



Spectraalverschijnselen, veroorzaakt door onregelmatige lichtbreking en hun beteekenis voor de physica der zon

<https://hdl.handle.net/1874/268322>

A⁴⁰192

Phys 4 Febr 1919

SPECTRAALVERSCHIJNSELEN

VEROORZAAKT DOOR ONREGELMATIGE LICHTBREKING EN
: HUN BETEEKENIS VOOR DE PHYSICA DER ZON. :



1. P. H. VAN CITTERT.

A. qu.
192

SPECTRAALVERSCHIJNSELEN

VEROORZAAKT DOOR ONREGELMATIGE LICHTBREKING
EN HUN BETEEKENIS VOOR DE PHYSICA DER ZON.

SPECTRAALVERSCIJNSELEN

VEROORZAAKT DOOR ONREGELMATIGE LICHTBREKING
EN HUN BETEKENIS VOOR DE PHYSICA DER ZON.

PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN

Doctor in de Wis- en Natuurkunde

AAN DE RIJKS-UNIVERSITEIT TE UTRECHT

OP GEZAG VAN DEN RECTOR MAGNIFICUS

Dr. G. W. KERNKAMP,

HOOGLEERAAR IN DE FACULTEIT DER LETTEREN EN WIJSBEGEERTE

VOLGENS BESLUIT VAN DEN SENAAAT DER UNIVERSITEIT

TEGEN DE BEDENKINGEN VAN DE

FACULTEIT DER WIS- EN NATUURKUNDE

TE VERDEDIGEN

op Dinsdag 4 Februari 1919, des namiddags te 3 uur,

DOOR

PIETER HENDRIK VAN CITTERT

geboren te GOUDA.



Electr. drukkerij «de Industrie» J. VAN DRUTEN — Utrecht.

1919.

RIJKSUNIVERSITEIT UTRECHT



1294 5667

AAN MIJN OUDERS.

Bij de voltooiing van dit proefschrift, is het mij een zeer aangename taak, U, Hoogleraren en Oud-Hoogleraren in de Faculteit der Wis- en Natuurkunde, mijn welgemeenden dank te betuigen voor het onderwijs, van U ontvangen.

In het bijzonder geldt mijn dank U, Hooggeleerde JULIUS, Hooggeachte Promotor. Uw opbouwende critiek bij de bewerking van dit proefschrift, de steun, dien ik in de jaren, dat ik het voorrecht had Uw assistent te zijn, steeds bij mijn studie van U mocht ondervinden en de belangstelling, die Gij mij betoond hebt, hebben mij meer aan U verplicht, dan ik hier onder woorden brengen kan.

Ook aan U, Hooggeleerde ORNSTEIN, ben ik grooten dank verschuldigd voor de hulpvaardigheid en de welwillendheid, welke ik steeds van Uw zijde mocht ondervinden.

Met groote belangstelling, Hooggeleerde KAPTEYN en DEBYE, heb ik steeds Uw even interessante als boeiende colleges gevolgd. Dat het mij vergund geweest is, ze bij te wonen, zal ik steeds als een groot voorrecht blijven beschouwen.

Zeergeleerde MOLL, dat ik U bij experimenteele moeilijkheden nooit tevergeefs om raad vroeg, daarvoor ben ik U zeer erkentelijk.

INLEIDING.

Wanneer wit licht een selectief absorbeerende middenstof doorstraalt, zullen in het spectrum van het uittredende licht zoowel heldere als donkere gebieden kunnen voorkomen, wier contrast met hun omgeving niet berust op selectieve emissie of absorptie, noch op interferentie, doch een gevolg is van het feit, dat in die middenstof de voortplantingssnelheid verschillend is voor de onderscheiden lichtsoorten. ¹⁾

Groote verschillen in voortplantingssnelheid bezitten vooral de lichtsoorten, wier trillingsgetallen weinig van de eigen frequenties der absorbeerende middenstof afwijken, d. z. die, waarvoor de middenstof anomale dispersie vertoont. De bedoelde gebieden vallen dus in het algemeen samen met de absorptiegebieden en haar naaste omgeving ²⁾; maar hoe daarin de lichtverdeling is en met welke intensiteit zij in het spectrum waarneembaar zijn, hangt niet slechts van de sterkte der absorptie, maar bovendien van geheel andere omstandigheden af. Daarom vormen die lichte en donkere gebieden een afzonderlijke klasse van spectraalverschijnselen, die wegens de oorzaak van hun ontstaan bestempeld zijn met den naam *dispersiebanden* ³⁾, of, waar zij zeer eng zijn, *dispersielijnen*.

