



Meting van intensiteitsverhoudingen in het Zeemaneffect

<https://hdl.handle.net/1874/322327>

Aguc. 1932, 1936.

M
I
N
T
E
T
I
N
G
V
A
N
I
N
T
E
N
S
I
T
E
I
T
S
V
E
R
H
O
U
D
I
N
G
E
N
I
N
H
E
T
Z
E
E
M
A
N
-
E
F
F
E
C
T

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

W.A.M. DEKKERS



METING VAN INTENSITEITSVERHOUDINGEN
IN HET ZEEMAN-EFFECT.

Diss. Utrecht 1936

METING VAN INTENSITEITSVERHOUDINGEN IN HET ZEEMANEEFFECT

PROEFSCHRIFT TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN
DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE AAN DE RIJKS-
UNIVERSITEIT TE UTRECHT OP GEZAG VAN DEN RECTOR
MAGNIFICUS DR. W. E. RINGER, HOOGLEERAAR IN DE
FACULTEIT DER GENEESKUNDE, VOLGENS BESLUIT VAN
DEN SENAAT DER UNIVERSITEIT TEGEN DE BEDENKINGEN
VAN DE FACULTEIT DER WIS- EN NATUURKUNDE
TE VERDEDIGEN OP MAANDAG 16 NOVEMBER 1936,
DES NAMIDDAGS TE 4 UUR, DOOR

WILHELMUS ANTONIUS MARIA DEKKERS
GEBOREN TE TILBURG.



DRIUKKERIJ HENRI BERGMANS & Cie., TILBURG.

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

Aan mijn Ouders
Aan mijn Verloofde

Promotor Prof. Dr. L. S. ORNSTEIN

INLEIDING.

De formules, die de relatieve intensiteiten van de componenten van magnetisch gesplitste spectraallijnen tot uitdrukking brengen, willen we hier memoreeren. De volledige berekening is in de verschillende leerboeken der spectroscopie te vinden. ^{1) 2)}

Bij den overgang van het aanvangsniveau naar het eindniveau zijn de volgende veranderingen van j mogelijk: $\Delta j = +1, -1$ en 0 . Bij elk van deze drie gevallen behooren in het magnetisch veld de drie mogelijke overgangen: $\Delta m = +1, -1$ en 0 . De intensiteit, behorende bij den eersten overgang noemen we I_+ , de tweede analoog I_0 en de derde I_- .

De betreffende formules zijn nu:

$$\Delta j = +1 \quad I_+ : I_0 : I_- = \frac{1}{4} (j-m)^2 : j^2 - m^2 : \frac{1}{4} (j+m)^2$$

$$\Delta j = 0 \quad I_+ : I_0 : I_- = \frac{1}{4} (j^2 - m^2) : m^2 : \frac{1}{4} (j^2 - m^2)$$

$$\Delta j = -1 \quad I_+ : I_0 : I_- = \frac{1}{4} (j+m)^2 : j^2 - m^2 : \frac{1}{4} (j-m)^2$$

Om uit deze verhoudingen het volledige schema voor alle componenten van een gesplitste lijn te vinden, zijn nog de volgende regels, geformuleerd door Ornstein en Burger, noodig.

1. De som van alle π -componenten is gelijk aan de som van alle σ -componenten, als de totale straling ongepolariseerd ondersteld wordt.
2. Het splitsingsbeeld is, wat betreft intensiteit, symmetrisch.

3. Alle niveau's, ontstaan door magnetische splitsing, hebben hetzelfde gewicht, d.w.z. de som der intensiteiten van alle lijnen, die uitgaan van, (resp. eindigen op —) een niveau met bepaalde m is gelijk voor elke m .

De uiteindelijke formules worden dan zooals aangegeven in schema 1 voor het geval $\Delta j = 0$, in schema 2 voor $\Delta j = +1$, en met verwisseling van rijen en kolommen voor $\Delta j = -1$.

SCHEMA 1.

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

SCHEMA 2.

m	j	$j-1$	$j-2$	$j+1$
j	$(j+1)(2j+1)$	$(j+1)^2 \cdot j^2$	1	
$j-1$		$j(2j+1)$	$(j+1)^2 - (j-1)^2$	3
$j-2$			$j(2j-1)$	$(j+1)^2 - (j-2)^2$
$j-3$				$(j-1)(2j-1)$

Bovenstaande formules gelden alleen wanneer een zwak veld ondersteld wordt. In sterke en middelsterke velden treedt een Paschen-Back-effect op, wat tot veranderde verhouding aanleiding geeft.

Toetsing van de theorie, ook in die gevallen, waarin de sommenregel van Ornstein en Burger voor het gehele multiplet niet geldt, was doel van ons onderzoek.

EXPERIMENTEEL GEDEELTE.

I. *De magneet.*

De bij ons onderzoek gebruikte magneet is vervaardigd in de werkplaatsen van het Fysisch Laboratorium, naar een ontwerp van den Heer Willemse.

Zij is op de volgende wijze gebouwd :

Een stalen grondplaat met een diameter van 52 cm, draagt vier stalen zuilen, die aan den bovenkant door een gietijzeren kruis op den juiststen onderlingen afstand worden gehouden. Een der twee trapvormig gedraaide kernen is vast bevestigd op de grondplaat, terwijl de tweede, gemonteerd op een stalen plaat, voorzien van bronzen oogen, langs de opstaande zuilen als geleiders op en neer bewogen kan worden met behulp van het, boven op de magneet aangebrachte, en als moer uitgevoerde handwiel. De constructie waarborgt een zuiver evenwijdig blijven van de poolvlakken, in tegenstelling met half- of kwartringmagneten, waar tengevolge van doorbuiging van het juk een wigvormig interferricum kan ontstaan. De homogeniteit van het veld zal dan ook bij een magneet van dit type beter te bereiken zijn dan bij beide andere genoemde typen. Om beide kernen zijn de wikkelingen aangebracht van geïsoleerd koperband (6×1 mm) als een aantal afzonderlijk gewikkelde platte spoelen. Het totaal aantal wikkelingen bedraagt ca. 3000. Voor iedere kern afzonderlijk zijn de spoelen gezamenlijk omgeven door een messing bus, waardoorheen met behulp van een 4 pk hoogedruk-ventilator

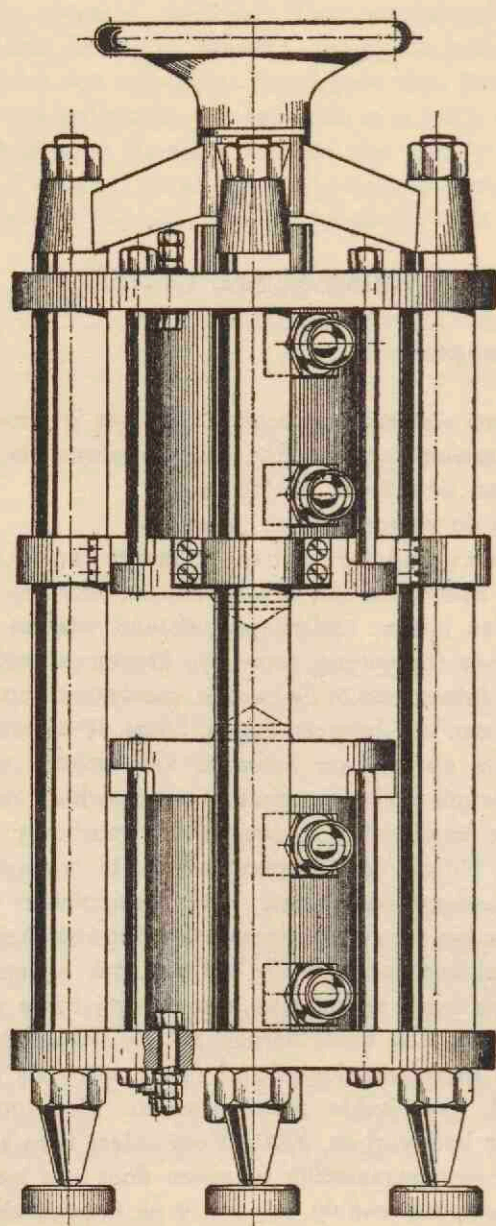
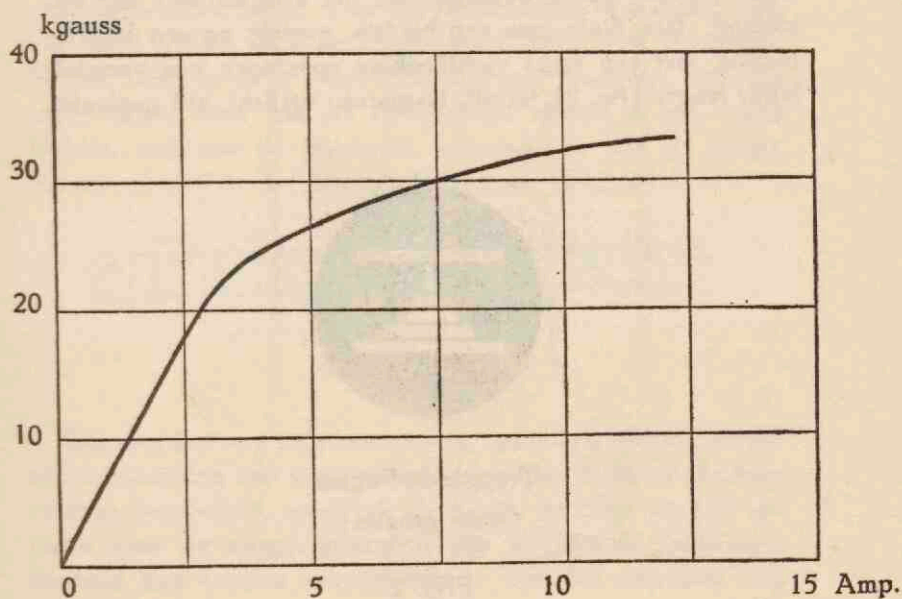


FIG. 1.

lucht kan worden geperst voor koeling bij hoge stroomsterkte. De poolschoenen van goed gegloeid ijzer zijn uitwisselbaar op de kernen bevestigd.

De bereikte veldsterkte bedraagt maximaal 33 kgauss bij een interferricum van 3 mm, een stroomsterkte van 12 ampère en een spanningsverschil tusschen de uiteinden van 60 volt. De veldsterkte is, gezien het electricisch vermogen, vrij hoog. Opgemerkt zij echter, dat bij een stroomsterkte van meer dan 8 ampère, bij belichtingen van meerdere uren koeling noodig is, zoodat dan het vermogen, tengevolge van het in gebruik nemen van den ventilator, sterk stijgt.

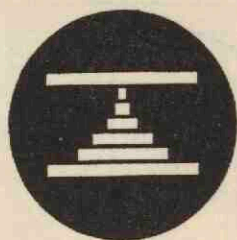
De bepaling van de veldsterkte geschiedde steeds door het meten van den onderlingen afstand van *Zeeman*-componenten van lijnen met bekende splitsing. De wijze, waarop de veldsterkte van de sterkte van den stroom in de windingen afhangt, wordt in onderstaande grafiek weergegeven voor een interferricum van 3 mm en een diameter van 6.8 mm van de eindvlakken der poolschoenen.



II. Optische opstelling.

Alle opnamen werd gemaakt met de groote roosteropstelling van het laboratorium. Deze opstelling van het rooster (3×5 inch) (gesneden door R. W. Wood) met een kromtestraal van 5.65 m is uitvoerig door Van Geel³⁾ beschreven. De scherpstelling geschiedde door het maken van telkens één opname van een willekeurig lijnenspectrum op de plaat, die onder een hoek van 45° in de camera werd geplaatst. Behalve het voordeel, dat men met slechts één opname kan volstaan, bereikt men tevens een hoogere nauwkeurigheid dan door het nemen van een serie opnamen bij telkens veranderden camera-stand. Voor iedere lijn afzonderlijk is nl. de scherpste plaats op de plaat op te zoeken. De zoo gevonden afstanden tot den rand van de plaat zijn te middelen, waarna uit dezen gemiddelden afstand de scherpstelling der camera is te bepalen.

