2 - 0^2) : (2^2 - 1^2) = 4 : 3$$

Hetzelfde moet men nu doen in het geval $\Delta i = -1$. Men moet dan voor de j invullen $j_e = 2$, omdat de beide gevallen eenvoudig in elkaar overgaan, door verwisseling van j_a en j_e , m_a en m_e . Gaat men het zoo verkregen resultaat generaliseeren, dan krijgt men de volgende regels:

De intensiteiten der π componenten verhouden zich als volgt:

Voor het geval $\Delta j = 0$, als de verhouding der magnetische quantumgetallen m^2 .

Voor het geval $\Delta i = +1$, als de verhouding van $j_a^2 - m^2$

Voor het geval $\Delta j = -1$, als de verhoudingen van $j_e^2 - m_e^2$.

Bovenstaande regels gelden dus alleen voor de π componenten, er moet dus nu nog getracht worden, regels voor de σ componenten op te stellen en wel allereerst voor het geval dat $\Delta i = 0$.

Geval $\Delta j = 0$. Ter verduidelijking van de nu volgende afleiding, der intensiteiten der σ componenten, wordt reeds in schema I het, nog te verkrijgen, resultaat medegedeeld.

Schema I.

m	j	$j - 1$	$j - 2$	$j - 3$	$j - 4$
j	j^2	j			
$j - 1$	j	$(j - 1)^2$	$2j - 1$		
$j - 2$		$2j - 1$	$(j - 2)^2$	$3j - 3$	
$j - 3$			$3j - 3$	$(j - 3)^2$	$4j - 6$
$j - 4$				$4j - 6$	$(j - 4)^2 \dots$
					$\dots$

In dit schema zijn de relatieve intensiteiten aangegeven.

In de bovenste rij zijn de magnetische quantumgetallen van den begintoestand aangegeven ($m_a = j$ enz.), in de meest linksche kolom staan de magnetische quantumgetallen van de eindtoestanden (m_e). Daar alleen veranderingen van m met ± 1 of 0 geoorloofd zijn (voorkeurregel), krijgen we in elke kolom hoogstens 3 combinaties van m_a en m_e . We zien dat

in schema I de diagonaal de π componenten aanduidt (Kombinaties van gelijke m_a en m_e).

De beide andere, van links boven naar rechts onder verlopende rijen, geven de intensiteiten der σ componenten aan. Hier is de verandering van het magnetische quantumgetal 1 ($m_e - m_a = 1$). Nu zijn de intensiteiten der π componenten reeds boven afgeleid. We kunnen dus deze nu reeds in de diagonaal invullen (n.l. m^2). Nu moet volgens de polarisatieregel de som der π componenten, gelijk aan de som der σ componenten zijn

$$\sum I_{\pi} = \sum I_{\sigma}$$

Nu is

$$\sum_{m=-j}^{m=+j} I_{\pi} = \sum m^2 = \frac{j(j+1)(2j+1)}{3} \quad ^1)$$

We moeten nu nog bedenken, dat in de totaal uitgestraalde energie de intensiteit der σ componenten dubbel geteld moet worden. Men kan om dit aan te toonen, als volgt redeneeren. Volgens de klassieke opvatting wordt de uitgezonden straling opgewekt door trillende dipolen. Daarbij trillen de π componenten in de richting der krachtlijnen, de σ componenten zijn cirkelvormige trillingen om de krachtlijnen. Omdat nu, volgens de klassieke electrodynamica, in een richting loodrecht op de krachtlijnen, wel de geheele lineaire trilling, maar slechts een komponent van de circulaire trilling uitgestraald wordt, moet men steeds wanneer men van de intensiteiten der σ componenten op energieovergangen overgaat, met een factor 2 vermenigvuldigen. Men krijgt dus voor de totaal uitgestraalde energie de waarde

$$\sum I_{\pi} + 2 \sum I_{\sigma} = j(j+1)(2j+1) \text{ (zie boven)}$$

Daar we nu in ons schema $2j+1$ rijen en $2j+1$ kolommen hebben, wordt de som voor een rij of kolom gelijk aan

¹⁾ Zie bijv. Lobatto Hoogere Algebra. Rekenkundige reeksen van hogere orde.

$j(j+1)$ (de gelijkheid van de sommen der intensiteiten in rij of kolom volgt uit de sommenregel van Ornstein en Burger) Men kan nu stap voor stap, de intensiteitswaarden der σ componenten berekenen. In de 1e kolom is bijv. de som $j(j+1)$, de π component is reeds bekend ($=j^2$). De σ component wordt dus in de 1e kolom $=j$. Eveneens de σ component in de 1e rij. Gaat men zoo door, dan vindt men spoedig de algemeene vorm, die de waarden der resp. σ componenten aangeeft.

Deze formules zijn:

voor een overgang

$$\Delta m = -1, \text{ van } j-q \rightarrow j-q+1, \text{ gelijk aan } qj - \frac{q(q-1)}{2}$$

voor een overgang

$$\Delta m = 0, \text{ van } j-q \rightarrow j-q, \text{ gelijk aan } (j-q)^2$$

voor een overgang

$$\Delta m = +1, \text{ van } j-q \rightarrow j-q-1, \text{ gelijk aan } (q+1)j - \frac{q(q+1)}{2}$$

We brengen dit, door substitutie van $q=j-m$, in eenvoudiger vorm. De intensiteit voor een overgang van

$$m \rightarrow m+1 \text{ wordt dan gelijk aan } \frac{1}{2}(j-m)(j+m+1)$$

$$m \rightarrow m \quad \text{ " " " " } m^2$$

$$m \rightarrow m-1 \quad \text{ " " " " } \frac{1}{2}(j-m+1)(j+m)$$

Als contrôle kan nog gelden dat, voor zeer groote quantumgetallen, deze formules in die van het correspondentieprincipe overgaan, wat steeds als eisch moet worden opgelegd.

Geval $\Delta j = +1$.

Indien we hier weer, als bij het geval $\Delta j = 0$, de som der intensiteiten der π componenten opmaken, krijgen we, daar de π componenten in dit geval gelijk zijn aan $j^2 - m^2$, (zie boven) dat

$$\Sigma I_{\pi} = \sum_{m=-j}^{m=+j} \{ (j+1)^2 - m^2 \}$$

Hierin is het inwendig quantumgetal $j + 1$, in plaats van j gezet. Alle overgangen betreffen dus hier overgangen van $j + 1 \rightarrow j$. Dit is gebleken bij de π componenten in het geval $\Delta j = +1$, daar moest immers voor j het inwendig quantumgetal van het aanvangsniveau ingevuld worden.

We krijgen verder

$$\begin{aligned} \sum_{m=-j}^{m=+j} I_{\pi} &= \sum \{ (j+1)^2 - m^2 \} = (2j+1)(j+1)^2 \\ &\quad - \frac{j(j+1)(2j+1)}{3} = \frac{(j+1)(2j+1)(2j+3)}{3} \end{aligned}$$

Evenals in het geval $\Delta j = 0$, krijgt men volgens de polarisatieregels als totaal som der energieovergangen voor π en σ componenten

$$(j+1)(2j+1)(2j+3)$$

Hieruit volgt weer volgens de sommenregel, dat de som der intensiteiten in een rij, gelijk is aan $(j+1)(2j+3)$ en in een kolom gelijk aan $(j+1)(2j+1)$. En daar we de intensiteiten der π componenten reeds kennen, kunnen we te beginnen met de eerste rij en kolom de waarden der σ componenten bepalen. Men vindt het volgende schema:

Schema II.

m	$j+1$	j	$j-1$	$j-2$	$j-3$
j	$(j+1)(2j+1)$	$(j+1)^2 - j^2$	1		
$j-1$		$j(2j+1)$	$(j+1)^2 - (j-1)^2$	3	
$j-2$			$j(2j-1)$	$(j+1)^2 - (j-2)^2$	6
$j-3$				$(j-1)(2j-1)$	$(j+1)^2 - (j-3)^2$
....					

De algemeene formules tot vorming van de verschillende termen zijn hier voor een overgang van

$$\begin{aligned} m \rightarrow m-1 &: \frac{1}{2} (j+m)(j+m+1) \\ m \rightarrow m &: (j+1)^2 - m^2 \\ m \rightarrow m+1 &: \frac{1}{2} (j-m)(j-m+1) \end{aligned}$$

Ook deze formules gaan voor zeer groote quantumgetallen

over in de vroeger aangegeven formules, die uit het correspondentieprincipe waren afgeleid.

Geval $\Delta j = -1$

Dit geval is geheel terug te brengen tot het geval $\Delta j = +1$. We hebben daartoe alleen de inwendige en magnetische quantumgetallen van den aanvangstoestand te verwisselen, met die van den eindtoestand. Daardoor worden in schema II, rijen tot kolommen en omgekeerd.

§ 3. *Overzicht van de quantummechanische behandeling van het Zeemaneffect.*

In de nieuwe quantummechanica volgens Heisenberg, Born en Jordan ¹⁾ worden de dynamische grootheden (coördinaten q , impulsen p enz.) voorgesteld door Hermite-sche matrices; uitsluitend direct waarneembare grootheden (uitstralingsfrequenties en karakteristieke amplitudo's, die de intensiteiten beschrijven) spelen hierbij een rol.

In de klassieke theorie worden de intensiteiten gegeven door de quadraten der coëfficiënten van de termen der Fourierreeksen waarin de coördinaten kunnen worden ontwikkeld. In analogie hiermee worden in de matrix-theorie de coördinaten door een matrix schema $\{q_{mn}^n e^{2\pi i \nu_m^t}\}$ beschreven, waarin ν_m^t voorstelt de uitgezonden frequentie en $[q_{mn}^n]^2$ evenredig is met de intensiteit van het uitgestraalde licht bij een overgang van de n^{de} naar de m^{de} toestand.

In een bepaald mechanisch probleem worden de klassieke bewegingsvergelijkingen van Hamilton overgenomen in de nieuwe theorie, waarbij nu echter de variabelen matrix-ka-

¹⁾ Heisenberg Zs. f. Phys. Bd. 33, 879, 1925.

Born en Jordan Zs. f. Phys. Bd. 34, 858, 1925.

Born, Heisenberg, Jordan. Bd. 35, 557, 1925.

rakter bezitten. Het analogon van de haakjesuitdrukking van Poisson in de klassieke theorie is in de matrix theorie:

$$p_\nu q_\mu - q_\mu p_\nu = \frac{h}{2\pi i} \cdot 1 \cdot \delta_\nu^\mu \text{ (z.g. verwisselingsrelaties).}$$

(1 = eenheidsmatrix, $\delta_\nu^\mu = 1$ als $\mu = \nu$ en $\delta_\nu^\mu = 0$ als $\mu \neq \nu$)

Op grond van de bewegingsvergelijkingen van Hamilton en deze verwisselingsrelaties kan men bewijzen dat de energiematrix een diagonaalmatrix is.

Met behulp van de Bohrsche frequentie-voorwaarde wordt het verband gelegd tusschen de uitgezonden stralingsfrequenties en de energiewaarden van het systeem, die voorgesteld worden door de diagonaalelementen van de energiematrix.

Uitgaande van de verwisselingsrelaties, de Bohrsche frequentievoorwaarde en de constantheid van de energie (in de matrix-theorie is dit aequivalent met $H = \text{diagonaalmatrix}$), wordt omgekeerd bewezen dat de bewegingsvergelijkingen de kanonieke vorm bezitten.

Zoodra er een storing optreedt zal de storingsfunctie, beschreven met de variabelen van het ongestoorde systeem, geen diagonaalmatrix zijn. Opdat aan de grondvoorwaarde, dat de energie een diagonaalmatrix is, zal worden voldaan, moeten we een transformatie naar nieuwe variabelen toepassen, die de energie van het gestoorde systeem uitgedrukt in deze nieuwe variabelen overbrengt in een diagonaalmatrix W , terwijl de nieuwe variabelen blijven voldoen aan de verwisselingsrelatie. (Kanonieke transformatie).

Aan bovengenoemde voorwaarde wordt voldaan door de transformatie

$$\left. \begin{aligned} P_\nu &= S_{p_\nu} S^{-1} \\ Q_\nu &= S_{q_\nu} S^{-1} \\ W &= S H S^{-1} \end{aligned} \right\} \left(\begin{array}{l} P_\nu \text{ nieuwe impulsen} \\ Q_\nu \text{ nieuwe coördinaten} \end{array} \right)$$

De S matrix speelt dezelfde rol, als de S functie in de klassieke theorie die voldoet aan de partieële differentiaal vergelijking van Hamilton Jacobi.

Heisenberg en Jordan ¹⁾ hebben volgens de quantum mechanische storingstheorie het probleem van het anomale Zeeman-effect opgelost. Rekening houdend met de theorie van het roteerend electron van Goudsmit-Uhlenbeck bestaat de storingsfunctie uit 3 termen,

- 1e. de storingsenergie afkomstig van de beweging van het roteerend electron in het inwendig magneetveld.
- 2e. de storingsenergie afkomstig van het uitwendig magneetveld.
- 3e. de storingsenergie afkomstig van de relativiteitscorrectie.

Het blijkt dat hier sprake is van een ontaard probleem, in de storingsfuncties treedt n.l. een nieuw quantumgetal m_s op waarvan de energie van het ongestoorde systeem niet afhankelijk is (m_s geeft de komponent van s in de richting van het veld aan).

Bovendien is de storingsfunctie geen diagonaalmatrix in dit nieuwe quantumgetal.

Volgens de algemeene storingstheorie bezit de S transformatie matrix nu de gedaante $S = S_0 (1 + \lambda S_1 + \lambda^2 S_2 + \dots)$

De S_0 transformatie heft de ontaarding op. Door middel van deze S_0 transformatie wordt de storingsfunctie gebracht in diagonaalvorm. Het gedeelte van de storingsenergie afkomstig van de relativiteitscorrectie bevat geen ontaarde coördinaat en speelt daarom bij deze seculaire S_0 transformatie, geen rol.

Na deze *nulde* benadering zouden moeten volgen verdere infinitesimale benaderingen $\lambda S_1, \lambda^2 S_2 \dots$

Heisenberg en Jordan beperkten zich echter tot de *nulde* benadering. Ter berekening van de termen van de S_0 matrix moet een stelsel lineaire homogene vergelijkingen worden opgelost.

Hierin zijn de S_0 matrix-elementen de onbekenden, terwijl in de coëfficiënten de elementen van de storingsfunctie voorkomen, tegelijk met de gezochte storingsenergie waarden.

¹⁾ Heisenberg en Jordan, Zs f. Physik. Bd. 37, 263, 1926.

Opdat een oplossing mogelijk is moet de determinant der coëfficiënten gelijk zijn aan nul.

Deze determinant kan worden opgevat als een vergelijking waarvan de wortels de storingsenergie-waarden voorstellen.

De S matrix termen worden gekarakteriseerd door 2 indices, waarvan de een betrekking heeft op het quantumgetal m_s van het ongestoorde systeem en de andere verband houdt met een nieuw quantumgetal μ , dat na opheffing der ontaarding door het storende veld, het quantumgetal m_s vervangt en verschillende waarden aanneemt in verband met de seculaire vergelijking.

De S matrix moet voldoen aan een zekere normeringsvoorwaarde.

$S_o \tilde{S}_o^* = I$ ($\sim$ geeft aan verwisselen van rijen en kolom
* geeft aan complex toegevoegde).

Hierdoor blijven ook na de transformatie de matrices die de coördinaten en impulsen voorstellen van Hermite'sch karakter.

Voor het ongestoorde systeem zijn door Born, Heisenberg en Jordan, formules opgesteld voor de coördinaten q_x, q_y, q_z , waarvan de quadraten de intensiteiten geven, van het licht gepolariseerd in de x richting, y richting en z richting.