De algemeene voorwaarde voor het zichtbaar worden van dispersiebanden is, *dat de ongelijke voortplantingssnelheid der*

¹⁾ W. H. JULIUS. Versl. Kon. Ak. v. Wet. 8, 515, 1900.

²⁾ Het zal intusschen blijken (zie § 1), dat in bijzondere gevallen ook wel zeer ver van absorptiegebieden donkere of lichte plaatsen in het spectrum kunnen ontstaan, als gevolg van het verloop der dispersie.

³⁾ W. H. JULIUS. Versl. Kon. Ak. v. Wet. 13, 26, 1904.

lichtsoorten aanleiding moet kunnen geven tot een merkbaar ongelijke verspreiding dier lichtsoorten in de ruimte.

Het meest voor de hand liggende geval, waarin zich dit voordoet, is: de schuine doorgang van een samengestelden lichtbundel door een of meer grensvlakken van de absorbeerende middenstof. De lichtsoorten met snelheden, die sterk van de gemiddelde verschillen, wijken dan zeer merkbaar van den hoofdbundel af, treffen daardoor wellicht niet de spleet van den spectroscop, waarmee wij den bundel onderzoeken, en ontbreken dan in het spectrum, waar zij dus donkere banden doen ontstaan. Of wel: men heeft den spectroscop zóó geplaatst, dat de spleet hoofdzakelijk die sterk afwijkende stralen opvangt — dan verschijnen juist heldere banden op donkeren grond.

In plaats van door lichtbreking aan grensvlakken kan uitspreiding der lichtsoorten óók verkregen worden door straalkromming in deelen eener zelfde middenstof waar dichtheidsgradiënten bestaan.

Als men de ligging der grensvlakken of den loop der dichtheidsgradiënten kent, is het gemakkelijk zich volkomen rekenschap te geven van de lichtverdeeling, die in het spectrum wordt waargenomen bij verschillende standen van lichtbron en spectroscop. Op deze wijze zijn dispersiebanden en -lijnen bestudeerd door W. H. JULIUS en B. J. v. d. PLAATS.¹⁾

Aan de algemeene voorwaarde voor het ontstaan van dispersiebanden wordt echter, op geheel andere wijze, reeds voldaan in een homogene middenstof *zonder* dichtheidsgradiënten of scheefdoorstraalde grensvlakken, namelijk tengevolge van *anomale moleculaire diffusie*.²⁾ De verstrooiingscoëfficiënt van RAYLEIGH toch is evenredig aan $(n - 1)^2$; stralen, die anomale dispersie ondergaan, worden daarom sterker verstrooid dan de overige lichtsoorten van het spectrum, en geven dus — mits de doorstraalde lagen dik genoeg zijn —

¹⁾ W. H. JULIUS. Versl. Kon. Ak. v. Wet. 13, 26, 1904; 15, 317, 1906. B. J. v. d. PLAATS, Dispersielijnen, proefschrift Utrecht 1917, § 3.

²⁾ W. H. JULIUS. Versl. Kon. Ak. v. Wet. 18, 917, 1910; 19, 1007, 1911. Arch. néerl. série III A. 1, 231, 1912.

aanleiding tot een afzonderlijk soort van dispersiebanden, naar omstandigheden donker of licht, aan welke men den naam „diffusiebanden” zou kunnen geven. Deze zijn proefondervindelijk nog niet onderzocht kunnen worden, daar het moeilijk is, te experimenteeren met volmaakt homogene selectief absorbeerende middenstoffen in voor het doel toereikende hoeveelheden. Maar in het zonnenspectrum moet anomale diffusie ongetwijfeld tot uiting komen — tenzij er gegronde reden bestaat om de verstrooiingstheorie ongeldig te verklaren voor de uitgestrekte gasmassa's der zon, wat niet waarschijnlijk is. ¹⁾

Een derde methode om dispersiebanden voort te brengen en te onderzoeken is te danken aan B. J. v. D. PLAATS. ²⁾ Zij berust noch op lichtbreking, noch op moleculaire verstrooiing. Uit de ongelijke voortplantingssnelheden wordt hier namelijk de ongelijkmatige lichtverdeeling in het spectrum verkregen door tusschenkomst van een interferentieverschijnsel. Deze methode is niet alleen zeer gevoelig, maar biedt bovendien het voordeel, dat daarbij de eigenlijke absorptielijnen aanmerkelijk worden verzwakt en men derhalve de eigenschappen der zuivere dispersiebanden of dispersielijnen (hun verplaatsingen, onderlingen invloed, enz.) [beter afzonderlijk bestudeeren kan.