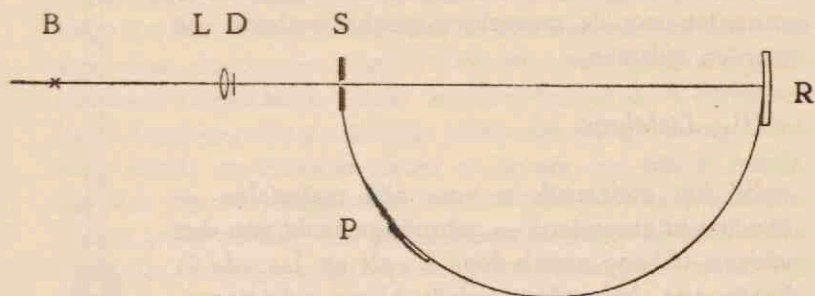
De zwartingsmerken zijn steeds opgenomen op deze roosteropstelling, waarbij op een door Frerichs⁴⁾ aangegeven wijze gebruik wordt gemaakt van het astigmatisme der opstelling. Een diafragma van bladtin, geplakt op een kwartsplaatje, met een reeks rechthoekige openingen van verschillende lengte (fig. 2), wordt, homogeen verlicht, zóó geplaatst,



Trappendiafragma
(ware grootte).

FIG. 2.

dat de afbeelding ervan, gevormd door het rooster, in verticale richting juist scherp is op de plaat (fig. 3). Alle licht, dat



Roosteropstelling met trappendiafragma.

B boog. L lens. D diafragma. S spleet. R rooster. P plaat.

FIG. 3.

door een der openingen gaat, valt dus op de plaat binnen een horizontalen band. Voor de zijwaartsche begrenzing van het beeld wordt door de spectrograafspleet zorg gedragen. Neemt men op deze wijze een lijnenspectrum op met vrij wijde spleet, dan valt de spectraallijn uiteen in een reeks blokjes, waarvan de intensiteit evenredig is met de lengte der openingen in het trappendiafragma. (Fig. 4).

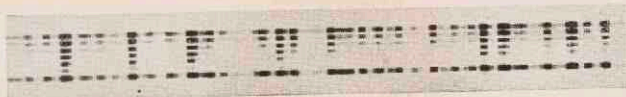


FIG. 4.

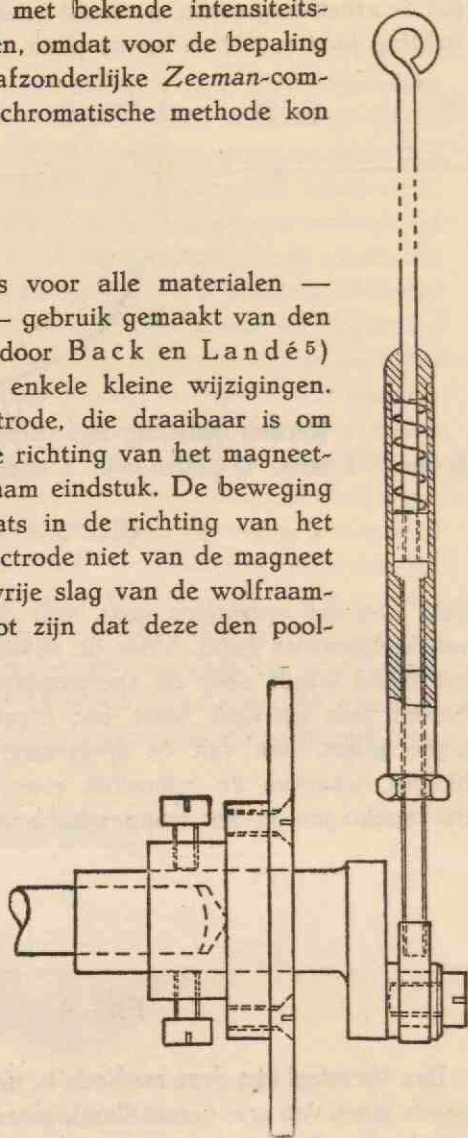
Een voordeel van deze methode is, dat in een lijnenspectrum steeds lijnen van zeer verschillende intensiteit dicht bij elkander gelegen voorkomen, zoodat in de meeste gevallen uit een opname voor de zwartingsmerken een uitgebreide zwartingskromme kan worden geconstrueerd. Van het opnemen van

een standaardspectrum met bekende intensiteitsverdeling werd afgezien, omdat voor de bepaling der intensiteit van de afzonderlijke *Zeeman*-componenten met de monochromatische methode kon worden volstaan.

III. *Lichtbron.*

Bij het onderzoek is voor alle materialen — caesium uitgezonderd — gebruik gemaakt van den vacuum-tikboog, zooals door Back en Landé⁵⁾ beschreven, behoudens enkele kleine wijzigingen.

De beweegbare electrode, die draaibaar is om een as, loodrecht op de richting van het magneetveld, draagt een wolfram eindstuk. De beweging hiervan vindt dus plaats in de richting van het veld. Daar de vaste electrode niet van de magneet geïsoleerd is, mag de vrije slag van de wolfram-electrode niet zoo groot zijn dat deze den pool-schoen zou raken. Een stelschroef regelt de grootte van den slag. Een spiraalveer drijft beide electroden naar elkaar toe. Onderlinge verwijdering geschiedt door middel van een excentriek, bevestigd op de as van een 10 volt, 6-voudig T-anker-motor, waarvan de beweging door een veerend trekstangetje



Excentriek met veerende trekstang en slijpschijf.

FIG. 5.

op de electrode wordt overgebracht. De lengte van deze trekstang is door een schroef regelbaar. (Fig. 5).

De vaste electrode in de door Back en Landé beschreven uitvoering, draagt het te onderzoeken materiaal in den vorm van smalle reepjes. Doordat vaste en beweegbare electrode loodrecht op elkaar worden ingevoerd, is de onderlinge aanrakingsplaats slechts klein. De boog brandt daardoor steeds op dezelfde plaats en in een zoo kleine ruimte, dat men van de homogeniteit van het veld verzekerd kan zijn. Het is gebleken dat voor sommige materialen zeer goed resultaat met dezen uitvoeringsvorm wordt bereikt. Voor het onderzoek van thallium is de zoo uitgevoerde electrode gebruikt.

Was deze electrode bij chroom ook nog bruikbaar, toch was de bruikbaarheid zoo ver verminderd, dat het gewenscht voorkwam, een betere vorm te zoeken. Eenerzijds was hier het bezwaar gelegen in het feit, dat wegens de broosheid van metallisch chroom steeds een legering in den vorm van chroomstaal of chroomnikkel moest worden gebruikt, waarbij de chroomlijnen op enkele uitzonderingen na óf te zwak werden, óf door sterke ijzer- resp. nikkellijnen werden gestoord. Anderzijds was in dit geval de boog zeer onrustig en over een groote ruimte uitgebreid, een groot bezwaar voor het maken van een opname in niet al te langen tijd. Er moest dus een oplossing gevonden worden om metallisch chroom te brengen tusschen de poolschoenen, waarbij voldaan moet zijn aan de volgende voorwaarden :

- 1°. De electrode moet, wanneer zij te ver weggebrand is, snel door een andere kunnen worden vervangen. Dit doel werd bereikt door het chroom te bevestigen aan den vasten electrodehouder, die uitneembaar is en telkens met het conische slijpstuk weer op de oorspronkelijke plaats teruggebracht kan worden. Een luchtdichte afsluiting is daarbij verzekerd.
- 2°. De oppervlakte waar de boog getrokken wordt, mag niet grooter zijn dan enkele mm^2 .

Aan beide voorwaarden is voor chroom als volgt voldaan : Van een stuk chroom zijn door splijten kleine blokjes gemaakt met afmetingen ongeveer $1\frac{1}{2} \times 1\frac{1}{2} \times 1\frac{1}{2}$ mm. Deze blokjes zijn ieder afzonderlijk gelascht op een reepje nikkel, dat in den electrodehouder werd vastgeklemd. Het nikkel zorgt door zijn veerkracht tevens voor het vast aanliggen van de electrode op den eenen poolschoen. De boog brandt nu in een kleine ruimte, geeft zeer intensieve chroomlijnen, die niet door ijzer- of andere lijnen worden gestoord.

Voor nikkel en ijzer is dezelfde electrodevorm gekozen. Hier zijn op het nikkelen stripje resp. stukjes nichroom en chroomstaal, welke beide stoffen zich niet magnetisch gedragen, met zilver gesoldeerd.

Voor het goed functionneeren was een herhaaldelijk afschuren der electroden noodig, wat gebeurde op een slijpschijfje, aangebracht op de as van den motor, die de beweging van de wolfram electrode regelt. (Zie fig. 5, blz. 16).

Voor caesium, dat door zijn chemische eigenschappen niet als metaal in den boog gebracht kan worden, moest naar een andere methode worden uitgezien. Allereerst werd getracht in een koperen oogje een parel van caesiumchloride te vormen, en deze als electrode te gebruiken. Voor het gestelde doel bleek deze wijze van werken echter totaal ongeschikt te zijn wegens de slechte geleiding van den parel. Een oplossing van CsCl in een bakje, geplaatst tegenover een haakvormige wolfram pool, heeft het groote nadeel van snelle verdamping en wegsپatten van de vloeistof. Een koolstaafje, gedrenkt in een verzadigde oplossing was bruikbaar gedurende een zeer korten tijd. De uiteindelijke oplossing werd gevonden door een koolstaaf (\varnothing 4 mm) uit te boren en op te vullen met het zout. Kleine stukjes van de zoo gevulde kool met een lengte van 2 à 3 mm werden in een messinghouder geklemd (fig. 6a). In tegenstelling met de hiervoor genoemde bogen bleef de boog tusschen de caesium- en de wolfraamelectrode bestaan ook als de electroden niet telkens contact maakten. Echter trad ook vrij gemakkelijk een boog op tusschen de magneet,

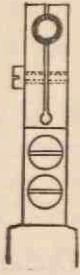
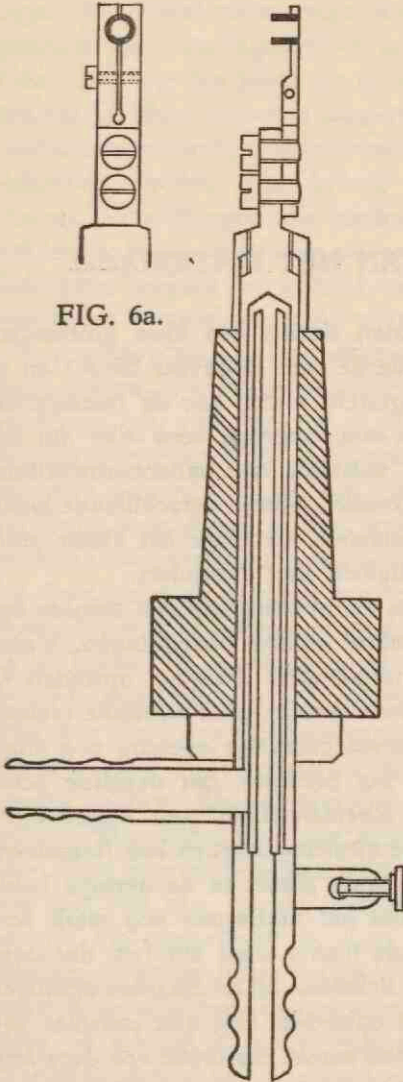


FIG. 6a.



Watergekoelde elektrode met ebonieten conus en houder voor kool gevuld met caesiumzout.