Ter berekening van de intensiteiten in het gestoorde probleem gelden de betrekkingen

$$Q_x = S_o q_x S_o^{-1}$$

$$Q_y = S_o q_y S_o^{-1}$$

$$Q_z = S_o q_z S_o^{-1}$$

De verhouding der S_o termen is die van onderdeterminanten van de coëfficiënten-determinant der seculaire transformatie. Tevens moet rekening worden gehouden met bovengenoemde normeringsvoorwaarden.

Darwin ¹⁾ heeft hetzelfde probleem opgelost met behulp van de methode van Schrödinger. Ter berekening van de energie-

¹⁾ Proceedings of the Royal Society. 115, 1, 1927. 116, 227, 1927 en 118, 264, 1928.

niveau's en der intensiteiten bleek in dit geval de normering overbodig te zijn. De vergelijkingen die ons de energie waarden van het gestoorde probleem leveren, dragen daar door een eenvoudiger karakter. Gemakkelijker dan uit de determinant van Heisenberg en Jordan volgen hieruit de g formules en de γ formules (voor de Zeemansplitsing en de multipletsplitsing), terwijl de intensiteitsformules van het gestoorde probleem in nulde benadering dezelfde zijn als bij Heisenberg en Jordan.

In het artikel van Zwaan ¹⁾ wordt in aansluiting met mijn experimenteel onderzoek in het geval van het $2p-3d$ multiplet van Zn_1 , de intensiteitsverhouding der componenten bepaald volgens de matrix methode.

De berekening wordt in dit geval vereenvoudigd doordat de p -multiplet niveau afstanden groot zijn vergeleken met de d -multiplet niveau afstanden, terwijl de Zeeman-niveau-splitsingen nog klein zijn t.o.v. beide voorgaande afstanden. Letten we alleen op de eerste term van de storingsenergie (afkomstig van het inwendig magneetveld) dan wordt de multiplet-splitsing verkregen. Wanneer we n.l. m_s achtereenvolgens de waarden $-1, 0; +1$, toekennen ontstaat de seculaire determinant met 3 rijen en 3 kolommen; de 3 wortels leveren de 3 storingsenergie-waarden waarvan dus een splitsing van ieder energie-niveau in het ongestoorde systeem in drieën het gevolg is (triplet-karakter). Wordt bovendien de storing door het uitwendig magneetveld (tweede term van de storingsenergie) in rekening gebracht, dan volgt de anomale Zeemansplitsing der multiplet niveau's.

Voor de verdere uitwerking wordt verwezen naar bovengenoemd artikel.

¹⁾ Dit artikel verschijnt binnenkort in het Zs. f. Physik.

HOOFDSTUK V.

Resultaten.§ 1. *Het tripletsysteem van Zn, Cd, Ca en Mg.*

De eerste intensiteitsmetingen van Zeemankomponenten, werden in het Utrechtsche laboratorium verricht.

Begonnen werd met de componenten van het Zn triplet sp ($\lambda = 4810, 4722$ en 4680). Dit triplet is zeer lichtsterk en de fotografische plaat is in dit golflengte gebied gevoelig.

Gebruikt werd een groote Du Bois magneet met waterkoe-ling; de gebruikte veldsterkte was gemiddeld 32000 Gauss.

De lichtbron was een vonk in lucht tusschen 2 zink-electroden, die op de magneetpolen bevestigd waren. Een der electroden was met behulp van een micaplaatje, van de magneetpool geïsoleerd. Als stroombron, voor de gecondenseerde vonkontlading, diende een groote inductieklos. Met behulp van een regelbare zelfinductie werd de lijnscherpte verbeterd. De lijn $s_1 p_2$ ($\lambda = 4810$) vertoonde aan de kant der grootere golflengte een sterke verbreeding, die door een goed gekozen zelfinductie vrijwel weggewerkt kon worden.

Een groot nadeel van de gebruikte lichtbron was de snelle oxydatie der zink-lamellen. Deze moesten gemiddeld elke 5 minuten afgeschuurd worden. De belichtingstijd bedroeg 2 à 3 uur.

De optische opstelling was de, in hoofdstuk III beschreven stigmatische roosteropstelling. Er werd gebruik gemaakt van rookglas verzwakkers, waarvan de doorlating in het gebruikte golflengte gebied bekend was.

Voor de fotografische plaat bevond zich een geachromatiseerd kalkspaatprisma, dat de π en σ componenten scheidde.

Na elke opname met veld, werd ook een opname zonder veld genomen, om de verhouding, waarin het rooster de 2 onderling loodrechte trillingsrichtingen van het licht terugkaatst, te leeren kennen.

Deze verhouding was in het gebruikte golflengte gebied als 4 : 5. ($\pi : \sigma$).

Later werden de metingen met andere metalen voortgezet, waarbij nu echter als lichtbron de vacuumboog gebruikt werd.

De metingen.

De regels, die de te verwachten intensiteiten, voor het triplet (sp) aangeven, zijn behandeld in hoofdstuk IV .

De met deze regels berekende intensiteiten zijn aangegeven in figuur 5.

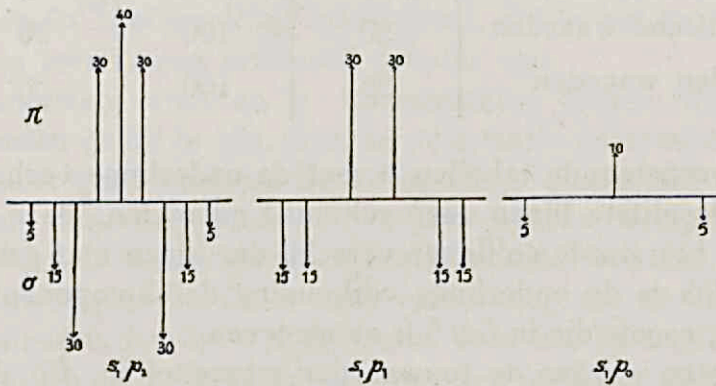


Fig. 5.

Hier is tevens rekening gehouden met de onderlinge intensiteitsverhouding der ongesplitste lijnen. Deze is, in verband met de plaatgevoeligheid alleen dan uit de sommen der componenten te bepalen, wanneer de golflengten der ongesplitste lijnen niet veel verschillen.

De eerste metingen (lichtbron vonk in lucht) leverden het volgende resultaat.

De lijn $s_1 p_2$ van Zn. ($\lambda = 4810 \text{ \AA}$).

	σ Componenten			π Componenten			σ Componenten		
Theoretische waarden	12 ⁵	37 ⁵	75	75	100	75	75	37 ⁵	12 ⁵
Gevonden waarden	14	38	75	80	100	75	68	33	—

De lijn $s_1 p_1$ van Zn. ($\lambda = 4722 \text{ \AA}$).

	σ Komponenten		π Komponenten		σ Komponenten	
Theoretische waarden	50	50	100	100	50	50
Gevonden waarden	52	48	100	96	50	46

De lijn $s_1 p_o$ van Zn. ($\lambda = 4680 \text{ \AA}$).

	σ Komponenten		π Komponenten		σ Komponenten	
Theoretische waarden	50		100		50	
Gevonden waarden	55		100		50	

In bovenstaande tabellen is met de onderlinge verhouding der ongesplitste lijnen geen rekening gehouden, deze werd wegens het groote golflengteverschil der lijnen niet gemeten. Natuurlijk is de onderlinge verhouding der componenten in een lijn, zooals die in fig. 5 is aangegeven.

Gemeten werden de topwaarden-intensiteiten. Bij de lijn $s_1 p_2$ valt de asymmetrie der σ componenten direct in het oog. Latere metingen toonden aan, dat deze asymmetrie slechts schijnbaar is.

De componenten met kleinere topwaarden, hebben een grootere halfwaarde-breedte, waardoor de symmetrie der intensiteiten hersteld wordt. In hoofdstuk V, § 3 wordt op dit verschijnsel nader ingegaan.

De niet aangegeven σ komponent van de lijn $s_1 p_2$ was gedeeltelijk saamgevlloeid met de naburige σ komponent en werd aanvankelijk niet gemeten.

Latere metingen aan triplets werden gedaan met de stigmatistische en astigmatistische roosteropstelling. Lichtbron was nu een vacuumboog. De metingen werden uitgevoerd aan Ca, Mg, Zn en Cd. Hier werden weer de topwaarden gemeten.

De onderstaande tabel geeft de verkregen resultaten.

In deze tabel zijn de verhoudingen der ongesplitse lijn $s_1 p_2$, $s_1 p_1$ en $s_1 p_0$ als 5 : 3 : 1 genomen. Deze zijn alleen gemeten aan Mg en Ca en gaven waarden, die zeer goed met de theorie overeenstemden. De afwijkingen van de theoretisch te verwachten waarden blijken klein te zijn. Enkele lijnen zijn reeds beïnvloed, ook wat de ligging der componenten betreft, door een beginnend Paschen-Back-effect. Vooral de lijn $s_1 p_1$ krijgt daardoor afwijkingen in de intensiteitsverhoudingen der componenten.

De afwijkingen in de zwakste σ componenten der lijn $s_1 p_2$ berusten in hoofdzaak op meetfouten, die in het gebied der kleinere zwartingen uiteraard groter zijn.

De sommen van π en σ componenten blijken binnen de meetfouten gelijk te zijn. Aan de polarisatie en symmetrieregels is zeer goed voldaan. De verhouding, waarin het rooster de beide onderling loodrecht gepolariseerde componenten reflecteert, is in alle gevallen experimenteel bepaald, alleen bij de metingen van Ca is deze verhouding aan de π en σ componenten der lijn $s_1 p_0$ gemeten. Voor het Zn triplet is de reflexieverhouding met behulp van een kalkspaatprisma en de verzwakkersmethode nauwkeurig gemeten, in de stigmatische roosteropstelling. De juistheid der polarisatieregels werd hier bevestigd.

Voor de andere triplets, gemeten met de astigmatische roosteropstelling is, uitgaande van de geldigheid der polarisatieregels voor het Zn triplet, de roosterreflexie aan het Zn triplet gemeten. Voor naburige golflengte is deze verhouding nagenoeg constant.

Onderstaande tabel geeft de resultaten voor de triplets van de volgende metalen.

Zn	—	$\lambda = 4810, 4722, 4680.$	} $s_1 p_2, s_1 p_1, s_1 p_0.$
Cd	—	$\lambda = 5085, 4799, 4678.$	
Mg	—	$\lambda = 5183, 5172, 5167.$	
Ca	—	$\lambda = 6162, 6122, 6102.$	

TABEL.

Metingen aan de lijn $s_1 p_2$ van Ca, Cd, Mg en Zn.

		σ			π			σ			$\Sigma\pi \Sigma\sigma$		
	Theoretische waarden	5	15	30	30	40	30	30	15	5			
Ca	Gemeten waarden	4	13	29	30	41	28	28	14	6	Plaat no. 1	99	94
Mg	" "	5	16	30	32	39	32	30	14	3	" " 2	103	98
"	" "	—	15	30	30	40	29	30	15	—	" " 3	—	—
Cd	" "	5	15	29	32	41	31	27	14	5	" " 4	104	95
Zn	" "	5	15	29	32	41	31	29	15	3 ⁵	" " 5	104	97
Cd	" "				30	40	30				" " 6		

Metingen aan de lijn $s_1 p_1$ van Ca, Cd, Mg en Zn.

		σ		π		σ		$\Sigma\pi \Sigma\sigma$		
	Theoretische waarden	15	15	30	30	15	15			
Ca	Gemeten waarden	17	16	30	28	15	15	Plaat no. 1	58	63
Mg	" "	14	14	31	29	16	15	" " 2	60	59
"	" "	15	14	30	29	15	13	" " 3	59	57
Cd	" "	17	16	28	28	16	15	" " 4	56	64
Zn	" "	16	17	30	30	16	15	" " 5	60	64

Metingen aan de lijn $s_1 p_0$ van Ca. Cd. Mg en Zn.

		σ	π	σ	$\Sigma\pi \Sigma\sigma$		
	Theoretische waarden	10	20	10			
Ca	Gemeten waarden	9	20	10	Plaat no. 1	20	19
Mg	" "	10	21	8	" " 2	21	18
Cd	" "	10	20	10	" " 4	20	20
Zn	" "	10	20	10	" " 5	20	20

In bovenstaande tabel is plaat 3 in Tübingen opgenomen en gemeten volgens de in hoofdstuk V § 2 aangegeven metho-

de. De andere opgaven zijn gedeeltelijk metingen met de astigmatische, ten deele metingen met de stigmatische roosteropstelling. Van plaat no. 6 zijn alleen de π componenten gemeten.

De overeenstemming tusschen theorie en experiment is zeer goed.

§2. *De intensiteitsverhoudingen der Zeemankomponenten van multipletlijnen.*

In dit hoofdstuk worden metingen besproken, verricht aan opnamen, die Prof. Dr. E. Back in Tübingen, welwillend ter onzer beschikking stelde. Deze metingen zijn gedaan toen het Fysisch Laboratorium nog niet over een roosteropstelling van voldoende oplossend vermogen beschikte ¹⁾.

Op deze platen stonden geen zwartingsmerken. Er moest dus op andere wijze geprobeerd worden, de intensiteitsverhoudingen der componenten te bepalen.

Hiertoe werd, nadat de platen gefotometreerd waren de zwarting der componenten voor één der lijnen op de plaat, (bijv. de σ componenten van een lijn) uitgezet als functie van de theoretisch te verwachten intensiteiten dezer componenten. Als gewoonlijk werd de doorlating uitgezet tegen de logarithme der intensiteit.

Indien de theorie de juiste waarden der intensiteitsverhoudingen geeft, is de kromme, die men op deze wijze verkrijgt, zonder twijfel de goede zwartingskromme der beschouwde plaat. Daar we echter de verkregen kromme als zwartingskromme ter bepaling van de intensiteiten willen gebruiken, moeten we ter contrôle andere en scherpere eischen stellen.

Daarvoor komen de volgende eischen in aanmerking.

- 1^o de gevonden kromme moet de gebruikelijke gedaante van een zwartings- (resp. doorlatings)kromme hebben;

1) Deze metingen zijn niet herhaald, daar het ons belangrijker scheen, de roosteropstelling door de Rockefeller Education Board ter beschikking gesteld, voor andere problemen te gebruiken.

- 2o. Reeds bekende intensiteits-verhoudingen moeten met de juiste waarden, met behulp van deze kromme, kunnen worden afgeleid;
- 3o. Intensiteitsverhoudingen van componenten van andere zich op de plaat bevindende lijnen, moeten eveneens voldoen aan de verwachtingen der te toetsen theorie;
- 4o. De sommen van de gevonden intensiteiten voor de componenten, moeten voldoen aan de intensiteitsregels van Ornstein en Burger voor multipletlijnen.
- 5o. De gemeten roosterpolarisatie moet, beschouwd voor een niet te groot spectraalgebied, voor alle lijnen dezelfde zijn.

Indien aan deze voorwaarden voldaan is, mag men met vrij groote zekerheid aannemen, dat de geconstrueerde zwartings- (resp. doorlatings)kromme de juiste is.

Toetsing van de regels aan het Mangaan-octet.

Op één plaat bevonden zich de 3 magnetisch gesplitste Mangaan lijnen

s_4p_5 ($\lambda=4823.52$) s_4p_4 ($\lambda=4783.43$ en s_4p_3 ($\lambda=4754.05$)

De splitsing van deze lijnen wordt door het volgende schema aangegeven.

$$s_4p_5 \dots \dots \frac{(1) \ (3) \ (5) \ (7) \ 9 \ 11 \ 13 \ 15 \ 17 \ 19 \ 21}{9}$$

$$s_4p_4 \dots \dots \frac{(2) \ (6) \ (10) \ (14) \ 112 \ 116 \ 120 \ 124 \ 128 \ 132 \ 136}{63}$$

$$s_4p_3 \dots \dots \frac{(1) \ (3) \ (5) \ 9 \ 11 \ 13 \ 15 \ 17 \ 19}{7}$$

De splitsing is aangegeven in eenheden van normale splitsing. De π componenten zijn tusschen haakjes geplaatst.