Dispersiebanden hebben tot nu toe weinig de aandacht getrokken, doordat bij experimenteele onderzoekingen betreffende selectieve emissie en absorptie in den regel de stofverdeeling in de doorstraalde middenstoffen niet van dien aard is, dat voldaan wordt aan de bovengenoemde algemeene voorwaarde voor het zichtbaar zijn van deze spectraalverschijnselen. Toch moeten ongetwijfeld in sommige gevallen, waarin men werkte met groote hoeveelheden damp bij ongelijkmatige temperatuur dispersiebanden een rol gespeeld hebben in het veroorzaken van lijn-verbredingen, -verplaatsingen en -omkeeringen, die men gewoon is aan geheel andere oorzaken toe te schrijven.

¹⁾ Men vergelijke dienaangaande het proefschrift van J. SPIJKERBOER, Utrecht 1917.

²⁾ l. c. § 4.

Maar het is hoofdzakelijk in de spectra van zon en sterren, dat men met dispersiebanden of -lijnen te maken heeft.

In de uitgestrekte atmosferen dier hemellichamen wordt het uit hun kernen komende licht niet alleen door moleculaire, en vooral anomale, diffusie, maar ook door onregelmatige straalkromming verzwakt.

Aan het bestaan eener zeer ongelijkmatige dichtheidsverdeeling in de zonnegassen kan men niet twijfelen. Immers de voortdurende snelle veranderingen der granulaties en flocculi op de zonneschijf wijzen in ieder geval op een ingewikkeld stelsel van stroomingen in die gasmassa, en deze zijn zonder drukverschillen en daarmee samengaande onregelmatige dichtheidsgradiënten niet denkbaar. De gemiddelde grootte dier gradiënten, die gering is in de buitenste deelen der zon, moet, naarmate men dieper komt, aanvankelijk toenemen met de dichtheid zelve. Op zekere diepte zullen dan de onregelmatige dichtheidsgradiënten gemiddeld van dezelfde orde van grootte zijn als bijv. de verticale gradiënt van onzen aardschen dampkring. Een gasmassa nu, van de afmetingen der zonneatmosfeer, geheel doortrokken met onregelmatige gradiënten van zoodanig bedrag, zou, gelijk door JULIUS ¹⁾ is aangetoond, de lichtstralen die haar doordringen in zóó sterke mate naar alle kanten buigen en verstrooien, dat het gas zich aan den verwijderden beschouwer zou vertoonen als een troebele middenstof; want de volumedeelen, waarin de dichtheid als constant en dus het licht als rechtlijnig kan worden beschouwd, zouden te klein zijn om ze op zoo grooten afstand afzonderlijk te kunnen waarnemen.

Deze op straalkromming berustende verstrooiing neemt natuurlijk toe met den relatieven brekingsindex n_r der verschillende deelen van de middenstof, dus in 't algemeen met de absolute waarde van $n_r - 1$; zij geeft derhalve tot sterker lichtverlies aanleiding in de nabijheid van absorptielijnen, d.w.z. zij hult deze in dispersiebanden.

In dit proefschrift worden de eigenschappen onderzocht van

¹⁾ Versl. Kon. Ak. v. Wet. 17, 198—200, 1908; 18, 182, 1909.

dispersiebanden, veroorzaakt door brekingsverstrooiing. Het blijkt dat uiterst kleine verschillen in brekingsindex zeer merkbare verplaatsingen van zulke *verstrooiingsbanden* tengevolge kunnen hebben, en dat een aantal bijzonderheden, waargenomen bij de Fraunhofersche lijnen, een ongezochte verklaring vinden op grond van de onderstelling, dat haar duisterheid in hoofdzaak moet worden toegeschreven aan anomale dispersie.

Tevens wordt getracht, op grond van een eenvoudige hypothese verklaring te geven van het feit, dat verschillende eigenschappen van het zonlicht in hare afhankelijkheid van de golflengte een zekere anomalie vertoonen in het gebied tusschen λ 4500 en λ 6000 Å.

EERSTE GEDEELTE.

§ 1. Brekingsverstrooiing bij homale dispersie.

