



Het Zeeman-effect in het spectrum van nikkel

<https://hdl.handle.net/1874/322558>

gju. 192, 1936.

HET ZEEMAN-EFFECT IN
HET SPECTRUM VAN NIKKEL

H. DIJKSTRA

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

HET ZEEMAN-EFFECT IN HET SPECTRUM VAN NIKKEL

Diss. Utrecht 1936

HET ZEEMAN-EFFECT IN HET SPECTRUM VAN NIKKEL

PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN
DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE
AAN DE RIJKSUNIVERSITEIT TE UTRECHT,
OP GEZAG VAN DEN RECTOR MAGNIFICUS
DR. W. E. RINGER, HOOGLEERAAR IN DE
FACULTEIT DER GENEESKUNDE, VOLGENS
BESLUIT VAN DEN SENAAAT DER UNIVERSI-
TEIT TEGEN DE BEDENKINGEN VAN DE
FACULTEIT DER WIS- EN NATUURKUNDE TE
VERDEDIGEN OP MAANDAG 19 OCTOBER 1936,
DES NAMIDDAGS TE 4 UUR

DOOR

HENDRIK DIJKSTRA

GEBOREN TE AMSTERDAM

AMSTERDAM — 1936
N.V. NOORD-HOLLANDSCHE UITGEVERSMAATSCHAPPIJ

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

Aan mijn Ouders.

Aan mijn aanstaande Vrouw.

Het gebruik verschaft mij een welkome gelegenheid om bij het voltooiën van dit proefschrift een woord van dank te richten tot allen, die hebben meegewerkt aan mijn opleiding.

In de eerste plaats dank ik U, Hoogleraren der Wis- en Natuurkundige Faculteit te Amsterdam, voor het van U ontvangen onderwijs. In het bijzonder denk ik hierbij aan U, Hooggeleerde VAN DER WAALS; Uw leerzame colleges zullen mij steeds een aangename herinnering zijn.

Den grootsten dank ben ik U verschuldigd, Hooggeleerde ZEEMAN, voor het vele, dat ik als assistent op Uw laboratorium heb geleerd, voor de zoo ruim geboden gelegenheid mijn experimenteele vaardigheid te ontwikkelen. De belangstelling, die Gij toondet zoo-wel in mijn werk als in mijn persoonlijke omstandigheden, stemt mij tot groote erkentelijkheid. Dat Gij ook na het ingaan van Uw emeritaat nog geregeld het contact met het laboratorium onderhieldt en mij met raad en daad terzijde stondt, was mij een groote steun. Ik beschouw het als een bijzonder voorrecht, dat ik mijn onderzoek op het laboratorium „Physica”, waar onder Uw leiding een zoo kostbaar optisch instrumentarium is opgebouwd, heb mogen verrichten.

Hooggeleerde ORNSTEIN, de spontane wijze, waarop Gij U hebt bereid verklaard mijn promotor te zijn, hoewel ik niet Uw leerling was, heeft mij diep getroffen. De korte, maar zeer leerzame periode, waarin ik onder Uw wetenschappelijke leiding de behandeling van mijn onderwerp voltooidde, is voor mij van groote beteekenis geweest. Uw waardevolle aanwijzingen hebben er toe bijgedragen den inhoud van dit proefschrift aanzienlijk te verrijken. Voor den krachtigen steun, dien Ge mij op deze wijze hebt verleend, alsmede voor Uw groote welwillendheid, dank ik U wel zeer hartelijk.

Zeergeleerde DE BRUIN, te allen tijde vond ik U bereid mij met Uw groote kennis van zaken van advies te dienen en mij te laten profiteeren van Uw rijke ervaring. Voor Uw voorlichting en hulp, alsmede voor de verheldering van mijn kennis door Uw fraai, syste-

matisch opgezet college, dat ik enkele jaren mocht bijwonen, spreek ik jegens U mijn bijzonderen dank uit.

Zeer geachte VAN DER ZWAAL, met erkentelijkheid maak ik gewag van den uitnemenden technischen bijstand, dien Gij en Uw staf, waaronder ik in het bijzonder den Heer VAN DER ROEST mag noemen, mij steeds bij mijn werk in zoo ruime mate verleend hebt. De, voor het physisch onderzoek zoo belangrijke, harmonische samenwerking, die op „*Physica*” tusschen wetenschappelijk en technisch personeel bestaat, is mede aan Uw persoon te danken.

INHOUD

	Bladz.
HOOFDSTUK I. Inleiding	1
§ 1. Historisch overzicht	1
§ 2. Probleemstelling	4
HOOFDSTUK II. § 3. Vroegere metingen	7
HOOFDSTUK III. Experimenteel gedeelte	10
§ 4. De lichtbron	10
§ 5. De spectrograaf	19
§ 6. Het platenmateriaal	22
§ 7. Het uitmeten der opnamen	23
§ 8. De methode der meting met behulp van het zwaartepunt	34
HOOFDSTUK IV. Resultaten en conclusies	41
§ 9. <i>g</i> -waarden	41
§ 10. <i>g</i> -sommen en intensiteitssommen	43
§ 11. Intensiteitsmetingen in het ZEEMAN-effect	48

HOOFDSTUK I.

Inleiding.

§ 1. HISTORISCH OVERZICHT.

De bestudeering van het in 1896 door P. ZEEMAN ontdekte verschijnsel van de magnetische splitsing der Spectraallijnen vormt, met het onderzoek van het analoge electrisch effect (STARK 1913), één van de interessantste onderdeelen van de moderne optica.

Wanneer men een lichtbron in een magneetveld plaatst, wordt een wijziging van de uitgezonden frequenties veroorzaakt, die slechts voldoende verklaard kan worden door een concrete voorstelling van het elementair proces der lichtemissie.

De studie van het ZEEMAN-effect heeft hierdoor een uiterst belangrijke plaats ingenomen bij de ontwikkeling van de moderne atoomvoorstelling, die aan het proces der lichtuitzending door het atoom aanknoopt. Bovendien had in 1913, toen BOHR zijn theorie opstelde, en in de volgende jaren, het onderzoek van de magnetische splitsing de moeilijkste ontwikkelingsjaren achter den rug en een groote hoeveelheid experimenteële resultaten lag klaar om de nieuwe theorieën te toetsen.

Het eenvoudige beeld van het atoom, waarmede LORENTZ ZEEMANS eerste metingen verklaren kon, bleek bij verdere exploratie van het gebied niet houdbaar; de meeste spectraallijnen vertoonen een ingewikkelder splitsingsbeeld dan het triplet, dat uit de electronentheorie van LORENTZ kon worden afgeleid. Ook de theorie van VOIGT, die rekenschap trachtte te geven van het PASCHEN-BACK-effect in doubletspectra, had haar uitgangspunt in de spectraallijn en kon daardoor niet tot het wezen der verschijnselen doordringen.

Bij gebrek aan een atoomtheorie, die rekenschap kon afleggen van de optische verschijnselen, moest men zich langen tijd bepalen tot het verzamelen van materiaal en trachten hieruit eenige wetmatigheid te vinden. Uit dezen tijd stammen de regel van PRESTON (1899; het type van de splitsing in een spectraalserie blijft het-

zelfde) en die van RUNGE (1907: In een splitsingspatroon verhouden zich de afstanden van de componenten tot het midden als eenvoudige geheele getallen). De aldus geformuleerde regels hebben zich steeds kunnen handhaven (uitzonderingen bij zeer sterke velden of zeer hoge serieleden).

Het atoommodel van BOHR met de daarop volgende ontwikkeling van de klassieke quantentheorie opende de mogelijkheid een verklaring te vinden voor de anomale ZEEMAN-typen, die schematisch als volgt beschreven kan worden.

Het atoom heeft in elken mogelijken toestand een impulsmoment van j -eenheden. De impulsvector oriënteert zich in het magneetveld H zóó, dat de grootte van de projectie van j op de veldrichting een geheel getal is. Er zijn zoo $2j + 1$ oriëntaties.

Men kent aan elke j -waarde een magnetisch moment $g \times j$ toe. Uit de $2j + 1$ richtingen die de atoommagneet in het veld kan hebben, volgen de bijbehorende $2j + 1$ magnetische energieën. Deze waarden, opgeteld bij de energie, die het atoom buiten het veld al reeds had, geven de totale energieën die het atoom in het veld, in den beschouwden toestand kan bezitten.

Een enkelvoudig energieniveau („term”) met impulsmoment j wordt zoo in het magneetveld gesplitst in $2j + 1$ naburige niveau's. Gaat nu het syteem, door electronensprong van een toestand met $j = j_1$ naar een met j_2 over, dan kan men met behulp van de door het correspondentieprincipe geleverde combinatieregels nagaan, welke frequenties het atoom zal uitzenden, als het in een magneetveld geplaatst wordt.

Het blijkt dan dat men voor het splitsingsbeeld nog altijd een triplet vindt, zoolang men beiden toestanden dezelfde g -waarde toekent.

Voor de verklaring der multipletspektra is het onnoodig aan te nemen dat de g -waarden van verschillende termen verschillend zijn; ter verklaring van het ZEEMAN-effect is dit echter noodzakelijk.

De grootte van deze g , die de verhouding van magnetisch tot mechanisch moment is, kon LANDÉ berekenen. Voor de eenvoudigste spectra waren zijn theoretische waarden in overeenstemming met het experiment. Zijn g -formule is afgeleid op grond van de onderstelling, dat het totale impulsmoment j wordt gegeven door de vectorsom van de baanimpulsen der valentie-electronen en de romp-

impuls (romp is gelijk aan atoom zonder valentie-electronen); ter berekening van g wordt aan den romp een magnetisch moment toegekend, dat dubbel zoo groot is als het moment, dat men volgens den impuls zou verwachten. Een andere mogelijkheid is, dat men met UHLENBECK en GOUDSMIT aanneemt, dat niet de romp, maar de valentie-electronen zèlf dragers zijn van een mechanisch en magnetisch moment (resp. $\frac{1}{2}$ en $2 \times \frac{1}{2}$).

Men heeft bij deze beschouwing meer vrijheid bij de aanpassing van de theorie aan de waarneming. Deze vrijheid ontstaat door het feit, dat men de grootte van de werking van elk electron afzonderlijk met zijn baanimpulsmoment kan beschouwen. Is deze werking te verwaarloozen t.o.v. de beïnvloeding van de electronen onderling, dan vindt men dezelfde formule als LANDÉ; is dit niet het geval, dan zijn afwijkingen te verwachten, waarvoor dit model de ruimte laat. De g -formule blijkt dus samen te hangen met een speciaal geval van atoombouw. Intusschen zijn er behalve de afwijkingen in de g -waarden nog andere motieven, waardoor de hypothese van het roteerend electron juist moet worden geacht.

Nadat BOHR, STONER en PAULI het inzicht in den opbouw van de electronenschil zeer verdiept hadden, ontwierp HUND met behulp van het vectormodel een overzicht van de groepeerings der energieniveaus, zooals deze bij verschillende electronenconfiguraties te verwachten is. Dit schema bleek in den loop van de verdere ontwikkeling van onze kennis op dit gebied zeer betrouwbaar. Er zijn wel vele afwijkingen, maar deze vinden in het vectormodel zelf hun verklaring.

Qualitatief konden alle tot nu toe verkregen resultaten met de theorie van HUND begrepen worden.

De ontwikkeling van de nieuwe quantenmechanica gaf de mogelijkheid, de experimenteel gemeten grootheden nauwkeurig te vergelijken met theoretische resultaten, verkregen los van de vectorvoorstelling van het atoom; o.a. kon men enkele verfijningen aan reeds afgeleide formules aanbrenge en een verklaring geven voor den grooten afstand van de niveaus van verschillende multipliciteit.

Hiernaast blijft het vectormodel een zeer aanschouwelijke voorstelling van het atoom, waaraan men de door de quantentheorie gevonden wetmatigheden zonder al te veel bezwaar kan verduidelijken.

§ 2. PROBLEEMSTELLING.

Volgens onze huidige inzichten moet men zich de electronenschil opgebouwd denken in schalen met een beperkt aantal bezetbare plaatsen.

Onderscheiden we de electronen naar de grootte van hun baanimpuls in s , p , d , f , g enz., dan is er in de eerste schaal slechts plaats voor 2 s -, in de tweede voor 2 s - en 6 p -, in de derde voor 2 s -, 6 p - en 10 d -electronen enz.

Men spreekt dan van een configuratie s^2 , p^6 of d^{10} .

Het totale magnetisch en mechanisch moment van een groep electronen in de configuratie s^2 of p^6 of d^{10} enz. is nul.

De electronen groepeeren zich zooveel mogelijk in dergelijke impulslooze schalen, waarbij men zich bovendien de lading bolsymmetrisch rondom de kern verdeeld moet denken; het electricisch veld is radiaal doch het wordt niet door de wet van COULOMB beschreven. In dit veld bevinden zich de overige deeltjes, die een *niet afgeronde* configuratie vormen; hierbij behooren, al naar de onderlinge oriëntering der electronen, meerdere energieniveau's.

Wordt het atoom aan zichzelf overgelaten, dan stelt zich de groepeerings van deze buitenelectronen zoo in, dat een toestand van minimum energie bereikt wordt (grondtoestand, d.i. het laagste energieniveau van de grondconfiguratie).

De optische spectra treden op als er wijzigingen in deze buitenste, niet afgeronde configuratie, voorkomen.

Door botsingen met andere deeltjes (electronen, ionen, atomen of moleculen) of instraling van licht, kan een der constituenten gemakkelijk zijn impuls veranderen, waardoor een nieuwe configuratie ontstaat onder opname of afgifte van een passende hoeveelheid energie.

Gaan wij aan de hand van het vectormodel iets nauwkeuriger in op het gedrag van de electronen in de buitenste incomplete schaal. Elk electron heeft een impulsmoment in zijn baan (voor s , p , d electronen resp. 0, 1, 2 ... eenheden) en een om zijn eigen as (spin) van $\frac{1}{2}$. Tusschen deze momenten bestaan wisselwerkingen, die in hun onderlinge verhouding van atoom tot atoom, van configuratie tot configuratie verschillen.

Bij deze koppelingen zijn twee „uitersten” zeer belangrijk en wel:

1^o. De LS -koppeling.

Alle baanimpulsen zijn gekoppeld tot een vector L , alle spins tot een vector S .

De werking tusschen spins en banen afzonderlijk is nul. L en S zijn gekoppeld tot een totaal impulsmoment J , dat een discreet aantal waarden kan hebben; bij elke J -waarde behoort een bepaald energie-niveau.

Deze koppeling is bij de lichte atomen van de eerste kolommen van het periodiek systeem vrij nauwkeurig verwezenlijkt. Over 't algemeen vindt men echter tusschenvormen tusschen deze en de

2^o. JJ -koppeling.

Van elk electron zijn spin en baan gekoppeld tot een vector j . Deze j 's zijn samengevoegd tot een vector J ; baan—baan en spin—spin-koppeling zijn nul (evenals spin 1e met baan 2e enz.).

Tusschenvormen ontstaan dan hierdoor, dat de koppelingen, die in de extreme gevallen nul gerekend worden, practisch niet *nul* zijn.

Wanneer men in een configuratie de aantallen termen met bepaalde j -waarden nagaat, dan blijken deze aantallen onafhankelijk van de koppeling te zijn.

Echter de *ligging* der termen en de *grootte van de g -waarden* wijzigen zich wel.

In enkele speciale gevallen kan men de g -waarden uit den aard van de koppeling berekenen, b.v. bij LS en JJ en enkele tusschengelegen speciale gevallen (zie b.v. C. J. BAKKER, Proefschrift 1931). Waar zoowel niveauligging als g -waarden van de koppeling afhankelijk zijn, heeft men getracht een verband tusschen beide te leggen. Voor enkele gevallen is inderdaad de theoretische uitkomst met de experimenteele geverifiëerd, maar er zijn bij de ingewikkelde spectra talrijke afwijkingen, die verklaard kunnen worden.

Voor de g -waarden van de termen *met dezelfde j* geldt de regel, dat de som van deze g 's een waarde heeft, die onafhankelijk is van de koppeling. Deze regel heeft in zijn algemeenheid niet veel beteekenis, daar het aantal termen en daarmee ook dat der g -som oneindig is.

Men kan echter den regel ook toepassen op afzonderlijke term-groepen, als de breedte van die groepen, langs de energie-as gemeten, klein is t.o.v. hun onderlingen afstand. Liggen de energie-

waarden van verschillende configuraties ver uiteen, dan geldt de g -som al voor alle termen van een dergelijke configuratie. Zijn binnen dit nauwere verband de termen in groepen (multiplets) gerangschikt, dan is het mogelijk, dat voor één enkel multiplet de regel geldt.

Neemt men omgekeerd waar, dat de regel *niet* geldt, dan moet men zoeken naar naburige termen, die met de gekozen groep tezamen een uitgebreider complex vormen, waar de regel *wel* uitkomt.

Bij de gecompliceerde spectra in de laatste kolommen van het periodieke systeem, kan men wat de geldigheid van de g -som in beperkten en algemeenen zin betreft, een rijke variatie verwachten.

Het doel van dit proefschrift is nu bij het element Nikkel de berekende g -waarden met de gemetene te vergelijken, en na te gaan de beperkingen, waarbinnen de g -somregel geldig is. Daarnaast is de mogelijkheid gebleken om met dit materiaal te onderzoeken of bij het onregelmatige Ni -spectrum intensiteitsafwijkingen in het ZEFMAN-effect bestaan.

HOOFDSTUK II.

§ 3. VROEGERE METINGEN.

De volledigste classificatie van de lijnen in het *Ni I* spectrum is gegeven door H. N. RUSSELL ¹⁾. De diepstliggende term is een 3F_4 behorende bij de configuratie $3d^8 4s^2$ (zie termschema). Men zal configuratiewisselwerking kunnen verwachten, daar, waar de termafstanden van de niveau's behorend tot verschillende configuraties van dezelfde pariteit gering zijn. Bij Nikkel is dit het geval bij de configuraties

$3d^8 4s ({}^4F) 4p$ en $3d^9 4p$; $3d^8 4s^2 ({}^3F)$ en $3d^9 4s$; $3d^8 4s ({}^7F) 5s$ en enkele termen van $d^9 4d$.

Deze wisselwerking kan zich uiten in onregelmatigheden in de termligging, in abnormaliteiten van intensiteits- en *g*-sommen en mogelijk van de ZEEMAN-intensiteiten.