De lijn s_4p_5

De splitsing van de lijn s_4p_4 was niet opgelost en werd

dus niet gemeten. De theoretisch berekende waarden voor de intensiteiten der componenten van de lijn $s_4 p_5$ zijn aangegeven in fig. 6, hierin zijn de π componenten naar boven, de σ componenten benedenwaarts gericht voorgesteld.

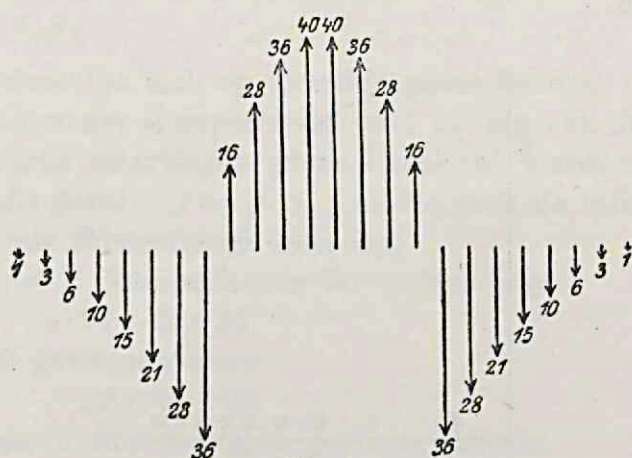


Fig. 6.

De lijn $s_4 p_5$ werd nu gefotometreerd. Fig. 7 geeft het fotogram waarop de π en σ componenten afzonderlijk voorkomen.

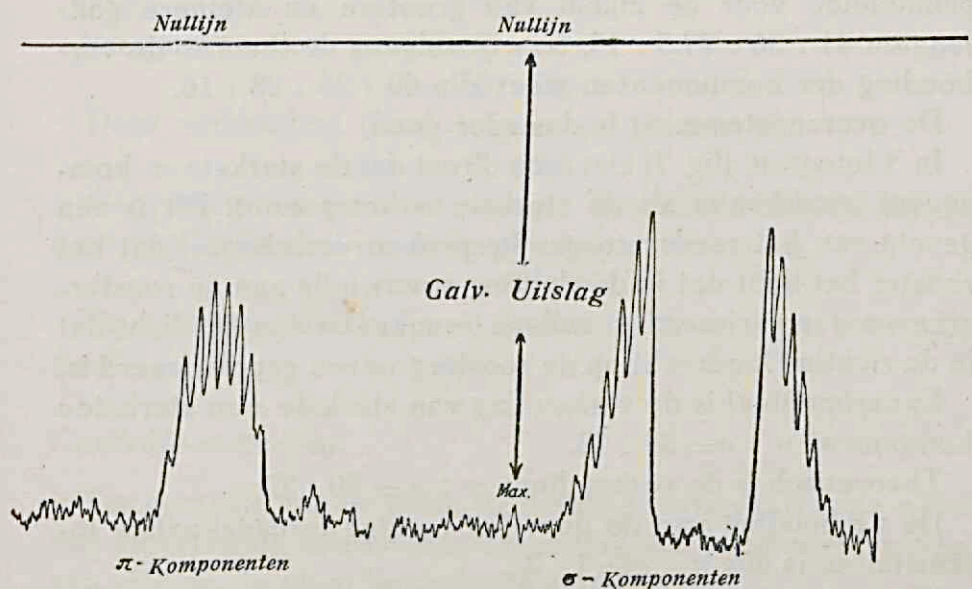


Fig. 7.

De uit het fotogram gemeten „doorlatingen” voor de σ componenten u/u_0 werden nu uitgezet tegen de logarithmen van de berekende intensiteiten ($\lg I$)

De op deze wijze verkregen doorlatingskromme is gegeven in fig. 8.

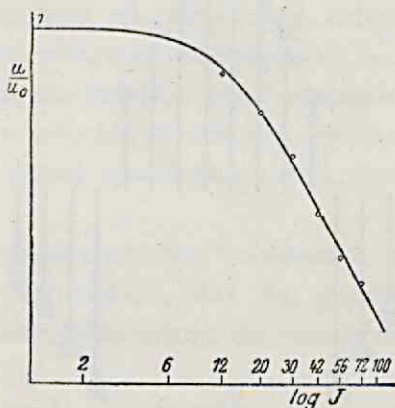


Fig. 8.

Met behulp van deze kromme werden nu de intensiteiten der π componenten berekend. Daarvoor werd gevonden (als gemiddelde voor de zijden van grootere en kleinere golflengten 41 : 36 : 27.5 : 15, terwijl volgens de theorie, de verhouding der componenten moet zijn 40 : 36 : 28 : 16.

De overeenstemming is dus zeer goed.

In 't fotogram (fig. 7) ziet men direct dat de sterkste π component zwakker is als de sterkste σ component. Dit is een gevolg van het reeds vroeger besproken verschijnsel dat het rooster het licht dat in de richting evenwijdig aan de roostergroeven gepolariseerd is, anders terugkaatst dan het licht dat in de richting loodrecht op de roostergroeven gepolariseerd is.

Experimenteel is de verhouding van sterkste π en sterkste σ component $\pi : \sigma = 39 : 72$.

Theoretisch is de verhouding: $\pi : \sigma = 80 : 72$.

De verhouding van de door het rooster teruggekaatste intensiteiten is dus $\pi : \sigma = 1 : 2$.

We zullen dus ook in het vervolg alle gevonden intensiteiten der π componenten met 2 moeten vermenigvuldigen.

Weliswaar verandert deze verhouding met den hoek waaronder het licht door het rooster gereflecteerd wordt, maar deze verandering is voor enkele honderden Ångström zeer gering (althans in het zichtbare deel van het spectrum).

De lijn s_4p_3

Daar deze lijn zich op dezelfde plaat bevond, konden alle intensiteiten der componenten met behulp van de reeds geconstrueerde zwartingskromme berekend worden.

Voor dit geval $\Delta j = -1$, $j = 2\frac{1}{2}$ geeft de tabel van Hönl de volgende theoretische waarden:

Voor de π componenten de verhouding:

$$54 : 45 : 25.$$

Terwijl gevonden werd:

$$57 : 46 : 27.$$

Voor de σ componenten geeft de theorie

$$73^5 : 52^5 : 35 : 21 : 10^5 : 3^5$$

Terwijl gevonden werd:

$$70 : 56 : 37 : 22 : 12 : -$$

Voor de verhouding der intensiteiten van sterkste π en σ komponent werd gevonden

$$\pi : \sigma = 49 : 84.$$

Deze verhouding moet volgens de theorie zijn

$$\pi : \sigma = 96 : 84.$$

Gebruiken we nu onze vroeger berekende rooster-terugkaatsingsfactor dan wordt de gevonden verhouding

$$\pi : \sigma = 98 : 84.$$

De overeenstemming met de theorie is dus zeer bevredigend.

Contrôle-metingen.

Ter contrôle van de geconstrueerde zwartingskromme werd nog gemeten de intensiteitsverhouding der componenten van een zich op de plaat bevindende singuletlijn.

Deze verhouding werd gevonden als

$$\sigma : \pi : \sigma = 18 : 36 : 18.$$

Dit klopt met de te verwachten verhouding, die behoort te zijn

$$\sigma : \pi : \sigma = 1 : 2 : 1.$$

Eveneens werden de intensiteitsverhoudingen voor een tripletlijn van het type $s_1 p_1$ gemeten.

Ook hier werd de goede verhouding

$$\underbrace{1 : 1}_{\sigma} : \underbrace{2 : 2}_{\pi} : \underbrace{1 : 1}_{\sigma} \text{ gevonden.}$$

Daar de roosterterugkaatsingsfactor $1/2$ is, en dus 2 lijnen die zich als 1 : 2 verhouden, met gelijke zwarting op de plaat voorkomen, is deze contrôle dus alleen geldend voor de roosterterugkaatsingsfactor en niet voor de zwartingskromme.

Een andere contrôle werd verkregen door de sommen van de componenten der lijnen $s_4 p_5$ en $s_4 p_3$ te vergelijken.

Volgens de sommenregels van Burger is de verhouding der intensiteiten als volgt:

$$I_{s_4 p_5} : I_{s_4 p_3} = 10 : 6$$

terwijl gevonden werd

$$I_{s_4 p_5} : I_{s_4 p_3} = 10 : 5,5$$

De overeenstemming van theorie en experiment is wederom zeer voldoende.

Toetsing van de regels aan het septet van Chroom.

De theorie werd in dit geval getoetst aan de lijn $s_3 p_2$ ($\lambda = 4289,92$). Daar deze lijn zich op een andere plaat bevond, werd nu opnieuw de zwartingskromme met behulp van de σ componenten bepaald. De theorie geeft in dit geval de volgende verhoudingen voor de σ componenten:

$$1 : 3 : 6 : 10 : 15;$$

voor de π componenten:

$$10 : 16 : 18.$$

De meting gaf voor de verhouding der π componenten

$$9 : 14^5 : 18$$

Voor de verhouding der sterkste π en σ componenten geeft de theorie de waarden:

$$\pi : \sigma = 18 : 15.$$

De metingen gaven

$$\pi : \sigma = 19 : 14.$$

Toetsing van de regels aan het quintet van Chroom.

Op één plaat bevonden zich hier de lijnen van het Chroom-triplet $s_2 p_3$ ($\lambda = 5208,58$) $s_2 p_2$ ($\lambda = 5206,20$) en $s_2 p_1$ ($\lambda = 5204,67$). De intensiteiten zijn reeds sterk door het Paschen-Back-effect beïnvloed, daar de frequentieverschillen klein zijn. De componenten van de lijn $s_2 p_3$ aan de kant van de grootste golflengte en de componenten van de lijn $s_2 p_1$ aan de kant van de kleinste golflengte bleken niet gestoord te zijn.

De zwartingskromme werd geconstrueerd met behulp van de σ componenten (en wel met de zijde van de grootste golflengte).

De lijn $s_2 p_3$

De theorie geeft in dit geval voor de verhouding der σ componenten $1 : 3 : 6 : 10 : 15$.

Voor de verhouding der π componenten geeft de theorie $10 : 16 : 18$.

Het experiment gaf

$$9,7 : 15 : 19,3.$$

De verhouding van sterkste π en sterkste σ component is theoretisch $\pi : \sigma = 108 : 90$.

Gevonden werd $\pi : \sigma = 54 : 90$ of omgerekend met de rooster-terugkaatsingsfactor (2)

$$\pi : \sigma = 108 : 90.$$

De overeenstemming van theorie en experiment is goed.

De lijn $s_2 p_1$

Voor de intensiteitsverhoudingen der componenten geeft de theorie de volgende waarden:

Voor de σ componenten de verhouding
10 : 30 : 60.

Voor de π componenten de verhouding
60 : 80.

Gevonden werd voor de σ componenten de verhouding
11 : 27 : 62,
terwijl voor de π componenten gevonden werd
55 : 80.

De verhouding van sterkste π en σ componenten is hier volgens de theorie

$$\pi : \sigma = 8 : 6.$$

Het experiment gaf als verhouding

$$\pi : \sigma = 4 : 6,$$

of na omrekening met den roosterterugkaatsingsfactor

$$\pi : \sigma = 8 : 6.$$

Contrôle-metingen.

Op deze plaat bevonden zich meerdere gesplitste singuletlijnen. De verhouding van de π en σ componenten was weer steeds als 2 : 1, in goede overeenstemming met de theorie. Hoewel deze contrôle ook hier weer alleen de roosterterugkaatsingsverhouding betreft.

De verhouding van de sommen der intensiteiten van de componenten der lijnen $s_1 p_3$ en $s_2 p_1$ bleek te zijn

$$I_{s_1 p_3} : I_{s_2 p_1} = 21,5 : 8,6$$

De intensiteitsregels voor multiplets geven voor dit geval de verhouding

$$I_{s_1 p_3} : I_{s_2 p_1} = 21 : 9$$

Zoodat ook hier de overeenstemming bevredigend is, terwijl tevens blijkt, dat onze indirecte methode geen merkbare fouten veroorzaakt.

§ 3. *De lijnvorm der Zeemankomponenten.*

In deze paragraaf zal op enkele bijzonderheden betreffende de lijnvorm en halfwaarde-breedte der Zeemankomponenten de nadruk worden gelegd.

In het algemeen kan gezegd worden, dat de halfwaarde-breedte der lijncomponenten eener Zeemansplitsing aanmerkelijk kleiner is dan de halfwaarde-breedte der ongesplitste lijn.

Algemeene regels daarvoor kunnen wij nog niet aangeven, doch het is zeker dat het verschil van de halfwaarde-breedte, tusschen gesplitste en ongesplitste lijn, varieert voor de verschillende elementen.

Behalve bovengenoemde verandering hebben ook de Zeemankomponenten onderling, dikwijls afwijkende halfwaarde-breedten.

Deze onderlinge afwijkingen treden vooral op wanneer een magnetisch en een vrij hoog electrisch veld gelijktijdig aanwezig zijn; bijv. wanneer een vonk of Geissler-buis als lichtbron in het magneetveld gebruikt wordt.

Bij het onderzoek in § 1, hoofdstuk V beschreven, werd bij het meten der intensiteiten van de componenten der Zn lijn ($s_1, p_2, \lambda=4810$) een vonk in lucht gebruikt. Zooals in § 1 vermeld, waren de σ componenten aan de kant van de grootste en kleinste golflengte, wat hun intensiteit betreft, niet symmetrisch.

Hier werden topwaarden gemeten. Aanvankelijk werd deze asymmetrie aan meetfouten en een beginnend Paschen-Back-effect toegeschreven.

Latere metingen leerden, dat de asymmetrie die voor de topwaarden bestond, voor de oppervlakte-intensiteiten ($\int I d\lambda$) verviel.

De componenten met kleinere topwaarden hadden een

grootere halfwaarde-breedte, waardoor de oppervlakte-intensiteiten, voor de σ componenten, aan de zijde der grootste en kleinste golflengte gelijk werden.

Bij het gebruik van een vacuumboog, waar slechts geringe spanningen gebruikt werden, deed zich deze asymmetrie niet voor, kon althans binnen de waarnemingsfouten niet geconstateerd worden.

Een ander geval deed zich voor bij de Zeemansplitsing van de Hg -interkombinatielijijn ($p_2D_2, \lambda=3663,28$). Dit geval was evenwel gecompliceerd door het optreden van een beginnend Paschen-Back-effect.

De componenten aan de zijde der grootere golflengte hadden hier een grootere halfwaarde-breedte, dan de σ componenten aan de zijde der kleinere golflengte. De eerste was $\pm 10\%$ groter dan de laatste.

Door het optredende Paschen-Back-effect, werd hier evenwel de symmetrie van de intensiteiten der σ componenten niet hersteld. Wel werkte de lijnverbreding in een voor de symmetrieregels gunstigen zin, want de componenten met grootere halfwaarde-breedten hadden kleinere topwaarden-intensiteiten.

De gebruikte lichtbron was hier een Geissler-buis loodrecht op de magnetische krachtlijnen gesteld.

Ook hier was er dus weer een samenwerking van een elektrisch en een magnetisch veld.

Ook andere waarnemers hebben effecten als boven beschreven geconstateerd. In hun boek „Zeemaneffect und Multipletstruktur“ beschrijven Back en Landé de splitsing van de H_α lijn van waterstof in een veld van 30.000 Gauss ¹⁾. De splitsing was hier een triplet, waarin de middelste component (π component) breder was dan de beide σ componenten. Maar deze π component had tevens een topwaarde-intensiteit kleiner dan 2 maal de topwaarde-intensiteit der σ componenten.