Vormt men met een lenzenstelsel een beeld van een lichtgevend voorwerp, dan zal bij scherpe afbeelding elk punt van het voorwerp afgebeeld worden als een enkel punt in het beeld (buiging buiten beschouwing gelaten). Wanneer echter de afbeeldende lichtstralen een onregelmatig brekende middenstof of een onregelmatig brekend grensvlak passeeren, bijv. een wervelende luchtmassa of een ruw doorschijnend oppervlak, dan zal aan een punt van het voorwerp niet meer één enkel punt van het beeld toegevoegd zijn, maar een zeer groot aantal punten, zoodat het beeld onscherp wordt, en men eigenlijk niet meer van beeldvorming mag spreken. De verstrooiing zal des te grooter zijn, naarmate de afwijkingen, die de lichtstralen in de onregelmatig brekende laag ondergaan, grooter zijn. Deze afwijkingen hangen af van den relatieven brekingsindex van de verstrooiende laag ten opzichte van de omgeving.

Reeds in 1884 merkte CHRISTIANSEN ¹⁾ op, dat glaspoeder, omgeven door een vloeistof van ongeveer denzelfden brekingsindex, voor een bepaalde golflengte volkomen doorzichtig werd. De verklaring hiervan is zeer eenvoudig. De kleine scherfjes glas vormen als het ware kleine prismaatjes, die het licht naar terzijde afbuigen. Zorgt men echter, dat de brekingsindex van de omringende middenstof gelijk is aan dien van het glaspoeder, dan zal het licht ongebroken doorgaan. Daar intusschen de dispersiekromme van het glas in het algemeen niet in haar geheel met die van de omringende vloeistof tot

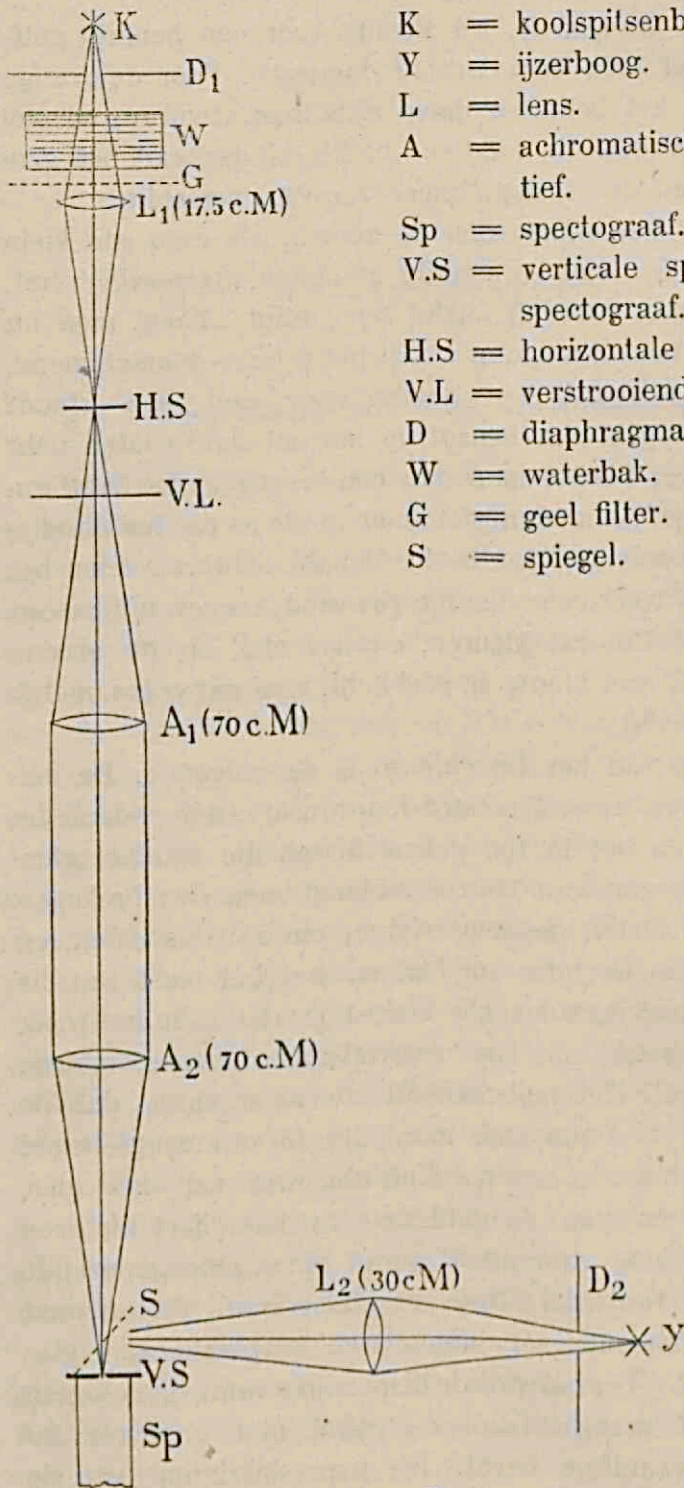
¹⁾ Wied. Ann. Nov. 1884.

samenvallen te brengen is, zal slechts voor een beperkt golflengtegebied het licht onverstrooid doorgaan. Voor de overige golflengten zal het licht ten deele zijdelings afwijken, en wel des te meer, naarmate de relatieve brekingsindex van het glas ten opzichte van de vloeistof meer van één verschilt.