Onregelmatigheden in de intensiteits-sommen zijn het eerst gevonden door ORNSTEIN en BOUMA ²⁾; door verdere metingen met strenge voorzorgen zijn die afwijkingen nog eens bevestigd door DEKKERS en KRUIHOF ³⁾ en door VAN DRIEL ⁴⁾.

De metingen van ZEEMAN-effecten zijn voornamelijk door BAKKER ⁵⁾ en door MARVIN en BARAGAR ⁶⁾ verricht. Het werk van BAKKER heeft betrekking op de *g*-sommen van de conf. $d^9 4s$ en $d^9 4p$. Hij vindt dat deze normaal zijn. Het onderzoek van MARVIN en BARAGAR betreft meerdere configuraties en wijkt in de quaestie van de *g*-sommen af van het nauwkeuriger werk van BAKKER. Zij gebruiken den tikboog inplaats van in vacuum, in open lucht, met het gevolg dat slechts enkele splitsingspatronen zóó opgelost zijn, dat de onderlinge afstanden der componenten gemeten kunnen

¹⁾ Phys. Rev. **34**, 821 (1929).

²⁾ Phys. Rev. **36**, 679 (1930).

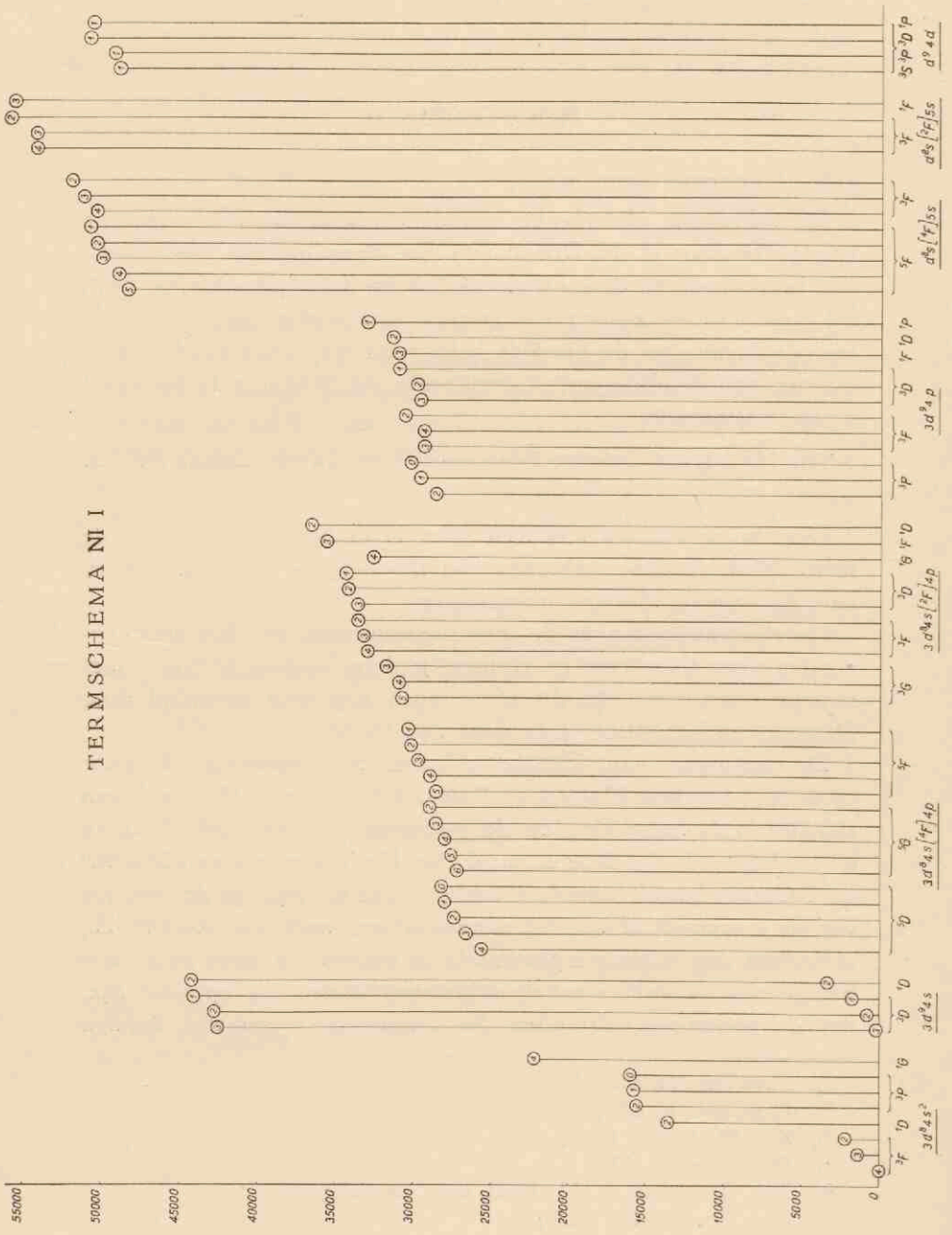
³⁾ Z. f. Ph. **66**, 491 (1930).

⁴⁾ Diss. Utrecht (1935).

⁵⁾ Proc. Amsterdam **35**, 82 (1932), daar ook oudere lit.

⁶⁾ Phys. Rev. **43**, 973 (1933).

TERMSHEMA NI I



worden. Alle verdere metingen zijn „zwaartepuntsmetingen”, uitgevoerd met behulp van de g -waarden zooals die uit de weinige opgeloste patronen gevonden zijn. Uit een groot aantal metingen aan verschillende lijnen wordt een gemiddelde g -waarde afgeleid, met welke waarde de splitsingen teruggerekend worden. Er komen hierbij aanzienlijke verschillen (tot 0.08 n) te voorschijn, die op zichzelf reeds een aanduiding zijn, dat de methode zich niet leent tot een bepaling der g 's tot in de derde decimaal.

Bovendien hebben de auteurs zich geen rekenschap gegeven van den invloed van de zelfomkeering op de ligging van het zwaartepunt. Bij hun ontlading moet dit verschijnsel zonder twijfel optreden. VAN DRIEL wijst er op, hoe moeilijk het is bij de vele combinaties van de hogere niveau's met de grondtermen zelfomkeer te voorkomen.

Enkele zeer afwijkende g 's, die M. en B. vinden in het multiplet d^8s (2F) $4p-d^9s$, moeten aan deze omkeering worden toegeschreven. Het wekt eenige bevreemding, dat ondanks de enorme fouten (tot 30 %) in de individueele g 's van de niveau's met $j=2$, schrijvers de g -som toch normaal vonden. De betreffende g -waarden heb ik aan verscheidene geheel opgeloste patronen met groote nauwkeurigheid kunnen meten.

Maar ook het intensiteitsverloop van andere combinaties met de grondniveau's wordt door omkeer beïnvloed. Het is dan ook een raadsel, wat M. en B. bedoelen met de opmerking: „We were able to measure reversed and partially reversed, unresolved patterns about as precisely as those which were not reversed.” Beide auteurs hebben zich bovendien niet gerealiseerd dat een exacte bepaling van het zwaartepunt zonder de kennis van de zwartingscurve onmogelijk is.

Het belang erkennende van uitgebreide metingen van het ZEEMAN-effect in het nikkelspectrum, bleek het gewenscht deze geheel opnieuw uit te voeren, zich hierbij wel rekenschap gevend van de betrekkelijk geringe nauwkeurigheid van zwaartepuntsmetingen.

HOOFDSTUK III.

Experimenteel gedeelte.

§ 4. DE LICHTBRON.

Voor het onderzoek van den g -somregel bij een atoom, dat een gecompliceerd spectrum uitzendt, is noodig, dat een zoo groot mogelijk aantal lijnen gefotografeerd wordt en dat deze lijnen zooveel mogelijk volledig gesplitst zijn; d.w.z. dat de ZEEMAN-structuur zóó opgelost is, dat de g -waarden van beide termen hieruit berekend kunnen worden. Weliswaar stelt de methode der zwaartepuntsmeting ons in staat uit de niet opgeloste structuur een g -waarde te bepalen, maar de opeenvolgende toepassing van dit procédé brengt de fout van elke voorgaande meting in de volgende over. Men moet hiervan dus een zoo bescheiden mogelijk gebruik maken en steeds trachten de berekende waarde door andere metingen te controleren.

Opdat een structuur opgelost kan worden, is het noodig, dat de frequentieverandering, en ook de verschillen van de veranderingen in de ν , veroorzaakt door het magneetveld, groot zijn t.o.v. de lijnbreedte. Dit is de breedte van de lijn, zooals zij door de lichtbron buiten het magneetveld wordt geëmitteerd. Daar de sterkte van het bereikbare magneetveld beperkt is, zal men in de eerste plaats aan de kwaliteit der lijnen aandacht moeten besteden. Zooals bekend, zijn er verschillende factoren, die deze beïnvloeden.

Een atoom, alléén in de ruimte geplaatst, zendt licht uit met een klein frequentiebereik, afhankelijk van den levensduur van het atoom in den aangeslagen en den eindtoestand; op de hierdoor veroorzaakte kleine breedte kan men door werkingen van buiten af niet ingrijpen.

In een lichtenden damp echter zijn een groot aantal atomen, die sterke electriche krachten op elkaar kunnen uitoefenen. De werking van deze is tweeërlei: vooreerst worden de energieniveaus verschoven over kleine maar tengevolge van de toevalligheid der onderlinge ligging van de atomen willekeurige afstanden; in de

tweede plaats stimuleeren deze velden den electronensprong naar een lager gelegen niveau, bekorten dus den verblijftijd en vergrooten daarmee de onbepaaldheid in de ligging van het energieniveau.

Werkingen van dezen aard worden teweeggebracht door alle aanwezige atoomsoorten ¹⁾. De atomen van *dezelfde* soort nemen in hun onderlinge wisselwerking door het optreden van resonantie echter nog een bijzondere plaats in. J. FRENKEL ²⁾ toonde aan, dat een atoom in een bepaalden energietoestand gestoord wordt door alle andere van zijn soort, die zich op een energieniveau bevinden, dat met het beschouwde niveau kan combineeren (atomen in *denzelfden* toestand storen elkaar i.h. algemeen niet). En wel is *deze* storing er een van de eerste orde, dan is die door vreemde atomen veroorzaakt er een van de tweede orde van grootte. De storing door „eigen” damp treedt dus bij veel geringere atoomconcentratie op dan die door vreemde atomen.

Naast deze wederzijdsche electriche beïnvloeding der niveau's staat dan nog de verbreeding der spectraallijnen door het DOPPLER-effect. Uit deze gegevens kan men concludeeren, dat een lichtbron, die fijne spectraallijnen zal geven, de volgende eigenschappen moet bezitten:

1^o. De gemiddelde onderlinge afstanden der atomen moeten groot zijn om de electriche krachten, die ze op elkaar uitoefenen en daarmede de storing, klein te houden, *dus*:

De concentratie van vreemde atomen in den lichtgevenden damp moet klein zijn.

De concentratie van de eigen atomen van den damp moet nog zeer veel kleiner zijn.

2^o. De temperatuur van den damp moet laag gehouden worden.

Aan deze vereischten voldoet voor het onderzoek van geleidende stoffen de vacuum-trembleur van BACK ³⁾. Deze werkt zóó, dat in een gasatmosfeer van lagen druk een boog wordt getrokken tusschen een electrode van het te onderzoeken materiaal en een beweeglijke wolfram electrode. Deze laatste wordt in contact gebracht met het materiaal en dan weggetrokken; er ontstaat op

¹⁾ Men zie bijv. H. E. WHITE, Introduction to Atomic Spectra.

²⁾ Z. f. Ph. 59, 198 (1930).

³⁾ Voor een nauwkeurige beschrijving zie: BACK-LANDÉ: ZEEMAN-effect und Multiplettstruktur (SPRINGER 1925).

het moment van verbreking een lichtboog die dooft als de electrodenafstand slechts enkele millimeters is; dan wordt weer contact gemaakt enz.

Doordat de ontlading slechts kort duurt, blijft de dampconcentratie gering, terwijl ook de temperatuur door het gebruik van een zwakken stroom (2 à 3 A) laag gehouden kan worden.

Gebruikt men een vacuum hooger dan 2 à 3 cm, dan loopt de intensiteit sterk terug, daar de atomen van den metaaldamp in te geringe concentratie aanwezig zijn, dan dat zij elkaar op het moment van de stoomverbreking door botsing zouden kunnen aanslaan. Dit geschiedt dan ook vrijwel uitsluitend door de atomen van de gasatmosfeer. Gewoonlijk wordt waterstof als gasvulling gebruikt, waarbij het voordeel is, dat de electroden dan niet oxydeeren, terwijl de aanslagspanning vrij hoog is, waardoor de intensiteit van het waterstofspectrum terugtreedt tegenover dat van het metaal.

De trembleur heeft verder de voor het onderzoek van het ZEEMAN-effect zoo belangrijke eigenschap, dat de eigenlijke lichtbron zeer compact gebouwd kan worden, waardoor de poolafstand van den magneet klein kan zijn en het veld dus zoo sterk mogelijk.

De geringe concentratie van aangeslagen atomen in den lichtgevenden damp, gevoegd bij het feit, dat de trembleur eigenlijk slechts gedurende een derde deel van den werktijd licht uitzendt, maakt dat de belichtingstijden voor ZEEMAN-effectopnamen voor de zwakkere lijnen zeer groot worden. Wil men een spectrum met groote volledigheid opnemen, dan kan men bijvoorbeeld de conditie van het vacuum laten vervallen, waardoor de kans op aanslag grooter wordt. Of men kan den stroom opvoeren, waardoor de concentratie van *eigen* atomen grooter wordt.

Beide methoden gaan ten koste van de lijnqualiteit: de storingen der niveau's worden sterker, terwijl in het tweede geval bovendien nog de DOPPLER-verbredening toeneemt.

De laatste mogelijkheid ligt daarin, dat men een lichtbron kiest, die gedurende den vollen werktijd zijn licht uitzendt. Ik heb nu getracht een lichtboog te construeeren, die de gunstige eigenschappen van den trembleur benadert, veel lichtsterker is en weinig toezicht behoeft; daarnaast een zeer compacten bouw heeft en voor alle metalen bruikbaar is.

Het type van dezen boog wordt in fig. 1 gegeven. Ze bestaat uit een messing doos met zware deksels die doorboord zijn, evenwijdig aan hun vlak, met twee kanalen voor koelwater. In de as van den cylinder worden twee electroden geschroefd, die of uit het te onderzoeken materiaal bestaan, of uit koperen onderstukken, waarop een dun plakje materiaal met zilver gesoldeerd is.

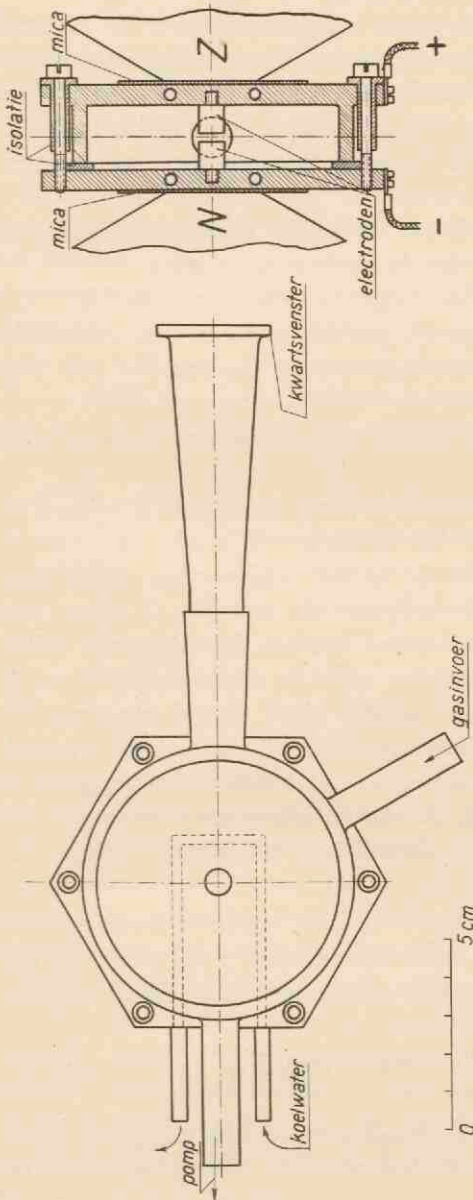


Fig. 1.

De afstand tusschen de electroden moet minstens 2 millimeter zijn, opdat zich een behoorlijke boog kan vormen. In den cylinderwand is een opening, waarin een lange glazen conus, voorzien van een kwartsvenster, geplaatst kan worden. De conus is zoo lang gekozen, opdat het venster niet bespat wordt met wegvliegende metaaldeeltjes.

Het deksel en de eigenlijke doos zijn van elkaar gescheiden door een dikke rubbering, die door zes schroeven stevig tusschen beide ingeperst wordt.

Aan de lamp werd door een voldoende voorschakelweerstand een gelijkspanning van ± 600 V. gelegd¹⁾. Het vacuum werd onderhouden door een waterstraalpomp op ongeveer 6 cm. Voor de ontsteking werd de glazen conus even weggenomen en met een koperen staafje de boog overgebracht. Nadat het vacuum de gewenschte waarde had, werd de stroom opgevoerd. In een magneetveld van ± 15000 Gauss konden wij gedurende een kwartier een stroom van 20 Ampère tusschen een paar zilver-electroden onderhouden.

Voor doelmatig werk heeft een dergelijke krachtproef geen zin, ze was alleen om het effect van de koeling na te gaan.

Met dezen boog werden de volgende feiten vastgesteld:

10. De zoo gedimensioneerde koeling is meer dan voldoende.
20. De spanning moet niet kleiner, liefst grooter dan 250 Volt zijn.
30. Voor rustig branden is behalve een grooten voorweerstand een zelfinductie noodig.

40. Zonder magneetveld heeft de boog voortdurend neiging op de omgeving over te slaan; het magneetveld werkt centreerend: alle stroomcomponenten loodrecht op het veld worden uitgeblazen.

50. Werkt de boog in het magneetveld met bijv. 2 Amp., dan vertoont de ontlading bij toenemend vacuum het volgende beeld:

De boog beweegt zich langzaam over de electrodenvlakken; de lichtsterkte gaat achteruit. De stroom blijft vrijwel constant. De beweging wordt steeds levendiger en bij ± 3 cm gasdruk verdeelt de ontlading zich over een groot aantal lichtzwakke boogjes, de intensiteit neemt zeer snel af, de stroom echter zeer langzaam. De boog is nu labiel en gaat soms plotseling in een glimontlading over, die bij drukverhooging uitdooft.