FIG. 6.

waarmede de Cs-kool contact had en de W-electrode. Ter ondervanging van dit bezwaar zijn beide elektroden geïsoleerd doorgevoerd. Het ontsteken van den boog geschiedde via een glimontlading. Daar bij deze ontlading beide elektroden zeer heet werden, is op beide een waterkoeling aangebracht. De W-electrode moest dan ook vast doorgevoerd worden. Het koelwater circuleert tot dicht aan de uiteinden, zoodat de koeling zeer effectief is. De constructie van de caesium-electrode wordt in fig. 6 verduidelijkt.

VERWERKING VAN HET MATERIAAL.

Daar alle opgenomen platen slechts een klein golflengtegebied omvatten (voor de derde orde ongeveer 60 Å) en in de eerste plaats de vraag gesteld werd, hoe de intensiteitsverhouding van de *Zeeman*-componenten voor elke lijn afzonderlijk is, kon worden volstaan met monochromatische intensiteitsmetingen. In de gevallen waarin verschillende lijnen vergeleken werden, is aangenomen, dat voor het kleine golflengtegebied de plaatgevoeligheid niet verandert.

De methode volgens welke de zwartingsmerken werden opgenomen, is a priori niet geheel zonder bedenkingen. Voor eerst kan aan het trappendiafragma buiging optreden.⁶⁾ Voor ons geval zal de hierdoor veroorzaakte storende invloed niet groot zijn, daar de nauwste gebruikte opening nog altijd 1 mm breed is. Grooter is het bezwaar, dat dezelfde lichtbron, als die waarmede het *Zeeman*-effect werd opgenomen, ook niet als lichtbron voor de zwartingsmerken kon fungeeren. Dit bezwaar bestaat in de eerste plaats in de geringe lichtsterkte van de bron, die door het diafragma nog sterk verminderd wordt. In de tweede plaats komt het feit, dat door het niet constant zijn van de lichtbron bij de *Zeeman*-opnamen een intermittenzie-effect kan optreden. Het niet constant zijn van de intermittenzie-frequentie maakt eliminatie van deze fout door het gebruik van dezelfde lichtbron, niet gelijktijdig met de hoofdfotografie, vrijwel illusoir. De helling der zwartingskromme is nl. sterk frequentie-afhankelijk.

Daar een ijzerboog een gemakkelijk bereikbare lichtbron

was, is steeds, na toetsing van de bruikbaarheid der zoo verkregen zwartingskromme voor één geval, deze boog voor het opnemen der zwartingsmerken gebruikt. De toetsing is geschied door op één plaat op te nemen een chroomspectrum, waarvan de lijnen door een magnetisch veld gesplitst waren en waarvan de intensiteitsverhoudingen der componenten bekend ondersteld werden. Met behulp hiervan is een zwartingskromme geconstrueerd, die inschuifbaar bleek te zijn met die verkregen was, gebruik makend van ijzerboog-trappen-diafragma, hetgeen het gebruik van deze combinatie voor het maken der zwartingskromme wettigt.

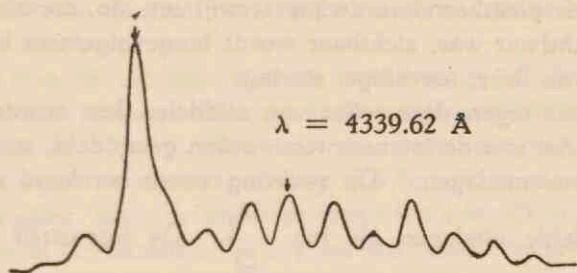
In vele gevallen was de zwarting, veroorzaakt door sommige componenten, ook bij lange belichting, nog zoo klein, dat met het bloote oog van deze op de plaat niets zichtbaar was. Bij doorfotometreeren bleek de betreffende lijn door plaatkorrel zóó sterk gestoord te zijn, dat van haar aanwezigheid op het fotogram geen spoor te zien was, terwijl iets sterkere componenten door korrel op een zoodanige wijze gestoord werden, dat directe meting een zeer weinig betrouwbaar resultaat zou geven. Verschillende mogelijkheden zijn er om de moeilijkheid op te lossen. In de eerste plaats kan men, bij gebruik van dezelfde plaatsoort langer belichten. Om de zwakste componenten met behoorlijke zwarting op de plaat vast te leggen, zou men naar schatting een tienmaal zoo lange belichtingstijd noodig hebben. De voordeelen, die men denkt te behalen, worden dan echter voor een groot gedeelte weer te niet gedaan, daar men tot belichtingstijden van meerdere dagen komt, wat met het oog op de temperatuurschommelingen in die periode niet gewenscht is, daar de scherpstelling dan niet constant is en de lijnen wazig worden. Als tweede bezwaar tegen deze oplossing kan worden aangevoerd, dat nu weliswaar de intensiteit der zwakkere componenten door rechtstreeksche meting van de zwarting kan worden bepaald, echter worden de sterkere lijnen van een zoo hooge zwarting, dat het euvel, dat men trachtte te ontgaan nu op andere plaatsen in even sterke, of in sterkere mate terugkomt.

In de tweede plaats komt in aanmerking een plaat met fijnere korrel. Het nadeel van deze platen is in het algemeen, dat met afname van de korrelgrootte ook de gevoeligheid afneemt. Ook hier stuiten we dus op de moeilijkheid van lange belichtingen, die zich over meer dan een dag zouden uitstrekken. Voor enkele zeer sterke lijnen in chroom is deze methode gevolgd door het gebruik van Mimosa Finogran platen.

Een derde wijze van werken heeft het groote voordeel, dat daarbij de belichtingstijd niet wordt verlengd. De bedoelde methode, hieronder beschreven, is steeds gebruikt waar de korrel directe meting moeilijk of zelfs onmogelijk maakte.

De methode maakt gebruik van het feit, dat tengevolge van het astigmatisme van de gebruikte roosteropstelling de spectraallijnen uitgerekt worden, zoodat deze in opnamen in de derde orde van het rooster een lengte krijgen van 3 à 4 cm. Deze lijnen kunnen wij ons bestaande denken uit een serie lijnstukjes, die we ieder als een afzonderlijke opname behandelen. Het verkregen *Zeeman*-multiplet wordt nu op een aantal verschillende hoogten doorgefotometreerd, waarbij om het uitwerken gemakkelijker te maken, zorg dient gedragen te worden, dat corresponderende punten op het fotogram boven elkaar komen liggen. In den gebruikten fotometer kan de plaat in verticale richting door een schroef worden bewogen. De stand wordt op een schaalverdeeling met nonius afgelezen. Is de plaat eenmaal zoo ingesteld, dat bij draaiing aan de schroef de lijn in zichzelf wordt verplaatst, dan volgt de instelling voor het fotometreeren door verticale verplaatsing van de plaat. Registreertrommel en plaat loopen gekoppeld. Wordt nu nog telkens de nulstand van den galvanometer over $\frac{1}{2}$ cm. verplaatst, dan verkrijgen we een serie fotogrammen als fig. 7 laat zien. De bij deze figuur afgedrukte gemiddelde kromme is verkregen op de volgende wijze: Op onderlinge afstanden van telkens 1 mm wordt de som bepaald van de afstanden fotometerkromme-nulstand voor de verschillende registraties. Deze som is bepaald door op een papierstrook de zoo verkregen afstanden naast elkaar op te teekenen.

$\lambda = 4339.89 \text{ \AA}$



$\lambda = 4339.62 \text{ \AA}$

Gemiddelde kromme.

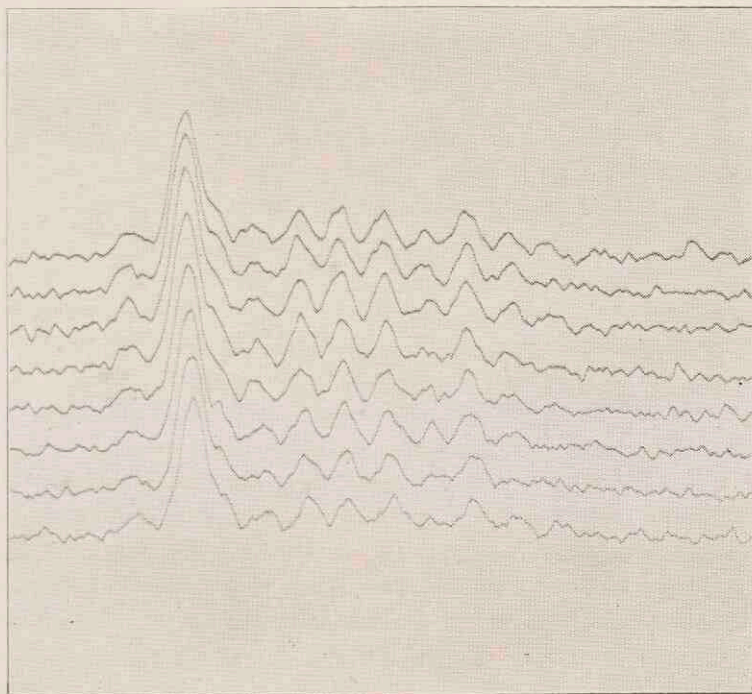


FIG. 7.

Deze sommen, uitgezet op millimeterpapier, geeft de gemiddelde kromme. Door deze methode van middelen wordt bereikt, dat de plaatkorrel verdwijnt, terwijl een lijn, die hierdoor niet zichtbaar was, zichtbaar wordt tengevolge van het verdwijnen van deze, toevallige, storing.

Als bezwaar tegen deze wijze van middelen kan worden aangevoerd, dat niet de intensiteiten worden gemiddeld, maar de galvanometeruitslagen. * De zwarting wordt berekend uit deze gemiddelde uitslagen als $\log \frac{D_0}{D}$. De intensiteit is weer een functie van de zoo bepaalde zwarting. Een nadere beschouwing, of deze wijze van middelen gemotiveerd is, mag dus niet achterwege blijven.

Noemen we de intensiteit I , de zwarting $Z = \log \frac{D_0}{D}$ waarin D_0 de maximale doorlating der plaat voorstelt, en D de doorlating op een willekeurig punt. De galvanometeruitslagen zijn met deze doorlatingen evenredig.

We zagen dus: $I = f(Z)$ en volgens Taylor:

$$I + \Delta I = f(Z) + \Delta Z \frac{df(Z)}{dZ} + \dots \quad (1)$$

De derde term in de ontwikkeling kan verwaarloosd worden, omdat de zwarting-intensiteit-kromme, juist bij de kleine zwartingen, waarbij gewerkt is recht loopt, zoodat de tweede afgeleide nul wordt. De eerste afgeleide is een constante. Uit (1) volgt dan:

$$\Delta I = C \Delta Z = -C \Delta \log D = -C' \frac{\Delta D}{D}$$

D mag bij benadering constant genomen worden, zoodat dus $\Delta I = -C'' \Delta D$.

Het middelen geschiedt zoo, dat $\sum \Delta D = 0$. $\sum \Delta I$ wordt dan ook $= 0$. Voor de intensiteit vinden we dus op deze

* Indien de overeenkomstige uitslagen gelijk zijn is de wijze van middelen steeds exact.

wijze dezelfde waarde als we zouden gevonden hebben door het middelen van de intensiteiten. De werkwijze, boven beschreven, verdient uit praktische overwegingen echter verre de voorkeur.

Hoewel nu met grootere nauwkeurigheid de doorlatingskromme vastligt, blijft toch de moeilijkheid bestaan van het bepalen der intensiteit uit zeer kleine zwarting. Een nauwkeuriger intensiteitsbepaling dan uit de gewone zwartingskromme, waar de zwarting tegen $\log I$ wordt afgezet, hebben we in de kromme, die het verband tusschen zwarting en intensiteit weergeeft. We verkrijgen dan een lijn die tot zeer kleine zwarting recht loopt, waardoor de mogelijkheid van extrapolatie naar nog kleiner zwarting blijft bestaan.