Zeer mooi is het effect waar te nemen, als men een klein cilindrisch fleschje met zorgvuldig gereinigd glaspoeder vult, en dit goed met zwavelkoolstof bevochtigt. Voegt men nu langzamerhand benzol toe, dan wordt het poeder doorschijnend, en wel eerst voor rood licht, daarna voor geel, enz. Houdt men met bijvoegen van benzol op als het doorgelaten licht bijv. groen is, en bekijkt men dan een verwijderde lichtbron door het fleschje heen, dan ziet men in de as van het fleschje een scherpe groene lijn, het beeld van de lichtbron door het als cylinderlens werkende fleschje gevormd, omgeven door een waas van de verstrooide kleuren, en wel vlak bij de groene lijn een mengsel van blauw en geel licht, verderaf voornamelijk rood en violet licht.

De verklaring van het verschijnsel is de volgende: De dispersiekromme van zwavelkoolstof loopt veel steiler dan die van het glas en ligt in zijn geheel boven die van het glas. Door het toevoegen van benzol verlaagt men den brekingsindex van de vloeistof, de dispersiekromme zal dus dalen, en ten slotte die van het glas snijden, en wel het eerst aan die zijde, waar de brekingindex het kleinst is, dat is in het rood.

Geschikte mengsels zijn nog: zwavelkoolstof en aceton, resp. aniline en alcohol. Het laatste heeft de eigenschap, dat de dispersiekromme niet zoo steil loopt als die van mengsels met zwavelkoolstof, maar meer parallel aan die van het glas, zoodat de invloed van de golflengte op het effect niet zoo groot is en de breking voor alle kleuren bij nagenoeg dezelfde mengverhouding verdwijnt. Nog geschikter is uit dit oogpunt het laatstgenoemde mengsel, indien men in plaats van glas vloeispaat neemt. Hiervan valt de dispersiekromme bijna samen met die van het mengsel aniline-alcohol, dat ongeveer 30 volumprocenten aniline bevat. De dispersiekromme van de vloeistof loopt iets steiler.



- K = koolspitsenboog.
 Y = ijzerboog.
 L = lens.
 A = achromatisch kijkerobjec-
 tief.
 Sp = spectograaf.
 V.S = verticale spleet van de
 spectograaf.
 H.S = horizontale spleet.
 V.L = verstrooiende laag.
 D = diaphragma.
 W = waterbak.
 G = geel filter.
 S = spiegel.

Fig. 1.

De verstrooiing is zeer duidelijk op de volgende manier waar te nemen. Het licht van een koolspitsenlamp K (fig. 1) wordt, nadat het eerst een laag water van 1 d.M. dikte gepasseerd is, door de lens L_1 ($f = 17,5$ c.M.) geconcentreerd op een horizontale spleet $H.S.$ Van deze horizontale spleet wordt door een achromatisch lenzenstelsel $A_1 A_2$, bestaande uit 2 kijkerobjectieven, ieder van 70 c.M. brandpuntsafstand, een scherp beeld gevormd op de verticale spleet van een spectroscop van HILGER. In den spectroscop neemt men een smal, maar scherp begrensde continu spectrum waar, dat in fig. 2 *a* (plaat I) afgebeeld is. Ter oriëntering is onder het spectrum het ijzerspectrum opgenomen, afkomstig van het licht van een ijzerbooglamp Y , dat met behulp van de lens L_2 ($f = 30$ c.M.) en een spiegeltje S op de spleet van de spectrograaf geconcentreerd wordt. Het spectrum is, evenals alle volgende spectra, opgenomen op een orthochromatische plaat. Plaatst men nu ongeveer 15 c.M. achter de horizontale spleet een parallelbakkje $V. L.$ gevuld met glaspoeder en een mengsel van 70 volumprocenten aniline en 30 % alcohol, dan vertoont zich in het vlak van de verticale spleet een scherpe groene lijn, het beeld van de horizontale spleet, omgeven door een waas van de andere kleuren. Spectroscopisch neemt men een breed continu spectrum waar, dat in het groen (bij $\pm 500 \mu\mu$) insnoert tot de oorspronkelijke breedte (fig. 2 *b*, plaat I). Het licht van de golflengte $500 \mu\mu$ is niet verstrooid; daar de brekingsindex van het mengsel voor dit licht identiek is met dien van het glaspoeder. De andere kleuren zijn sterk verstrooid, en wel des te sterker, naarmate hun golflengte meer van $500 \mu\mu$ verschilt. Het uiterste rood en violet is door de uitspreiding zoo sterk verzwakt, dat het, hoewel de belichtingstijd $4 \times$ zoo lang was als bij het onverzwakte spectrum, niet merkbaar op de gevoelige plaat heeft ingewerkt. Duidelijk is op de photographie waar te nemen, dat op de plaats, waar het licht niet of weinig verstrooid is, de intensiteit veel grooter is dan op andere plaatsen. Om het verloop van de verstrooiing nog verder te kunnen vervolgen is (zie fig. 2 *c*) een opname gemaakt, waarbij de horizontale spleet