Verhoogt men, nadat de ontlading zich in kleine boogjes heeft verdeeld, den stroom, dan contraheeren deze zich weer tot één boog van vrij groote lichtsterkte; pompt men dan verder af, dan ontstaan deze nu bij lageren druk.

Het verschijnsel is reproduceerbaar; luchtdruk en stroomsterkte

¹⁾ Dr. W. LULOFS, directeur der Gemeente Electriciteits Werken te Amsterdam, was zoo welwillend hiervoor een dynamo aan het laboratorium in bruikleen af te staan.

waarbij de intensiteit terugspringt, hangen van het electrodenmateriaal af. Bijvoorbeeld electroden uit *Cr-Ni* legering vertoonen het verschijnsel bij hoogerem druk dan een *Cu-Ni* legering. Bij gemakkelijk verdampende metalen als *Zn* en *Cd* en *Al* bleef de boog nog intact bij een stroom van 1 Amp. en een druk van 2 cm lucht. Verkleining van den diameter der electrode had hetzelfde gevolg (wat mogelijk aan den geringeren warmte-afvoer is toe te schrijven).

Bij de aanvankelijke proeven stonden weerstand, zelfinductie en boog in serie op 600 Volt. Bij een electrodendiameter van 8 mm, een gasdruk van 4 cm en een stroomsterkte van 2 Amp. was de spanning aan de electroden ongeveer 40 Volt. Trad er een kleine storing op, waardoor de stroom iets afnam, dan liep de spanning aan de electroden zoo sterk op, dat een glimontlading mogelijk werd, waarbij dan onmiddellijk de boogontlading op-hield.

Later werd dit voorkomen door een potentiometerschakeling toe te passen. Zonder eenige contrôle kan dan de boogontlading uren doorgaan, afhankelijk van de lengte van de electroden. (Fig. 2.)

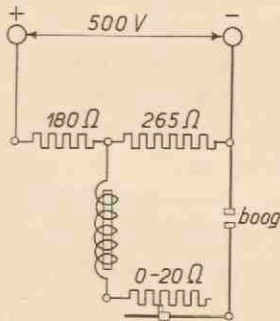


Fig. 2.

Het bezwaar van uitvoering (1) is, dat het interferricum te groot wordt. Een compacter type, waarmee ook een deel van het nikkelspectrum werd opgenomen, toont fig. 3.

Tusschen de polen van den grooten magneet van het laboratorium (eindvlakken $\varnothing = 1$ cm.) wordt een koperen cylinder gebracht (luchtdichte afsluiting door gummiringen). In den wand zijn vier conische openingen, waarin slijpstukken passen.

Twee diametraal overliggende stoppen dienen om de electroden in te brengen, de andere twee om kwartsvensters te dragen. Aanvankelijk waren beide electroden geïsoleerd in één slijpstuk ondergebracht, maar daarbij sprong, als stroom en gasdruk klein werden gemaakt, de boog op de electrodenhouders over. Bij de in fig. 1 gebruikte lamp waren de electroden veel langer en daar trad deze moeilijkheid niet op.

De einden van de elektrodenhouders, die tegenover elkaar liggen, worden met een laagje autolak bespoten. De elektroden kunnen dan afbranden tot 1 mm. dikte, vóór overslag optreedt. Een conische punt aan de negatieve electrode werkt in dezen ook gunstig.

De elektrodenhouders bestaan uit roodkoperen plaatjes, waaromheen een koperen koelbuis gelegd is, die geïsoleerd door de

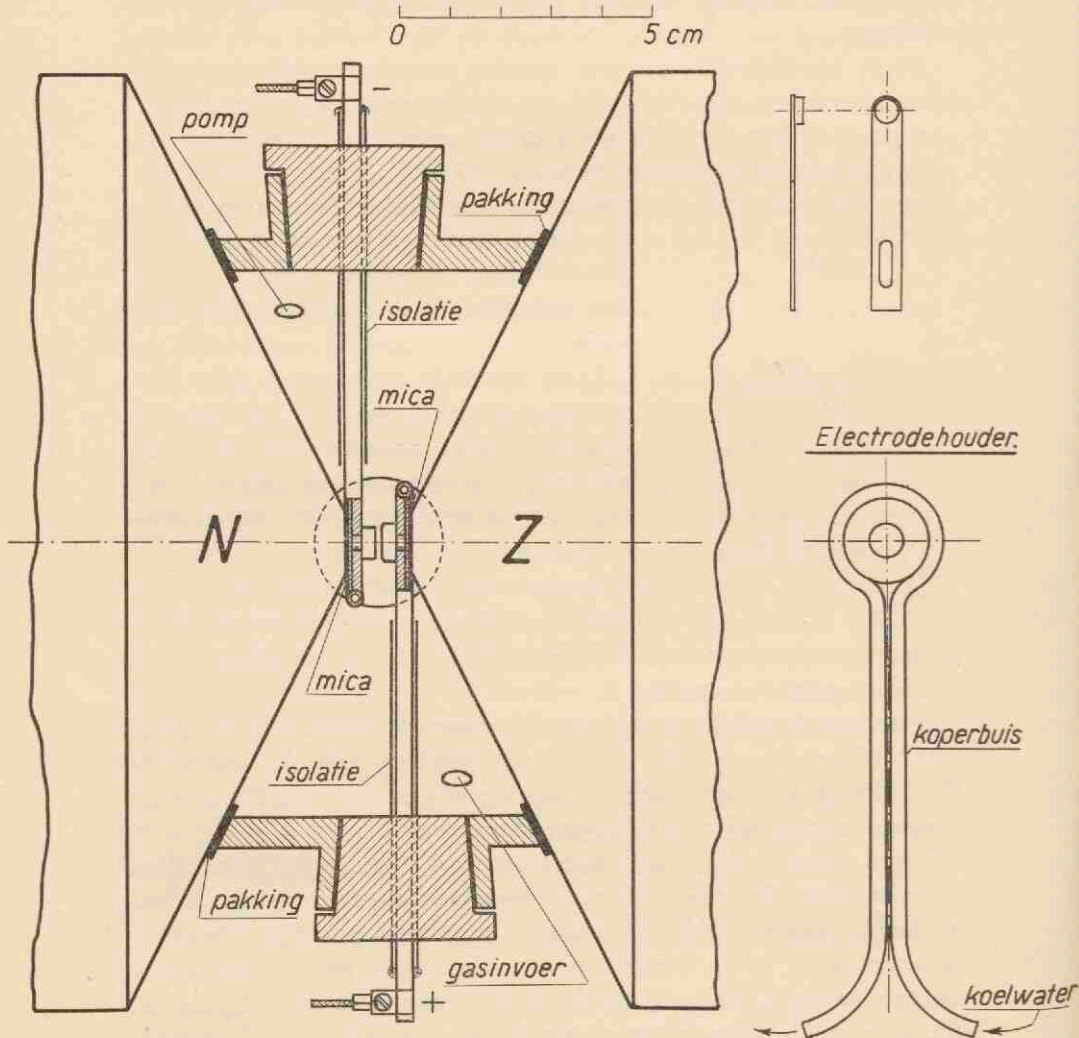


Fig. 3.

messing slijpstukken wordt gevoerd. Van achteren worden deze plaatjes beplakt met mica.

De totale ruimte tusschen de magneetpolen was 13 mm. Het bereikbare veld bedroeg 30.000 Gauss. De opnamen in het groen, rood en infrarood zijn met deze elektrodenhouders verricht.

De druk was 25 cm. lucht, stroom 2 A. Lijnqualiteit zeer matig, de intensiteit echter zeer groot.

Het overige golflengtegebied heb ik opgenomen met een hieronder beschreven iets gewijzigden vorm van electrode. De gasdruk kon hier 4 à 5 cm. bedragen bij een stroom van 1.6 Amp. De geringere belasting stelt minder eischen aan de koeling. De in fig. 3 geteekende elektrodenhouders werden in de stop achteruitgetrokken. De stukjes elektrodenmateriaal werden vastgesoldeerd op koperen stripjes, 1 mm. dik, 6 mm. breed (fig. 3 rechts boven), en deze met een boutje bevestigd aan de gekoelde houders.

Deze constructie voldeed buitengewoon goed. Overslag heb ik nooit waargenomen, ook al brandden de elektroden tot op een halven millimeter af. De poolafstand kon gereduceerd worden tot 8 mm., waarbij de veldsterkte 35000 Gauss werd.

In dezen laatsten vorm is de boog geschikt voor alle materialen, die zich met koper of zilver laten soldeeren. Splitsingswijdten tot $\frac{1}{5}$ normaal kunnen nog goed gemeten worden bij $\lambda = 3500 \text{ \AA}$.

Als electrodemateriaal werd aanvankelijk gebruikt de Brightray-legeering, bevattende 80 % Ni en 20 % Cr, en later een chroomnikkel van 75 % Ni, 24 % Cr en 1 % verontreiniging. De chroomlijnen stoorden dikwijls de gewenschte nikkellijnen, waarom ik ook nogal eens een kopernikkellegeering met 60 % Ni gebruikte. Geen van deze legeringen was magnetisch. De chroomnikkellegeeringen werden betrokken van de Fa. L. WITTICH in Den Haag. De koperlegeering werd in het laboratorium of in de gaszuurstofvlam of in een electrischen lichtboog gesmolten. Dit gebeurde aan de open lucht, waarbij nogal wat materiaal verbrandde. Was het product magnetisch, dan werd het met nog wat koper opnieuw omgesmolten. Toen ik ook hinder kreeg van koperlijnen, heb ik zuiver nikkel genomen. Het bezwaar hiertegen is, dat de aanwezigheid van een magnetisch metaal en de homogeniteit van het veld schaadt, en door het afbranden het veld gewijzigd wordt.

Twee ervaringen met de andere elektroden opgedaan waren echter:

10. De negatieve elektrode brandt *volkomen vlak* af: het eindvlak steeds loodrecht op de krachtlijnen van het magneetveld.

Een niet vlakke elektrode is, na een half uur in bedrijf te zijn geweest, zoo vlak als een spiegel.

20. Bij gebruik van een negatieve ($Cu-Ni$) elektrode tegenover een positieve van ($Cr-Ni$) verdween het chroomspektrum geheel. Algemeen bleek, dat de negatieve elektrode ongeveer drie-maal zoo snel opteerde als de positieve. In deze laatste, die men iets grooter dan de kathode moet kiezen, ontstaat een cilindrisch gat, waarin de tegenoverliggende elektrode precies past.

Het geheel maakte den indruk van een proces, dat het midden hield tusschen een boog en een kathode-verstuiving. Ik had nog geen gelegenheid dezen ontladingsvorm nader te onderzoeken. De temperatuur van de kathode was laag, de anode vertoonde soms roodgloeiende punten.

De boog kreeg nu een Ni -kathode (diam. 5 mm.) en een anode (diam. 8 mm.) van ($Cr-Ni$). De onregelmatige vorm dien deze laatste op den duur aanneemt, kan dus de homogeniteit van het magneetveld niet schaden. Is verder de homogeniteit van het veld in den beginne voldoende, dan is zij dit ook nog nadat de gelijkmatig opterende kathode eenige uren gebrand heeft.

Het resultaat overtrof de verwachtingen. De lijnqualiteit bleef zeer goed, werd iets beter bij de anode. Dit komt waarschijnlijk doordat de afwijkingen van de homogeniteit aan de randen van de nikkelelektrode op grooteren afstand weer vereffend zijn. De wijziging van het veld door afbranden werd bepaald door een Zn -anode te gebruiken tegenover de Ni -kathode. Opnamen hiermee (15 sec.) vóór en na een brandtijd van 2 uur gaven een veldverschil van $\frac{1}{2}$ %. De Ni -elektrode was dan $\frac{1}{2}$ mm. afgesleten.

Wanneer men de laag vóór de kathode afbeeldt op de spleet van den spectrograaf, komen ook de sterkste leden van het $Ni II$ spectrum te voorschijn. De laag vlak voor de anode geeft ook de sterkste $Cr I$ lijnen. Gewoonlijk werd het midden van den boog op de spleet afgebeeld.

Voor een opname van 4 uur, zooals ik ze heb moeten maken voor de lijnen tusschen 4000 en 5000 Å, werden van te voren twee

nauwkeurig even dikke plaatjes nikkel op koperen strippen gesoldeerd. Nadat de eerste 2 uur lang gebruikt was, kon men zonder bezwaar de tweede in den boog zetten. Vóór en nà de opname werd dan het veld bepaald door op een afzonderlijke plaat met behulp van een Zn -anode het zinktriplet (of Cd) te fotografeeren.

De gemeten veldwaarden „vóór en nà” liepen nooit meer dan $\frac{1}{2}$ % uiteen. Bij de meting werd het gemiddelde genomen.

Bij niet te lagen gasdruk (15 cm.) kan men bijzonder fraaie omkeeringen waarnemen. Op de plaat staat bijvoorbeeld de lijn $Cu\ 3247.55\ ^2S_{1/2} - ^2P_{3/2}$ die dus 6 ZEEMAN-componenten moet vertoonen. Het spectrogram geeft er twaalf. De eigenlijke componenten zijn de minima in het fotogram. Bovendien ziet men den verboden overgang met $\Delta m = 2$, die bij deze lijn mogelijk is. Verder een reproductie van $\lambda\ 3524.54$ van Ni ; afstand van de π en σ componenten onderling = $0.15 n$. Deze lijn heb ik in emissie niet opgelost gekregen ($i = 2.5\ A$, 15 cm).

§ 5. DE SPECTROGRAAF.

Ik had de keus uit de verschillende fraaie tralie-opstellingen, die in het Laboratorium „Physica” onder ZEEMANS leiding geconstrueerd werden. Voor de opname in het infrarood werd een klein tralie in de opstelling van PASCHEN en RUNGE gebruikt (breedte v. h. tralie 10 cm. — 14437 lijnen per inch — kromtestraal $2M$ — Opening $1/20$ — dispersie $8.8\ \text{\AA}$ per mm.). Zooals bekend, is deze opstelling niet stigmatisch; men kan dus niet de beide polarisaties met behulp van een kalkspaat gelijktijdig opnemen.

Voor infrarood-splitsingen kan men met een dergelijke kleine opstelling toe, tengevolge van het feit dat de normale splitsingswijdte (men bedenke, dat $\Delta\nu_n \sim \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$ en dus $\Delta\lambda_n = \lambda^2 \Delta\nu_n$) evenredig met het kwadraat van de golflengte is.

Een tweede voordeel bij het opnemen in het infrarood is, dat de Dopplerverbreeding, die evenredig λ is, ten opzichte van het magnetisch effect kleiner wordt.

De opnamen in het groen en rood zijn gedaan met de stigmatische tralie-opstelling, waarin het bijzonder mooie groote tralie, dat ROWLAND speciaal voor Prof. ZEEMAN heeft gesneden, gemonteerd

was. De opstelling is beschreven in het proefschrift van C. J. BAKKER: „The ZEEMAN-effect in the noble gas spectra” 1931 (breedte van het tralie 12.5 cm. — 14437 lijnen per inch — kromtestraal 6.10 M — opening $\frac{1}{30}$ — dispersie in de 2e orde 2.25 Å per mm.). Omdat deze opstelling stigmatisch is, kunnen beide polarisaties gelijktijdig, boven elkaar worden opgenomen.

Voor het meerendeel van de opnamen werd het groote tralie gemonteerd in de EAGLE-opstelling, waarbij gedeeltelijk de 5e orde, maar hoofdzakelijk tweede en derde orde werden gebruikt (opening $\sim \frac{1}{60}$ — dispersie in 5e orde ~ 0.45 Å/mm. in 3e orde ~ 0.85 Å per mm. en in 2e orde ~ 1.25 Å per mm.).

Bij de „Eagle mounting” staan spleet en plaathouder weer op den ROWLAND-cirkel van het tralie. Er is dus geen principieel verschil met de opstelling van PASCHEN en RUNGE. De spectrograaf is echter beknopter van bouw, doordat niet de heele ROWLAND-cirkel als metalen plaathouder is uitgevoerd, maar slechts een stuk van een halven meter. De spleet is ter zijde aangebracht, het spiegelbeeld hiervan in een totaal reflecteerend prisma ligt in het midden A van den plaathouder (zie fig. 4). Bij de opstelling van het toestel zijn punt A , het prisma en de spleet eens voor al vastgelegd. De

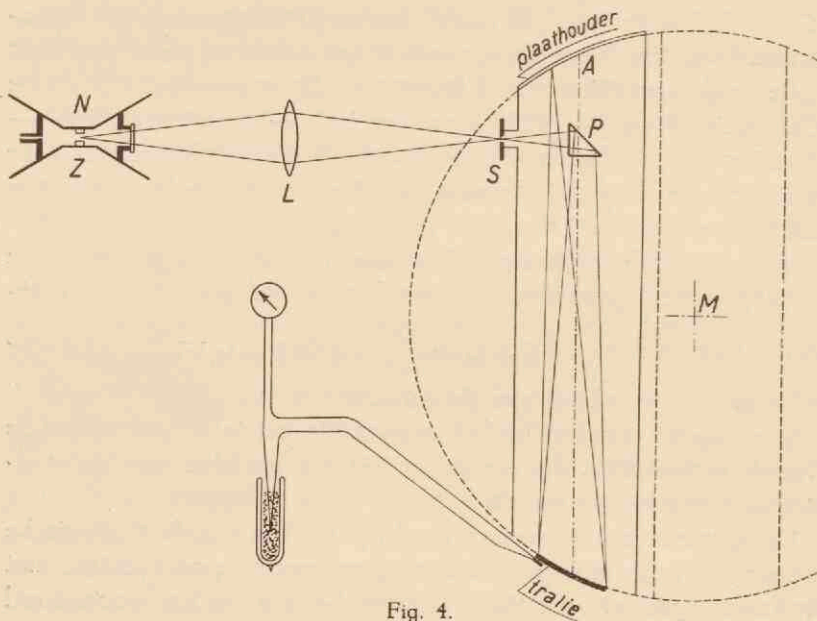


Fig. 4.

plaathouder is draaibaar om A. De instelling wordt gevonden door chassis en tralie denzelfden hoek met de as van den spectroscop te laten maken. Daarna wordt het tralie verschoven in de richting van de as, totdat de ROWLAND-cirkel en de kromtecirkel van het chassis elkaar dekken. De fijninstelling geschiedt fotografisch. Overgang naar een ander golflengtegebied vindt plaats door het tralie te draaien en te verschuiven in de asrichting totdat het spectrum bij A visueel scherp is. Daarna wordt het chassis bijgedraaid en kan men beginnen met de fijninstelling. De verstelling komt eigenlijk hierop neer, dat een ander deel van den ROWLAND-cirkel binnen de wanden van den spectroscop wordt gebracht (fig. 4, stippellijnen).