1) „Zeemaneffect und Multipletstruktur der Spectrallinien“ pag. 116.

Het is dus zeer wel mogelijk dat bij een meting der oppervlakte-intensiteiten deze schijnbare strijdigheid met de polarisatieregels zou vervallen, immers de π komponent heeft een kleinere topwaarde, maar een grootere halfwaarde-breedte dan de σ componenten.

Ook hier werd bij de metingen een Geissler-buis gebruikt, die loodrecht op de krachtlijnen was opgesteld.

Het zou gewenscht zijn bij de afwijkingen van de symmetrieregels door Zeeman gevonden ¹⁾, nauwkeurig door intensiteitsmetingen na te gaan, of de componenten met kleinere topwaarde-intensiteiten ook een grootere halfwaarde-breedte hebben. Het is zeer goed mogelijk dat daardoor de asymmetrie in de intensiteiten vervalst.

§4. *Het Zeeman-effect van een interkombinatielijns van kwik. ($p_2 D_2$, $\lambda = 3663,28 \text{ \AA}$).*

De vraag doet zich voor aan welke regels de intensiteitsverhoudingen der componenten van een interkombinatielijns onderworpen zijn. Het lag voor de hand na te gaan of de regels, die voor de multipletlijnen gevonden zijn, ook op een interkombinatielijns toegepast mogen worden.

Als object voor het onderzoek werd de interkombinatielijns $p_2 D_2$ van kwik, die een golflengte van $3663,28 \text{ \AA}$ bezit, gekozen. Weliswaar komen analoge combinaties ook voor bij zink en cadmium, en leveren deze elementen een goed te gebruiken elektrodenmateriaal voor de vacuumbuizen, wat een voordeel zou zijn, doch de lichtsterkte van de interkombinatielijnen bij deze elementen is aanzienlijk kleiner dan van de interkombinatielijns van kwik.

Bovendien leverde de combinatie $p_2 D_2$ een, met de ten dienste staande hulpmiddelen, goed oplosbare splitsing.

Bij dit onderzoek werd gebruik gemaakt van de astigmati-

¹⁾ Zeeman „Magneto-optische Untersuchungen” 1914. kap. 7.

sche roosteropstelling. De opnamen geschiedden in de 2^o. orde. De dispersie heeft daar voor een golflengte van 3600 Å de waarde van 1,366 Å per mM. of $1 \text{ Å} = 0,732 \text{ mM. } (\pm 0.002 \text{ mM.})$. Een half normale splitsing, zooals bij de interkombinatielijns voorkomt, heeft bij een veld van 20000 Gauss de waarde van 0.063 Å. Deze splitsing bleek ook voor intensiteitsmetingen voldoende groot te zijn om de componenten op te lossen. Als lichtbron werd het reeds vroeger beschreven Geissler-buisje gebruikt (zie hoofdstuk III). De lijnen waren van zeer goede kwaliteit, zeer smal en lichtsterk. De belichtingstijd zonder veld bedroeg ± 4 minuten, met veld ± 20 minuten. Gebruikt werden Ilford Special-Rapid extra-sensitiv platen.

Daar π en σ componenten in het splitsingsbeeld gedeeltelijk samenvallen, was het hier weer noodzakelijk deze componenten te scheiden. Aanvankelijk werd getracht dit te doen, door een geachromatiseerd kalkspaatprisma voor de spleet van de spectograaf te plaatsen en de π en σ componenten na elkaar op te nemen. Het licht van de gebruikte golflengte bleek evenwel zoo sterk in het kalkspaat verstrooid te worden, dat er steeds evenwijdig en loodrecht gepolariseerd licht gelijktijdig op de spleet viel en dus π en σ componenten op de plaat niet gescheiden werden. Het plaatsen van het prisma voor de plaat gaf de gewenschte scheiding.

De verhouding, waarin het rooster evenwijdig en loodrecht gepolariseerd licht (π en σ componenten) terugkaatst, werd gemeten aan de geesten van de, op de plaat voorkomende, lijn $p_2 d_3$ ($\lambda = 3650.15$). De meting der veldsterkte geschiedde steeds aan de gelijktijdig opgenomen groene Hg lijn ($s_1 p_2$, $\lambda = 5461$), deze lijn heeft een half normale splitsing.

Voor het verkrijgen van het verband tusschen intensiteit en zwarting der platen, werden met behulp van een op constante spanning brandende Hg-lamp, in 5 bekende verzwakkingen intensiteitsmerken op de fotografische plaat opgenomen.

Daar in de nabijheid van de interkombinatielijns meerdere Hg-lijnen liggen, die allen gelijktijdig werden opgenomen, kon

het verband tusschen intensiteit en zwarting nauwkeurig worden vastgelegd.

Het magnetische splitsingsbeeld.

De splitsing van de interkombinatielijnen is als volgt af te leiden.

De formule voor de termsplitsing luidt:

$$\Delta \nu = m g o \quad (\Delta \nu = \text{frequentieverandering van de term.})$$

m = magnetisch quantumgetal.

g = Landésche splitsingsfactor.

o = de Larmorfrequentie (normale splitsing).

Voor het niveau D_2 heeft g de waarde 1.

Voor het niveau p_2 heeft g de waarde $\frac{3}{2}$.

De inwendige quantumgetallen zijn voor beide niveau's gelijk aan 2 (voor beide verandert dus m van -2 tot $+2$).

De magnetische niveau's, waarin het niveau D_2 zich splitst, zijn dus (uitgedrukt in eenheden van normale splitsing)

$$D_2 \longrightarrow -2 \quad -1 \quad 0 \quad +1 \quad +2$$

Evenzoo splitst het niveau p_2 zich in de niveau's

$$p_2 \longrightarrow -\frac{6}{2} \quad -\frac{3}{2} \quad 0 \quad +\frac{3}{2} \quad +\frac{6}{2}$$

Hieruit ontstaan, door de geoorloofde combinaties, de niveau's

$$p_2 D_2 \longrightarrow (\pm \frac{1}{2}) (\pm \frac{2}{2}) \pm \frac{1}{2} \pm \frac{2}{2} \pm \frac{3}{2} \pm \frac{4}{2}$$

De π componenten zijn tusschen haakjes geplaatst.

We zien dat π en σ componenten ten deele samenvallen in golflengte.

Reeds bij de eerste opnamen gaven de platen, zoowel wat de plaats als wat de intensiteit betreft, een asymmetrie te zien. Daarom werd bij verschillende velden de plaats der componenten gemeten. Deze plaatsmetingen werden met een Zeiss-comparateur verricht.

Het resultaat van de plaatsmetingen vindt men in fig. 9.

In fig. 9 stellen de getrokken lijnen de theoretisch te ver-

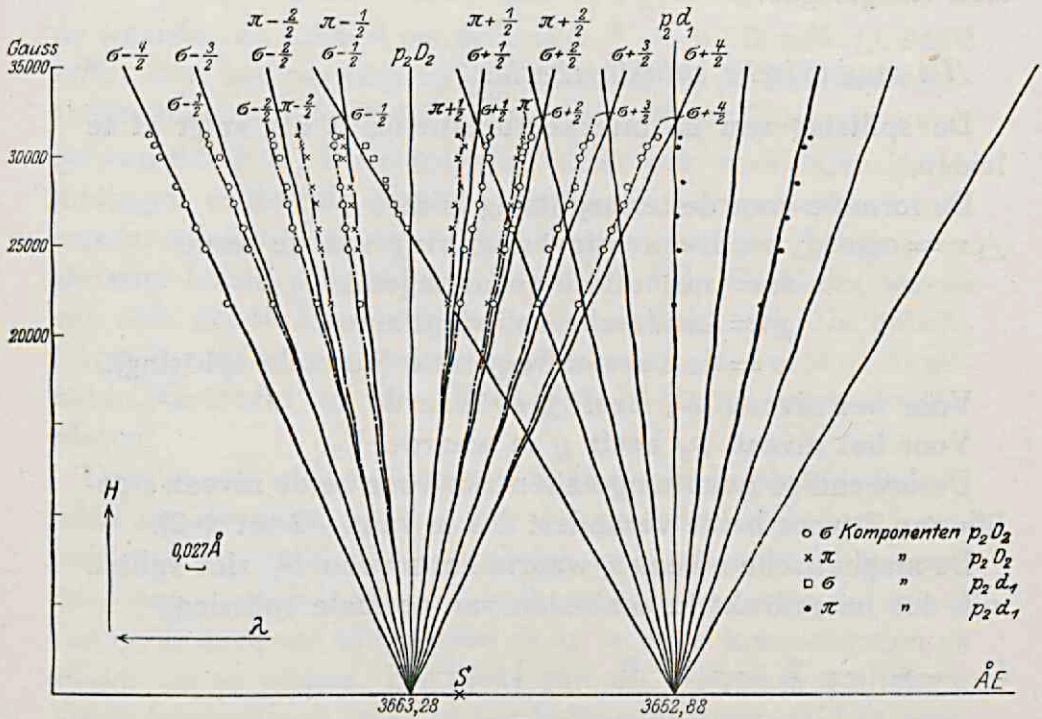


Fig. 9.

wachten plaats der componenten voor. Zooals blijkt zijn de verschuivingen der verschillende componenten verschillend, ook zijn enkele componenten naar grootere, andere naar kleinere golflengten verschoven. De onderstaande tabel geeft de afwijkingen der componentenligging bij 3 verschillende velden, voor de componenten der interkombinatielij. Het + teeken geeft in de tabel een verschuiving naar grootere golflengte aan, het — teeken een verschuiving naar kleinere golflengte.

	Gauss	$\sigma^{-4/2}$	$\sigma^{-3/2}$	$\sigma^{-2/2}$	$\sigma^{-1/2}$	$\pi^{-2/2}$	$\pi^{-1/2}$	
H	20.000	± 0	+0,005	+0,007	+0,012	-0,012	± 0	Å.-E.
H	25.000	± 0	+0,012	+0,013	+0,016	-0,018	± 0	Å.-E.
H	30.000	± 0	+0,019	+0,020	+0,020	-0,024	± 0	Å.-E.

	Gauss	$\pi + 1/2$	$\pi + 2/2$	$\sigma + 1/2$	$\sigma + 2/2$	$\sigma + 3/2$	$\sigma + 4/2$	
H	20.000	+0,008	+0,012	-0,004	+0,008	+0,011	+0,012	Å.-E.
H	25.000	+0,013	+0,019	-0,012	+0,012	+0,016	+0,019	Å.-E.
H	30.000	+0,018	+0,024	-0,019	+0,016	+0,022	+0,023	Å.-E.

In fig. 9 zijn behalve de componenten der interkombinatie-lijn ook gedeeltelijk de componenten van een naburige triplet-lijn $p_2 d_1$ ($\lambda = 3662,88$) geteekend. Het was niet mogelijk alle componenten van deze lijn te meten, daar de lichtsterkte niet voldoende was.

Het blijkt dat de componenten van triplet en interkombinatielij n gedeeltelijk over elkaar vallen.

Dit leverde bij de meting geen bezwaren. De intensiteiten der componenten van de lijn $p_2 d_1$ zijn gering t. o. v. de intensiteiten der componenten van de lijn $p_2 D_2$.

Het splitsingsbeeld van fig. 9 toont groote overeenkomst met het splitsingsbeeld van een doublet met beginnend Paschen-Back-effect. In fig. 9 geeft S het zwaartepunt van het systeem aan.

De intensiteiten der componenten van de interkombinatie-lijn.

De intensiteitsregels voor de Zeemankomponenten van een multipletlijn geven toegepast op een combinatie $p_2 D_2$, waar het inwendig quantumgetal met 0 verandert ($\Delta j = 0$) en waarbij $j = 2$, het volgende schema van intensiteiten. (Zie hoofdstuk IV).

Hierin is j het inwendig, m het magnetisch quantumgetal.

m	j	$j-1$	$j-2$	$j-3$	$j-4$
j	j^2	j	$2j-1$		
$j-1$	j	$(j-1)^2$	$(j-2)^2$	$3j-3$	
$j-2$		$2j-1$	$3j-3$	$(j-3)^2$	$4j-6$
$j-3$				$4j-6$	$(j-4)^2$
$j-4$					

Voor de lijn p_2D_2 krijgen we de waarden uit onderstaande tabel.

m	2	1	0	-1	-2
2	4	2			
1	2	1	3		
0		3	0	3	
-1			3	1	2
-2				2	4

In dit schema geeft de diagonaalrij de intensiteiten der π componenten aan (4 : 1 : 1 : 4), de beide andere rijen (van links boven tot rechts onder) geven de waarden der intensiteiten der σ componenten aan (2 : 3 : 3 : 2).

Behalve de intensiteiten van de componenten der interkombinatielijnen zijn ook de intensiteiten van de nabij gelegen lijn ($\lambda = 3662,88$) gemeten ($p_2 d_1$).

De voor deze multipletlijn ($p_2 d_1$) te verwachten intensiteiten, vindt men uit het volgende schema. (Zie hoofdstuk IV).

m	j	$j-1$	$j-2$
$j+1$	$(j+1)(2j+1)$		
j	$(j+1)^2 - j^2$	$j(2j+1)$	
$j-1$	1	$(j+1)^2 - (j-1)^2$	$j(2j-1)$
$j-2$		3	$(j+1)^2 - (j-2)^2$
$j-3$			6

of daar $j = 1$ gesubstitueerd moet worden.

m	1	0	-1
2	6		
1	3	3	
0	1	4	1
-1		3	3
-2			6

In fig. 10a vindt men de theoretisch te verwachten intensi-

teiten en in fig. 10b de experimenteel gevonden intensiteiten aangegeven. Tevens is in fig. 10a het splittingschema aangegeven.

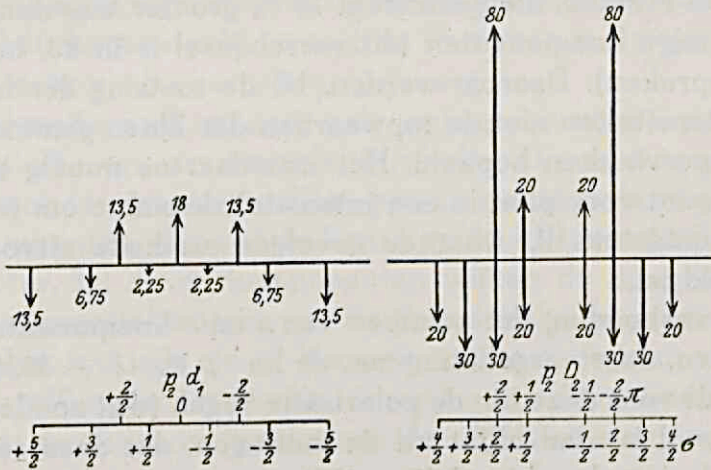


Fig. 10a

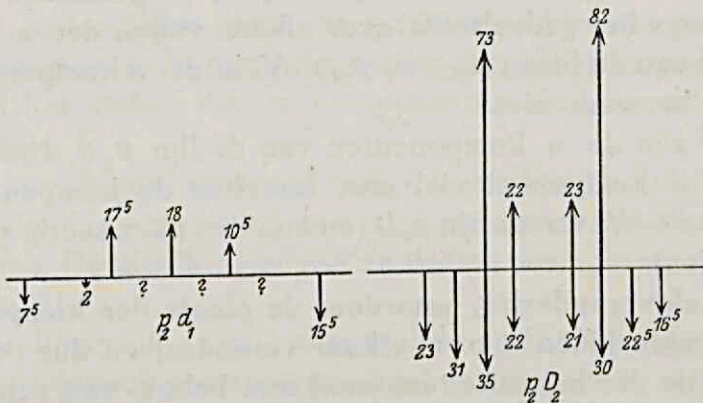


Fig. 10b

De fig. 10 geeft alleen de intensiteiten, er is hier duidelijkheidshalve geen rekening gehouden met de plaats der lijnen $p_2 d_1$ en $p_2 D_2$ t. o. v. elkaar, ook zijn de afwijkingen van de plaats der componenten hier niet aangegeven.