juist aan het einde van de verticale spleet scherp is afgebeeld.

Plaatst men nu den spectroscop zoodanig, of dekt men de spleet van den spectroscop zoodanig af, dat alleen het zijdelings afgeweken licht opgevangen wordt, dan neemt men een spectrum waar, waarin het licht van het golflengtegebied, dat niet of weinig verstrooid wordt, niet of slechts met geringe intensiteit voorkomt. Men neemt dus een spectrum waar met een donkeren band, welke band des te breeder is, naarmate men licht ontleedt, dat sterker verstrooid is (fig. 2 *d* en *e*).

Deze band gelijkt op een absorptieband, doch is dat niet: hij is ontstaan doordat het licht van dat bepaalde golflengtegebied niet verstrooid is. Wij zullen zoo'n band een *verstrooiingsband* noemen, en wel, in tegenstelling met een ander type donkere gebieden, dat wij aanstonds zullen ontmoeten, een *verstrooiingsband van de 2^e soort*. De nadruk mag er wel op gelegd worden, dat deze band niet ontstaan is doordat het licht verstrooid is, integendeel, voor die golflengte is het licht juist niet verstrooid, en daarom niet in den spectroscop opgevangen, terwijl van de omliggende kleuren wel licht in den spectroscop opgevangen is, dat er zonder verstrooiing niet gekomen zou zijn.

Bedekt men nu de verticale spleet van den spectroscop voor een groot gedeelte, en wel zoodanig, dat alleen het recht doorgegaane licht opgevangen wordt, dan neemt men een spectrum waar, dat voor $\lambda = 500 \mu\mu$ onverzwakt, voor andere golflengten evenwel verzwakt is, en wel des te meer, naarmate de golflengte meer van $500 \mu\mu$ verschilt. In fig. 2 *f*, *g*, *h* en *i* zijn dergelijke spectra afgebeeld, resp. met een belichtingstijd van 60, 30, 15 en 2 seconden opgenomen. Vergelijkt men het spectrum *h* met het oorspronkelijke, in fig. 2*a* afgebeelde, spectrum, waarvan de belichtingstijd ook 15 sec. bedroeg, dan blijkt, dat in de opname *h* de uiterste deelen van het spectrum ontbreken. Het spectrum is begrensd door twee donkere gebieden, die echter niet aan absorptie te danken zijn, maar die ontstaan zijn, doordat het licht daar zoo sterk door verstrooiing verzwakt is, dat het niet meer waarneembaar is. Dergelijke gebieden zullen wij *verstrooiingsbanden van de 1^e soort* noemen. (De lichtere en donkerder plaatsen in

fig. 2 *i* worden veroorzaakt door de meerdere of mindere gevoeligheid van de photographische plaat voor de betreffende golflengtegebieden.)

Neemt men dus bij het spectroscopisch onderzoek van wit licht, dat uit een verstrooiende middenstof komt, donkere gebieden waar in het spectrum, dan beantwoorden deze of aan *sterk*-verstrooid licht (namelijk als de bundel veel onverstrooide straling bevat) en behooren dan tot de 1^e soort, of aan *zwak*-verstrooid licht (namelijk als de bundel weinig of geen onverstrooide straling bevat) en behooren dan tot de 2^e soort.

§ 2. Brekingsverstrooiing bij anomale dispersie.

Veel interessanter worden deze verschijnselen, indien een der beide onregelmatig brekende middenstoffen een selectieve absorptie vertoont. Immers, dan zal naast deze selectieve absorptie ook anomale dispersie optreden. Aan de violette zijde van den absorptieband (of absorptielijn) zal de brekingsindex lager zijn dan aan de roode zijde. Het gevolg kan zijn, dat verschillende deelen van het spectrum in zeer verschillende mate verstrooid worden, dat bijv. aan de eene zijde van den absorptieband het licht weinig of niet, aan de andere zijde daarentegen zeer sterk verstrooid wordt.