De mechanische instelling is niet zonder gebreken. De draaiing van het tralie om een verticale as, had als secundair effect nog wel eens een wijziging van den stand der groeven tengevolge. Deze en ook de stand van de spleet moesten dan gecorrigeerd worden. Ook in optisch opzicht zijn er enkele bezwaren. Het spiegelbeeld van de spleet staat n.l. niet in het midden van den plaathouder, maar enkele centimeters er onder. Dit komt, doordat men het prisma buiten de van het tralie komende lichtbundels wil houden. De lijnscherpte wordt nogal sterk beïnvloed door den stand van het prisma. Door dit een halven centimeter omhoog te schuiven kon ik de lijnqualiteit aanmerkelijk verbeteren.

De verhouding van de lichtsterkte van deze opstelling tot die van de stigmatische is theoretisch 1 : 4. Men moet echter in aanmerking nemen, dat de „Eagle” met een dubbel zoo wijde spleet gebruikt kan worden, waarbij de „zuiverheid” van het spectrum dezelfde blijft als van de stigmatische. Daarentegen moet het beeld van de lichtbron op de spleet van de Eagle een bepaalde minimum grootte hebben om maximale intensiteit te verkrijgen.

Het astigmatisme van de Eagle is oorzaak, dat beide polarisaties na elkaar opgenomen moeten worden. Bij het gebruik van den boog is dit geen bezwaar; het gebruik van de kalkspaat brengt zelfs nog als voordeel mee, dat de niet gepolariseerde ondergrond t.o.v. de ZEEMAN-componenten verzwakt, het negatief dus helderder blijft.

De rhomboëders, die ik tot mijn beschikking had, vertoonden een zeer sterke absorptie; dientengevolge moest in het ultraviolet de belichtingstijd met een factor 3, in het zichtbare spectrum met 2 vermenigvuldigd worden.

Een zoo groot mogelijk beeld van de lichtbron werd op de spleet geworpen met behulp van een gecorrigeerde kwarts-vloeistof (*n*-propylalcohol) lens van 7 cm. diameter.

De groote dispersie zou de Eagle-spectrograaf tot een ideaal toestel maken voor het opnemen van magnetische splitsingen. Het beperkte gebied van enkele honderden Angströms, dat men gelijktijdig kan opnemen, bemoeilijkt echter een systematisch afzoeken van het spectrum zeer. Na eenige oefening is het mogelijk in een enkelen dag van het eene spectraalgebied op het andere over te gaan.

Het groote bezwaar is echter, dat de opnamen, die zich over het spectraalgebied van 2800—5000 Å uitstrekken, achter elkaar gemaakt moeten worden, waardoor stroom en materiaalkosten met een factor 5 of 6 vermenigvuldigd worden.

Met een iets ruimeren bouw kan dadelijk veel meer bereikt worden.

§ 6. HET PLATENMATERIAAL.

Voor de opnamen gebruikte ik de EASTMAN-platen *KI* en *UI* voor het gebied van 6900—7400 Å; hierboven ILFORD „Infra-red” of EASTMAN *RI*. De korrel van deze emulsies is vrij grof.

De snelheid wordt zeer verhoogd, door de platen onmiddellijk vóór het gebruik 1 minuut te baden in 1 % ammonia en dan met een haardroger snel te drogen. Hoe sneller drogen, hoe beter, daar anders de plaat sluiert. Men kan drogen met de warme föhn, moet echter zeer voorzichtig zijn, want zoo gauw ergens een droge plek ontstaat, loopt de temperatuur van de plaat daar omhoog en treedt sluiering op. Het is noodig dat de droging over het geheele oppervlak gelijkmatig geschiedt.

Op grond van een vroegere ervaring legde ik de plaat in een lange, lage doos, waardoor in de lengterichting warme lucht werd geblazen. Een bocht in de luchttoevoerbuis voorkwam, dat de plaat onmiddellijk aan de straling van het verwarmingselement werd blootgesteld. De tijd voor droging is zoo ± 4 minuten (de plaat moet om de minuut met de andere zijde naar den luchtstroom gelegd worden).

Men kan ook de plaat na het ammoniabad spoelen in alcohol en met de koude föhn droogblazen. Dit eischt ongeveer 6 minuten droogtijd. Voor alle zekerheid sneed ik steeds een stukje van de

gehypersensibiliseerde plaat af om te zien, of de behandeling haar niet gesluierd had. Zijn de platen niet versch, dan treden ook bij de zorgvuldigste behandeling geheele of gedeeltelijke sluiers op en ontstaan groote verschillen in gevoeligheid tusschen nabijliggende plaatsen.

De Ilfordfabriek beveelt aan de *I. R.* platen te baden in $\frac{1}{2}$ % oplossing van Triethanolamine in water. Ik heb echter met ammonia gelijkmatiger resultaten verkregen.

Als ontwikkelaar werd voor deze platen en de panchromatische *FI*, die ik voor groen en rood heb gebruikt, Elon-Hydrochinon genomen, die helderder werkt dan Metol-Hydrochinon.

Voor de zwakke lijnen tusschen $\lambda = 4000-5000$ waren Iso Zeniths van Ilford aangewezen. Met den door VON ANGERER¹⁾ aangegeven Borax-fijnkorrelontwikkelaar kreeg ik bijzonder heldere platen van goede gradatie.

Voor de overige spektraalgebieden gebruikte ik Ilford Spec. Rapid-platen.

§ 7. HET UITMETEN DER OPNAMEN.

Van elk gebied zocht ik 3 tot 4 platen uit; ze werden onder den comparateur uitgemeten, behalve eenige zwakkere lijnen, die aan het fotogram werden bepaald. Elke plaat is driemaal gemeten, elke meting was weer het gemiddelde van vijf instellingen.

Voor veldbepaling werden gebruikt de lijnen van *Na*, *Zn*, *Cd*, *Al* en *Cr*, die in onderstaande tabel zijn samengevat (tabel 1). De *Cr*-lijnen zijn door H. GIESELER²⁾ gemeten. Ik heb ze nog eens vergeleken met *Zn* en *Al* en overeenstemming gevonden. De som van alle splitsingsafstanden kwam tot op ongeveer $\frac{1}{4}$ % overeen. Het gebruik van de sterke *Cr*-lijnen was bijzonder gemakkelijk bij de opnamen met een kathode van zuiver *Ni*. De gemiddelde veldwaarde verscheen dan meteen op de plaat en het was niet noodig vóór en na de opname afzonderlijke metingen te doen.

Van de ongeveer 140 lijnen zijn er ± 50 in die mate opgelost, dat de *g*-waarden van beide termen berekend konden worden. De overige lijnen zijn voor zwaartepuntsmeting gebruikt. Ik heb steeds

¹⁾ Wissenschaftliche Photographie (Leipzig 1931).

²⁾ Z. f. Ph. 22, 228 (1924).

OVERSICHT 1

		$d^0 4s$				$d^0 5s^2$				$d^0 4d$				$d^0 5s$				$d^0 5s [^4 F] 5s$				$d^0 5s [^2 F] 5s$									
		$a^2 D_3$	$a^2 D_2$	$a^2 D_1$	$a^1 D_2$	$a^2 F_4$	$a^2 F_3$	$a^2 F_2$	$b^1 D_2$	$a^2 P_2$	$a^2 P_1$	$a^2 P_0$	$a^1 G_4$	$e^2 D_1$	$e^2 D_2$	$e^2 D_3$	$e^1 D_2$	$e^2 F_5$	$e^2 F_4$	$e^2 F_3$	$e^2 F_2$	$e^2 F_1$	$f^2 F_4$	$f^2 F_3$	$f^2 F_2$	$g^2 F_4$	$g^2 F_3$	$g^2 F_2$	$f^1 F_3$		
$d^0 5s [^4 F] 4d$	$z^2 D_4$																	1.40	1.43	S										1.49	
	$z^2 D_3$																		1.51	-	1.49	S								1.50	
	$z^2 D_2$																		1.49	1.23	1.48	0.98								1.48	
	$z^2 D_1$		1.48	1.15											$f^2 D_4 0.45$						1.46	0.97	1.47	0.21						1.47	
	$z^2 D_0$																				X	0.20								X	
	$z^2 F_5$																		1.39	-										1.39	
	$z^2 F_4$						1.23	1.25	1.29	1.085										1.29	-										1.29
	$z^2 F_3$		1.21	-		1.20	1.01																								1.20
	$z^2 F_2$						0.97	-	[0.95 -]																						0.97
	$z^2 F_1$				0.02	0.50																	S	0.20							0.02
$z^2 G_6$																			1.41	-	1.34									1.29	
$z^2 G_5$							1.29	-											-	1.33										1.16	
$z^2 G_4$							1.16	1.24												1.17	-									0.94	
$z^2 G_3$	0.94	S	0.94	1.15		0.53	-		0.94										0.85	1.23	-	0.97								0.36	
$z^2 G_2$																				0.36	0.98									1.49	
$d^0 4p$	$z^3 P_2$	1.47	1.32	1.30	1.16	1.50	0.50	1.49	1.02																						1.43
	$z^3 P_1$			1.43	1.15	1.44	0.50				1.43	0.67	1.43	1.145	[- 1.34]	-	1.51														X
	$z^3 P_0$				X	0.50						X	1.48																		
	$z^3 F_4$	1.29	-					1.30	1.26	1.29	C																				1.29
	$z^3 F_3$	1.09	1.34	1.09	-		[1.10 -]																								1.09
	$z^3 F_2$		0.75	1.46	0.74	0.49	0.745	1.02			0.74	1.085	0.75	-																	0.745
	$z^3 D_3$	1.20	-	[1.24 -]			1.295	1.015	-	1.25																					1.295
	$z^3 D_2$		1.05	1.15	1.05	0.50	1.045	-																							1.05
	$z^3 D_1$				0.55	-	0.55	C																							0.55
	$z^3 F_3$	1.045	1.33	[1.03 -]			1.05	-																							1.05
$z^3 D_0$																														1.05	
$z^3 P_1$			[0.36 -]	1.00	0.50	1.01	-																							1.00	
$d^0 5s [^2 F] 4d$	$y^3 D_3$	1.19	1.33	1.20	1.15	0.45		1.21	S	1.20	-																				1.20
	$y^3 D_2$	0.85	1.32	0.85	1.15	0.85		0.85	-																						0.85
	$y^3 D_1$			0.50	1.14	0.50	1.01																								0.50
	$y^3 F_4$	[1.21 -]																													1.19
	$y^3 F_3$	1.19	1.33	1.20	-		1.20	C	1.19	-																					1.20
	$y^3 F_2$	0.97	1.33	0.98	1.15	0.495																									0.97
	$z^3 G_5$																														1.20
	$z^3 G_4$																														1.05
	$z^3 G_3$		0.76	1.15																											0.76
	$y^1 D_2$																														1.00
$y^1 F_3$	1.01	S				0.995	-																							1.01	
$z^1 G_4$	1.04	C						1.04	C																					1.04	

1.33 1.15 0.50 1.015 1.25 1.085 0.67 1.14 1.35 1.50 X 0.99 — 1.085 1.34 1.09 1.40 1.33 1.23 0.98 0.20 1.24 1.10 0.67 1.26 1.00 — 1.07 1.04

TABEL 1.

Na.	5889.96	$2S_{1/2} - 2P_{1/2}$	(0.33) 1.00 1.67
	5895.93	$2S_{1/2} - 2P_{1/2}$	0.67 1.33
Zn.	4680.14	$3P_0 - 3S_1$	(0) 2.00
	4722.16	$3P_1 - 3S_1$	(0.50) 1.50 2.00
	4810.53	$3P_2 - 3S_1$	(0) (0.50) 1.00 1.50 2.00
Cd.	4678.19	$3P_0 - 3S_1$	(0) 2.00
	4799.91	$3P_1 - 3S_1$	(0.50) 1.50 2.00
	5085.88	$3P_2 - 3S_1$	(0) (0.50) 1.00 1.50 2.00
Al.	3944.03	$2P_{1/2} - 2S_{1/2}$	(0.67) 1.33
	3961.54	$2P_{3/2} - 2S_{1/2}$	(0.33) 1.00 1.67
Cr.	3578.84	$a^7S_3 - y^7P_4$	(0) (0.25) (0.50) (0.75) 1.00 1.25 1.50 1.74 1.99 2.24 2.49
	3593.64	$a^7S_3 - y^7P_3$	(0.21) 1.97
	3605.48	$a^7S_3 - y^7P_2$	(0) (0.34) (0.67) 1.35 1.68 2.01 2.33 2.66
Cr.	4254.50	$a^7S_3 - z^7P_4$	(0) (0.25) (0.505) (0.755) 1.00 1.25 1.50 1.75 2.00 2.24 —
	4274.96	$a^7S_3 - z^7P_3$	(0.22) 1.94
	4289.89	$a^7S_3 - z^7P_2$	(0) (0.335) (0.67) 1.34 1.67 1.99 2.33 2.655

getracht voor elken term twee metingen te doen. Dit is mij niet gelukt voor de termen van de configuratie $d^8s(2F)5s$ en nog enkele termen, die men gemakkelijk in overzicht (1) kan vinden.

Speciaal de waarde 0.67 voor f^3F_2 is niet geheel zeker. De andere termen, waarvan de g slechts eenmaal gemeten is, kunnen een fout vertoonen van ± 0.01 , maar toch niet meer.

De gemeten lijnen zijn in twee overzichten gerangschikt.

In overzicht (1) beteekent de letter c , dat het gemeten splitsingspatroon wel is waar de mogelijkheid gaf om beide g -waarden te

bepalen, maar dat ik er de voorkeur aan gegeven heb, met behulp van een reeds meermalen geverifieerde g_1 , de g_2 op twee manieren te berekenen. Deze controle is daar toegepast, waar geen of slechts een enkele waarde van g_2 beschikbaar was.

De streepjes geven aan dat de betreffende g -waarde gebruikt is om g_2 uit een Z -meting te bepalen. Op een enkele uitzondering na heb ik steeds als bekende g -waarde er een genomen, die al meerdere malen geverifieerd was. Anders heb ik de lijn niet in de tabel opgenomen.

De letter S staat bij die splitsingen, waarvan één opgeloste component scherp meetbaar was.

De haakjes beduiden, dat de Z -bepaling afkomstig is van een vrij breed patroon, waar afwijkingen kunnen optreden (zie beneden). Deze waarden zijn bij het middelen niet meegeteld.

Ik heb met de gemiddelde g -waarden de splitsingen niet terugberekend. Overzicht 1 geeft, lijkt me toe, een beteren indruk van de bereikte nauwkeurigheid.

Overzicht (2) geeft een rangschikking naar de golflengten; de letter Z staat achter alle zwaartepuntmetingen. Bij de overgangen met $\Delta j=1$ is bovendien nog aangegeven, hoe het uiterlijk van de lijn was.

S beteekent: scherp, maar onopgelost triplet.

B beteekent breed en BB zeer breed.

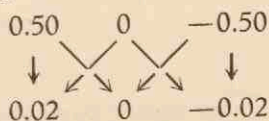
Een zestal lijnen zijn aangeduid met „scherp triplet”. Dit zijn de (0—1) overgangen.

Interessant zijn de lijnen $3485.89 = a^3D_1 - z^5F_1 = (0.48) 0.00$
 0.50 en $4686.21 = z^5G_2 - e^5F_2 = 0.32 (0.62) 0.98 (1.23)$.

De eerste geeft zonder kalkspaat een scherp triplet met een zwakke middencomponent.

De verklaring ligt in de geringe g -waarde van $z^5F_1 = 0.02$.

De splitsingsfiguur geeft:



π componenten op ± 0.48 , σ componenten op ± 0.02 (niet opgelost), en ± 0.50 .

OVERZICHT 2.

λ	Combinatie	Gemeten splitsing	g -waarden	
2821.30	$a^3D_3-y^1F_2$	(-) (-) (0.97)	1.33 \rightarrow 1.01	alleen sterkste π gemeten
2943.92	$a^3D_3-y^3D_2$	(0) (0.46) (0.93) ---- 1.79 2.26	1.32 0.85	
2981.65	$a^3D_2-y^3D_1$	(0) (0.63 ⁵) - 1.14 1.77 ⁵	1.14 0.50 ⁵	
2984.13	$a^3F_4-y^3D_3$	(0) 1.32	1.25 \rightarrow 1.20	ZS
2992.60	$a^3D_3-y^3F_2$	(0) (0.36) (0.71) ---- 1.69 2.04	1.33 0.97	
2994.46	$a^3D_3-z^1G_4$	(0) (0.29) (0.57) (0.87) 0.16 ----	1.33 1.04	
3002.49	$a^3D_3-y^3D_3$	(0.36) 1.26	1.33 1.19	Z
3003.63	$a^3D_2-y^3D_2$	(0.30) (0.60) 0.53 ⁵ 0.84 1.15 1.45	1.15 0.85	
3012.01	$a^1D_2-y^1D_2$	(0) 1.00 ⁵	1.01 ⁵ \rightarrow 0.99 ⁵	Z
3019.15	$a^3F_4-y^3F_3$	(0) 1.33	1.25 \rightarrow 1.19	ZS
3031.87	$a^3F_4-y^3F_4$	(0) 1.22	1.25 \rightarrow 1.19	Z
3037.94	$a^3D_3-y^3F_3$	(0.38) 1.26	1.33 1.19	Z
3050.83	$a^3D_3-y^3F_4$	(0) 1.02	1.33 \rightarrow 1.21	ZB overbelicht
3054.32	$a^3D_2-y^3F_2$	(0.34) 1.05 ⁵	1.15 \rightarrow 0.96	Z
3057.65	$a^3D_1-y^3D_1$	(0) 0.50	0.50 \rightarrow 0.50	Z
3064.63	$a^3D_2-y^3D_3$	(0) 1.24 ⁵	1.15 \rightarrow 1.20	ZS
3080.76	$a^3D_1-y^3D_2$	(0) (0.35 ⁵) - 0.85 1.21	0.49 1.15	
3097.12	$a^3F_3-y^3F_2$	(0) 1.23	1.08 ⁵ 0.94	ZBB
3099.12	$a^3F_3-z^1G_4$	(0) 0.96 ⁵	1.08 ⁵ \rightarrow 1.04	ZS
3101.56	$a^3D_2-y^3F_3$	(0) 1.24 ⁵	1.15 \rightarrow 1.20	ZS
3101.88	$a^1D_2-y^1F_3$	(0) 1.01 ⁵	1.01 ⁵ \rightarrow 1.01 ⁵	ZS
3105.47	$a^3F_2-y^3D_1$	(0) 0.78	0.67 \rightarrow 0.45	ZBB
3114.13	$a^3D_2-z^1P_1$	(0) 1.24 ⁵	1.15 0.96	ZB
3134.11	$a^3D_1-y^3F_2$	(0) (0.47) 0.49 ⁵ 0.97 1.44 ⁵	0.49 ⁵ 0.97	
3197.12	$a^3D_1-z^1P_1$	(0.50 ⁵) 0.50 1.00	0.50 1.00	

OVERZICHT 2. (Vervolg).