Wel zijn de componenten der lijnen $p_2 D_2$ en $p_2 d_1$ t. o. v. elkaar gemeten en in de gevonden verhouding aangegeven. De aangegeven experimenteele intensiteitswaarden zijn gemiddelden uit 5 metingen; de veldsterkte bedroeg ± 29000 Gauss.

Een bijzonder verschijnsel dat optrad was de veranderde halfwaarde-breedte van de σ componenten, aan de kant der grootere golflengte. Deze componenten hadden een halfwaarde-breedte, die gemiddeld 10 % grooter was dan die van de overige componenten (dit verschijnsel is in §3, hoofdstuk V besproken). Daarom werden, bij de toetsing der formules, als intensiteiten niet de topwaarden der lijnen gemeten, doch de oppervlakken bepaald. Het was daartoe noodig elk fotogram punt voor punt in een intensiteitskromme om te zetten, (zie hoofdstuk III, waar de gevolgde methode uitvoerig behandeld is).

De verhouding der sommen van π en σ componenten werd gemeten, door vergelijking met de lijn p_2d_3 ($\lambda = 3650,15$).

Geldt voor deze lijn de polarisatie-regel, (wat zonder twijfel het geval is) dan blijkt uit de metingen, dat deze regel ook voor de interkombinatielijnen geldt.

Een niet te vermijden moeilijkheid, bij de gebruikte veldsterkte, was het gedeeltelijk over elkaar vallen der σ componenten van de lijnen p_2d_1 en p_2D_2 . Voor de π componenten geldt dit bezwaar niet.

Echter zijn de σ componenten van de lijn p_2d_1 zwak (de sterkste σ komponent viel juist tusschen de componenten $\sigma - \frac{1}{2}$ en $\sigma + \frac{1}{2}$ van de lijn p_2D_2 en kon dus nauwkeurig gemeten worden).

Door veldverandering, waardoor de plaats der componenten der beide lijnen t. o. v. elkaar verandert en dus ook de superpositie der intensiteiten, werd met behulp van een analyse van het lijnencomplex, een voldoende nauwkeurig resultaat bereikt. Bij deze analyse werden de theoretisch te verwachten waarden der componenten van de lijn p_2d_1 gebruikt. Daar de afwijkingen van deze waarden gering zijn, is de fout zonder twijfel klein.

Bespreking van het resultaat.

Het gevonden intensiteitsbeeld geeft voor de beide lijnen p_2D_2 en p_2d_1 duidelijke afwijkingen van de theoretisch te

verwachten waarden. De afwijkingen zijn echter niet groot, zoodat men de indruk krijgt, dat het theoretisch te verwachten beeld gestoord optreedt.

Getracht werd nog de afwijkingen der intensiteiten als functie van het magneetveld te meten. Daarvoor is de gevolgde methode echter niet nauwkeurig genoeg.

In 't bijzonder valt op, dat bij de σ componenten der interkombinatielijnen een asymmetrie optreedt. De componenten aan de kant der grootere golflengte zijn zwakker dan de theoretische waarden, die aan de kant van de kleinere golflengte zijn groter, bij de π componenten wijken de intensiteiten juist in tegengestelden zin van de theoretische waarden af.

Bij de lijn p_2d_1 zijn de σ componenten aan de kant van de grootere golflengte het sterkst, terwijl de π component aan deze kant zwakker is dan die aan de zijde der kleinere golflengte.

De σ componenten van het lijnenpaar p_2D_2 en p_2d_1 zijn aan de buitenzijden (kant van grootste en kleinste golflengte) zwakker, aan de binnenzijde groter dan in het normale beeld; terwijl het stelsel der π componenten juist in anderen zin verandert.

Dit verschijnsel vertoont veel overeenkomst met de intensiteitsafwijkingen, die bij een beginnend Paschen-Back-effect optreden. De afwijkingen van de ligging der componenten bevestigt dit.

Daar lijnen, die niet tot eenzelfde serie behooren elkaar magneto-optisch nooit storen, moet er een zekere eenheid bestaan tusschen het pd multiplet en de interkombinatielijnen.

Men mag dus de gevonden anomalieën opvatten als storingen tusschen de naburige lijn p_2d_1 en p_2D_2 . Het verschil van hun golfgetallen is slechts 3.

Dit stemt geheel overeen met de door Ornstein en Burger verkregen resultaten bij de intensiteitsmetingen van de lijnen van het pd multiplet ¹⁾. De bekende intensiteitsregels behou-

1) Zs. f. Phys. 40, 409, 1926.

den alleen hun geldigheid, wanneer in het systeem de intensiteit van de lijn p_2d_1 vermeerderd wordt met de intensiteit van de lijn p_2D_2 . Fig. 11 geeft de intensiteiten van het pd multiplet, voorzover de lijnen een naburige golflengte hebben.

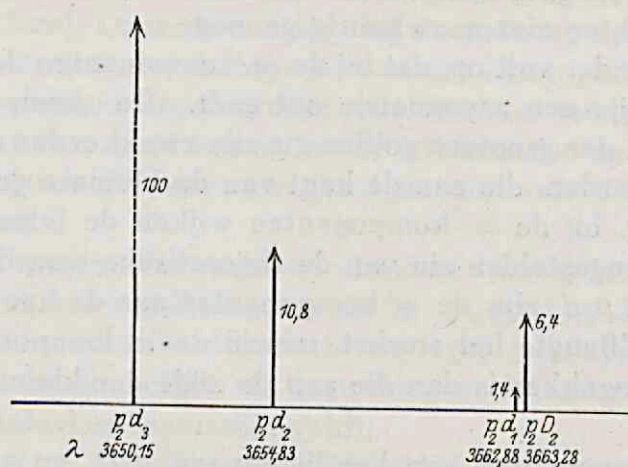


Fig. 11.

De door Ornstein en Burger vooropgestelde eenheid van triplet en singuletsysteem volgt uit de beschouwingen van Hund ¹⁾, die op eenvoudige wijze aangeeft, hoe bij atomen met 2 valentie-electronen (zooals Kwik), het triplet en singuletsysteem opgebouwd worden.

Tesamenvattend is dus gebleken, dat de intensiteitsregels voor de Zeeman-komponenten van multipletlijnen, ook voor de componenten van een interkombinatielijngelden en is op experimenteele grond aangetoond, dat singulet en tripletsysteem een eenheid vormen.

§ 5. De intensiteiten van Zeemankomponenten in het partieël Paschen-Back-effect.

Een voorbeeld van het partieële Paschen-Back-effect vinden we bij de combinatie $p_i d_i$, wanneer de splitsing, door het magneetveld teweeggebracht, groot is t.o.v. de kleine ver-

1) Hund. Linienspektren § 21.

schillen der d niveau's, maar klein t.o.v. de grootere verschillen der p niveau's. We beschouwen de d-term hier als enkelvoudige term. Het splitsingsbeeld dat ontstaat is noch het normale beeld van een combinatie van 2 enkelvoudige termen, noch dat van een combinatie van 2 meervoudige termen.

Om het splitsingsbeeld voor het triplet (p, d) te verkrijgen, moet men de termsplitsingen der p niveau's ($j = 0, 1, 2$) combineren met de termsplitsingen van het d niveau.

Voor het p niveau, waarvoor het magneetveld zwak is, gelden de gewone splitsingsregels.

Daar voor het p niveau de Landésche g gelijk aan $3/2$ is, ontstaan uit het niveau p_2 , in het magneetveld, de niveau's ($j = 2, m = 0, \pm 1, \pm 2$)

$$mg = -3 - \frac{3}{2} \quad 0 + \frac{3}{2} + 3$$

Uit het niveau p_0 ontstaan de niveau's ($j = 1, m = 0, \pm 1$)

$$- \frac{3}{2} \quad 0 + \frac{3}{2}$$

Het niveau p_1 blijft ongesplitst ($j = 0, m = 0$).

Hierbij zijn de ontstane niveau's uitgedrukt in eenheden van normale niveausplitsing ($\Delta\nu = mg o$ waarin $o = \text{Larmorfrequentie}$).

Voor de splitsing van het d niveau, ten opzichte waarvan het magneetveld sterk is, gebruiken we de z.g. genormaliseerde niveau's.

Hund leidt de waarde van deze niveau's op zeer eenvoudige wijze af ¹⁾. De splitsingswaarden zijn gelijk aan $m_l + 2m_s$, uitgedrukt in eenheden van normale splitsing.

$m_l = l, l-1, \dots, -l$ en $m_s = s = 1, 0, -1$, terwijl $l = \text{azimutaal quantumgetal}$ en $s = \text{impulsquantumgetal van het electron}$. Het magnetisch quantumgetal is hier $m = m_l + m_s$.

Daar nu voor het d niveau $l=2$ is, krijgen we als genormaliseerde niveau's (weer uitgedrukt in eenheden van normale splitsing)

m	-3	-2	-1	0	+1	+2	+3
$m_l + 2m_s$	-4	-3 -2	-2 -1 0	-1 0 +1	0 +1 +2	+2 +3	+3

¹⁾ Hund. Linienspektren, pag. 85.

We kunnen nu uit de volgende tabel de splitsing berekenen; alleen combinaties waar m springt met 0 (π componenten) en die, waarbij m springt met ± 1 (σ componenten) zijn geoorloofd.

$$\begin{array}{c} \overbrace{\hspace{10em}}^{p_2} \\ \underbrace{\hspace{4em}}_{\underbrace{\hspace{2em}}^{p_1}} \\ \underbrace{\hspace{2em}}^{p_0} \end{array}$$

$m =$		- 3	- 2	- 1	0	+ 1	+ 2	+ 3
niveau's van	p_i		- 3	- $\frac{3}{2}$	0	+ $\frac{3}{2}$	+ 3	
niveau's van	$d \left\{ \right.$		- 2	0	+ 1	+ 2	+ 3	
		- 4	- 3	- 1	0	+ 1	+ 2	+ 4
				- 2	- 1	0		

We krijgen zoo voor de splitsing van de lijnen

$$p_0 d \longrightarrow \frac{(0) (\pm 2) 0 \pm 2 \pm 4}{2}$$

$$p_1 d \longrightarrow \frac{(0)^* (\pm 1) (\pm 2) (\pm 3)^* 0 \pm 1 \pm 2^* \pm 3 \pm 4 \pm 5^*}{2}$$

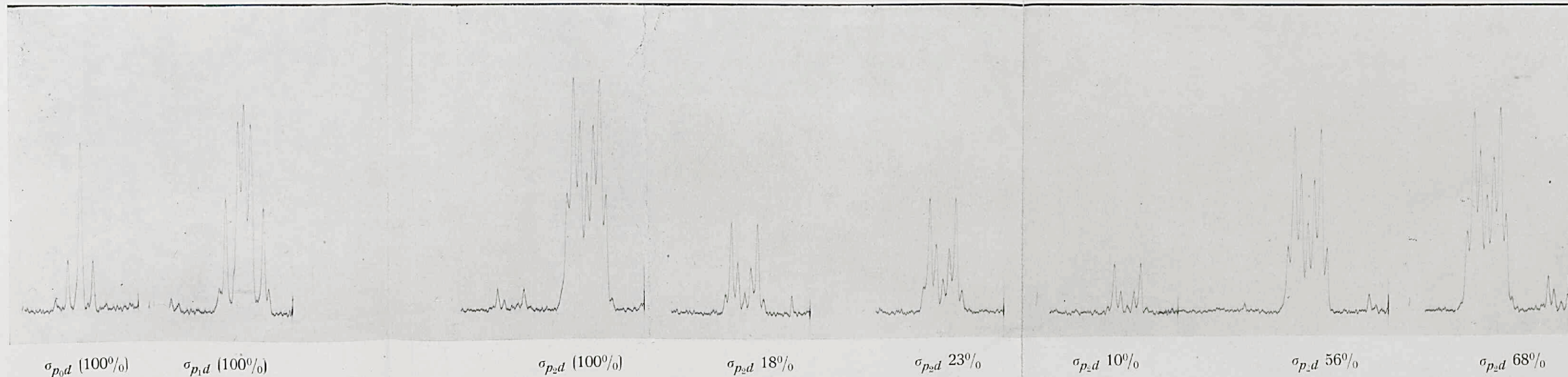
$$p_2 d \longrightarrow \frac{(0) (\pm 1) (\pm 2) (\pm 3)^* 0 \pm 1 \pm 2 \pm 3 \pm 4 \pm 5^* \pm 6^*}{2}$$

Inderdaad wordt nu ook dit splitsingsbeeld gevonden ¹⁾, alleen de met een * gemerkte componenten ontbreken. Aanvankelijk werd dit niet voorkomen in de opnamen, geweten aan te geringe intensiteit der componenten. Later bleek evenwel, uit theoretische beschouwingen, dat de intensiteit van deze componenten werkelijk nul is.

De metingen van de intensiteiten der Zeemankomponenten werden uitgevoerd aan het Mg-triplet, ($p_i d$, $\lambda = 3838,29 \text{ \AA}$, $\lambda = 3832,30 \text{ \AA}$ en $\lambda = 3829,36 \text{ \AA}$) met behulp van de stigmatische roosteropstelling. (Zie hoofdstuk II en III). De lichtbron was de vacuumboog, het elektrodenmateriaal bestond uit plaatjes van zuiver Mg.

1) E. Back, Ann. der Phys. 70 371 ff. 1923.

Nullijn.



Fotogrammen van de σ componenten van de lijnen p_0d , p_1d , en p_2d van het Mg-triplet (zie § 5, hoofdstuk V fig. 12)

De lijn p_2d is in 6 verschillende verzwakkingen gefotometreerd (methode der trapverzwakkers).

Uit de 6 fotometerkrommen van de lijn p_2d , kan direct de zwartingskromme geconstrueerd worden.

Er werd gebruik gemaakt van de vroeger beschreven verzwakkers-opstelling, met fotografische verzwakkers. De π en σ componenten werden met behulp van een geachromatiseerd kalkspaatprisma gescheiden. Deze scheiding was hier noodzakelijk, omdat π en σ componenten gedeeltelijk te samen vallen.

De lichtbron was zeer lichtsterk; de expositietijd bedroeg dan ook slechts 3 à 4 minuten. Het magneetveld had een sterkte van ± 30.000 Gauss. De opnamen geschieden in de 4de orde van het rooster. Aanvankelijk werden Ilford Special Rapid extra-sensitiv platen gebruikt (H & D 400).

De eerste opnamen werden toevallig op de rand van de plaat opgenomen. Voorzoover na fotometreering de uitkomsten te controleeren waren, leken deze zeer betrouwbaar. De som der π componenten bleek gelijk te zijn aan de som der σ componenten. De sommen der componenten van de lijnen p_0d , p_1d en p_2d verhielden zich als 1 : 3 : 5, gelijk dit het geval moet zijn. Over de intensiteiten der componenten bestond geen enkele theoretische voorspelling.

Opnamen vervolgens gelegen op het midden van de plaat gaven slechte uitkomsten, wat betreft polarisatieregels en verhouding der sommen van de componenten. Teneinde dit plaat-effect te elimineeren werd een andere plaatsoort gekozen.