Hierachter volgt de beschrijving van een serie proeven genomen met een 5% oplossing van fuchsine¹⁾ in een mengsel van aniline en alcohol. In fig. 3 zijn de dispersiekrommen voor verschillende mengsels geteekend. In geval I is zuivere alcohol het oplosmiddel, in II een mengsel van 80% alcohol en 20% aniline (volumprocenten), in III 60% alcohol en 40% aniline, enz. Het absorptiegebied is door stippeling der kromme aangegeven. De kromme I (fuchsine in alcohol) is gevonden door interpolatie uit de waarnemingen van CHRISTIANSEN²⁾, de kromme VI (fuchsine in aniline) uit die van STOCHEGLAYEW.³⁾

¹⁾ Gebruikt werd fuchsine voor bacteriekleuring van GRÜBLER.

²⁾ Pogg. Ann. 143, 250—259. 1871.

³⁾ Journ. d. Phys. (3) 4. 546—551 1895.

De krommen II—V zijn door graphische interpolatie uit de krommen I en VI afgeleid. Deze handelwijze is voor ons doel voldoende nauwkeurig, omdat de verschijnselen, die wij zullen

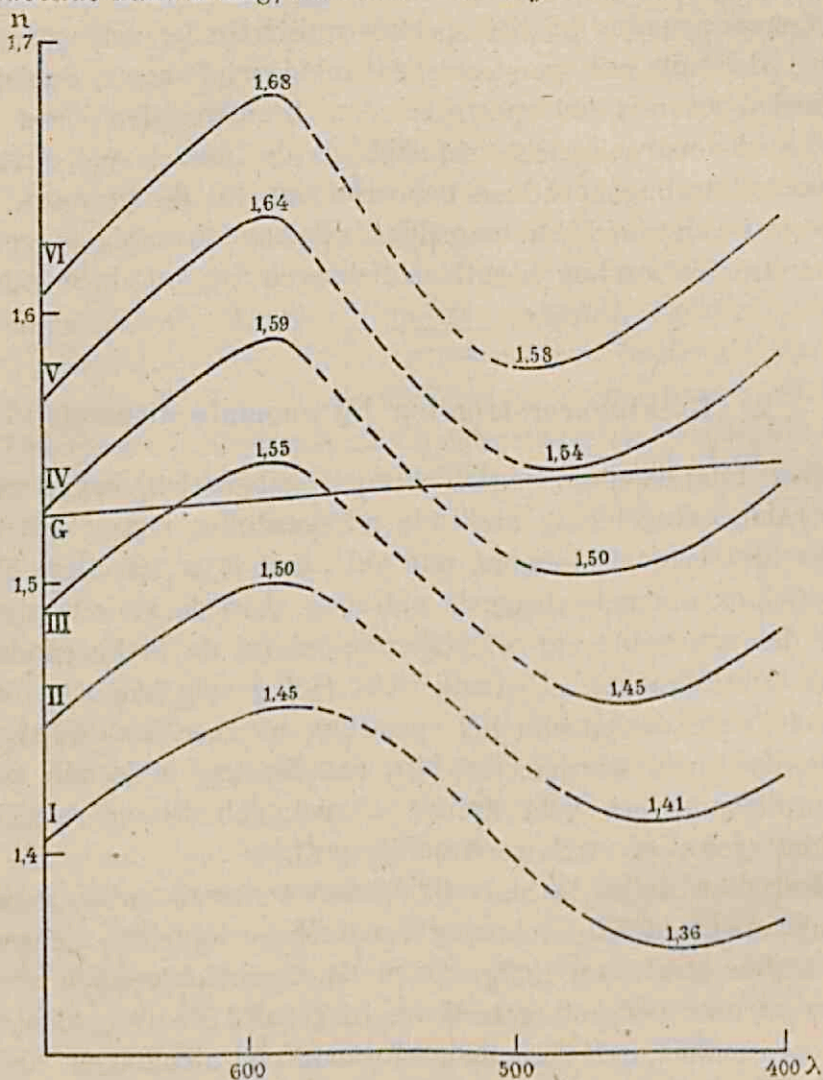


Fig. 3.

beschrijven, door het hoofdkarakter der dispersiekrommen worden bepaald.