λ	Combinatie	Gemeten splitsing	g -waarden	
3225.03	$a^1D_2 - y^3D_1$	(0) (0.50) - 1.01 1.51	1.01 0.50	
3232.95	$a^3F_4 - z^3G_5$	(0) 1.10	1.25 → 1.20	ZS
3234.66	$a^3D_2 - z^3G_3$	(0) (0.38) (0.80) 0 0.37 0.75 ⁵ --	1.15 0.76	
3250.75	$a^1D_2 - y^3D_2$	(0.30) -	1.01 ⁵ → 0.85	Z alleen Z π gemeten
3243.06	$a^3D_3 - z^1F_3$	(-) (0.58) (0.87) - 0.77 1.05 1.33 1.62 -	1.33 1.04 ⁵	
3315.67	$a^3D_2 - z^1F_3$	(0) 0.92	1.15 → 1.03	ZB
3320.26	$a^3F_3 - z^1D_2$	(0) 1.12	1.08 ⁵ → 1.05	ZS
3322.32	$a^1D_2 - y^3D_3$	(-) 1.59	1.01 ⁵ → 1.21	
3361.56	$a^3D_2 - z^3F_2$	(0.41) (0.82) 0.35 0.75 1.16 1.56	1.16 0.75	
3365.77	$a^1D_2 - y^3F_3$	(0) (-) (0.36 ⁵) ----- 1.57 ⁵	1.01 ⁵ → 1.20	ter bepaling van $g - y^3F_3$
3369.58	$a^3F_4 - z^3D_3$	(0) 1.19	1.25 ← 1.29	ZS
3372.00	$a^3F_3 - z^3G_4$	(0) 1.00	1.08 ⁵ → 1.05	ZS
3380.58	$a^1D_2 - z^1P_1$	(0) 1.03	1.01 ⁵ → 1.01	ZS
3380.89	$a^3F_2 - z^3G_3$	(0) 0.90	0.67 → 0.78	ZB
3391.05	$a^3F_4 - z^3F_4$	(0) 1.28	1.26 1.30	Z
3392.99	$a^3D_3 - z^3D_3$	(0) 1.31 ⁵	1.33 → 1.30	Z
3413.48	$a^3F_3 - z^3F_2$	(0) (0.34) (0.68 ⁵) - 1.08 ⁵ 1.43 1.77	1.08 ⁵ 0.74 ⁵	
3414.77	$a^3D_3 - z^3F_4$	(0) 1.23	1.33 → 1.29	ZS
3423.71	$a^3D_1 - z^3D_1$	(0) 0.52 ⁵	0.50 → 0.55	Z
3433.57	$a^3D_3 - z^3F_3$	(-) (0.51) (0.76) 0.59 0.84 1.09 1.34 1.60 1.85	1.34 1.09	ligging binnenste π component onzeker
3437.28	$a^3F_4 - z^5F_4$	(0.12) 1.27	1.25 1.29	Z
3446.26	$a^3D_2 - z^3D_2$	(0.21) 1.11	1.15 1.05	Z
3452.89	$a^3D_2 - z^5F_3$	(0) 1.28	1.15 → 1.21	ZS
3458.47	$a^3D_1 - z^3F_2$	(0) (0.25) 0.49 0.74 1.00	0.49 0.74	
3467.51	$a^3F_3 - z^5F_2$	(0) 1.22	1.08 ⁵ → 0.95	ZB

OVERZICHT 2. (Vervolg).

λ	Combinatie	Gemeten splitsing	g -waarden	
3469.48	$a^3F_2-z^1F_3$	(0) (0.37 ⁵) (0.75) -- 1.05 1.43 1.80	0.67 ⁵ 1.05	
3472.55	$a^3D_2-z^3D_3$	(0) 1.53	1.15 → 1.34	ZBB
3483.78	$a^3F_2-z^3D_1$	(0) 0.75	0.67 → 0.51	ZBB
3485.89	$a^3D_1-z^5F_1$	(0.48) 0.00 0.50	0.50 0.02	
3492.97	$a^3D_2-z^3P_1$	(0) (0.28) 0.87 1.15 1.43	1.15 1.43	
3500.85	$a^3F_3-z^3D_2$	(0) 1.12	1.08 ⁵ ← 1.05	ZS
3510.34	$a^3D_1-z^3P_0$	(0) 0.50	0.50 —	scherp triplet
3515.06	$a^3D_2-z^3F_3$	(0) 1.03	1.15 → 1.09	ZS
3519.78	$a^3F_2-z^3F_2$	(0) 0.71	0.67 → 0.75	ZS
3523.45	$a^3D_3-z^5G_3$	(-) (-) (1.16)	1.33 → 0.94	alleen sterkste π gemeten
3524.54	$a^3D_3-z^3P_2$	(0) (0.15) (0.30) 1.02 1.17 ---	1.32 1.47	in omkeering, daardoor g -waarden iets te laag
3527.99	$a^3F_3-z^3D_3$	(-) (-) (0.65)	1.08 ⁵ → 1.30	alleen sterkste π gemeten
3548.19	$a^3D_1-z^3D_2$	(0) (0.55) - 1.05 1.60	0.50 1.05	
3551.54	$a^3F_3-z^3F_4$	(0) (0.20) (-) (-) --- 1.92	1.08 ⁵ → 1.29	
3561.75	$a^3F_4-z^5G_4$	(0.27) 1.20	1.25 1.16	Z
3566.37	$a^1D_2-z^1D_2$	(0) 1.04 ⁵	1.01 ⁵ → 1.07	Z
3571.87	$a^3F_3-z^3F_3$	(0) 1.09	1.08 ⁵ → 1.09 ⁵	Z
3597.70	$a^3D_1-z^3P_1$	(0.94) 0.50 1.44	0.50 1.44	
3602.28	$a^3F_3-z^5F_4$	(0) (0.20) (0.41) (0.61 ⁵) ---- 1.91	1.08 ⁵ 1.29	
3609.31	$a^3D_2-z^5G_3$	(0) (0.21) (0.42) 0.53 ----	1.15 0.94	
3610.45	$a^3D_2-z^3P_2$	(0.34) (0.68) 0.83 1.16 1.50 1.84	1.16 1.50	
3612.73	$a^3F_2-z^3D_2$	(0.38) (0.75) 0.30 0.67 1.05 1.43	0.67 1.05	
3619.39	$a^1D_2-z^1F_3$	(0) 1.09	1.01 ⁵ → 1.05	ZS
3624.73	$a^3F_4-z^5G_5$	(0) 1.38	1.25 → 1.29	ZS
3634.94	$a^1D_2-z^3D_1$	(0) (0.46) - 1.02 1.48	1.02 0.56	

OVERZICHT 2. (Vervolg).

λ	Combinatie	Gemeten splitsing	g -waarden	
3664.09	$a^3F_2 - z^3P_1$	(0) (0.76) 0 0.67 -	0.67 1.43	binnenste σ verbreed
3669.23	$a^3F_3 - z^5G_3$	(0.38) -	1.08 ⁵ \rightarrow 0.94	
3670.42	$a^3F_3 - z^3P_2$	(0) (0.40) (0.80) 0.29 0.68 ⁵ ----	1.09 1.49	
3674.11	$a^4D_2 - z^3F_2$	(0.27) (0.55) 0.47 0.74 ⁵ 1.02 1.29 ⁵	1.02 0.74 ⁵	
3688.41	$a^3F_2 - z^3F_3$	(0) (0.42) (0.84) ---- 1.51 1.93	0.67 1.09	
3693.93	$a^3D_2 - z^5D_1$	(0) (0.33) 0.82	1.15 1.48	zwak
3722.48	$a^3D_1 - z^3P_2$	(0) (1.00) - 1.50 2.50	0.50 1.50	
3736.81	$a^4D_2 - z^5F_2$	(0) 0.99 ⁵	1.01 ⁵ \rightarrow 0.97	Z
3775.56	$a^4D_2 - z^3D_2$	(0) 1.03	1.01 ⁵ \rightarrow 1.04 ⁵	Z
3783.52	$a^4D_2 - z^5F_3$	(0) (0.19) (0.38) ---- 1.39 1.58	1.01 1.20	
3807.14	$a^4D_2 - z^3D_3$	(0) (0.28) (0.56) -- 1.57 ⁵ 1.85 ⁵	1.01 ⁵ 1.29 ⁵	
3858.28	$a^4D_2 - z^3F_3$	(0) 1.18	1.01 ⁵ \rightarrow 1.10	ZB
3944.10	$z^3F_3 - f^3G_4$	(0) 0.91	1.09 \rightarrow 1.02	ZB
3972.16	$a^4D_2 - z^5G_3$	(0) 0.88	1.01 ⁵ \rightarrow 0.95	ZS
3973.55	$a^4D_2 - z^3P_2$	(0.47) (0.94) 0.55 1.02 1.48 1.96	1.02 1.49	
4284.68	$z^5D_4 - e^5F_4$	(-) (-) (-) (0.65)	1.49 \leftarrow 1.33	alleen sterkste π gemeten
4288.01	$z^3G_5 - g^3F_4$	(0) 1.08	1.20 \rightarrow 1.26	ZS eenige lijn voor g^3F_4
4295.90	$z^3G_4 - g^3F_3$	(0) 1.08	1.05 \rightarrow 1.00	ZS eenige lijn voor g^3F_3
4325.61	$z^5D_3 - e^5F_3$	(-) (-) (0.79)	1.49 \leftarrow 1.23	
4331.64	$b^4D_2 - y^4D_2$	(0.25) 1.07	1.14 1.00	Z
4355.91	$z^3F_3 - g^3D_2$	(0) 1.09	1.09 \rightarrow 1.09	ZS
4359.59	$z^5D_2 - e^5F_2$	(0.49) (0.99) 0.48 0.98 1.48 1.97	1.48 0.98	
4384.54	$z^5D_1 - e^5F_1$	(1.26) 0.21 1.47	1.47 0.21	
4389.86	$z^5D_1 - f^3D_1$	(1.02) - -	1.47 \rightarrow 0.45	
4436.98	$z^5D_0 - e^5F_1$	(0) 0.20	- 0.20	scherp triplet

OVERZICHT 2. (Vervolg).

λ	Combinatie	Gemeten splitsing	g -waarden	
4462.46	$z^5D_1 - e^5F_2$	(0) (0.49) 0.48 0.97 1.45	1.46 0.97	
4470.49	$z^5D_2 - e^5F_3$	(0) (0.26) (0.52) 0.71 0.97	1.49 1.23	
4546.94	$z^1G_4 - f^1F_3$	(0) 0.99	1.04 1.07	ZS
4592.53	$z^5G_3 - e^5F_2$	(0) 0.91	0.95 \rightarrow 0.98	Z
4604.99	$z^5G_4 - e^5F_3$	(0) 1.07	1.17 \leftarrow 1.23	ZS
4648.66	$z^5G_5 - e^5F_4$	(0) 1.17	1.29 \rightarrow 1.34	ZS
4686.21	$z^5G_2 - e^5F_2$	0.32 (0.62) 0.98 (1.23) --	0.36 0.98	zie tekst
4703.79	$z^3P_1 - f^1D_2$	(0) (0.24) 0.90	1.43 \rightarrow 1.18	moelijk meetbaar
4715.76	$z^5G_3 - e^5F_3$	(0.56) (0.84) 1.09	0.95 1.23	Z; van σ het zwaartepunt gemeten
4752.41	$z^3P_1 - e^1P_1$	(0.12) 1.48	1.43 \rightarrow 1.54	Z
4756.52	$z^5G_4 - e^5F_4$	(0.58) -	1.16 \rightarrow 1.33	Z alleen Z_π gemeten; σ gestoord
4763.95	$z^3F_4 - f^3F_4$	(0) 1.26	1.29 \rightarrow 1.23	ZS
4786.54	$z^5G_5 - e^5F_5$	(-) 1.35	1.29 \rightarrow 1.41	Z
4806.99	$z^3D_3 - f^3F_4$	(0) 1.17	1.29 ⁵ \rightarrow 1.25	ZS
4831.19	$z^5F_4 - e^5F_3$	(0) 1.38	1.29 \leftarrow 1.23	ZS
4855.42	$z^3P_2 - e^3P_2$	(0.16) 1.44	1.49 \rightarrow 1.39	Z
4866.28	$z^5F_5 - e^5F_4$	(0) 1.49	1.39 \leftarrow 1.33	ZS
4870.84	$z^3P_0 - f^3D_1$	(0) 0.45	— 0.45	scherp triplet
4904.40	$z^3P_2 - e^3S_1$	(0) (0.30) 1.17	1.49 \rightarrow 1.80	
4912.03	$z^5F_1 - e^5F_1$	(0.18) -	0.02 \rightarrow 0.20	Z
4913.96	$z^3P_0 - e^1P_1$	(0) 1.54	— 1.54	scherp triplet
4918.37	$z^3G_4 - f^3F_3$	(0) 0.96	1.05 \leftarrow 1.10	ZS
4935.85	$z^3G_3 - f^3F_2$	(0) 0.85	0.76 \rightarrow 0.67	ZB eenige lijn voor f^3F_2
4984.12	$z^3F_2 - e^3G_3$	(0) 0.83	0.74 ⁵ \rightarrow 0.79	ZS
5476.91	$a^1S_0 - z^1P_1$	(0) 1.00	— 1.00	scherp triplet

OVERZICHT 2. (Vervolg).

λ	Combinatie	Gemeten splitsing		g -waarden		
5578.71	$b^1D_2 - z^1D_2$	(0.15)	1.09	1.14	\rightarrow 1.05	Z
5614.78	$y^3D_3 - f^3F_3$	(0.27)	1.15	1.20	\rightarrow 1.10	Z
5754.66	$a^3P_2 - z^1P_1$	(0)	(0.35) 1.71	1.35	1.00	
5892.88	$a^3P_0 - z^1P_1$	(0)	1.00	—	1.00	scherp triplet
6175.43	$z^1P_1 - e^3P_1$	(0)	1.00	1.00	\rightarrow 1.00	Z
6256.36	$b^1D_2 - z^3P_1$	(0)	(0.29) 0.86	1.14 ⁵	1.43	
6314.67	$a^3P_2 - z^1D_2$	(-)	(0.62)	1.35	1.04	alleen sterkste π gemeten
6914.56	$a^3P_1 - z^3P_0$	(0)	1.48	1.48	—	scherp triplet
7122.28	$z^3P_2 - e^3D_3$	(0)	1.17	1.49	\rightarrow 1.33	Z
7197.07	$a^3P_2 - z^3P_1$	(0)	1.29	1.34	\leftarrow 1.43	Z
7261.94	$a^3P_1 - z^3P_1$	(-)	1.47	1.51	\leftarrow 1.43	Z
7385.23	$a^1G_4 - y^1F_3$	(0)	0.97	0.99	\leftarrow 1.01	ZS eenige lijn met a^1G_4
7422.34	$z^3F_3 - e^3D_2$	(0)	1.08	1.09	\rightarrow 1.10	ZS
7555.67	$z^1F_3 - e^1D_2$	(0)	1.01	1.05	\rightarrow 1.09	ZS
7617.02	$z^3F_4 - e^3D_3$	(0)	1.22	1.30	\rightarrow 1.35	ZS
7727.68	$z^3D_3 - e^3D_3$	(0)	1.31	1.29	\rightarrow 1.33	Z
7748.94	$z^3D_2 - e^3D_2$	(0)	1.06	1.05	\rightarrow 1.07	Z
7788.95	$a^3P_1 - z^3P_2$	(0)	1.48	1.50	\leftarrow 1.49	ZS
7797.66	$z^1D_2 - e^1D_2$	(0)	1.07	1.05	\rightarrow 1.09	Z

Van de lijn 4686.21 heeft het intensiteitsverloop van de σ componenten een abnormaal aspect. De σ groepen vallen hier gedeeltelijk over elkaar. (g -waarden 0.36 en 0.98). (4) (6) (6) (4)

groep I			-0.26	0.36	0.98	1.60
groep II	-1.60	-0.98	-0.36	0.26.		
	(4)	(6)	(6)	(4)		

De lijnen bij 0.26 en 0.36 zijn niet opgelost; hun zwaartepunt blijkt te liggen bij de gemeten waarde 0.32.

§ 8. DE METHODE DER METING MET BEHULP VAN HET ZWAARTEPUNT.

De methode om uit de ligging van het zwaartepunt van intensiteit van π en σ componenten ($Z(\pi)$ en $Z(\sigma)$) een conclusie te trekken over één of beide g -waarden is afkomstig van SHENSTONE en BLAIR ¹⁾.

Zij berust op de kennis van de intensiteitsverhouding der splitsingscomponenten in het ZEEMAN-effect. De formules hiervoor zijn gebaseerd op den door ORNSTEIN en BURGER gegeven somregel ²⁾.

Deze formules geven aan dat de intensiteiten onafhankelijk zijn van de koppeling van het atoom.

Men berekent nu met behulp van deze formules de ligging van Z_π en Z_σ als functie van de g -waarden. Is men in staat den afstand van deze Z -punten uit de onverschoven positie aan te geven, dan is het mogelijk of beide g -waarden te berekenen, of als er een bekend is, de tweede met contrôle te bepalen. ($\Delta j = 0$ overgang).

Bij den $\Delta j = \pm 1$ overgang ligt Z_π steeds in het centrum. We vinden dan uit de ligging van $Z(\sigma)$ slechts een vergelijking ter bepaling van 2 g -waarden. — Het is dan dus noodig één van de g 's te kennen.

Een practisch overzicht van het lineaire verband tusschen Z -punten en g -waarden geven CATALAN en POGGIO ³⁾.

Stellen we ons de vraag in hoeverre de gevonden ligging van het Z -punt beïnvloed wordt door spectrograaf en lichtbron.