Bij gebruik van Argusplaten van de fabriek „Photax" te Soestduinen, die een fijne plaatkorrel en een dunne emulsie-laag hebben, bleken bovengenoemde bezwaren opgeheven. Er was nu aan de polarisatie-regel voldaan, terwijl de sommen der componenten de te verwachten verhoudingen gaven. Later bleek dat bij de Ilfordplaten een soort besmettingseffect optrad. Zwakke componenten, in de nabijheid van sterke componenten gelegen, kregen een te groote zwarting. Dit was niet te wijten aan het feit, dat de voet der sterkere lijn de top der zwakkere ophief, maar aan een besmettingseffect. De fijnere plaatkorrel der Photaxplaten bleek het euvel te verhelpen, althans kleiner te maken.

Nadat de intensiteiten der componenten gemeten waren,

werd vergeefs getracht de intensiteiten der componenten met behulp van een sommenregel te beschrijven.

Prof. H. A. Kramers heeft daarna de intensiteiten quantummechanisch berekend. Spoedig daarna verscheen in het *Zs. f. Phys.* een publicatie van Frl. L. Mensing¹⁾, waarin zij tot dezelfde resultaten kwam.

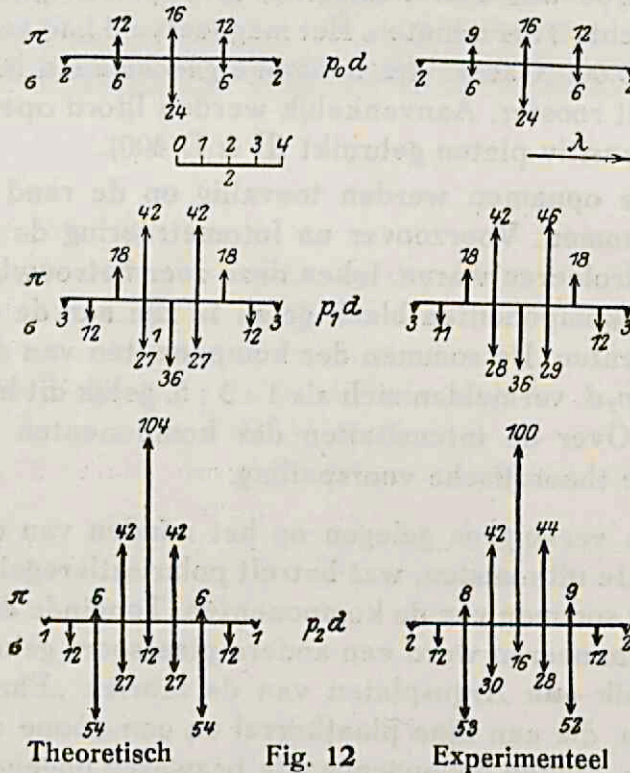


Fig. 12

Fig. 12 geeft de theoretisch voorspelde en de experimenteel gevonden waarden. De overeenstemming is zeer goed. De afwijkingen zijn ten deele toe te schrijven aan het bovengenoemd besmettings-verschijnsel, ten deele ook aan de niet volledige scheiding van π en σ componenten in het kalkspaat. Vooral daar, waar een sterke π of σ component op dezelfde plaats ligt als een zwakke σ of π component, kan de procentueele afwijking groter dan normaal worden.

1) *Zs. f. Phys.* 39, 24, 1926.

De π komponent van de lijn $p_0 d$, aan de kant der kleinere golflengte, bleek bij elke meting te klein. Deze afwijking is waarschijnlijk een gevolg van een beginnend Paschen-Back-effect der p termen.

In fig. 12 is de sterkste π komponent van de lijn $p_2 d$, 100 genoemd. Alle andere componenten, ook van de lijnen $p_1 d$ en $p_0 d$ zijn t.o.v. deze lijn gemeten. Een mooie contrôle levert hier weer de verhouding der komponentensommen.

Voor deze verhouding geven de intensiteitsregels de waarden

$$I(p_2 d) : I(p_1 d) : I(p_0 d) = 5 : 3 : 1$$

Gevonden werd

$$I(p_2 d) : I(p_1 d) : I(p_0 d) = 410 : 246 : 77 = 5 : 3 : 0,95$$

Ook aan de polarisatieregel bleek uitstekend voldaan te zijn

Voor de lijn $p_0 d$ is de som der π componenten 37

en de som der σ componenten 40.

Voor de lijn $p_1 d$ is de som der π componenten 124

en de som der σ componenten 122.

Voor de lijn $p_2 d$ is de som der π componenten 203

en de som der σ componenten 207.

De overeenstemming van theorie en experiment is dus zeer goed.

§ 6. *De intensiteiten van „verboden lijnen” (Zn. pd) als functie van het magneetveld en het daarbij optredende Paschen-Back-effect.*

De bekende Sommerfeldsche „voorkeurregel” voor inwendige quantumgetallen luidt:

Twee termen kunnen slechts dan met elkaar combineeren, wanneer hun inwendige quantumgetallen (j), 0 of ± 1 verschillen.

Bij een samengesteld multiplet, bijv. een combinatie van p termen ($j = 0, 1, 2$) met d termen ($j = 1, 2, 3$), komen dus alleen combinaties voor, waarbij j met 0 of 1 verandert. In

het geval van een pd multiplet zijn 9 kombinaties denkbaar, maar slechts 6 geoorloofd, n.l. $p_0 d_1, p_1 d_1, p_1 d_2, p_2 d_1, p_2 d_2$ en $p_2 d_3$. Verboden zijn daarbij de kombinaties $p_0 d_2, p_0 d_3$, en $p_1 d_3$.

Sommerfeld sprak nu de verwachting uit dat, onder den invloed van een uitwendig veld, ook de verboden kombinaties zouden optreden.

Inderdaad vonden Paschen en Back de voorspelling, dat de verboden kombinaties in een magneetveld optreden, bewaarheid ¹⁾. Bij de pd lijnen vertoonde zich dit verschijnsel in zulke gevallen, waar de afstand der d niveau's van de orde van grootte der Zeeman-splitsingen dier niveau's werd.

Deze „aanvulling” van de samengestelde multiplets treedt dus dan op, wanneer de d niveau's reeds merkbaar door het magneetveld zijn beïnvloed. Zoowel de Zeemankomponenten der verboden multipletlijnen, als die der niet-verboden lijnen, zijn dan reeds merkbaar gestoord, wat hun ligging en intensiteit betreft.

Zoodra de Zeemansplitsingen groot worden t. o. v. de afstand der d niveau's, treden de verboden lijnen niet meer op. Als eindeffect van deze magnetische omzetting moet nu ongeveer een splitsingstype p, d optreden, zooals in § 5, hoofdstuk V, beschreven is.

Eerst bij velden, die aanleiding geven tot splitsingen groot t. o. v. het verschil der p termen, zou het geheele multiplet in een normaal triplet overgaan.

Het optreden der verboden lijnen, noemen Paschen en Back „de zwanenzang der d niveau's”, voor hun vernietiging.

Het kwam mij belangrijk voor, naast de plaatsmetingen, door Paschen en Back aan verboden lijnen gedaan, ook de intensiteiten der verboden lijnen en hunne componenten, als functie van het magneetveld, te onderzoeken.

De metingen zijn uitgevoerd aan de verboden lijnen van het pd multiplet van Zu. De golflengten van deze lijnen zijn, volgens Paschen en Back, aangegeven in de volgende tabel. De verboden lijnen zijn tusschen haakjes geplaatst.

¹⁾ Physica I, 1921, pag. 261.

	p_2	p_1	p_0	
d_3	$\lambda = 3344,964$	$(\lambda = 3301,996)$	$(\lambda = 3281,395)$	} Å eenheden
d_2	$\lambda = 3345,518$	$\lambda = 3302,535$	$(\lambda = 3281,927)$	
d_1	$\lambda = 3345,885$	$\lambda = 3302,893$	$\lambda = 3282,280$	

Wat betreft de verboden lijnen, voorspelt de theorie de volgende splitsingen (volgens het schema van Landé).

Voor de lijn $p_0 d_2$ de splitsing $(0) \pm \frac{7}{6}$.

Voor de lijn $p_1 d_3$ de splitsing $(0) (\pm \frac{1}{6}) \pm \frac{7}{6} \pm \frac{8}{6} \pm \frac{9}{6}$.

Voor de lijn $p_0 d_3$ de splitsing $(0) \pm \frac{4}{3}$.

De splitsingen zijn uitgedrukt in eenheden van normale splitsing. De π componenten zijn, als steeds tusschen haakjes geplaatst.

a. De lijn $p_0 d_2$

De intensiteitsmetingen zijn in 't bijzonder uitgevoerd aan de lijn $p_0 d_2$. Voor deze lijn zijn gemeten:

- 1°. de verhoudingen van de som der intensiteiten der Zeemankomponenten, (dus de totale intensiteit der lijn $p_0 d_2$), tot de niet verboden lijn $p_0 d_1$, als functie van het veld;
- 2°. de verhouding der intensiteiten van de π component en de som der σ componenten (polarisatieregels), als functie van het veld;
- 3°. de π en σ componenten afzonderlijk in hun intensiteitsverhouding tot de lijn $p_0 d_1$
- 4°. de afwijkingen van de symmetrieregels voor de σ componenten;
- 5°. de plaats der componenten van de lijn $p_0 d_2$ t.o.v. de componenten van de lijn $p_0 d_1$

b. De lijn $p_0 d_3$.

De intensiteiten van de componenten van de lijn $p_0 d_3$ werden niet gemeten, maar uit de fotogrammen geschat. Deze lijn, bij welks ontstaan, het inwendig quantumgetal met 3 springt, is buitengewoon zwak.

- c. De lijn $p_1 d_3$
 Bij deze lijn waren de π componenten onderling niet gescheiden, evenmin de σ componenten. Deze zijn dus niet afzonderlijk gemeten. Hier werd de som der π componenten als functie van het veld en ook de sommen der σ componenten als functie van het veld bepaald.
- d. De verhoudingen der multipletlijnen (niet verboden lijnen) werd eveneens gemeten.

De metingen.

De metingen werden uitgevoerd met de astigmatische roosteropstelling in de IIe orde. Het theoretisch oplossend vermogen is hier ± 160000 . Het theoretisch, voor een normale splitsing noodige oplossend vermogen, is bij een golflengte van $3300 \text{ \AA}$ en een veld van 30000 Gauss , weer te berekenen volgens de formule

$$\Delta \lambda = \lambda^2 H 4.710^{-5} \text{ of } \frac{\lambda}{d \lambda} = \pm 23000.$$

Nemen we weer het oplossend vermogen, dat voor 't doen van intensiteitsmetingen (zonder analyse) nodig is, drie maal zoo groot aan, dan is dus benodigd een oplossend vermogen van ± 70000 . Een half normale splitsing is dus, bij een veld van 30000 Gauss , nog ruimvoldoende opgelost, om intensiteiten te meten.

Als lichtbron werd de vacuumboog gebruikt, als electrodenmateriaal plaatsjes van chemisch zuiver zink.

De belichtingstijd varieerde in 2e orde, voor de lijnen $p_0 d_2$ en $p_1 d_3$, natuurlijk met de veldsterkte.

Voor een veld van 10000 Gauss bedroeg de belichtingstijd $\pm 1\frac{1}{2}$ uur, voor een veld van 30000 Gauss ± 15 minuten. Hier bleek dus reeds, dat de intensiteit der verboden lijnen, vrij snel met het veld toeneemt.

Daar bij geen enkele der verboden lijnen π en σ componenten samenvallen, was het gebruik van een kalkspaatprisma overbodig.

De verhouding waarin het rooster licht, dat // aan en $\perp$ op de krachtlijnen trilt, terugkaatst, werd telkenmale gemeten aan de splitsing van een Cd lijn, met golflengte $\lambda = 3261,04$, die op dezelfde plaat opgenomen werd (tripletsplitsing). Deze verhouding kon bovendien gecontroleerd worden aan de lijn $p_0 d_1$, die zich in een triplet splitst ($\frac{1}{2}$ normale splitsing en intensiteitsverhouding 1 : 2 : 1).

De meting van de veldsterkte geschiedde in de 2e orde met behulp van het p s Zn triplet ($\lambda = 4810,71; 4722,34; 4680,38$). Vooral deze laatste lijn met dubbel normale splitsing werd veelal gebruikt; ook bij zwakke velden is deze splitsing ruim toereikend voor de veldmeting.

Bij belichtingstijden langer dan 30 minuten werd aan het begin en aan het eind van de belichting een veldopname genomen, om te controleeren of het veld constant gebleven was.

De zwartingskrommen werden opgenomen met behulp van een, op constante spanning brandende, kwiklamp.

De Hg-lijn met een golflengte van $3350 \text{ \AA}$ werd in 5 verzwakkingen opgenomen.

De fotogrammen werden met behulp van een epidiascoop vergroot, dan omgerekend tot intensiteitskrommen en waar noodig geanalyseerd.

Een groote moeilijkheid levert steeds het vergelijken van kleine intensiteiten met groote. Dit geval nu doet zich bij de verboden lijnen voor. Zoo heeft de lijn $p_0 d_2$ bij een veld van 10.000 Gauss een intensiteit, die gelijk is aan $\pm 1.3\%$ van de lijn $p_0 d_1$, waarmee hij vergeleken werd.

De geesten van de sterke lijnen leverden hier goede hulpmiddelen om deze moeilijkheid te overwinnen. De intensiteit van de geesten bedroeg $\pm 3\%$ van de intensiteit der hoofdlijn, waarbij de geesten behoorden. Door nu de verboden lijnen met de geesten te vergelijken, was tevens de verhouding van de verboden lijn tot de hoofdlijn bepaald. Zoo werd de lijn $p_0 d_2$ vergeleken met de geest van de lijn $p_0 d_1$. De verhouding van geest tot hoofdlijn werd in een afzonderlijke meting bepaald bij de Hg lijn $\lambda 3350$ en wel op de volgende

wijze. De Hg lijn $\lambda = 3350$ werd met behulp van een, op constante spanning brandende kwiklamp, in 5 verschillende bekende verzwakkingen opgenomen.

De verhoudigen van de hoeveelheid licht door de verzwakers doorgelaten was als $100 : 50 : 20 : 10 : 4$.

De geest van de sterkste opname werd nu vergeleken met de hoofdlijn in de zwakste opnamen.

Op deze wijze kon de verhouding van geest tot hoofdlijn bepaald worden.

Bovendien was het bij de opnamen in sterke magneetvelden, waar de intensiteit van de verboden lijnen veel grooter is, mogelijk de verboden lijn met een niet verboden lijn rechtstreeks te vergelijken. Een dergelijke waarneming moet natuurlijk dezelfde resultaten geven, als een vergelijking van verboden en niet verboden lijn via de geest oplevert.

Op deze wijze is de verhouding der lijnen $p_0 d_2$ en $p_0 d_1$ bepaald. De lijn $p_1 d_3$ werd vergeleken met de geesten van de lijnen $p_1 d_1$ en $p_1 d_2$. Deze geesten waren in het magneetveld door de splitsing saamgevoerd. Door verder de lijnen $p_1 d_1$ en $p_1 d_2$ met de lijn $p_0 d_1$ te vergelijken, kon ook de intensiteitsverhouding van de lijnen $p_1 d_3$ en $p_0 d_1$ bepaald worden.

Op deze wijze zijn de intensiteiten der lijnen $p_0 d_2$ en $p_1 d_3$ t.o.v. de lijn $p_0 d_1$ gemeten.

Een andere moeilijkheid bij de metingen werd veroorzaakt doordat de lijnen $p_0 d_2$ en $p_0 d_1$ zeer weinig in golflengte verschillen, terwijl de verhouding van hun intensiteiten groot is. De voet van de sterke lijn $p_0 d_1$ zal dus, vooral bij zwakkere velden onder de componenten van de lijn $p_0 d_2$ vallen. Daar nu echter aan de kant van de grootere golflengte de lijnvorm bekend was, kon deze moeilijkheid door spiegeling van de vrije lijnkant en door analyse overwonnen worden.