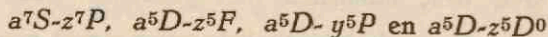
In de meeste gevallen is voor de bepaling der intensiteit de topzwarting der *Zeeman*componenten gemeten. In enkele gevallen is naast de topintensiteit ook de oppervlakte-intensiteit gemeten. Daar het bij deze oppervlakte-intensiteitsmetingen steeds aankwam op het vergelijken van meerdere lijnen, is voor deze intensiteit niet genomen $\int I d\lambda$, zooals met den planimeter uit de intensiteitskromme wordt gevonden. Voor de te vergelijken lijnen is steeds op denzelfden onderlingen afstand $\Delta \lambda$ de intensiteit bepaald, ofwel uit de gemiddelde kromme, ofwel direct uit het fotogram met behulp van het apparaat volgens Wouda⁷⁾. Als maat voor de oppervlakte-intensiteit vinden we dan voor de eene lijn $\Sigma I \Delta \lambda$, voor de andere $\Sigma I' \Delta \lambda$, zoodat voor de verhouding wegens de constantheid van $\Delta \lambda$ $\Sigma I : \Sigma I'$ genomen mag worden.

Een enkele maal was analyse van een niet volledig opgelost multiplet noodig. Deze analyse is steeds uitgevoerd, uitgaande van bekenden lijnvorm en ligging van de toppen.

METINGEN.

I. *Chroom.*

In chroom gedragen zich alle multiplets, zoowel wat intervallenregel als sommenregel betreft, normaal, d.w.z. de multipletafstanden voldoen aan den eersten regel, de intensiteiten aan den tweede. De *g*-waarden voor de verschillende niveaux vertoonen slechts zeer kleine afwijkingen ⁸⁾ met de theoretisch bepaalde. We hebben hier dus een mooi geval voor toetsing der intensiteitsregels, welke toetsing dan ook aan een viertal multiplets werd doorgevoerd. De gemeten multiplets zijn de volgende :



Multiplet $^7S-^7P$, waarvan golflengte en classificatie der afzonderlijke lijnen in onderstaand schema zijn aangegeven, behoort tot de sterkste in het geheele chroomspectrum.

SCHEMA 3.

	7P		
	2	3	4
7S	4289.92	4274.75	4254.49

De opnamen voor deze lijnen zijn gemaakt in de derde orde van het rooster. Als electrodevorm is hier de oorspron-

kelijke vorm volgens Back aangehouden, waarbij als electrodemateriaal chroomstaal, dat 10% chroom bevat, gebruikt is. De druk in de boogruimte bedroeg 5 à 6 cm. Bij een spanning van 75 volt brandde de boog met een stroomsterkte van 3 amp. gemiddeld. Ongeveer 15 maal per seconde werd contact gemaakt. Bij deze instelling was een belichtingstijd van twee uur voldoende om een behoorlijke zwarting te verkrijgen op de Mimosa Finogran plaat. Ontwikkeld is met Rodinal in een verdunning 1 : 20 gedurende 6 minuten.

De onderstaande tabel geeft in den eersten kolom de golflengte der lijn, de tweede de notatie, de derde de theoretische splitsing, de vierde de theoretische intensiteitsverhouding van de componenten, de gemeten intensiteiten en de experimenteele waarden, gedeeld door de theoretische, zoodat dus deze getallen voor elke lijn afzonderlijk gelijk zijn als het experiment met de theorie overeenstemt.

We zien dat in dit multiplet de experimenteele en theoretische verhoudingen niet met elkaar in overeenstemming zijn. De afwijkingen zijn hier echter gemakkelijk te verklaren, wanneer men in aanmerking neemt dat zelfabsorptie optreedt; het feit dat de sterkere componenten een relatief te kleine intensiteit hebben, maakt de zelfabsorptie waarschijnlijk. Te lichter valt het deze verklaring aan te nemen, als men bedenkt dat alle drie lijnen hun gemeenschappelijk eindniveau in het grondniveau hebben. Deze overweging is mede reden, dat voor deze lijnen niet de totale intensiteit is opgegeven voor het toetsen van den sommenregel. Opgemerkt moet nog worden, dat de experimenteele waarden zijn bepaald als gemiddelde uit vier metingen, nl. voor groote en kleine zwarting telkens twee corresponderende lijnen wegens de symmetrie der splitsing. Alleen de intensiteit van den middencomponent is uit slechts twee metingen bepaald.

Voor het multiplet ${}^5D-{}^5F$, waarvoor de golflengten in schema 4 staan aangegeven, geeft tabel 2 de metingen, die reeds elders ⁹⁾ werden gepubliceerd. De beteekenis van kolom 4 in deze tabel is de volgende: In het multiplet komen

TABEL 1.

λ in Å	Notatie	Splitsing theoretisch		Intensiteit
4254.49	${}^1S_3 - {}^1P_4$	(0) (1) (2) (3)	4 5 6 7 8 9 10	24.6 23.8 21.0 15.8 22 18.8 15.0 10.0 5.8 3.0 —
			4	32 30 24 14 28 21 15 10 6 3 1
				0.77 0.79 0.88 1.13 0.79 0.90 1.00 1.00 0.97 1.00 —
4274.75	${}^1S_3 - {}^1P_3$	(1) (2) (3) 21 22 23 24 25 26		exp. theor. exp./th.
			12	
4289.92	${}^1S_3 - {}^1P_2$	(0) (1) (2)	4 5 6 7 8	17.8 16.0 10.1 14.2 10.7 5.9 2.7 —
			3	18 16 10 15 10 6 3 1
				0.99 1.00 1.01 0.95 1.07 0.98 0.90 —

TABEL 2.

Golf- lengte in Å	Notatie	Splitsing theoretisch	Type		Intensiteit	Tot. int.
4337.72	${}^5D_1-{}^5F_2$	$\frac{(0) (1) 1 2 3}{2}$	$\frac{(0) \left. \begin{matrix} 1 \\ 2 \end{matrix} \right\} 2 3}{2}$	exp. theor. exp./th.	6.7 10.0 2.6 — 8 : 12 : 3 : 1 0.84 0.83 0.87 —	32
4339.87	${}^5D_0-{}^5F_1$	ongesplitst				14
4339.62	${}^5D_2-{}^5F_3$	$\frac{(0) (1) (2) 3 4 5 6 7^1)}{4}$		exp. theor. exp./th.	7.36 6.90 4.54 6.80 4.12 3.15 1.45 — 18 16 10 15 10 6 3 1 0.41 0.43 0.45 0.45 0.41 0.52 0.48 —	61
4351.22	${}^5D_1-{}^5F_1$	$\frac{(3) 0 3}{2}$	$\frac{0 \left. \begin{matrix} 3 \\ 2 \end{matrix} \right\}}{2}$	exp. theor. exp./th.	3.05 4.85 2 3 1.52 1.62	13
4359.80	${}^5D_2-{}^5F_2$	$\frac{(1) (2) 1 2 3 4}{2}$	$\frac{\left. \begin{matrix} 1 \\ 2 \end{matrix} \right\} \left. \begin{matrix} 2 \\ 2 \end{matrix} \right\} 3 4}{2}$	exp. theor. exp./th.	1.3 4.15 4 11 3 2 0.32 0.38	15 ²⁾
4371.45	${}^5D_3-{}^5F_3$	$\frac{(1) (2) (3) 3 4 5 6 7 8}{4}$	$\frac{(1) (2) \left. \begin{matrix} 3 \\ 4 \end{matrix} \right\} 4 5 6 7 8}{4}$	exp. theor. exp./th.	3.05 2 8 21 5 6 6 5 3	16 ³⁾
4351.95	${}^5D_4-{}^5F_5$	$\frac{(0) (1) (2) (3) (4) 10 11 12 13 14 15 16 17 18}{10}$		theor.	50 48 42 32 18 45 36 28 21 15 10 6 3 1	132
4344.67	${}^5D_3-{}^5F_4$	$\frac{(0) (3) (6) (9) 18 21 24 27 30 33 36}{20}$		theor.	32 30 24 14 28 21 15 10 6 3 1	93

1. Gieseler¹⁰⁾ geeft voor deze lijn een splitsing: $\frac{(0) (1) 3 4 5}{4}$ die niet met het experiment in overeenstemming is. (Zie ook fig. 7).

2. De intensiteit der ontbrekende componenten is op 3 geschat.

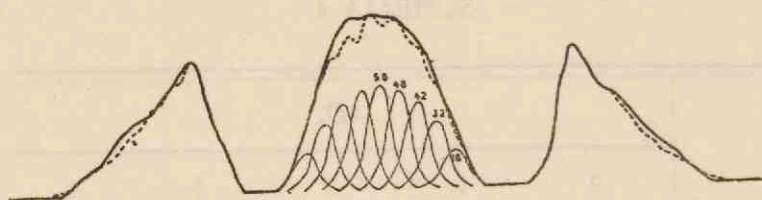
3. Uit de intensiteit van den sterksten component is de totale intensiteit geschat.

SCHEMA 4.

		${}^5D.$				
		0	1	2	3	4
5F	1	4339.87	4351.22	4373.42		
	2		4337.72	4359.80	4391.92	
	3			4339.62	4371.45	4412.42
	4				4344.67	4385.45
	5					4351.95

lijnen voor, voor welke enkele der π -componenten samenvallen met σ -componenten. De theoretische splitsing in kolom 3 heeft dan voor het meten der intensiteiten weinig beteekenis, daar alle opnamen zonder polarisator werden opgenomen. In kolom 4 is daarom de splitsing opgegeven, waarbij π -componenten tusschen haakjes zijn geplaatst, σ -componenten zonder haakjes, en de gemengde componenten tusschen accoladen. De intensiteiten, experimenteel zoowel als theoretisch hebben betrekking op kolom 4.

Voor dit multiplet blijken in alle meetbare gevallen de intensiteiten overeen te stemmen met de theoretisch te verwachten waarde. Voor de niet op te lossen lijnen 4351,95 Å en 4344,67 Å is verder de theorie op de volgende wijze getoetst. Uitgaande van de bekende splitsing en de te verwachten intensiteitsverhouding van de componenten is een golflengte-intensiteitskromme geconstrueerd. Door vermenigvuldiging is deze kromme zoo goed mogelijk met de experimentele tot dekking gebracht, waarbij bleek dat de overeenstemming tusschen beide goed is te noemen (fig. 8). De totale intensiteit is dan ook gemakkelijk te bepalen.



$\lambda = 4351.96 \text{ \AA}$ ----- Theoretische kromme
 ————— Experimenteele kromme

FIG. 8.

Door Frerichs¹¹⁾ was reeds gevonden, dat dit multiplet met den sommenregel in overeenstemming is. Ook bij onze metingen zijn de afwijkingen niet ernstig, zooals uit onderstaand schema blijkt.

SCHEMA 5.

		5D							
		j	4	3	2	1	0	Σ	$\frac{\Sigma}{2j+1}$
5F	5		132					132	12.0
	4		—	93				93	10.3
	3		—	16	61			77	11.0
	2			—	15	32		47	9.4
	1				—	13	14	27	9.0
		Σ		132	109	76	45	14	
	$\frac{\Sigma}{2j+1}$		14.9	15.6	15.4	15.0	14		

Nemen we de gemiddelde waarden der intensiteiten, gevonden door Frerichs en de hier gepubliceerde, dan vinden we de volgende tabel:

TABEL 3.

Golflengte	Fr.	D.	Gem.
4351.95	220	220	220
4344.67	156	155	155
4339.62	110	102	106
4337.72	61	53	57
4339.87	38	23	30
4385.45	30	—	30
4371.45	44	27	35
4359.80	51	25	38
4351.22	27	21	24
4412.42	—		
4391.92	—		
4373.42	—		

Maken we nu weer het schema op ter toetsing van den sommenregel, dan blijkt het multiplet volledig aan den regel te voldoen.