De verdeling van de intensiteit, uitgezonden bij een bepaalden electronenovergang, over de frequentieschaal, worde voorgesteld door $I_\nu = I_0 f(\nu - \nu_0)$, waarin ν_0 de frequentie is die behoort bij het zwaartepunt van intensiteit.

¹⁾ Phil. Mag. 8, 765 (1929).

²⁾ HÖNL, Z. f. Ph. 31, 340 (1925).

KRONIG, Z. f. Ph. 31, 885 (1925).

Z. f. Ph. 29, 241 (1924).

³⁾ Verhandelingen P. ZEEMAN, pag. 387 (1935).

De totale energie $= \int_{-\infty}^{+\infty} I_v dv = I_0 \int_{-\infty}^{+\infty} f(v - v_0) dv = I_0$; als $\int_{-\infty}^{+\infty} f(v) dv$ op één genormeerd is.

De componenten van een magnetische splitsing hebben volgens deze formule intensiteitsverdelingen $I_v = I_n f(v - v_n)$ en het zwaartepunt van intensiteit op de frequentieschaal ligt bij $x_z = \frac{\sum v_n I_n}{\sum I_n}$ wat door een eenvoudige integratie is in te zien (en overigens een bekende stelling uit de mechanica is).

Iedere v geeft in het brandvlak een curve $I_x = (I_v dv) g(x - x_v)$, met $\int_{-\infty}^{+\infty} g(x - x_v) dx = 1$, waarin x_v de ligging is van het zwaartepunt van die curve.

Het Z -punt van een groep I_v 's vindt men dus weer uit:

$$x_z = \frac{\sum_v x_v I_v dv}{\sum_v I_v dv} = \frac{\int x_v I_v dv}{\int I_v dv} = \frac{\sum I_n \int x_v f(v - v_n) dv}{\sum I_n \int f(v - v_n) dv}$$

met $v = Dx$

$$x_z = \frac{\sum I_n \int_{-\infty}^{+\infty} x f^x(x - x_n) dx}{\sum I_n \int_{-\infty}^{+\infty} f^x(x - x_n) dx} = \frac{\sum I_n x_n}{\sum I_n} = \frac{1}{D} \frac{\sum I_n v_n}{\sum I_n}$$

Hiermee is algemeen bewezen, dat de ligging der Z -punten onder geen omstandigheden door den spectrograaf gewijzigd wordt. Zoo ook is de scherpte van de focusseering hiervoor niet van beteekenis.

De fotografische plaat, waarmede men tenslotte de intensiteitsverdeling in het brandvlak opneemt, brengt echter wél een wijziging in de ligging aan. Belangrijk is echter dat een symmetrisch I -verloop symmetrisch blijft, waardoor in een symmetrisch geval het werkelijke zwaartepunt wel samen valt met het fotografische.

Doordat de zwartingskromme van een fotografische plaat altijd een buigraaklijn bezit (een gedeelte schijnt dientengevolge recht), geven de zwakke zoowel als de sterke partijen een zwarting, die niet evenredig is met de intensiteit.

Dit heeft tengevolge, dat het werkelijke Z v. I niet samenvalt met wat men uit het negatief zou afleiden, als de I -curve niet symmetrisch is.

Wanneer men met een fotometer de zwarting als functie van de belichtingsintensiteit bepaalt, zou met behulp van de zwartingskromme van de gebruikte plaat de noodige correctie langs grafischen weg aangebracht kunnen worden.

Deze correctie zal vaak klein zijn, wanneer we met normale belichting te doen hebben, d.w.z. als de belichtingstijd zoo gekozen is, dat het gedeelte van gemiddelde I op het rechte stuk van de zwartingscurve valt. Men kan dan volstaan met het zwaartepunt van intensiteit te identificeren met het Z -punt van het fotogram.

De fout kan echter groot worden in het geval van intensieve overbelichting. Zien we van solarisatie af, dan zal men uit het fotogram het werkelijke midden van de lijngroep aanwijzen. Men bedenke hierbij, dat over het algemeen ten behoeve van het visueel meten tamelijk zwaar belichte platen gebruikt worden.

Bij sterke onderbelichting wijst het fotogram juist het maximum van I als Z -punt aan. Het werkelijke Z -punt ligt tusschen deze beide grenzen in; alleen in het geval van symmetrische I -verdeling vallen deze beide samen.

Gebruikt men bij het meten geen fotogram, maar alleen het negatief, dan komt hierbij nog een subjectieve fout door de taxatie van het Z -punt. Deze fouten, zoowel de subjectieve als die, welke ontstaan uit onjuiste belichting, worden natuurlijk klein, als de lijngroepen nauw, de g -waarden dus bijna gelijk zijn.

Om een indruk te krijgen van de nauwkeurigheid van de verrichte zwaartepuntsmetingen, die zonder correctie direct aan het negatief gedaan zijn, dient het volgende staatje.

Kolom (1) geeft de combinatie; (2) de g -waarden zooals zij uit opgeloste splitsingen bepaald werden; (3) de gemeten g -waarden; (4) het verschil der g -waarden, dat is dus de afstand van twee σ -componenten; (5) de afwijkingen van deze g -waarden van de juiste; (6) de totale wijdte van de σ -groep; (7) het verschil tusschen het berekende en het gemeten Z -punt.

Een duidelijk verband tusschen de breedte van de σ -groep en de fout in de Z -puntsmeting treedt niet op, wat ook niet te verwachten is, omdat de lijnen bij gelijken belichtingsduur, op

TABEL 2.

1	2		3	4	5	6	7
Combinatie	g		g gem.	Δg	fout	Wijdte v h. σ patroon	
$a^3F_3 - z^5F_2$	1.085	0.97	0.95	0.115	0.02	0.46	+0.02
$a^1D_2 - z^3F_3$	1.015	1.09	1.10	0.08	0.01	0.32	+0.02
$a^3D_2 - z^1F_3$	1.15	1.05	1.03	0.10	0.02	0.40	-0.03
$a^3D_2 - z^1P_1$	1.15	1.00	0.96	0.15	0.04	0.30	+0.03
$a^3D_3 - y^3F_4$	1.33	1.19	1.21	0.14	0.02	0.84	+0.06
$a^3F_3 - y^3F_2$	1.085	0.97	0.94	0.115	0.03	0.46	+0.03
$a^3F_2 - z^3G_3$	0.67	0.76	0.78	0.09	0.02	0.36	+0.05
$a^3F_2 - y^3D_1$	0.67	0.50	0.45	0.17	0.05	0.34	+0.03
$z^3P_2 - e^3D_3$	1.49	1.34	1.33	0.15	0.01	0.60	-0.02
$a^1D_2 - z^5G_3$	1.015	0.94	0.95	0.08	0.01	0.32	+0.02
$z^5G_3 - e^5F_2$	0.94	0.98	0.97	0.04	0.01	0.16	+0.01
$a^3D_2 - z^3F_3$	1.15	1.09	1.09	0.06	0.00	0.24	0.00
$a^3D_2 - y^3F_3$	1.15	1.20	1.20	0.05	0.00	0.20	0.00
$a^1D_2 - z^1F_3$	1.015	1.05	1.05	0.035	0.00	0.14	0.00
$e^5F_3 - z^5F_4$	1.23	1.29	1.29	0.06	0.00	0.36	0.00
$z^3D_2 - a^3F_3$	1.05	1.085	1.085	0.035	0.00	0.14	0.00
$a^3F_3 - z^1D_2$	1.085	1.05	1.05	0.035	0.00	0.14	0.00
$a^3F_4 - y^3D_3$	1.25	1.20	1.20	0.05	0.00	0.30	0.00
$a^3D_3 - z^3F_4$	1.33	1.29	1.29	0.04	0.00	0.24	0.00
$a^3F_3 - z^1G_4$	1.085	1.04	1.04	0.045	0.00	0.27	0.00
$a^1D_2 - y^1F_3$	1.015	1.015	1.015	0.00	0.00	0.00	0.00

verschillende deelen van de zwartingskromme van de plaat liggen. De lijn $3050.83 y^3F_4 - a^3D_3$, waarvan het splitsingspatroon naar buiten afgeschaduwed is, was steeds overbelicht. De sterkste σ -component ligt bij $0.77 n.$, het midden van de σ -groep bij $1.19 n.$

Het werkelijke Z -punt ligt bij 0.96, terwijl het gemeten is bij 1.02. Dergelijke overbelichte, breede lijnen zijn later niet meer meegemeten.

Een zeer duidelijke correlatie bestaat er tusschen Δg en de fout in g . Hieruit kan de volgende conclusie getrokken worden:

Heeft de berekende g bij een zwaartepuntsmeting een verschil van minder dan $0.06 n$, met de bekende, dan is de tweede decimaal verantwoord. Ligt het verschil tusschen 0.06 en $0.08 n$, dan kan er een fout gemaakt worden van ± 0.01 , enz. Vindt men een Δg grooter dan 0.06 , dan is het beter bij het middelen deze meting niet meer mee te tellen.

Van de splitsingen van combinaties met een $\Delta j = 0$ hebben de σ -groepen een symmetrisch intensiteitsverloop, dat niet door de genoemde en hieronder nog te noemen fout wordt gewijzigd.

Hier valt het Z -punt samen met het maximum en het midden van de groep. De metingen van deze lijnen zijn dan ook steeds meegeteld, onafhankelijk van het g -verschil.

De π -groepen verlopen niet symmetrisch. Doordat het intensiteitsverval in een groep zoo sterk is, zijn ze veel beter uit te meten. De fout mag op ongeveer de helft van die van de σ -groepen gesteld worden. B.v. volgens de lijst maakt men bij een Δg van $0.15 n$, een fout in de Z -puntsbepaling van $\approx 0.04 n$. Bij π -groepen met dezelfde Δg kan men deze fout 0.02 schatten.

Men vindt uit de $Z\pi$ de Δg door deze waarde te vermenigvuldigen met 0.554 voor $(2-2)$, met 0.388 voor $(3-3)$, met 0.300 voor $(4-4)$ overgangen. De fout in Δg wordt dus in het onderstelde geval hoogstens 0.01 .

Een tweede oorzaak van fouten vinden we in de lichtbron. Veel spectraallijnen en splitsingscomponenten worden door zelfomkeering niet in dezelfde I -verhouding uitgezonden als de theoretische formules aangeven. Om deze kwestie te overzien, beschrijven we de lichtbron schematisch als een kern van hoge temperatuur, waarin veel en in verschillende niveau's aangeslagen atomen die elkaar sterk storen. Hieromheen een koudere laag, waar DOPPLER-effect en dampconcentratie en dus de storingen kleiner zijn. De atomen zijn hier voornamelijk in de lagere energietoestanden en kunnen dus absorbeërend werken.

De kern zendt een lijngroep uit van den vorm $I_\nu^0 = \sum_n I_n f(\nu - \nu_n)$. De omhullende laag absorbeert uit een bundel continu licht een lijngroep $A_\nu = \sum_n A_n g(\nu - \nu_n)$. De A 's en I 's zijn evenredig met de theoretische n waarden. $f(\nu)$ en $g(\nu)$ denken we symmetrisch. De ν_n 's zijn weer de zwaartepunten van de afzonderlijke lijnen op de frequentieschaal (hier liggen nu tevens de intensiteitsmaxima).

Nemen we de door de kern van den boog uitgezonden frequentie ν door een dunne absorbeerende laag waar (dikte = dx), dan is de intensiteitsafname $dI_\nu = -a I_\nu A_\nu dx$.

Voor een dikke laag geldt dus in de eerste benadering

$$I_\nu = I_\nu^0 e^{-\alpha A_\nu x. 1)}$$

Hierin moet voor I_ν^0 de waarde $\sum_n I_n f(\nu - \nu_n)$ en voor A_ν de waarde $\sum_n A_n g(\nu - \nu_n) = \sum_n I_n g^*(\nu - \nu_n)$ gesubstitueerd worden.

Het gebied waarin $g(\nu) \neq 0$ is kleiner dan dat van $f(\nu)$.

We kunnen nu de drie gevallen onderscheiden die op de plaat gereproduceerd zijn.

10. Emissie- en absorptielijnen zijn beide opgelost (Cu 3247.55). Zoowel A_ν als I_ν^0 hebben toppen bij $\nu = \nu_n$. De aanvankelijke toename van I_ν^0 met afnemend argument wordt overtroffen door de afname van de e -macht als $g^* \neq 0$. Als I_ν^0 met I_n toeneemt, daalt de e -macht volgens e^{-I_n} ; d.w.z. hoe grooter I , hoe sterker de omkeering.

20. Alleen de absorptielijnen zijn opgelost (Ni 3524.54).

I_ν^0 is een geleidelijk verloopende functie zonder toppen voor $\nu = \nu_n$. A_ν heeft daar wèl een extreme waarde. D.w.z. dat de I_ν daar snel daalt en bij verder toenemende ν weer snel stijgt tot de waarde die I_ν^0 geeft; tot bij een volgende ν_{n+1} het gedrag van A_ν weer den doorslag geeft, enz.

De minima van I_ν liggen niet nauwkeurig bij de maxima van A_ν , maar de fout zal buiten de meetnauwkeurigheid liggen.

30. Absorptielijnen, noch emissielijnen zijn opgelost (Ni

¹⁾ Feitelijk zouden de formules van SCHÜTZ gebruikt moeten worden, het gaat hier echter slechts om een schatting. Z. f. Ph. 64, 682 (1930).

3414.77). I_1 en A_1 verlopen geleidelijk en dus ook I_2 heeft een vloeiend verloop.

Dat onder deze omstandigheden de plaats van het Z -punt sterk verplaatst kan worden is wel duidelijk, immers de punten van maximaal gewicht worden door omkeering het sterkst beïnvloed.

Het zal dus zaak zijn de condities van de lichtbron zoo te kiezen, dat de omkeering minimaal is. Juist in de meer complexe spectra zijn veel van de lijnen, die men gemakkelijk gesplitst verkrijgt, combinaties met diepliggende termen. Het is dan ook zeer wel mogelijk dat de abnormale g -waarden die MARVIN en BARAGAR vinden voor de niveau's van de $d^8s(2F)4p$ configuratie, aan omkeering toe te schrijven zijn; hun condities waren voor omkeering juist bijzonder gunstig.

HOOFDSTUK IV.

Resultaten en Conclusies.

§ 9. *g*-WAARDEN.

De in de overzichten 1 en 2 vermelde *g*-waarden zijn voor zoover mogelijk, vergeleken met de uitkomsten van de storingsrekening, zooals die door verscheidene auteurs zijn afgeleid¹⁾. (Tabel 3.)

De verschillende methodes van berekenen stemmen er in overeen, dat configuratiewisselwerking *à priori* wordt uitgesloten, dat dus de *g*-somregel moet gelden voor de gezamenlijke termgroepen van een configuratie.

De formules van HOUSTON voor systemen met twee electronen, waarvan er één in een *s*-toestand is, zijn door LAPORTE en INGLIS passend gemaakt voor configuraties als p^5s , d^9s enz. Zij geven in hun publicatie de uitkomsten van deze gewijzigde formules bij toepassing op de conf. $3d^94s$ en $3d^95s$ van *Ni I*.

Voor willekeurige 2-electronensystemen en voor bijna gesloten electronenschalen kan men de formules van JOHNSON en INGLIS gebruiken. MARVIN en BARAGAR berekenen met behulp van deze seculairvergelijkingen termligging en *g*-waarden van de conf. d^8s^2 van *Ni I*. De vergelijking met het experiment geeft, wat de term-*ligging* betreft, een overeenkomst tot op 4 % van de breedte van de groep. Voor de, met behulp van dezelfde parameterwaarden berekende, *g*'s kan men dus geen betere resultaten verwachten.

Tenslotte heeft MARVIN voor de configuraties $3d^94p$ en $3d^94d$ term-*ligging* en *g*-waarden berekend. Waar in de term-*ligging* fouten

¹⁾ HOUSTON, Phys. Rev. **33**, 297 (1929).
GOUDSMIT, Phys. Rev. **35**, 1325 (1930).
LAPORTE and INGLIS, Phys. Rev. **35**, 1337 (1930).
INGLIS and JOHNSON, Phys. Rev. **38**, 1637 (1931).
INGLIS and GINSBURG, Phys. Rev. **43**, 194 (1933).
MARVIN, Phys. Rev. **44**, 818 (1933).
MARVIN, Phys. Rev. **47**, 521 (1935).

TABEL 3.

<i>Ni I</i> conf.	term	<i>g</i> berekend	<i>g</i> gemeten	
3d ⁹ 4s	a ¹ D ₂	1.015	1.015	L & I
	a ³ D ₁	0.50	0.50	<i>g</i> -som
	a ³ D ₂	1.152	1.15	L & I
	a ³ D ₃	1.33	1.33	<i>g</i> -som
3d ⁹ 5s	e ¹ D ₂	1.082	1.09	L & I
	e ³ D ₁	0.50	—	<i>g</i> -som
	e ³ D ₂	1.085	1.085	L & I
	e ³ D ₃	1.33	1.34	<i>g</i> -som
3d ⁸ 4s ²	a ¹ G ₄	1.000	0.99	J & I
	a ³ F ₄	1.250	1.25	J & I
	a ³ F ₃	1.085	1.085	<i>g</i> -som
	a ³ F ₂	0.668	0.67	J & I
	b ¹ D ₂	1.112	1.14	..
	a ³ P ₂	1.388	1.35	..
	a ³ P ₁	1.50	1.50	<i>g</i> -som
	a ³ P ₀	—	—	
3d ⁹ 4p	z ³ F ₄	1.250	1.29	MARVIN
	z ³ F ₃	1.051	1.09	..
	z ³ D ₃	1.274	1.295	..
	z ¹ F ₃	1.093	1.05	..
	z ³ F ₂	0.841	0.745	..
	z ³ D ₂	1.041	1.05	..
	z ³ P ₂	1.426	1.49	..
	z ¹ D ₂	1.024	1.05	..
	z ³ P ₁	1.443	1.43	..
	z ³ D ₁	0.557	0.55	..
	z ¹ P ₁	1.002	1.00	..
3d ⁹ 4d	e ³ S ₁	1.809	1.80	..
	e ³ P ₁	1.159	1.00	..
	f ³ D ₁	0.719	0.45	..
	e ¹ P ₁	1.338	1.54	..

van 8 % van de spreiding van de groep voorkomen, kan men hier evenmin fraaie overeenkomst verwachten tusschen $g_{exp.}$ en $g_{th.}$

§ 10. g -SOMMEN.