Bij de lijn $p_1 d_3$ was deze moeilijkheid grooter. Deze lijn ligt op geringe afstand van de lijn $p_1 d_2$ terwijl aan de zijde der grootere golflengte de lijn $p_1 d_1$ ligt. Hier was dus de lijnvorm van de lijn $p_1 d_2$ niet te vinden en moest deze gelijk genomen worden aan de lijnvorm van andere, nagenoeg even sterke, lijnen die op de plaat voorkwamen.

De meetnauwkeurigheid is voor de lijn $p_1 d_3$ dus geringer.

De verhouding der multipletlijnen werd, om zelfabsorptie te voorkomen, in een zwak magneetveld gemeten. De sterkte van het veld werd zoo gekozen, dat de splitsing van de lijnen nog onvolledig was. Het was nu natuurlijk noodig de fotometerkrommen om te zetten in intensiteitskrommen en als intensiteitsverhouding de verhouding der oppervlakken te meten.

Bij alle intensiteitsmetingen zijn verhoudingen van lijnopervlakken bepaald om mogelijke fouten, door verschil in halfwaarde-breedte der componenten, te elimineeren.

Theoretische voorspellingen omtrent de intensiteiten der verboden lijnen en hunne componenten.

Nadat de metingen ten deele waren uitgevoerd heeft de heer A. Zwaan, onder leiding van Prof. H. A. Kramers, de intensiteiten en de ligging der verboden lijnen en hunne componenten berekend, met behulp van de quantummechanica. Voor het rekenschema verwijzen we naar een spoedig verschijnende mededeeling in het „Zeitschrift für Physik“.

Zwaan kwam daarbij tot de volgende resultaten:

De intensiteiten van de componenten der verboden lijnen:

	→ λ		
	σ	π	σ
De lijn $p_0 d_2$	$\frac{3}{16} Q^2 - \frac{47}{432} Q^3$	$\frac{1}{2} Q^2$	$\frac{3}{16} Q^2 + \frac{39}{432} Q^3$
De lijn $p_0 d_1$	$\frac{5}{3}$	$3\frac{1}{3}$	$\frac{5}{3}$

	$\Sigma \sigma$	$\Sigma \pi$	$\Sigma \sigma$
De lijn $p_1 d_3$	$\frac{7}{60} Q^2 - \frac{173}{4050} Q^3$	$\frac{56}{180} Q^2 - \frac{80}{2025} Q^3$	$\frac{7}{60} Q^2 + \frac{243}{4050} Q^3$

In dit schema is ϱ een grootte, die de verhouding van de grootte der Zeemansplitsing (μ) tot de multipletsplitsing der d niveau's aangeeft (λ) n.l. $\varrho = \frac{\mu}{\lambda_d}$

De waarde van ϱ wordt

$$\varrho = \frac{\frac{e}{m} \frac{H}{4\pi c}}{\lambda_d} = \frac{4,7 \cdot 10^{-5} \cdot H}{\lambda_d}$$

De λ_d vindt men uit de frequenties (golftallen) der d termen.

$$\nu_{d_1} = 12993.35^1)$$

$$\nu_{d_2} = 12990.19$$

$$\nu_{d_3} = 12985.64$$

$$\text{Nu is } \lambda_d = \frac{\nu_{d_1} - \nu_{d_2}}{2} \text{ of } = \frac{\nu_{d_2} - \nu_{d_3}}{3} \text{ of } = \frac{\nu_{d_1} - \nu_{d_3}}{5}$$

Nemen we hiervan de gemiddelde waarde dan is

$$\lambda_d = \pm 1,55$$

$$\text{en wordt dus } \varrho = \frac{4,7 \cdot 10^{-5} \cdot H}{1,55} = 3 \cdot 10^{-5} \cdot H$$

Voor de intensiteiten der niet verboden lijnen van het multiplet berekende hij de, in het volgende schema aangegeven, intensiteiten.

	d_1	d_2	d_3
p_0	40	—	—
p_1	30	90	—
p_2	2	30	168

¹⁾ Deze frequentie wordt ook als 12993, 59 opgegeven, wat voor de berekening van ϱ niet veel verschil maakt.

Opgemerkt zij, dat de rekening slechts tot in nulde benadering uitgevoerd is, en dat de in de rekening voorkomende reeksontwikkeling van opeenvolgende machten van $\frac{\mu}{\lambda}$ ($= \varrho$), na de 2de macht van $\frac{\mu}{\lambda}$ is afgebroken ¹⁾.

Men dient hiermede rekening te houden, bij het vergelijken van theoretisch voorspelde en experimenteel gevonden waarden.

Het is waarschijnlijk dat hogere benadering en het medenemen van meer termen in de reeksontwikkeling, een betere overeenstemming van theorie en experiment zullen geven.

Tevens zij de aandacht gevestigd op het feit dat een fout in ϱ zich sterk zal doen gelden in de, bij de intensiteits formules optredende, tweede en derde machten van ϱ .

De metingen.

De lijn $p_0 d_2$.

Allereerst werd, als functie van het veld, de totaal intensiteit van de lijn $p_0 d_2$ t. o. v. de lijn $p_0 d_1$ gemeten.

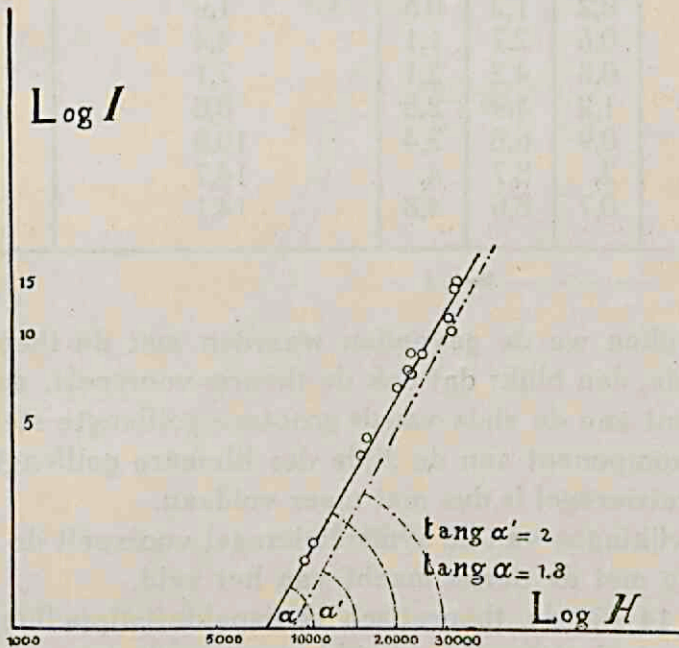


Fig. 13

¹⁾ Zie het artikel van Zwaan in Zs. f. Ph. 1928.

Het resultaat geeft figuur 13. In deze fig. is als ordinaat de log van de intensiteit van de lijn $p_0 d_2$ (in procenten van de lijn $p_0 d_1$) uitgezet, als abscis de logarithme van het veld.

De theorie voorspelt voor de sterkte van de lijn $p_0 d_2$ de

$$\text{waarde } 14\varrho^2 - \frac{1}{4}\varrho^3, \text{ waarin } \varrho = 3 \cdot 10^{-5} \text{ H}$$

In fig. 13 geeft de gestippelde lijn de theoretisch voorspelde waarden aan, de lijn door de punten geeft de experimenteel gevonden waarden.

De tangens van de hellingshoek is ,experimenteel bepaald, gelijk aan 1,8 terwijl de theorie een waarde, die iets kleiner dan 2 is, voorspelt.

Onderstaande tabel geeft de experimenteel bepaalde waarden voor de lijn $p_0 d_2$ en zijn componenten, tevens is de verhouding der sommen van π en σ componenten aangegeven.

H	σ	π	σ	Totaalintensiteit	$\Sigma\pi : \Sigma\sigma$
10700	0,2	1,2	0,5	1,9	1,7
15800	0,6	2,7	1,1	4,4	1,6
21800	0,8	4,2	2,1	7,1	1,5
24000	1,2	4,9	2,5	8,6	1,3
29500	0,9	6,6	3,4	10,9	1,5
31500	2,	8,7	4,	14,7	1,4
31250	0,7	8,6	4,8	14,1	1,6

→ λ

Vergelijken we de gevonden waarden met de theoretisch voorspelde, dan blijkt dat ook de theorie voorspelt, dat de σ komponent aan de zijde van de grootere golflengte sterker is, dan de komponent aan de zijde der kleinere golflengte. Aan de symmetrieregels is dus niet meer voldaan.

De afwijkingen van de symmetrieregels voorspelt de theorie evenredig met de derde macht van het veld.

In fig. 14 zijn de, theoretisch voorspelde (stippellijn) en de experimenteel gevonden, afwijkingen van de symmetrieregels aangegeven.

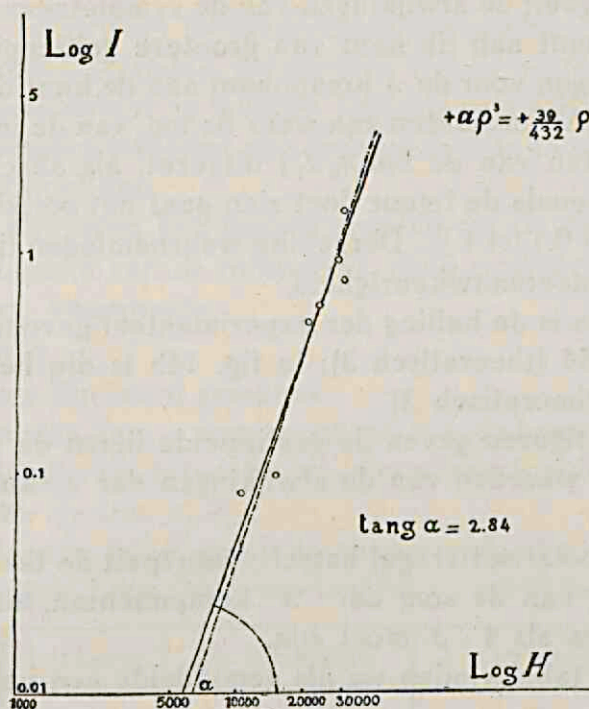


Fig. 14a

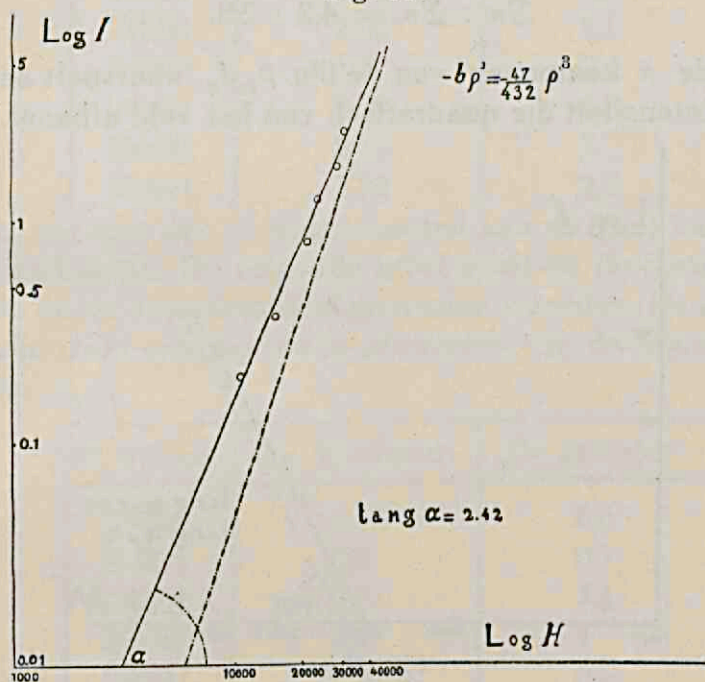


Fig. 14b

Fig. 14a geeft de afwijkingen van de symmetrieregels voor de σ component aan de kant van grootere golflengte; fig. 14b de afwijkingen voor de σ component aan de kant der kleinere golflengte. Als ordinaten zijn weer de log. van de intensiteiten (in procenten van de lijn $p_0 d_1$) uitgezet, als abscis de veldsterkten. Zooals de figuur doet zien gaat het om kleine afwijkingen, van 0.1 tot 4 %. Dergelijke waarnemingen liggen op de grens der meetnauwkeurigheid.

In fig. 14a is de helling der experimenteel gevonden lijn gelijk aan 2.84 (theoretisch 3); in fig. 14b is die helling gelijk aan 2.42 (theoretisch 3).

In beide figuren geven de gestippelde lijnen de theoretisch voorspelde waarden van de afwijkingen der σ componenten aan.

Wat de polarisatieregels betreft, voorspelt de theorie dat de verhouding van de som der π componenten, tot die der σ componenten als 4 : 3 moet zijn.

Uit onze tabel vinden we als gemiddelde een verhouding

$$\Sigma \pi : \Sigma \sigma = 4,2 : 2,8.$$

Voor de π component van de lijn $p_0 d_2$, voorspelt de theorie een intensiteit die quadratisch van het veld afhangt.

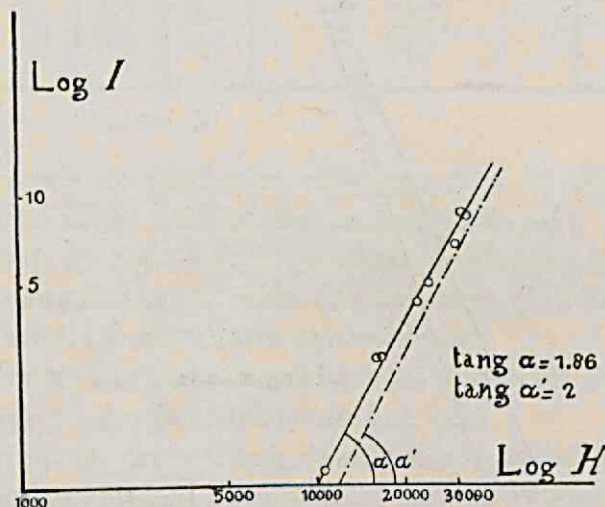


Fig. 15.

Fig. 15 geeft weer de theoretisch voorspelde en experimenteel gevonden waarden. De tangens van de hellingshoek heeft hier experimenteel de waarde 1.86 (theoretisch 2).

De gevonden waarden zijn grooter dan de theoretisch voorspelde (stippellijn).

In het algemeen kan gezegd worden dat de gevonden veldafhankelijkheid van de intensiteit, goed overeenstemt met de theoretisch voorspelde.

De lijn $p_1 d_3$

Van deze lijn werd gemeten

1e. de som der σ componenten aan de kant van de grotere golflengte. De intensiteiten zijn weer uitgedrukt in procenten van de lijn $p_0 d_1$.

De volgende tabel geeft de theoretisch voorspelde en de experimenteel bepaalde waarden, bij verschillende velden.

H (Gauss)	$\Sigma\sigma$ berekend	$\Sigma\sigma$ gemeten
15800	0,52	0,8
21800	1,05	1,1
24000	1,3	2
29100	2,08	1,5
29500	2,15	2
30450	2,32	2,7

2e. de som der σ componenten aan de kant van de kleinere golflengte. De volgende tabel geeft de theoretisch berekende en de experimenteel gevonden waarden. De intensiteiten zijn weer aangegeven in procenten van de intensiteit van de lijn $p_0 d_1$.

H (Gauss)	$\Sigma\sigma$ berekend	$\Sigma\sigma$ gemeten
15800	0,35	0,5
21800	0,6	0,7
24000	0,71	1,1
29100	0,97	1
29500	0,99	0,9
30450	1,04	1,5

3e. De som der π componenten. De volgende tabel geeft weer op dezelfde wijze, als voor de σ componenten, de berekende en gevonden waarden; uitgedrukt in procenten van de lijn $p_0 d_1$.