SCHEMA 6.

		5D							
		j	4	3	2	1	0	Σ	$\frac{\Sigma}{2j+1}$
5P	5	220						220	20.0
	4	30	155					185	20.6
	3	—	35	106				141	20.1
	2		—	38	57			95	19.0
	1			—	24	30		54	18.0
	Σ	250	190	144	81	30			
	$\frac{\Sigma}{2j+1}$	27.7	27.1	28.8	27.0	30.0			

In het derde multiplet $a^5D-z^5D^0$, dat de lijnen in onderstaand schema bevat, hebben alle lijnen een splitsing $\frac{(0) 3}{2}$ terwijl elk Zeeman-triplet een intensiteitsverhouding 1 : 2 : 1 heeft.

SCHEMA 7.

		z^5D^0				
		0	1	2	3	4
a^5D	0	—	3894.04			
	1	3916.23	3903.16	3885.22		
	2		3921.02	3902.88	3883.29	
	3			3928.04	3908.76	3886.80
	4				3941.49	3919.17

Daar de splitsing zeer groot is, kon voor dit multiplet worden volstaan met een opname in de eerste orde, waardoor de belichtingstijd bij een stroomsterkte van $2\frac{1}{2}$ amp. tot een kwartier kon worden gereduceerd. Bij deze opname is gebruik gemaakt van de gelaschte chroom-electrode. Zij werd genomen op: Ilford Special Rapid H & D 400 als plaat. Ontwikkeld werd gedurende 6 minuten met Metol-borax. De metingen voor twee opnamen vindt men in tabel 4 vereenigd.

Betreffende de lijnen $\lambda = 3902.88 \text{ \AA}$ en 3903.16 \AA is nog het volgende op te merken: Van de laatstgenoemde lijn is slechts één σ -component te meten. De π -component valt juist onder de σ -component van 3902.88 . Door voor 3903.16 \AA een verhouding 1 : 2 : 1 aan te nemen, kan men de intensiteit van 3902.88 berekenen. Deze berekende waarde is mede in de tabel opgenomen. De intensiteiten der componenten van 3903.16 \AA zijn achterwege gelaten. De overeenstemming met

TABEL 4.

Multiplet $a^5D-z^5D_0$. Splitsing alle lijnen $\frac{(0) 3.}{2}$. Int. verh. 1 : 2 : 1

Golf- lengte in Å	Notatie	Meting I	Meting II.	Gemiddeld	Tot. int.
3883.29	$a^5D_2-z^5D_0_3$	21.7 46.0 24.0	3.3 7.1 3.9	20.7 44.2 23.7	88
3885.22	$a^5D_1-z^5D_0_2$	17.4 38.0 18.0	2.6 5.7 2.7	16.5 36.1 17.1	70
3886.80	$a^5D_3-z^5D_0_4$	15.6 31.1 15.6	2.6 5.0 2.6	15.6 30.5 15.6	61
3894.04	$a^5D_0-z^5D_0_1$	7.8 17.1 7.8	1.2 2.6 1.4	7.5 16.4 8.1	32
3902.88	$a^5D_2-z^5D_0_2$	11.1 24.3 12.2	1.7 4.1 2.6	10.7 24.5 13.9	49
3903.16	$a^5D_1-z^5D_0_1$	40.5 (85) 40.5	5.9 10.7 5.9	37.9 (75) 37.9	9.8
3908.76	$a^5D_3-z^5D_0_3$	7.3 13.6 6.1	1.1 2.1 1.0	7.0 13.1 6.0	26
3916.23	$a^5D_1-z^5D_0_0$	(130) (260) (130)	13.0 25.0 12.0	(104) (205) (101)	410
3919.17	$a^5D_4-z^5D_0_4$	15.0 29.8 14.8	2.1 4.7 2.3	13.8 29.0 14.3	57
3921.02	$a^5D_2-z^5D_0_1$	21.8 44.2 19.9	2.9 6.0 2.9	19.6 40.1 18.7	78
3928.04	$a^5D_3-z^5D_0_2$	17.0 34.2 16.4	2.5 4.7 2.4	16.0 31.2 15.4	63

den sommenregel is niet goed zooals blijkt uit schema 8.

SCHEMA 8.

		z^5D^0							
		j	0	1	2	3	4	Σ	$\frac{\Sigma}{2j+1}$
a^5D	0			5.2				5.2	5.2
	1	4.2	2.0	11.0				17.2	5.7
	2		9.1	6.8	14.3			30.2	6.0
	3			11.8	21.5	10.2		43.5	6.2
	4				9.6	51.0	60.6		6.7
	Σ		4.2	16.3	29.6	45.4	61.2		
	$\frac{\Sigma}{2j+1}$	4.2	5.4	5.9	6.5	6.8			

Nemen we in aanmerking, dat de meting van de lijnen met groote intensiteit minder betrouwbaar zijn en de 0-0 overgang ontbreekt, dan is, bij herhaalde meting, wellicht eenige verbetering te verwachten.

Het vierde multiplet, gemeten in chroom, is het multiplet $a^5D-y^5P^0$, waarvan de classificatie der lijnen uit schema 9 volgt.

SCHEMA 9.

		y^5P^0			
		j	1	2	3
a^5D	0		4613.37		
	1		4626.19	4591.40	
	2		4652.30	4616.14	4565.51
	3			4652.16	4600.75
	4				4646.17

De overeenstemming van de intensiteit der Zeeman-componenten met de theorie is goed. (Tabel 5). Voor dit multiplet zijn ook de intensiteiten in overeenstemming met den sommenregel (schema 10).

SCHEMA 10.

	a^5D							$\frac{\Sigma}{2j+1}$
	j	0	1	2	3	4	Σ	
y^5P_0	1	55	116	73			244	81
	2		63	196	183		442	88
	3			—	196	500	696	99
	Σ	55	179	269	379	500		
	$\frac{\Sigma}{2j+1}$	55	60	54	54	55		

II. Caesium.

Voor caesium, waar steeds een belangrijke afwijking van de 1 : 2 verhouding voor het s - p doublet $\lambda = 4555,26 \text{ \AA}$ en $\lambda = 4593,16 \text{ \AA}$ werd gevonden,¹²⁾ hebben wij onderzocht, of de verhouding der intensiteiten afhangt van de sterkte van het magnetisch veld, waarin de lichtbron is geplaatst, en zoo ja, of de 2 : 1 verhouding wordt bereikt. Voor dit gedeelte van het onderzoek zijn de opnamen gemaakt in de eerste orde. De stroomsterkte in den boog bedroeg 0.4 amp. De boog was, met tusschenschakeling van een weerstand aan het 220 volt gelijkstroomnet aangesloten. De vulling van de boogruimte bestond uit waterstof met een druk van 2 à 3 cm. Met waterstof blijft de caesiumboog aanmerkelijk beter branden dan met

TABEL 5.

Golf- lengte in Å	Notatie	Splitsing
4613.37	$a^5D_0-y^5P_1$	$\frac{(0) 5}{2}$
4626.19	$a^5D_1-y^5P_1$	$\frac{(2) 3 5}{2}$
4652.30	$a^5D_2-y^5P_1$	$\frac{(0) (2) 1 3 5}{2}$ Type: $\frac{(0) 1 (2) 3 5}{2}$
4652.16	$a^5D_3-y^5P_2$	$\frac{(0) (2) (4) 5 7 9 11 13}{6}$
4600.75	$a^5D_3-y^5P_3$	$\frac{(1) (2) (3) 7 8 9 10 11 12}{6}$
4616.14	$a^5D_2-y^5P_2$	$\frac{(2) (4) 7 9 11 13}{6}$
4646.17	$a^5D_4-y^5P_3$	$\frac{(0) (1) (2) (3) 6 7 8 9 10 11 12}{6}$
4591.40	$a^5D_1-y^5P_2$	$\frac{(0) (2) 9 11 13}{6}$

1) Ontbrekende componenten aangevuld

2) Tot. opp. int.

	Intensiteit								Tot. int.			
exp.	27.7	13.7							55			
theor.	2	1										
exp./th.	13.9	13.7										
exp.	13.3	15.0	29.5						116			
theor.	1	1	2									
exp./th.	13.3	15.0	14.8									
exp.	14.5	11.4	10.3	5.9	2.0				73			
theor.	8	6	6	3	1							
exp./th.	1.8	1.9	1.7	2.0	2.0							
exp.	24.7	21.7			15.7	9.6	4.8	—	183 ¹⁾			
theor.	18	16	10	15	10	6	3	1				
exp./th.	1.4	1.4			1.6	1.6	1.6	—				
theor.	2	8	18	3	5	6	6	5	3	196 ²⁾		
theor.	2	8	1	3	3	1				196 ³⁾		
exp.												
theor.	32	30	24	14	28	21	15	10	6	3	1	500 ⁴⁾
exp./th.												
theor.	8	6	1	3	6							63 ⁵⁾

3) Uit π -componenten

4) Totale opp. int.

5) Uit σ -componenten

TABEL 5.

Golf- lengte in Å	Notatie	Splitsing	Intensiteit	Tot. int.
4613.37	$a^5D_0-y^5P_1$	$\frac{(0) 5}{2}$	exp. 27.7 13.7 theor. 2 1 exp./th. 13.9 13.7	55
4626.19	$a^5D_1-y^5P_1$	$\frac{(2) 3 5}{2}$	exp. 13.3 15.0 29.5 theor. 1 1 2 exp./th. 13.3 15.0 14.8	116
4652.30	$a^5D_2-y^5P_1$	$\frac{(0) (2) 1 3 5}{2}$ Type: $\frac{(0) 1 (2) 3 5}{2}$	exp. 14.5 11.4 10.3 5.9 2.0 theor. 8 6 6 3 1 exp./th. 1.8 1.9 1.7 2.0 2.0	73
4652.16	$a^5D_3-y^5P_2$	$\frac{(0) (2) (4) 5 7 9 11 13}{6}$	exp. 24.7 21.7 15.7 9.6 4.8 — theor. 18 16 10 15 10 6 3 1 exp./th. 1.4 1.4 1.6 1.6 1.6 —	183 ¹⁾
4600.75	$a^5D_3-y^5P_3$	$\frac{(1) (2) (3) 7 8 9 10 11 12}{6}$	theor. 2 8 18 3 5 6 6 5 3	196 ²⁾
4616.14	$a^5D_2-y^5P_2$	$\frac{(2) (4) 7 9 11 13}{6}$	theor. 2 8 1 3 3 1	196 ³⁾
4646.17	$a^5D_4-y^5P_3$	$\frac{(0) (1) (2) (3) 6 7 8 9 10 11 12}{6}$	exp. 32 30 24 14 28 21 15 10 6 3 1 theor. 32 30 24 14 28 21 15 10 6 3 1 exp./th. 32 30 24 14 28 21 15 10 6 3 1	500 ⁴⁾
4591.40	$a^5D_1-y^5P_2$	$\frac{(0) (2) 9 11 13}{6}$	theor. 8 6 1 3 6	63 ⁵⁾

1) Ontbrekende componenten aangevuld

2) Tot. opp. int.

3) Uit π -componenten

4) Totale opp. int.

5) Uit σ -componenten

de gewone luchtvulling. De totale oppervlakte-intensiteit van beide lijnen werd met het apparaat volgens Wouda bepaald. De resultaten wijzen er niet op, dat een systematisch verloop met de veldsterkte bestaat. De gevonden intensiteitsverhouding is in goede overeenstemming met de vroegere metingen.

TABEL 6.

Magneetstroom	Veldsterkte	Int. verh.
— — —	— — — —	5.3 : 1
3 amp.	14000 G	7.2 : 1
5 amp.	20000 G	6.2 : 1
7.5 amp.	26000 G	5.6 : 1
8 amp.	27000 G	5.5 : 1

TABEL 7.