Wanneer men zich de electronenschil opgebouwd denkt volgens het principe van RUSSELL en SAUNDERS, kan men de eigenwaarden (termen) en daarmee de eigenfuncties in groepen rangschikken, die behooren bij verschillende configuraties. De termverschillen (afstanden) binnen een groep zijn dan klein tegenover die van de configuraties onderling.

Gaat men nu door introductie van de magnetische wisselwerkingen met behulp van de storingsrekening deze eigenwaarden en eigenfuncties aanpassen aan den werkelijken opbouw van het atoom, dan vindt men, dat de gestoorde eigenfuncties ψ te schrijven zijn als lineaire combinaties van alle oorspronkelijke eigenfuncties φ met dezelfde j - en m -waarde.

Dus voor elke j -waarde geldt een vergelijking:

$$\psi = a_1 \varphi_1 + a_2 \varphi_2 + \dots$$

die voor alle $2m + 1$ bij deze j behorende ψ -functies dezelfde is.

Neemt men aan, dat de storingsenergieën klein zijn t.o.v. den configuratie-afstand, dan blijft de indeeling in configuraties zoowel voor eigenwaarden als eigenfuncties bestaan. Men kan dan op eenvoudige wijze aantonen dat in de reeksontwikkeling van de ψ 's van een conf. A , de coëfficiënten van de eigenfuncties φ van alle andere configuraties klein zijn t.o. van die van A zelf. De eerste benadering bestaat nu in het verwaarloozen van al deze elementen en het gevolg is dat de ψ 's van A worden uitgedrukt als lineaire combinaties van de ongestoorde eigenfuncties van deze zelfde configuratie. Bij passende normering der eigenfuncties is de transformatiedeterminant, die het verband legt tusschen de ψ 's en φ 's, orthogonaal.

Onder de genoemde beperkingen kan men bewijzen dat de som van de g -waarden der niveau's met eenzelfde j behorend tot één configuratie invariant is tegenover de magnetische storing.

Onder dezelfde voorwaarden kan men ook den regel van HARRISON en JOHNSON voor de intensiteiten bewijzen: de som der intensiteiten van alle lijnen, ontstaan door overgangen tusschen alle

niveau's $j = j_1$ van configuratie A en $j = j_2$ van conf. B is onafhankelijk van de koppelingsverhoudingen.

Is de onderstelling dat de eigenfuncties van een configuratie slechts onderling transformeeren, niet meer juist, dan vervallen ook deze beide regels. Dat beteekent dus, dat in de reeksontwikkeling der ψ de invloed der φ 's van een vreemde configuratie niet meer te verwaarloozen is. Er is een merkbare wisselwerking.

G -som en intensiteitssomregel kan men dan in uitgebreideren zin formuleeren door de beide elkaar storende configuraties als één grootter complex samen te vatten, waarvan de eigenfuncties wel onder elkaar transformeeren en waar beide regels weer wel zullen gelden.

Over de grootte van deze wisselwerking heeft de theorie de volgende kwalitatieve uitspraak gedaan:

10. Slechts configuraties van dezelfde pariteit kunnen elkaar storen.

20. Slechts niveau's met dezelfde j -waarden zijn in die storing betrokken.

30. De grootte van de wisselwerking neemt toe naarmate de termen van de configuraties elkaar meer naderen.

Quantitatieve berekeningen zijn door enkele auteurs ¹⁾ uitgevoerd (echter niet voor de configuraties van $Ni I$); zij leiden niet tot een overzichtelijk verband tusschen de ligging van de storende termgroepen en de wijziging in de g -som.

Het ligt nu voor de hand, de afwijking van de g -sommen toe te schrijven aan een storing van dien aard, wanneer in de nabijheid een aantal niveau's van een vreemde configuratie liggen. Men kan dan trachten beide termgroepen tot een complex te vereenigen en de geldigheid van de g -som hierbij na te gaan.

Dit kan gedaan worden met behulp van tabel 4. Deze geeft een overzicht van de gemeten g -sommen. De waarden door BAKKER of MARVIN en BARAGAR opgegeven, zijn, voor zoover aanwezig, slechts vermeld wanneer ze buiten de spreiding van mijn metingen vallen, of bij afwijking van den g -somregel.

De som der g -waarden is normaal voor de diepstliggende configuraties.

¹⁾ C. W. UFFORD, Phys. Rev. **44**, 732 (1933).
H. H. MARVIN, Phys. Rev. **47**, 521 (1935).

TABEL 4.

<i>g</i> -sommen.										
$d^9 S$	$a^3 D_3$	1.33	$a^3 D_2$	1.15	$a^3 D_1$	0.50				
			$a^1 D_2$	1.015						
	gemeten	1.33		2.165		0.50				
	berekend	1.333		2.167		0.500				
$d^8 S^2$	$a^3 F_4$	1.25	$a^3 F_3$	1.085	$a^3 F_2$	0.67	$a^3 P_1$	1.50		
	$a^1 G_4$	0.99			$a^3 P_2$	1.35				
					$b^1 D_2$	1.14				
	gem.	2.24 ± 1	1.085		3.16 ± 1		1.50 ± 1			
	ber.	2.25	1.083		3.167		1.50			
$d^9 4p$	$z^3 F_4$	1.29	$z^3 F_3$	1.09	$z^3 F_2$	0.745	$z^3 P_1$	1.43		
			$z^3 D_3$	1.295	$z^3 D_2$	1.05	$z^3 D_1$	0.55		
			$z^1 F_3$	1.05	$z^3 P_2$	1.49	$z^1 P_1$	1.00		
					$z^1 D_2$	1.05				
	gem.	1.29 ± 1	3.435 ± 1		4.335 ± 1		2.98 ± 1			
	ber.	1.250	3.416		4.332		3.00			
	B.	1.250	3.41		4.32					
M. B.	1.28	3.41		4.24						
$d^8 S (4F) 4p$	$z^5 G_5$	1.29	$z^5 G_4$	1.16	$z^5 G_3$	0.94	$z^5 G_2$	0.36	$z^5 D_1$	1.47
	$z^5 F_5$	1.39	$z^5 F_4$	1.29	$z^5 F_3$	1.20	$z^5 F_2$	0.97	$z^5 F_1$	0.02
			$z^5 D_4$	1.49	$z^5 D_3$	1.50	$z^5 D_2$	1.48		
		2.68 ± 1	3.94 ± 1		3.64 ± 1		2.81 ± 1		1.49 ± 1	
		2.667	4.00		3.667		2.833		1.50	
	B.	—	—		—		—		—	
	M. B.	—	3.95		3.68		2.91		> 1.53	

TABEL 4 (vervolg).

<i>g</i> -sommen.						
$d^8s(2F) 4p$	z^3G_5 1.20	z^3G_4 1.05	z^3G_3 0.76	y^3F_2 0.97	y^3D_1 0.50	
		y^3F_4 1.19	y^3F_3 1.20	y^3D_2 0.85		
		z^1G_4 1.04	y^3D_3 1.20	y^1D_2 1.00		
			y^1F_3 1.01			
	gem.	1.20 ± 1	3.28 ± 1	4.17 ± 1	2.82 ± 1	0.50
	ber.	1.20	3.30	4.167	2.833	0.50
B.	—	—	—	—	—	
M. B.			4.14		0.52	
$d^9 5s$	e^3D_3 1.34	e^3D_2 1.085				
		e^1D_2 1.09				
	gem.	1.34 ± 1	2.175 ± 1			
	ber.	1.33	2.167			
$d^9 4d$	e^3S_1 1.80	$d^8s(2F) 5s$	g^3F_4 1.26	g^3F_3 1.01		
	e^3P_1 1.00			f^1F_3 1.07		
	f^3D_1 0.45			1.26 ± 1	2.08	
	e^1P_1 1.54			1.25	2.085	
	gem.		4.79 ± 2			
	ber.		5.00			
$d^8s(4F) 5s$	e^5F_5 1.40 ± 1	e^5F_4 1.33	e^5F_3 1.23	e^5F_2 0.98	e^5F_1 0.20	
		f^3F_4 1.24	f^3F_3 1.10	f^3F_2 0.67		
	gem.	1.40 ± 1	2.57 ± 2	2.33 ± 1	1.65 ± 2	0.20
	ber.	1.40	2.60	2.335	1.667	0.00
	M. B.					0.07

Voor de $d^9 4p$ is er voor den eenigen term met $j=4$ ($z^3 F_4$) een duidelijk teveel. Dit kan toegeschreven worden aan een storing door de termen met $j=4$ van $d^8 s(4F)4p$.

De afstanden van deze niveau's tot $z^3 F_4$ zijn

$z^5 D_4$	2700 cm^{-1}	g_L (LANDÉ) =	1.50
$z^5 G_4$	1400 cm^{-1}		1.15
$z^5 F_4$	400 cm^{-1}		1.35

De beide eerste termen liggen tamelijk afgezonderd: Hun g -waarden komen vrijwel overeen met de waarden van LANDÉ. Dit wijst op geringe *onderlinge* storing. De afwijkingen van $z^3 F_4$ en $z^5 F_4$ moeten dus *voornamelijk* aan de onderlinge wisselwerking van *deze* termen toegeschreven worden. Maakt men de g -som op voor het complex van deze 2 termen tezamen, dan blijkt deze voor dit geheel reeds bijna normaal te zijn.

Minder overzichtelijk is de storing die teweeg gebracht wordt in de niveau's met $j=3$ van dezelfde configuraties.

De ligging der termen is aldus:

	$^1 F_3$	31031	$g_L =$	1.00
$^5 F_3$			29832	1.25
	$^3 D_3$		29668	1.33
	$^3 F_3$		29320	1.083
$^5 G_3$			28578	0.917
$^5 D_3$		27414		1.50

De g 's van $^5 D_3$ en $^3 F_3$ zijn ongeveer gelijk aan g_L ; wat de $^5 D_3$ betreft, is dit te verklaren uit de afgezonderde ligging. Bij $^3 F_3$ kan men dit moeilijk aannemen; hier zullen veeleer twee tegenstrijdige storende invloeden aanwezig zijn die de g toevallig op een waarde $\sim g_L$ in evenwicht houden.

Een sterkste storing kan men verwachten tusschen $^5 F_3$ en $^3 D_3$. Omdat deze termen echter niet afgezonderd liggen, kan men hierover geen conclusies trekken uit een vergelijking met g_L .

Men zou verder verwachten dat $^1 F_3$ tamelijk buiten de storing bleef. Dit is geenszins het geval!

De geringe afwijking van de g -sommen lijkt mij in dit geval geen maat voor de sterkte van de storing der individueele niveau's. Het schijnt mij veeleer dat deze wel groot zal zijn, maar omdat de termen

door elkaar liggen, zullen er wisselwerkingen optreden die elkaars invloed neutraliseeren.

De derde afwijking van de normale waarde heb ik gevonden bij de e^5F_1 van $d^8s(4F)5s$ en de termen met $j=1$ van d^94d . Deze laatste niveau's liggen alle onder de e^5F_1 . De term f^3D_1 nadert de e^5F_1 echter op $\sim 28 \text{ cm}^{-1}$. De sterke storing uit zich in de zeer abnormale g -som 0.20 ($g_L = 0.00$).

De g -waarden van de storende termen benaderen geen van alle de waarde g_L ; ook de termligging wijst niet op die mogelijkheid. Men kan dus hier ook geen conclusies trekken over de grootte van de storing door vergelijking van g met g_L .

Vergelijking met afwijking van de intensiteitssommen.

Door H. v. DRIEL¹⁾ is onderzocht de regel van HARRISON and JOHNSON voor het multiplet d^9p-d^9s . Zijn conclusie is, dat er een zeer sterke configuratiestoring moet zijn tusschen $d^9p(z^3F_4)$ en $d^8s(4F)4s$. Hij komt op grond van de abnormaal groote intensiteit van de combinatie z^5F met a^3D en a^1D tot resultaat, dat speciaal z^5F het storende element is.

Voeft hij de quintettermen en de termen van d^9p samen tot een grooter geheel, dan wordt speciaal de intensiteitssom van het multiplet $(d^9p + z^5F)_{j=4} \rightarrow (d^9s)_{j=3}$ aanzienlijk gecorrigeerd, hoewel nog afwijkingen blijven bestaan voor de andere multiplets.

Ook de storing van de niveau's met $j=3$ is door hem, hoewel kleiner, geregistreerd.

§ 11. INTENSITEITSMETINGEN IN HET ZEEMAN-EFFECT.

Na het beëindigen van de opname ten behoeve van het onderzoek der g -waarden, heb ik, door Prof. ORNSTEIN op de mogelijkheid attent gemaakt, getracht uit deze opnamen nog iets te weten te komen omtrent de intensiteiten in het ZEEMAN-effect van Nikkellijnen.

Omdat er geen zwartingsmerken op de platen aangebracht waren, was het onmogelijk de zwartingscurve langs directen weg te bepalen en met behulp hiervan intensiteitsmetingen uit te voeren.

De hieronder meer in detail beschreven indirecte methode kan men als volgt samenvatten: neem aan dat de theoretische intensi-

¹⁾ Dissertatie Utrecht 1935.

teitswetten gelden, dan kan men uit elke goed opgeloste splitsing een zwartingskromme construeeren. Zijn deze curven tot dekking te brengen, dan zijn hieruit conclusies te trekken over de intensiteiten.

Dekken ze elkaar niet, dan zijn er afwijkingen en dan is een afzonderlijk onderzoek noodig.

De methode stelt voorop, dat de zwartingscurve zich over een golf lengtegebied van enkele honderden Angströms *niet* wijzigt.

Zooals gebruikelijk, zetten we als zwarting uit $Z = \frac{u_0 - u}{u_0}$, waarin u_0 de maximale uitslag van den fotometer (MOLL) is en u de uitslag in het maximum van de spectraallijn. De uitdrukking Z is een maat voor de fotografische zwarting van de plaat. Langs de abcis wordt $\log I$ uitgezet met het gevolg dat de punten die I_1 en I_2 representeeren, op een afstand liggen, die een maat is voor $\frac{I_1}{I_2}$. We nemen twee componenten van een splitsingspatroon en onderstellen voorloopig dat hun I -verhouding door de theoretische regels wordt bepaald.

Voor de constructie van een Z -curve kunnen we dus beginnen met twee ordinaten op te richten, die een afstand $x = \log \left(\frac{I_1}{I_2} \right)_{th}$ hebben.

Heeft de spectraallijn in haar lengterichting eenig I -verloop, dan kan men door op verschillende plaatsen (b.v. drie) te fotometreeren, bij dezelfde I -verhouding meerdere zwartingen bepalen (zie fig. 5). We vinden zoo dus de punten $(ab)_1$, $(ab)_2$ en $(ab)_3$.

De ligging van deze puntenparen is echter slechts in de Z -richting bepaald, omdat het nulpunt van de I -as niet vastgelegd kan worden zonder absolute metingen. Van de *onderlinge* ligging is ons echter

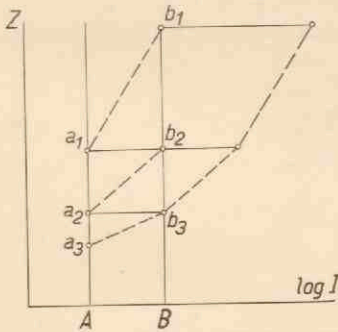


Fig. 5.

bekend, dat ze op eenzelfde vloeiend verloopende curve moeten liggen, die het welbekende uiterlijk van een Zwartingskromme moet

hebben. Het is dus de kunst, de puntenparen in horizontale richting zoo te verschuiven, dat er in de nieuwe ligging een aannemelijke kromme doorheen gelegd kan worden. Heel nauwkeurig kan men dit doen, door uit vele fotogrammen die uit te kiezen, waarbij de afstand $a_1A = b_2B$; $a_2A = b_3B$. Het verloop van de kromme in tusschengelegen punten kan dan met de overige fotogrammen gecontroleerd worden en wordt op deze wijze eenduidig vastgelegd.

De zoo verkregen curve is identiek met de Z -kromme van de plaat, als de vóóronderstelling omtrent de intensiteitsverhouding der lijnen juist is. Heeft $\frac{I_1}{I_2}$ een andere waarde, dan gaat x over in $x + a$ en dat beteekent, dat alle afstanden in de richting van de abcis vermenigvuldigd worden met $\frac{x+a}{x} = \lambda_1$ om op de werkelijke Z -kromme over te gaan.

Men kan zoo voor elk lijnenpaar van iedere splitsing een „pseudo-curve” uitzetten en deze moeten alle, na een passende transformatie (λ), in horizontale richting met de Z -curve tot dekking gebracht kunnen worden.

Nu bleek mij uit talrijke grafische voorstellingen, waarin splitsingstypen van verschillende spectra ($Ni I$, $Ni II$, $Cr I$) opgenomen waren, dat alle pseudocurven, zonder transformatie, door gewone horizontale verschuiving samenvallen, waaruit volgt, dat de factoren $\lambda = \lambda_1 = \lambda_2 = \dots \lambda_n$.

Dit beduidt, dat alle geteekende krommen door eenzelfde uitreiking van de abcis met de Z -curve kunnen worden geïdentificeerd.

Terugwerkend verkrijgt men

$$\log I_1/I_2 = \lambda \log \left(\frac{I_1}{I_2} \right)_{th.}$$

en dus

$$I_1/I_2 = \left(\frac{I_1}{I_2} \right)_{th.}^\lambda$$

of wel: de theoretische formules worden bevestigd, behoudens de mogelijkheid, dat ze tot de macht λ gebracht moeten worden, om aan het experiment aan te sluiten.

Nu is bij de verificatie van de theorie aan andere elementen nooit

iets gevonden van een $\lambda \neq 1$; het lijkt dus tamelijk onwaarschijnlijk, dat een dergelijke afwijking met een vrij „universeele” waarde van λ in dit geval gevonden wordt, trouwens voor Cr is een dergelijke afwijking zeer onwaarschijnlijk.

Zekerheid hierover zou bestaan, wanneer in enkele der gebruikte ZEEMAN-patronen de intensiteitsverhoudingen langs direkten weg nagegaan werden. Tot nu toe is dit echter bij geen van de gebruikte splitsingen het geval.