H (Gauss)	$\Sigma\pi$ berekend	$\Sigma\pi$ gemeten
15800	1,04	1,3
21800	1,94	2,2
24000	2,34	4,2
29100	3,36	4,5
29500	3,44	4,4
30450	3,78	5,9

De afwijkingen tusschen berekende en gevonden waarden zijn hier vrij groot.

De intensiteiten van het p d multiplet.

Ook de intensiteiten van het p d multiplet werden gemeten. Men kan deze intensiteiten berekenen volgens de oudere theorie van Hönl ¹⁾, of men kan dit quantummechanisch doen zooals Zwaan. Beide theorieën voeren tot hetzelfde resultaat.

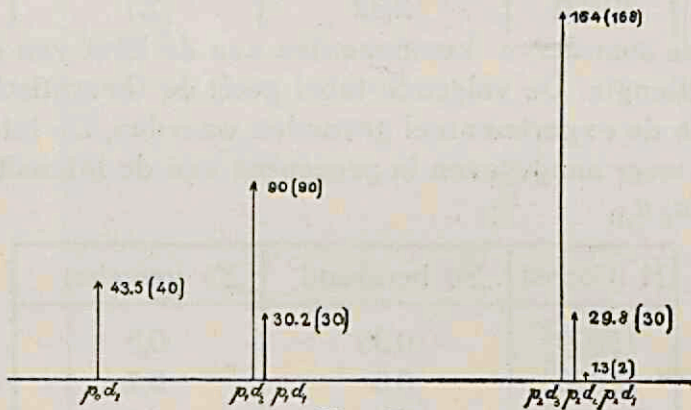


Fig. 16.

¹⁾ Ann. der Physik Bd. 79, 273, 1926.

Fig. 16 geeft het resultaat. De tusschen haakjes geplaatste waarden geven de theoretisch voorspelde intensiteiten aan, de andere de gemeten intensiteiten.

De lijn $p_0 d_1$ wijkt het meest van de voorspelde waarde af ($\pm 8\%$). Daar alle metingen op de lijn $p_0 d_1$ betrokken zijn, zal dus in alle metingen dit verschil moeten optreden, tenminste wanneer deze afwijking reëel is en niet het gevolg van meetfouten.

De nauwkeurigheid waarmee de andere waarden overeenstemmen, pleit voor een werkelijk bestaande afwijking.

De intensiteit van de lijn $p_0 d_3$.

De intensiteit van deze lijn kon, door de zeer geringe intensiteit niet gemeten worden. Bij een veld van 25000 Gauss werd de intensiteit van deze lijn geschat op een intensiteit gelijk aan $\pm \frac{1}{2}\%$ van de lijn $p_0 d_1$.

De plaats der componenten.

Uit de quantum-theoretische beschouwingen volgt eveneens de afwijkingen van de plaats der componenten.

Deze zijn alleen voor de componenten van de lijnen $p_0 d_1$ en $p_0 d_2$ gemeten.

De theorie voorspelt voor de componenten van de lijn $p_0 d_1$ (π en σ componenten), een verschuiving in de richting van grootere golflengte, terwijl voor de componenten van de lijn $p_0 d_2$ (π en σ componenten) een verschuiving in de richting der kleinere golflengte voorspeld wordt.

Dit klopt inderdaad met het experiment, zooals figuur 17 doet zien. In fig. 17 geven de gestippelde lijnen de normale ligging¹⁾ der componenten aan.

¹⁾ Onder normale ligging, wordt hier bedoeld de ligging, zooals deze uit het splitsingsschema van Landé volgt.

Voor de verhouding der normale splitsing, tot die van de afwijking van de normale splitsing, voorspelt de theorie de volgende verhoudingen:

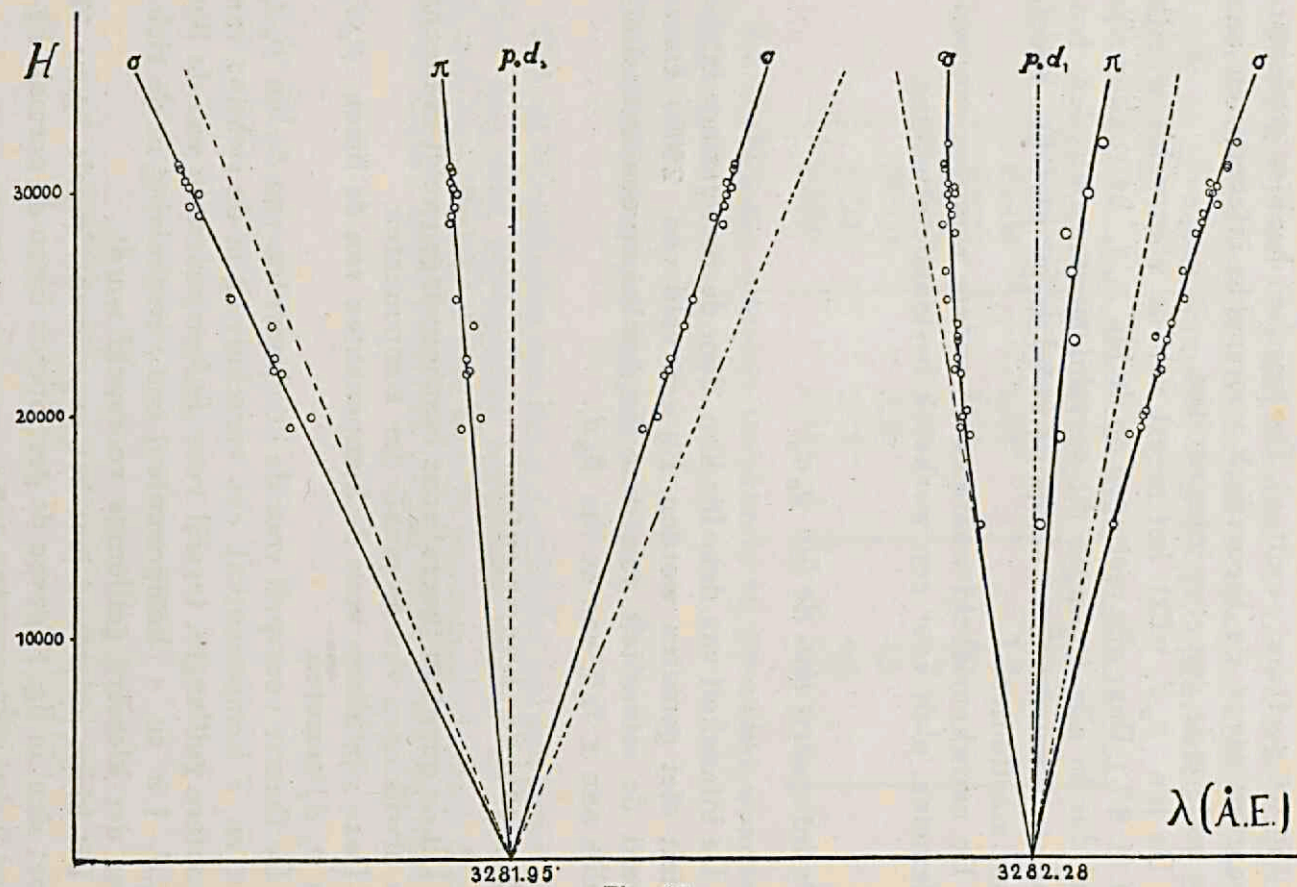


Fig. 17.

voor de lijn $p_0 d_1 \rightarrow \frac{1}{2} \varrho_d : \frac{9}{40} \varrho_d^2$, voor beide σ componenten,
 voor de lijn $p_0 d_2 \rightarrow \frac{7}{6} \varrho_d : \frac{23}{216} \varrho_d^2$ voor beide σ componenten.

Voor de π componenten die, zonder storing, op de plaats der ongesplitste lijn moeten liggen, geeft de theorie de volgende voorspelling:

De verhoudingen der afwijkingen van de normale ligging, die de π en σ componenten vertoonen, is:

voor de lijn $p_0 d_1$ als 4 : 3 (d.i. π : σ)

voor de lijn $p_0 d_2$ als 36 : 23 (d.i. π : σ)

Deze voorspelling nu wordt door het experiment niet bevestigd. De componenten van de lijn $p_0 d_1$, vertoonen wel afwijkingen van de normale ligging, die quadratisch met de veldsterkte veranderen, doch de verhouding van de normale splitsing tot de afwijkingen is een geheel andere, dan de theorie voorspelt. De afwijkingen van de lijn $p_0 d_2$, die volgens de theorie eveneens quadratisch met de veldsterkte moeten veranderen, blijken experimenteel, binnen de meetnauwkeurigheid, lineair met het veld te veranderen.

De volgende tabel geeft een overzicht van de experimenteel gevonden afwijkingen in plaats van de componenten, voor de lijnen $p_0 d_2$ en $p_0 d_1$.

In deze tabel beteekent — een verschuiving naar kleinere, + een verschuiving naar grootere golflengte.

—————→ λ						
De lijn $p_0 d_2$			H. (Gauss)	De lijn $p_0 d_1$		
σ	π	σ		σ	π	σ
— 0,028	— 0,039	— 0,042	30000	+ 0,020	+ 0,032	+ 0,036
— 0,022	— 0,032	— 0,035	25000	+ 0,011	+ 0,022	+ 0,028
— 0,018	— 0,025	— 0,028	20000	+ 0,004	+ 0,014	+ 0,018

$A^\circ \left\{ \begin{array}{l} \text{— 0,028} \text{ — 0,039} \text{ — 0,042} \\ \text{— 0,022} \text{ — 0,032} \text{ — 0,035} \\ \text{— 0,018} \text{ — 0,025} \text{ — 0,028} \end{array} \right. \left. \begin{array}{l} \text{+ 0,020} \text{ + 0,032} \text{ + 0,036} \\ \text{+ 0,011} \text{ + 0,022} \text{ + 0,028} \\ \text{+ 0,004} \text{ + 0,014} \text{ + 0,018} \end{array} \right\} A^\circ$

De theoretisch voorspelde afwijkingen worden in de volgende tabel op gelijke wijze aangegeven.

De lijn $p_0 d_2$			H (Gauss)	De lijn $p_0 d_1$		
σ	π	σ		σ	π	σ
$-0,015$	$-0,024$	$-0,015$	30000	$+0,031$	$+0,041$	$+0,031$
$-0,010$	$-0,016$	$-0,010$	25000	$+0,022$	$+0,029$	$+0,022$
$-0,007$	$-0,011$	$-0,007$	20000	$+0,014$	$+0,018$	$+0,014$

De tabellen doen ons zien, dat theorie en experiment vrij groote verschillen geven. Daar een plaatsmeting veel nauwkeuriger is, als een intensiteitsmeting, kunnen de optredende verschillen niet aan meetfouten geweten worden.

Het zou wenschelijk zijn de theorie tot in hoogere benaderingen uit te voeren en bij de reeksontwikkeling in $q \left(\frac{\mu}{\lambda} \right)$ meer termen mee te nemen dan, in de theoretische afleiding door Zwaan, geschied is.

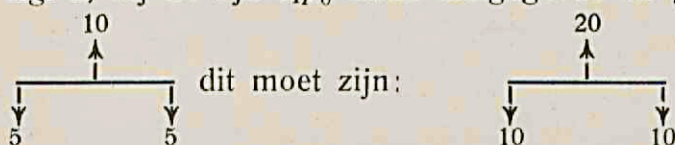
In het algemeen kan gezegd worden dat de theorie de plaats en intensiteit der verboden lijnen en hunne componenten kwalitatief juist beschrijft. Quantitatief beschrijft de theorie de intensiteit der verboden lijnen en hunne componenten met betrekkelijk geringe afwijkingen (gezien de meetnauwkeurigheid).

De afwijkingen van de plaats der componenten is echter door de theorie onvolledig beschreven.

Gezien echter het feit, dat de theorie nog niet in hoogere benadering is uitgevoerd, mag gezegd worden dat de overeenstemming tusschen theorie en experiment, althans wat betreft de intensiteiten, bevredigend is.

Errata.

- pag. 11 regel 5 v. b. staat „theoriën”, lees „theorieën”.
 „ 12 noot in de eerste regel vervalt sec^{-1} .
 „ 32 regel 16 v. b. staat „geplaats” lees „geplaatst”.
 „ 33 regel 2 v. b. staat „klakspaat” lees „kalkspaat”.
 „ 33 regel 7 v. b. staat „klakspaat”, lees „kalkspaat”.
 „ 40 regel 8 v. o. staat „intensitiet”, lees „intensiteit”.
 „ 57 fig. 5, bij de lijn $s_1 p_0$ staan aangegeven de getallen



- „ 81 regel 15 v. b. staat „ p_0 ”, lees „ p_1 ”.
 „ 81 regel 17 v. b. staat „ p_1 ”, lees „ p_0 ”.
 „ 86 regel 3 v. o. staat „Zu” lees „Zn”.
 „ 94 regel 4 v. b. staat „de sterkte van de lijn $p_0 d_2$ ”, lees
 „de sterkte van de lijn $p_0 d_2$, uitgedrukt in procenten
 van de lijn $p_0 d_1$

STELLINGEN.

I.

De vergelijkende intensiteitsmetingen door Wali-Mohammad aan de σ componenten der roode *Zn*-lijn gedaan, zijn zeer waarschijnlijk fout.

Wali Mohammad Phil. Mag. 48, 586. 1924.

II.

Terecht neemt Born bij vloeibare kristallen, als temperatuur waarbij de vloeibaar-kristallijne fase in de isotrope overgaat, een karakteristieke temperatuur aan, verschillend van de eigenlijke overgangstemperatuur.

M. Born. Sitz. Ber. der Preuss. Akad. der Wissenschaften 1916, xxx, pag. 614-622.

III.

De wijze waarop de totale breedte eener niet opgeloste Zeeman-splitsing door E. C. Kemble e. a. gemeten wordt is niet juist. Er bestaat een eenvoudige methode om deze totale breedte nauwkeurig te bepalen.

E. C. Kemble, R. S. Mulliken en
F. H. Crawford. Phys. Rev. Vol. 30, 438, 1927.

IV.

De satellieten der groene *Hg*-lijn behooren tot een andere serie als de hoofdlijn zelf.

V.

Het is niet noodig bij metingen van het Hall-effect de verhoudingen van lengte en breedte van het metaalplaatje als 3:2 te nemen.

L. Graetz. Handbuch der Electricität
und des Magnetismus Bd IV, pag. 1004.
Boltzmann. Wien. Ber. 94 1886 pag. 660.

VI.

Het verdient aanbeveling, bij het meten van intensiteitsverhoudingen van spectraallijnen, de lichtbron in een magneetveld te plaatsen.

VII.

De definitie die Schuh geeft van „oneindig worden van zekere orde” is niet algemeen; bovendien kan de redactiekeuze aanleiding geven tot misverstand.

F. Schuh en J. G. Rutgers. Compendium der Hoogere Wiskunde III, pag. 124 § 29.

VIII.

Uit de metingen van de lengte der chromosfeersikkels door Abetti kan men afleiden, dat de straling der chromosfeer óók door botsingen veroorzaakt wordt.

G. Abetti, Mem. Soc. Astr. Ital. 1921, vol 2, 5.

IX.

De opvatting van Rice en Ramsperger, omtrent de energie-uitwisseling tusschen de inwendige vrijheidsgraden van een molecuul, bij monomoleculaire reacties, is in het algemeen niet te aanvaarden.

O. K. Rice en H. C Ramsperger. Journ. Am. Chem. Soc. Vol. 49, 1617, 1927.

X

Uit 1 Kon. 7:23 en II Kron. 4:2 volgt nog niet, zooals Cantor beweert, dat de Joden der oudheid $\pi = 3$ stelden.

M. Cantor. Vorlesungen über. Geschichte der Mathematik. 1907, pag. 48.