		Intensiteit							Tot. int.
4555.26 Å <i>s-p</i> ₂ Splittingsing (1) 3 5	meting I	230	596	714	802	622	250	3141	
	meting II	169	568	704	845	616	169		
	Gem.	200	582	709	824	619	210		
	Theorie	1 : 3 : 4 : 4 : 3 : 1							
4593.16 Å <i>s-p</i> ₁ Splittingsing (2) 4	meting I	198	188	152	195				620
	meting II	140	140	95	133				
	Gem.	169	164	124	164				
	Theorie	1 : 1 : 1 : 1							
3									

Ter bepaling van de intensiteiten in de magnetisch gesplitste lijn zijn de opnamen gemaakt in tweede orde met een belichtingstijd van 6 uur. Om eventuele verschillen in lijnbreedte voor de eene lijn met de andere te elimineeren, is voor alle componenten de oppervlakteintensiteit bepaald. De uitkomsten zijn voor twee metingen vereenigd in tabel 7 samengebracht.

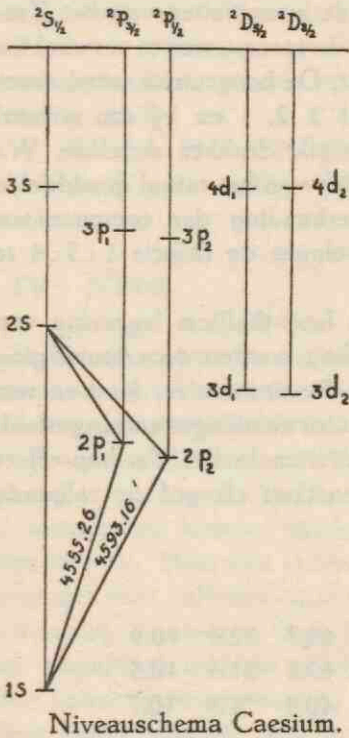


FIG. 9.

Uit de gevonden waarden voor de totale intensiteit wordt een doubletverhouding 5.1 : 1 gevonden. De intensiteiten in het Zeeman-effect stemmen voor $\lambda = 4555.26 \text{ \AA}$ goed met de theorie overeen, terwijl voor $\lambda = 4593.16 \text{ \AA}$ de overeenstemming veel minder goed is. Drie der vier componenten hebben gelijke intensiteit, terwijl de vierde sterk afwijkt. Uitwisseling van intensiteit met een lijn, uitgaande van, of eindigende op een op ongeveer gelijke hoogte liggend niveau is, gezien het niveauschema van caesium (fig. 9) onwaarschijnlijk. Het is ons niet gelukt, de verklaring van deze afwijking te vinden.

III. Thallium.

Om een intensieve boog te verkrijgen is als electrode-materiaal thalliumhoudend lood gebruikt. In den vorm van smalle stripjes is dit tusschen de poolschoenen gebracht, en telkens

na opbranden over een kleinen afstand opgeschoven. Bij een stroomsterkte van 1 amp. was een belichtingstijd van 20 minuten in de eerste orde voldoende voor het verkrijgen van een goed meetbare zwarting. De lijn 5351 Å, component van het *s-p* doublet, werd gemeten waarvoor de 2 : 1 verhouding niet geldt.

Vooreerst werd nagegaan, of de intensiteiten van het *Zee-man*-sextet * drukafhankelijkheid vertoonen, wat te verwachten is, wanneer zelfabsorptie optreedt. De boogruimte werd daartoe achtereenvolgens gevuld met 3, 2, 1 en $\frac{1}{2}$ cm. stikstof (lucht). De resultaten zijn voor alle drukken dezelfde. We volstaan daarom met het vermelden van het totaal gemiddelde resultaat. Voor de intensiteitsverhouding der componenten vonden we 11 : 30 : 39, terwijl volgens de theorie 1 : 3 : 4 te verwachten is.

Uitgaande van een standaard lood-thallium legering van onbekende lood-thallium verhouding werden door toevoeging van resp. een zelfde hoeveelheid chemisch zuiver lood en van de drievoudige hoeveelheid, twee nieuwe alliages samengesteld. Voor alle drie werden de intensiteiten in het *Zeeman*-effect onderzocht. Een tweetal opnamen voor elk gaf de volgende resultaten :

Standaardlegering :

exp.	}	10	30.2	41.7	40.7	32.4	10.9
		10	30.7	37.0	40.0	31.4	10.5
gem.		10	30.4	39.4	40.4	31.9	10.7

50% Standaardlegering + 50% lood

exp.	}	10	30.0	38.8	37.7	30.0	9.7
		10	30.5	40.0	39.4	33.8	10.0
gem.		10	30.2	39.4	38.6	31.9	9.8

* Bij grooter oplossend vermogen vertoont deze lijn een veel ingewikkelder splitsingsbeeld.¹³⁾

25% Standaardlegering + 75% lood

exp.	}	10	30.4	40.0	41.6	32.7	10.9
		10	31.4	40.0	40.0	34.0	12.2
gem.		10	30.9	40.0	40.8	33.4	11.6

We zien bij deze waarnemingen, dat de onderlinge afwijkingen klein zijn. Systematisch verloop met de concentratie valt niet te constateeren. Reden waarom we ook hier het totaal-gemiddelde kunnen opmaken, wat een intensiteitsverhouding geeft :

10 : 30.5 : 39.6 : 39.9 : 32.4 : 10.7, terwijl de theorie
10 : 30 : 40 : 40 : 30 : 10 doet verwachten.

IV. Nikkel.

In het spectrum van nikkel komen verschillende multiplets voor, waarin de intensiteiten sterke afwijkingen van den sommenregel vertoonen ¹⁴⁾ ¹⁵⁾ ¹⁶⁾. Ook de experimenteel gevonden g-waarden wijken in belangrijke mate af van de volgens Landé berekende. ¹⁷⁾ De lijnen, die voor meting het eerst in aanmerking komen, ontstaan door overgangen naar het grondniveau. Was dus eenerzijds het afwijken van den sommenregel door zelfsabsorptie te verklaren, anderzijds was het gewenscht, te trachten door het plaatsen van de lichtbron in een magnetisch veld de zelfabsorptie te verminderen en hierdoor betere overeenstemming met den regel te bereiken. Het bleek echter spoedig, dat, wilde men een boog verkrijgen, waarin de nikkellijnen met een behoorlijke intensiteit voorkomen, men een nikkellegering moet nemen met een hoog percentage aan nikkel. Als materiaal is nichroom gekozen met ca. 75% nikkel, dat zich niet magnetisch gedraagt. Hierdoor wordt echter de zelfabsorptie weer zoo groot, dat zelfs in het Zeeman-effect bij atmosferischen druk zelfomkeering der componenten voorkomt. Bij lagere drukken wordt weliswaar de zelfabsorptie minder, echter blijven de meeste lijnen door te

TABEL 8.

Golf- lengte in Å	Notatie	Splitsing	Intensiteit
3493.11	$a^3D_2 \rightarrow z^3P^0_1$	(0) (2) 5 7 9 — 6	exp. 7.2 16.8 32.5 33.7 39.4 th. 1 : 3 : 6 : 6 : 8 exp./th. 7.2 5.6 5.4 5.6 4.9
3510.52	$a^3D_1 \rightarrow z^3P^0_0$	(0) 1 — 2	exp. 18.4 34.6 th. 1 : 2 exp./th. 18.4 17.3
3597.86	$a^3D_1 \rightarrow z^3P^0_1$	(2) 1 3 — 2	exp. 21 40.4 18.0 18.0 58 20 th. 1 : 2 : 1 : 1 : 2 : 1 exp./th. 21 20.2 18.0 18.0 29 20

grote breedte ongeschikt voor meting der intensiteit van de verschillende componenten. Bij slechts enkele lijnen gelukte het, de intensiteiten te bepalen. De gemeten lijnen behooren tot het triplet $a^3D-z^3D^0$ ¹⁸⁾ dat sterk van den sommenregel afwijkt. Tabel 8 geeft de metingen voor de drie lijnen $\lambda = 3493.11 \text{ \AA}$, 3510.52 \AA en 3597.86 \AA .

Ook hier blijkt goede overeenstemming met de theorie te bestaan.

V. IJzer.

In ijzer gedragen zich, wat intensiteit betreft, verschillende multiplets anomaal ¹⁶⁾ ¹⁹⁾. Het onderzoek naar het gedrag van de intensiteit in het Zeeman-effect is hier aan twee van deze anomale multiplets uitgevoerd. In verband met de verwachten splitsing en sterke der lijnen is de keuze gevallen op de multiplets $5\bar{f}^1-5f^2$ en $5d^1-5f^1$, ²⁰⁾ beide gelegen in het golflengtegebied $3700 \text{ \AA}-3800 \text{ \AA}$. Terwijl voor vele lijnen de intensiteiten zijn, zooals de theorie ze doet verwachten, zijn er enkele, die sterk hiervan blijken af te wijken bij de oorspronkelijk gebruikte groote veldsterkte. Bij verkleining van het veld verdwijnen de onregelmatigheden. De oorzaken van dit verdwijnen zullen, waar mogelijk, bij elke lijn afzonderlijk worden medegedeeld.

SCHEMA 11.

		f^2				
		1	2	3	4	5
\bar{f}^1	1	3767.19	3787.88			
	2	3743.36	3763.79	3795.00		
	3		3727.62	3758.23	3799.55	
	4			3709.25	3749.49	3798.51
	5				3687.46	3734.87

Multiplet $\overline{f^1-f^2}$ (schema 11). Hierin zijn meetbaar de volgende lijnen : 3727.62 Å, 3734.87 Å, 3758.23 Å, 3749.49 Å, 3763.79 Å en 3743.36 Å. De veldsterkten, waarbij de opnamen werden gemaakt, zullen voor elke lijn worden vermeld.

TABEL 9.

$$\lambda = 3727.62 \text{ \AA } \overline{5f^1_3-5f^2_2}.$$

$$\text{Splitsing : } \frac{(0) (1) (2) 3 4 5 6 7.}{4}$$

$$\text{Int. verh. } 18 : 16 : 10 : 1 : 3 : 6 : 10 : 15.$$

kgauss	30.0			33.0		
	exp.	th.	exp./th.	exp.	th.	exp./th.
	15.5	15	1.03	10.4	15	0.7
	11.0	10	1.10	9.8	10	1.0
	11.5	6	1.9	9.4	6	1.6
	6:5	3	2.17	6.2	3	2.1
	—	1	—	—	1	—
	14.1	10	1.41	9.8	10	1.0
	25	16	1.55	15.8	16	1.0
	23	18	1.28	16.6	18	0.9
	20.4	16	1.28	14.2	16	0.8
	12.0	10	1.20	9.1	10	0.9
	—	1	—	—	1	—
	4.8	3	1.60	4.2	3	1.4
	6.4	6	1.07	5.5	6	0.9
	13.2	10	1.32	7.0	10	0.7
	20.0	15	1.33			
				13.4	15	0.9

Gemeten werd slechts voor twee veldsterkten, die zeer weinig verschillen. (33 kgauss en 30.0 kgauss). Uit bovenstaande tabel 9 blijkt duidelijk, dat een zeer sterke asym-

metrie in de gesplitste lijn bestaat. (Vgl. ook fig. 10). Een voor de hand liggende verklaring van deze afwijking is een storing door het niveau ${}^5P^1_0$, 34555.6 cm^{-1} dat zeer dicht bij het niveau ${}^5f^2_2$, 34547.1 cm^{-1} gelegen is. De asymmetrie der splitsing is ook een aanwijzing in deze richting.