Ter illustratie diene fig. 6a en b. In tabel 5 zijn alle lijnen opgenomen, waarvan het gedrag op bovenomschreven wijze onderzocht is. De met a en b aangegeven splitsingen vindt men in de figuur

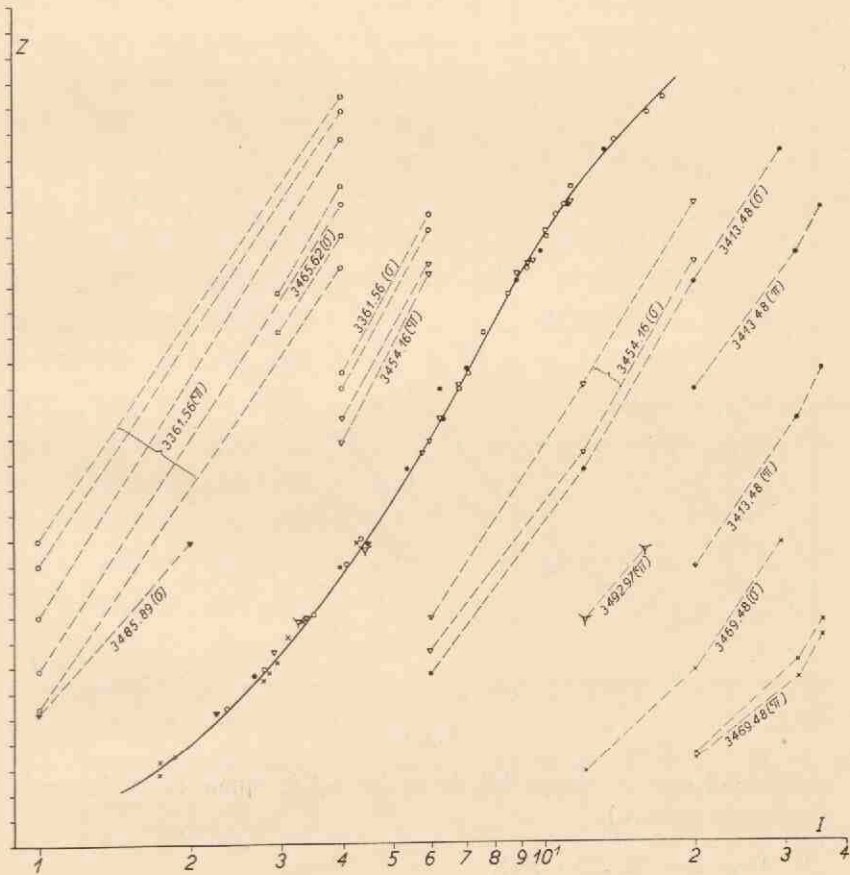


Fig. 6a

terug. De daar gegeven punten zijn gemiddelden van twee of drie fotogrammen. De classificatie van de *Ni II* lijnen is volgens SHENSTONE ¹⁾, die van de *Cr I* volgens CATALAN ²⁾ genomen.

Beide figuren toonen duidelijk 1^o. de nauwkeurigheid van de methode en 2^o. dat er geen redenen zijn afwijkingen van den inten-



Fig. 6b

siteitsregel aan te nemen bij de onderzochte lijnen (met de reeds genoemde reserve).

¹⁾ Phys. Rev. 30, 255 (1927).

²⁾ An. d. Fisica y Quimica 29, 327 (1931).

TABEL 5.

Element	λ	Combinatie			Opmerkingen	
Ni I	2943.92	$a^3D_3-y^3D_2$	σ en π			
Ni II	2947.45	$a^4P_2^1-a^2D_2^1$	σ			
Ni I	2981.65	$a^3D_2-y^3D_1$	σ en π			
Ni I	2992.60	$a^3D_3-y^3F_2$	σ en π			
Zn I	3075.88	$1^1S_0-2^3P_1$	σ en π			
Ni I	3080.76	$a^3D_1-y^3D_2$	σ en π			
Ni I	3134.11	$a^3D_1-y^3F_2$	σ en π			
Ni I	3197.12	$a^3D_1-z^1P_1$	} binnenste σ vallen op π			
Ni I	3225.03	$a^1D_2-y^3D_1$		σ en π		
Ni I	3234.66	$a^3D_2-z^3G_3$	σ en π			
Ni I	3243.06	$a^3D_3-z^1F_3$	σ en π			
Cu I	3247.55	$1^2S_1-2^2P_2$	σ en π			
Ni I	3361.56	$a^3D_2-z^3F_2$	σ en π	a	4, 6, 6, 4	4, 1
Ni I	3413.48	$a^3F_3-z^3F_2$	σ en π	a	30, 20, 12, 6, —	20, 32, 36
Ni II	3454.16	$a^2D_2-a^4D_3^1$	σ en π	a	20, 12, 6, —	8, 12
Ni II	3465.62	$a^4P_2^1-a^2D_2^1$	σ	a	3, 4, 3	— —
Ni I	3469.48	$a^3F_2-z^1F_3$	σ en π	a	30, 20, 12, —, —	20, 32, 36
Ni II	3471.35	$a^4P_1^1-a^2D_2^1$	σ			
Ni I	3485.89	$a^3D_1-z^5F_1$	σ	a	1, 1 (binnenste σ vallen samen)	
Ni I	3492.97	$a^3D_2-z^3P_1$	π	a	— —	12, 16
Ni I	3548.19	$a^3D_1-z^3D_2$	σ en π			
Cr I	3578.84	$a^7S_3-y^7P_4$	σ			
Cr I	3605.48	$a^7S_3-y^7P_2$	σ	b	30, 20, 12, 6, —	— —
Ni I	3610.45	$a^3D_2-z^3P_2$	σ en π			
Ni I	3612.73	$a^3F_2-z^3D_2$	σ en π			
Ni I	3634.94	$a^1D_2-z^3D_1$	π	b	— —	12, 16
Ni I	3664.09	$a^3F_2-z^3P_1$	σ en π	b	—, 6, 2	12, 16
Ni I	3670.42	$a^3F_3-z^3P_2$	σ en π	b	30, 20, 12, —, —	20, 32, 36
Ni I	3674.11	$a^1D_2-z^3F_2$	σ	b	4, 6, 6, 4	— —
Ni I	3688.41	$a^3F_2-z^3F_3$	σ en π	b	30, 20, 12, —, —	20, 32, 36
Ni I	3722.48	$a^3D_1-z^3P_2$	σ en π	b	12, 6, —	12, 16

Het ZEEMAN-effect van de in de tabel genoemde lijnen is blijkbaar normaal wat de I 's betreft. Dit resultaat is dus belangrijk, het toont, dat in de gevallen, waar de g -somregel noch de multiplet intensiteitsregels gelden, de formules voor de intensiteiten der ZEEMAN-componenten geldig blijven.

Een uitzondering maakt de lijn 3471.35 van $Ni II$; de σ componenten blijken een I -verhouding 1, 4, 4, 1 te hebben in plaats van de theoretische 1, 3, 3, 1. Een asymmetrische afwijking vond ik bij $\lambda = 3401.76 Ni II$: de I -verhouding van de π -componenten is ~ 1.20 in plaats van 1.00 en die van de binnenste σ 1.60 in plaats van 1.00.

Afwijkingen in de ionspektra heeft men al meer gevonden, zij zullen moeten worden toegeschreven aan de sterke elektrische velden, die ook debet zijn aan het ontstaan der ionen. De goede uitkomsten van de I -metingen wijzen er op, dat de omkeering in de ontlading gering is en de ligging van de zwaartepunten van niet opgeloste splitsingen hierdoor dus weinig beïnvloed zal worden. Bovendien worde er op gewezen, dat de methode der zwaartepuntsmeting uitgaat van de kennis van de intensiteitsverhoudingen in het ZEEMAN-effect. De formules van SHENSTONE en BLAIR zijn afgeleid in de onderstelling, dat de theoretische regels geldig zijn. Waren in het Nikkelspectrum afwijkingen hiervan gevonden, dan zouden ook de gebruikte herleidingen van zwaartepuntsmeting op g -waarden van geen beteekenis zijn.

Het experimenteele resultaat, dat de intensiteitsverhoudingen in het ZEEMAN-effect van Nikkel normaal zijn, ondanks de groote onregelmatigheid van het spectrum, is geheel in overeenstemming met de theorie. Deze laat (bij afwezigheid van sterke elektrische velden) slechts dan afwijkingen toe, zoowel in intensiteit als in termligging, wanneer de $\Delta\nu$, tengevolge van het uitwendig magnetveld, vergelijkbaar wordt met den termafstand.

De gebruikte veldsterkte was ± 35000 Gauss, wat beantwoordt aan een $\Delta\nu$ van 1.65 cm^{-1} . Daar de termafstanden op een enkele uitzondering na, grooter zijn dan 100 cm^{-1} , mag men niet verwachten afwijkingen in de splitsingspatronen te vinden, die aan een dergelijke storing zijn toe te schrijven.

De bedoelde uitzondering is de ligging van de beide niveau's e^5F_1 van $d^8s(4F)5s$ en f^3D_1 van d^94d met een afstand van 28 cm^{-1} . De wederzijdsche storing van de splitsingsniveau's heeft een asym-

metrie in de intensiteiten tengevolge, die ik heb geconstateerd bij de volgende overgangen:

$z^3P_0 \rightarrow f^3D_1$, bij de π -componenten van $z^5D_1 \rightarrow f^3D_1$ (σ te zwak) en bij de π -componenten van $z^5D_1 \rightarrow e^5F_1$ (σ wel asymmetrisch, maar vermoedelijk iets gestoord). Fotogrammen van deze beide laatstgenoemde overgangen zijn op de plaat gereproduceerd.

Al deze combinaties zijn zeer zwak, waardoor een nadere bestudeering zeer moeilijk is (expositietijd voor π 5 uren, voor σ 10 uren).

Men kan, behalve een intensiteitsafwijking, ook een asymmetrie in de ligging verwachten. Speciaal de 4σ -componenten van $z^5D_1 \rightarrow e^5F_1$ zouden hierover uitsluitsel kunnen geven; door de genoemde storing is hierover niet met volledige zekerheid iets te zeggen.

Tot slot moet nog opgemerkt worden, dat de meting van een magnetisch moment door middel van het ZEEMAN-effect slechts mogelijk is, wanneer gemeten wordt bij een veld zoo klein, dat geen der genoemde afwijkingen te constateeren is. Het is dus niet uitgesloten, dat in dit uitzonderlijke geval, de g 's gemeten bij een veld van 35000 Gauss, afwijkingen van enkele procenten vertoonen van de waarden, die men zou meten bij een veldsterkte nul.

De methode om uit de magnetische splitsing de zwartingscurve van de plaat te reconstrueeren, heb ik nog gebruikt om een goede zwaartepuntsmeting te doen aan eenige breedte, niet opgeloste splitsingspatronen.

Daarvoor werden twee opnamen gebruikt van de lijnen:

4401.55	$z^5D_4 \rightarrow e^5F_5$
4459.05	$z^5D_3 \rightarrow e^5F_4$

De Z -curve van de eerste plaat werd gereconstrueerd met de Cr -lijn 4289.89 en die van de tweede met de Ni -lijnen 4462.46 en 4359.59.

Met deze curven werden de fotogrammen van de lijnen in kwestie door middel van het apparaat van WOUDA¹⁾ op het laboratorium te Utrecht omgezet in intensiteitskrommen, waaraan dan vervolgens de ligging van het Z -punt is uit te meten.

¹⁾ J. WOUDA, Z. f. Ph. 79, 511 (1932) (Eine Apparatur zur schnellen Ausmessung von Mikrofotogrammen).

Langs dezen weg vond ik uit vier fotogrammen voor

$$\lambda 4401.55 \quad Z_g = 1.21 \text{ n.}$$

en uit drie fotogrammen voor

$$\lambda 4459.05 \quad Z_g = 1.06 \text{ n.}$$

terwijl uit de aangenomen g -waarden volgt resp. 1.22 n. en 1.075 n. De nauwkeurigheid van een dergelijke meting is dus van de orde van 1 %, hetgeen zeer bevredigend is en een weg in de toekomst van dergelijke metingen wijst.

Ter illustratie diene fig. 7. De getrokken lijn stelt één van de

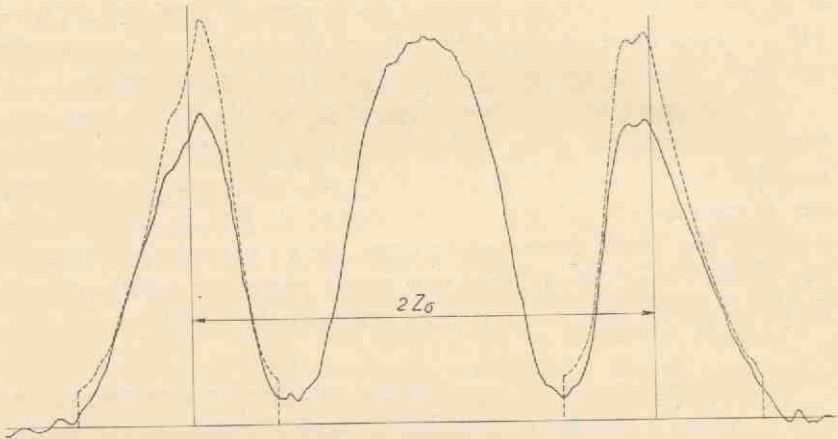
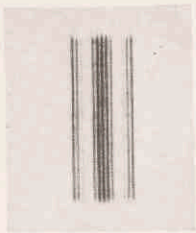
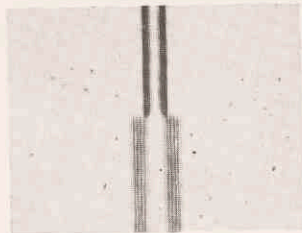


Fig. 7

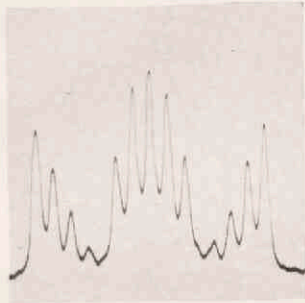
fotogrammen van de lijn 4401.55 voor; zij geeft dus het verloop van de *zwarting* weer; de stippellijn daarentegen is het *intensiteitspatroon*. Deze is door middel van de zwartingscurve uit het fotogram afgeleid.



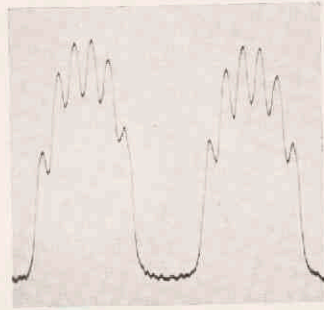
Ni I 3807.14
 $a^1D_2 - z^3D_3$



Ni I 3433.57
 $a^3D_3 - z^3F_3$



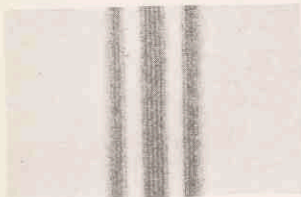
omkeering



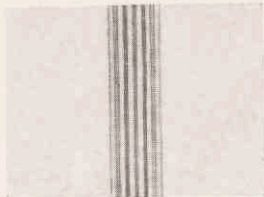
σ

omkeering

omkeering



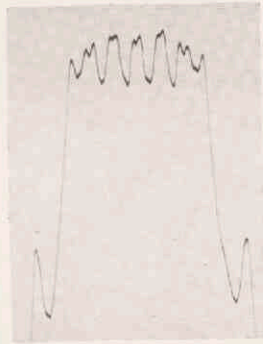
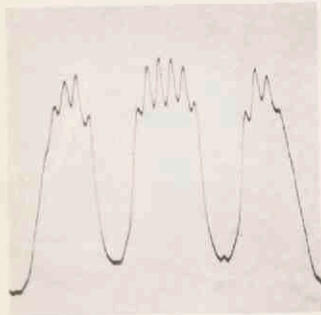
Ni I 3524.54
 $a^3D_3 - z^3P_2$



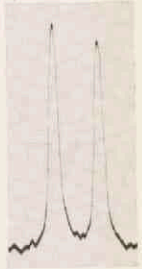
Cu I 3247.55
 $1^2S_{1/2} - 2^3P_{3/2}$



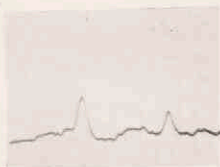
Ni I 3414.77
 $a^3D_3 - z^3F_4$



π

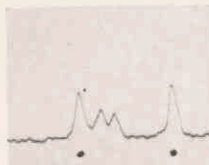


π



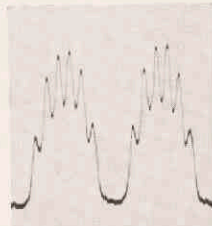
π λ

Ni I 4389.86
 $z^5D_1 - f^3D_1$



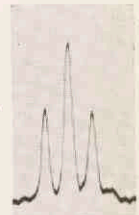
π λ

Ni I 4384.54
 $z^5D_1 - e^5F_1$



σ

Ni I 3243.06
 $a^3D_3 - z^1F_3$



σ

Ni I 3485.89
 $a^3D_1 - z^5F_1$

STELLINGEN

I.

De methode, door ROTH en BARTUNEK gebruikt, ter bepaling van de g -waarden in het Cobaltspectrum is te verwerpen.

Phys. Rev. **47**, 526 (1935).

II.

De door LOUIS HARRIS opgegeven lichtgevoeligheid van den door hem beschreven stralingsmeter, bestaande uit thermokoppel en versterker, moet in twijfel getrokken worden.

Phys. Rev. **45**, 635 (1934).

III.

Voor het opwekken van sterke magnetische velden van groote uitgebreidheid is het gebruik van een goed gedimensionneerd wettijzeren juk aan te bevelen.

P. M. S. BLACKET, Proc. R. S. **154**, 564 (1936).

P. KUNZE, Z. f. Ph. **80**, 559 (1933).

IV.

Het ware gewenscht, dat WHITE in het hoofdstuk over lijnverbreeding mede een beschouwing over den invloed van gelijksoortige atomen had opgenomen.

H. E. WHITE, Introduction to Atomic Spectra.

V.

De opmerking van MEGGERS and BURNS, dat de intensiteit der spectra, ontworpen door een tralie in stigmatische opstelling $4 \times$ zoo groot is als bij de ROWLAND-opstelling, vereischt nadere toelichting.

Sc. pap. B. o. S., **18**, 185 (1922).

C. J. BAKKER, Diss. 1931.

VI.

D. S. JOG komt bij zijn poging tot classificatie van het A IV spectrum door middel van extrapolatie, tot onjuiste conclusies.

Nature, **124**, 303 (1929).

VII.

De sterkte van de omkeering in het ZEEMAN-effect is bij de gebruikelijke opstellingen sterk afhankelijk van den gasdruk in de lichtbron.

VIII.

Voor een harmonische opleiding tot physicus is een grondig onderricht, zoowel theoretisch als practisch, in de kennis der optische verschijnselen noodzakelijk.

Utr
19