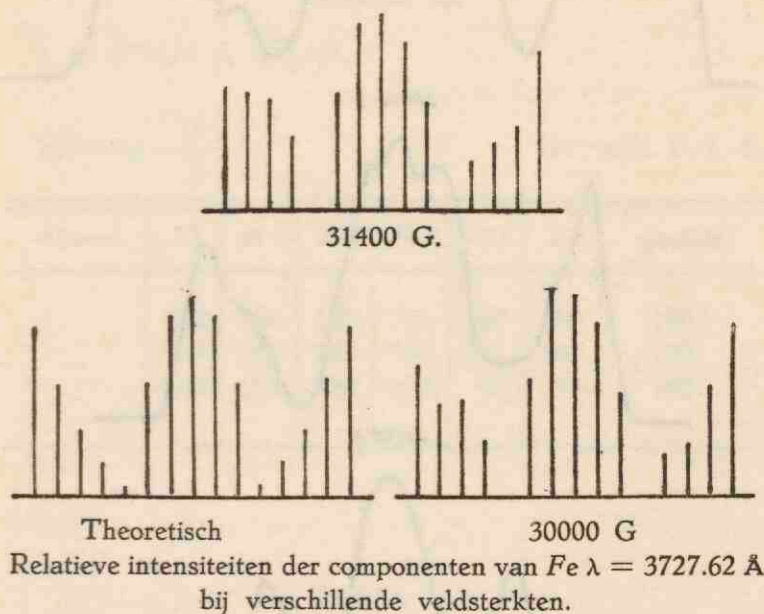
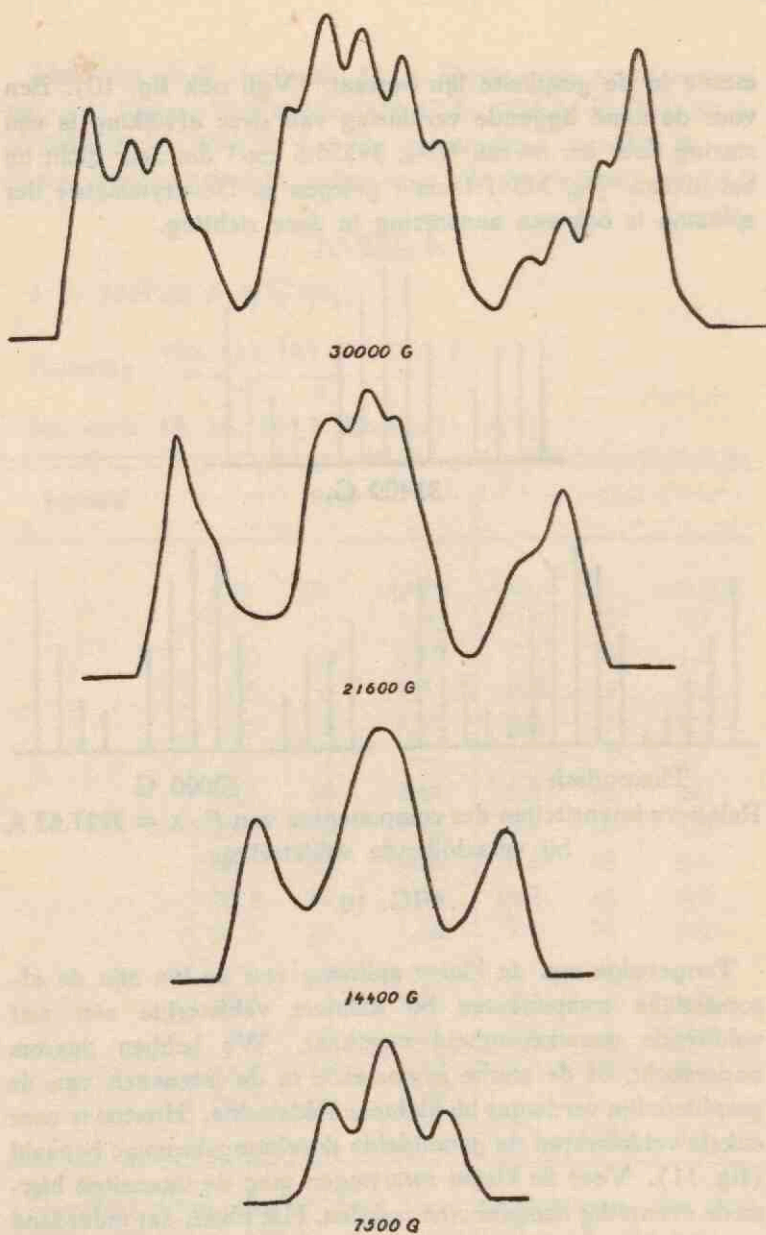


FIG. 10.

Tengevolge van de kleine splitsing van de lijn zijn de afzonderlijke componenten bij kleinere veldsterkte niet met voldoende nauwkeurigheid meetbaar. We hebben daarom onderzocht, of de sterke asymmetrie in de intensiteit van de gesplitste lijn verdwijnt bij kleinere veldsterkte. Hiertoe is voor enkele veldsterkten de gemiddelde doorlatingskromme bepaald (fig. 11). Voor de kleine zwartingen mag de intensiteit hiermede evenredig aangenomen worden. Het blijkt, dat inderdaad voor kleine veldsterkten de kromme een meer symmetrischen vorm verkrijgt. We mogen dus verwachten, dat ook de in-



Gemiddelde doorlatingskromme voor $\text{Fe } \lambda = 3727.62 \text{ \AA}$
 bij verschillende veldsterkten.

FIG. 11.

tensiteiten der componenten afzonderlijk bij die veldsterkten beter met de theoretische waarden zullen overeenstemmen.

TABEL 10.

$$\lambda = 3734.87 \text{ \AA } 5\bar{f}_5^1 - 5f_5^2.$$

$$\text{Splitsing: } \frac{(0) 7}{5}$$

Int. verh. 1 : 2 : 1.

kgauss	33	31.4	25.7	21.2	14.2	7.5	gemidd.
	100	100	100	100	100	100	100
	230	204	183	168	191	161	190
	100	104	102	103	97	97	100

TABEL 11.

$$\lambda = 3758.23 \text{ \AA } 5\bar{f}_3^1 - 5f_3^2.$$

$$\text{Splitsing: } \frac{(0) 5}{4}$$

Int. verh. 1 : 2 : 1.

kgauss	33	31.4	25.7	21.2	14.2	7.5	gemidd.
	100	100	100	100	100	100	100
	154	182	200	179	179	182	179
	82	102	116	97	91	98	98

TABEL 12.

$$\lambda = 3749.49 \text{ \AA } \overline{5f^1_4-5f^2_4}.$$

$$\text{Splitsing : } \frac{(0) 27}{20}$$

Int. verh. 1 : 2 : 1.

kgauss	33	31.4	25.7	21.2	14.2	7.5	gemidd.
	100	100	100	100	100	100	100
	184	198	182	188	197	168	186
	94	98	100	93	103	105	99

TABEL 13.

$$\lambda = 3763.79 \text{ \AA } \overline{5f^1_3-5f^2_3}.$$

$$\text{Splitsing : } \frac{(0) 1}{1}$$

Int. verh. 1 : 2 : 1.

kgauss	33	31.4	25.7	21.2	14.2	7.5	gemidd.
	100	100	100	100	100	100	100
	193	206	192	194	191	167	191
	97	97	97	92	100	97	97

$$\lambda = 3743.36 \text{ \AA } \overline{5f^1_2-5f^2_1}.$$

Voor deze lijn komen de afzonderlijke componenten eerst bij kleinere veldsterkte vrij liggen. Bij grooter veld worden de componenten gestoord door die van nabij gelegen lijnen. Dit is reden dat slechts metingen voor 14.2 en 7.5 kgauss worden opgegeven.

TABEL 14.

Splitsing: $\frac{(0) (2) 0 2 4}{1}$ Type $\frac{\} 0 \{ \} 2 \{ 4}{1}$
 Int. verh. 20 : 9 : 1.

kgauss						
14.2	exp.	4.7	6.9	10.2	6.9	2.1
	th.	1	9	20	9	1
	exp./th.	4.7	0.75	0.51	0.75	2.1
7.5	exp.	—	4.2	9.0	5.2	1.3
	th.	1	9	20	9	1
	exp./th.	—	0.47	0.45	0.57	1.3

Voor deze lijn is de afwijking bij 14200 gauss met de theorie zeer groot. Deze groote afwijking is mogelijk te verklaren uit een onvoldoende meetnauwkeurigheid bij de kleine zwartingen. Voor de grootere intensiteiten is de overeenstemming veel beter.

Laten we de lijn 3727.62 Å buiten beschouwing, dan mogen we zeggen dat voor de verdere lijnen in dit multiplet de intensiteiten in het Zeeman-effect op de juiste wijze door de theorie beschreven wordt. Het lag voor de hand ook voor de andere lijn metingen bij kleinere veldsterkte te verrichten. Geringe intensiteit en kleine splitsing maakten echter deze metingen, tenminste met voldoende nauwkeurigheid, onmogelijk.

Multiplet d^1-f^1 . (Schema 12).

Gemeten werden in dit multiplet de lijnen: 3733.32 Å, 3722.57 Å, 3748.26 Å en 3745.57 Å, welke lijnen alle werden

SCHEMA 12.

		f^1				
j		1	2	3	4	5
d^1	0	3745.90				
	1	3733.32	3748.26			
	2	3707.83	3722.57	3745.56		
	3		3683.06	3705.57	3737.14	
	4			3649.31	3679.92	3719.94

gemeten bij verschillende veldsterkten. Bij sommige ontbreken voor één of meer veldsterkten de metingen, om reden van te kleine intensiteit, overdekking door andere lijnen of te kleine splitsing.

TABEL 15.

$$\lambda = 3733.32 \text{ \AA } \text{}^5d^1_1 - \text{}^5f^1_1.$$

$$\text{Splitsing: } \frac{(3) \ 0 \ 3}{2} \quad \text{Type: } \frac{0 \ \} \ 3 \ \{ }{2} \quad \text{Int. verh. } 3 : 2 : 3.$$

kgauss	Intensiteit			
21.2	3.1	2.1	3.0	
14.2	2.9	1.9	3.0	
7.5	—	2.0	3.0	

TABEL 16.

$$\lambda = 3722.57 \text{ \AA } 5d^1_2-5f^1_2.$$

$$\text{Splitsing : } \frac{(1) (2) 1 2 3 4}{2}$$

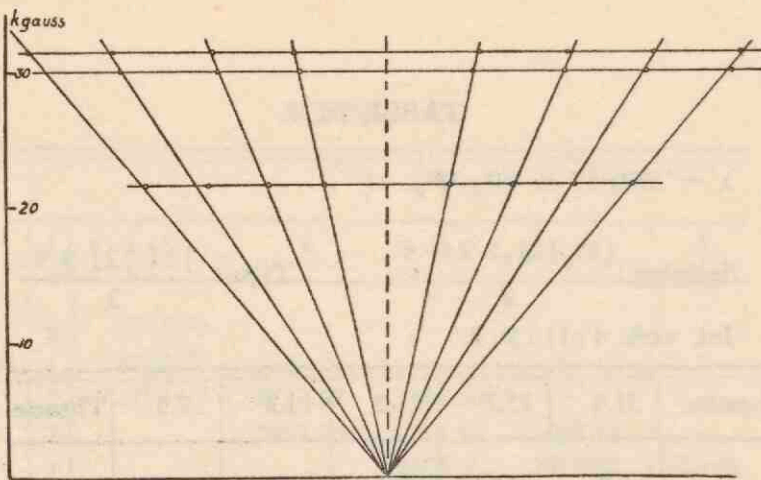
$$\text{Type : } \frac{\{1\} \{2\} \{3 4\}}{2}$$

Int. verh. 4 : 11 : 3 : 2.

kgauss	31.4	25.7	21.2	14.2	7.5	Theorie
	1.2	2.8	3.4	1.9	2.0	2
	2.8	3.2	2.2	3.2	3.0	3
	12.6	7.5	9.4	9.6	10.9	11
	2.8	4.0	4.4	4.2	3.6	4
	5.3	4.9	4.1	4.4	4.5	4
	6.9	10.0	11.1	11.2	10.9	11
	5.1	3.2	3.4	3.4	3.0	3
	1.2	4.4	2.1	1.9	—	2

Uit de waarnemingen zijn de getallen in bovenstaande tabel zóó berekend, dat de totale som der intensiteiten 40 bedraagt. We zien dat voor groote veldsterkte zeer aanzienlijke verschillen met de theoretische waarden voorkomen, welke verschillen bij kleinere veldsterkte geheel verdwijnen. Een beginnend Paschen-Back-effect is hiervan waarschijnlijk de oorzaak. De symmetrie der splitsing blijkt, hoewel in niet groote mate, verstoord. Deze verstoring der symmetrie blijkt ook uit onderstaande figuur, waar de splitsing der lijn tegen de veldsterkte is uitgezet.

Om het verschillend gedrag bij veranderde veldsterkte nog meer te doen uitkomen, zijn bovenstaande getallen voor elke veldsterkte afzonderlijk in fig. 13 grafisch uitgezet. Men ziet hierin duidelijk een streven naar de theoretische eindwaarde.



Asymmetrisch splitsingsbeeld van Fe $\lambda = 3722.57 \text{ \AA}$.

FIG. 12.

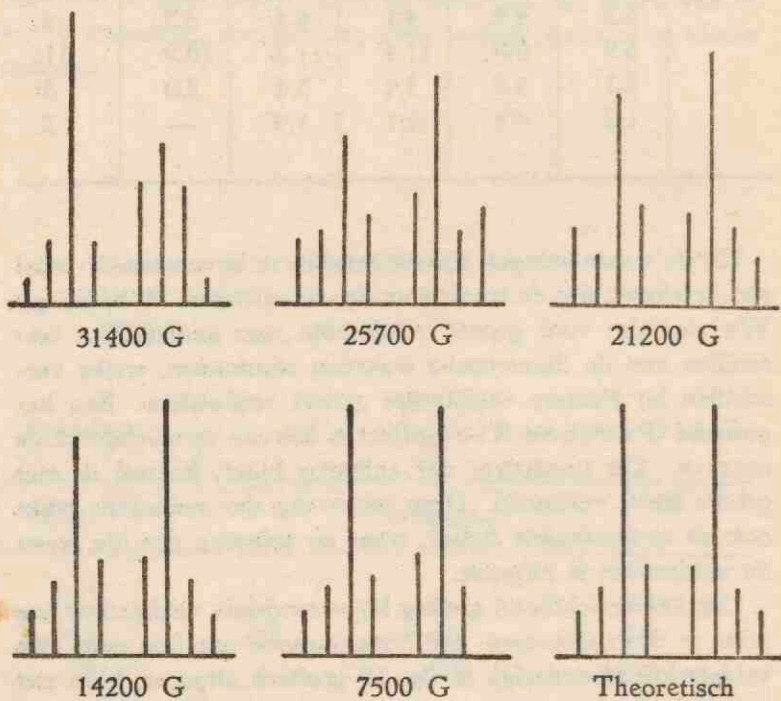


FIG. 13.

TABEL 17.

$$\lambda = 3745.57 \text{ \AA } {}^5d^1_2 - {}^5f^1_3.$$

$$\text{Splittings: } \frac{(0) (1) (2) 3 4 5 6 7.}{4}$$

Int. verh. 18 : 16 : 10 : 15 : 10 : 6 : 3 : 1.

kgauss	33		31.4		25.7	
	exp.	exp./th.	exp.	exp./th.	exp.	exp./th.
6	6.0	4.5	4.5	12.7	12.7	12.7
15	5.0	13.5	4.5	27	9.0	9.0
23	3.8	32.0	5.3	32	5.3	5.3
35	3.5	59	5.9	52	5.2	5.2
53	3.5	87	5.8	87	5.8	5.8
42	4.2	60	6.0	46	4.6	4.6
60	3.8	92	5.8	82	5.1	5.1
66	3.7	97	5.4	86	4.8	4.8
65	4.1	97	6.1	85	5.3	5.3
41	4.1	71	7.1	62	6.2	6.2
50	3.3	87	5.8	78	5.2	5.2
39	3.9	57	5.7	45	4.5	4.5
29	4.8	42	7.0	29	4.8	4.8

Zoals in deze tabel is te zien, wijken de intensiteiten niet in ernstige mate af van de waarden die we volgens de theorie verwachten. Ook voor de volgende lijn wijken, evenals voor deze, slechts de kleine intensiteiten af van de theorie, zoodat waarschijnlijk meetfouten hiervan de oorzaak zijn.

TABEL 18.

$$\lambda = 3748.26 \text{ \AA } 5d^1_1 - 5f^1_2.$$

$$\text{Splittings: } \frac{(0) (1) 1 2 3}{2} \qquad \text{Type: } \frac{(0) \} 1 \} 2 3}{2}$$

Int. verh. 8 : 12 : 3 : 1.

exp.	33		31.4		25.7		21.2		14.2	
	exp./th.	exp.	exp./th.	exp.	exp./th.	exp.	exp./th.	exp.	exp./th.	
9.0	9.0	4.2	4.2	2.7	2.7	3.8	3.8	4.1	4.1	
23.0	7.6	11.0	3.7	3.7	1.2	7.2	2.4	8.0	2.7	
86.0	7.2	32.0	2.7	13.4	1.1	23.5	2.0	24.5	2.0	
65.0	8.1	25.5	3.2	10.0	1.2	17.0	2.1	16.0	2.0	
83.5	7.0	32.0	2.7	12.8	1.1	25.3	2.1	25.0	2.1	
26.0	8.6	10.7	3.6	3.8	1.3	8.1	2.7	8.0	2.7	
9.0	9.0	4.2	4.2	1.6	1.6	3.2	3.2	—	—	

kgauss

CONCLUSIE.

De theoretische intensiteitsverhoudingen der componenten van magnetisch gesplitste spectraallijnen, bepaald volgens schema 1 en 2, pag. 10, zijn getoetst aan het experiment voor een aantal multiplets van de metalen chroom, caesium, thallium, nikkel en ijzer. Van deze multiplets vertoonen verschillende lijnen afwijkingen van den sommenregel.

In het *Zeeman-effect* zijn geen afwijkingen van de intensiteitsformules gevonden, met uitzondering van de lijnen 3722.57 Å en 3727.62 Å in ijzer. Bij beide is op de opname een asymmetrie in de splitsing te bespeuren, welke afwijking wijst op een beginnend *Paschen-Back-effect*. Voor de lijn 3727.62 Å is daarbij het storend niveau aan te geven.

De volgende conclusie valt dus uit onze metingen te trekken:

In het *Zeeman-effect* hebben de componenten intensiteitsverhoudingen zooals die volgen uit de formules, in de inleiding genoemd. Voor de ernstige afwijkingen, die in de twee bovengenoemde gevallen voorkomen, is het beginnend *Paschen-Back-effect* verantwoordelijk.

Een nader onderzoek, of de intensiteiten van deze twee lijnen in toenemend veld voldoen aan de theorie hierover door Darwin²¹⁾ gegeven, is, vallende buiten het eigenlijke doel van ons onderzoek, nog niet uitgevoerd.

1883

The following table shows the results of the experiments conducted during the year 1883. The first column gives the date of the experiment, the second column the name of the person who conducted it, and the third column the result. The results are given in the form of a percentage of the total number of experiments conducted.

Date	Name	Result
Jan 1	J. H.
Jan 15	J. H.
Jan 30	J. H.
Feb 15	J. H.
Feb 30	J. H.
Mar 15	J. H.
Mar 30	J. H.
Apr 15	J. H.
Apr 30	J. H.
May 15	J. H.
May 30	J. H.
Jun 15	J. H.
Jun 30	J. H.
Jul 15	J. H.
Jul 30	J. H.
Aug 15	J. H.
Aug 30	J. H.
Sep 15	J. H.
Sep 30	J. H.
Oct 15	J. H.
Oct 30	J. H.
Nov 15	J. H.
Nov 30	J. H.
Dec 15	J. H.
Dec 30	J. H.

LITERATUUR.

- 1) L. Pauling and S. Goudsmit, *The structure of Line Spectra*, New York. 1930.
- 2) E. U. Condon and G. H. Shortley, *The theory of Atomic Spectra*. Hfdst. XVI, Cambridge, 1935.
- 3) W. C. van Geel, *Diss. Utrecht*, 1928.
- 4) R. Frerichs, *Zs. f. Phys.* 35, 524, 1926.
- 5) E. Back und A. Landé, *Zeemaneffekt und Multiplettstruktur der Spektrallinien*. Berlin 1925.
- 6) P. H. van Cittert, *Zs. f. Phys.*, 73, 249, 1931.
- 7) J. Wouda, *Zs. f. Phys.*, 79, 511, 1932.
- 8) H. Kayser und H. Konen, *Handbuch der Spectroscopie VIII¹*, Leipzig, 1932. Hierin zijn opgenomen de golflengtemetingen van Catalàn en Sancho en de splitsingen volgens Babcock, *Phys. Rev.* 22, 201, 1923.
- 9) L. S. Ornstein and W. A. M. Dekkers, *Zee-man*, *Verhandelingen*, blz. 180, Den Haag 1935.
- 10) Frl. H. Gieseler, *Ann. d. Phys.* 69, 147, 1922.
- 11) R. Frerichs, *Ann. d. Phys.* 81, 807, 1926.
- 12) S. Sambursky, *Zs. f. Ph.* 49, 731, 1928.
- 13) J. Okubo and S. Sato, *Zeeman*, *Verhandelingen* blz. 253, Den Haag 1935.
- 14) T. Bouma, *Diss. Utrecht*, 1930.
- 15) W. A. M. Dekkers und A. A. Kruithof, *Zs. f. Phys.* 66, 491, 1930.
- 16) H. van Driel, *Diss. Utrecht* 1935.
- 17) C. J. Bakker, *Proc. A'dam* 35, 1, 1932.
- 18) H. N. Russell, *Phys. Rev.* 34, 84, 1929.
- 19) J. B. van Milaan, *Diss. Utrecht* 1926.
- 20) O. Laporte, *Zs. f. Phys.* 23, 135, 1924.
Zs. f. Phys. 26, 1, 1924.
- 21) C. G. Darwin, *Proc. Roy. Soc.* 115, 1, 1927.

INHOUD :

	pag.
Inleiding	9
Experimenteel gedeelte	
De magneet	11
Optische opstelling	14
Lichtbron	16
Verwerking van het materiaal	20
Metingen	
Chroom	26
Caesium	35
Thallium	39
Nikkel	41
Ijzer	43
Conclusie	55
Literatuur	57

STELLINGEN

I.

Het is in sommige gevallen mogelijk, de intensiteiten van spectraallijnen voor zelfabsorptie te corrigeeren door de lichtbron in een magneetveld te plaatsen.

II.

Een onderzoek naar de zwarting van de fotografische plaat in afhankelijkheid van den tijd, verlopen tusschen opname en ontwikkeling, levert quantitatief onbetrouwbare resultaten.

III.

De „temperaturen” in vacuumvonken, waartoe H. A. Robinson besluit, missen de normale physische beteekenis.
H. A. Robinson, Zs. f. Phys. 100, 636, 1936.

IV.

De snelheidsverdeeling der gasdeeltjes in vacuum-vonken is door waarneming in de richting van de ontlading uit Doppler-verschuiving of lijnverbreding vast te stellen.

V.

De *πρωτη δλη* van Aristoteles is volgens physische of chemische methoden niet af te zonderen.

D
Ut
19