Uit de figuur zijn twee zaken direct te zien, nam. 1°. dat de absorptieband van de oplossing in aniline iets naar het rood ligt ten opzichte van dien van de oplossing in alcohol, en 2°. dat de oplossing in aniline iets sterkere anomale dispersie vertoont.

De beschouwde band is feitelijk een dubbelband, wat in fig. 4 (plaat I) duidelijk te zien is. Dit beeld is verkregen door in plaats van de horizontale spleet (*H.S.* fig. 1) een zeer dun wigvormig laagje van de oplossing IV te brengen, en dit op de verticale spleet van de spectrograaf af te beelden. Voor het vervolg is het niet enkelvoudig zijn van den absorptieband van geen belang.

Een dun laagje van zoo'n oplossing wordt nu geklemd tusschen een stukje spiegelglas en een stukje zeer fijn matglas, en wel zoodanig, dat de oplossing met de ruwe zijde van het matglas in aanraking is. Hoewel het matglas op zichzelf zoo sterk verstrooiend is, dat zelfs dichtbij gelegen voorwerpen er niet meer door te zien zijn, blijkt het nu vrij goed doorzichtig te zijn, maar voor verschillende kleuren niet in dezelfde mate. Of het voor een bepaalde kleur al of niet doorzichtig is, hangt af van de samenstelling van het gebruikte mengsel aniline-alcohol.

I. 5 % fuchsine in 100 % alcohol (fig. 3 I en fig. 5 plaat I).

Een helder verlicht wit voorwerp door de laag bekeken, vertoont zich vrij scherp omgrensd in roode kleur, doch gehuld in een paars waas. Het roode licht wordt veel minder verstrooid dan het violette. Uit fig. 3 I is direct te zien, dat dit zoo zijn moet. De lijn G stelt de dispersiekromme van het matglas voor (brekingsindex 1,525—1,545). De brekingsindex van de oplossing is aan de roode zijde van den absorptieband 1,45, aan de violette zijde 1,36. De relatieve brekingsindex van het matglas ten opzichte van de vloeistof, en dus ook de verstrooiing, is aan de violette zijde veel grooter dan aan de roode.

Plaatst men nu de verstrooiende laag *V.L.* achter de horizontale spleet *H.S.* van de opstelling in fig. 1 afgebeeld, dan krijgt men als beeld op de verticale spleet van den spectroscop een betrekkelijk scherpe roode afbeelding van de horizontale spleet, omgeven door een waas van paars licht. In den spectroscop neemt men het spectrum waar, dat in fig. 5 a (plaat I) afgebeeld is. Daar de plaat voor violet licht veel

gevoeliger is dan voor geel en oranje licht is de belichtingstijd voor geel en oranje vijfmaal zoo lang gekozen als voor het blauw-violette deel van het spectrum.

Op de photographie is aan de roode zijde het oorspronkelijke smalle scherp begrensde spectrum nog duidelijk te zien. Daarboven neemt men verstrooid licht waar. Aan de violette zijde is het licht zoo sterk verstrooid, dat van het oorspronkelijke spectrum niets meer te zien is.

Dekt men nu de spleet van de spectrograaf zoover af, dat men alleen het recht doorgegane licht opvangt, dan krijgt men een spectrum (fig. 6 *c*) waarin de donkere band breder is dan in het zuivere absorptiespectrum (6 *b*) van dezelfde oplossing, maar nu besloten tusschen twee stukken spiegelglas, waarin dus geen verzwakking door verstrooiing optreedt. Deze verbreeding is derhalve niet veroorzaakt door absorptie, maar door verstrooiing. In het uiterste rood en violet en aan de beide zijden van den absorptieband zijn verstrooiingsbanden van de 1^e soort ontstaan. De absorptieband is dus tweezijdig verbreed. Echter is de verstrooiing aan de violette zijde van den band veel grooter dan die aan de roode zijde. De verbreeding naar het violet moet dus sterker zijn dan naar het rood. Dit is, in verband met het verloop van de dispersie van het prisma van de spectrograaf, eerst duidelijk waar te nemen, als we het spectrum, dat niet door verstrooiing verzwakt is, kunstmatig verzwakken, hetzij door de spleet van de spectrograaf te vernauwen, hetzij door den belichtingstijd korter te maken. In *d* en *f* is het spectrum *b* opgenomen met $\frac{1}{4}$ resp. $\frac{1}{6}$ van den belichtingstijd. Het spectrum *c* is er telkens weer onder geplaatst ter vergelijking (*e* en *g*).

Beschouwen we het stel *d* en *e*. Aan de roode zijde van den donkeren band is het door verstrooiing verzwakte spectrum *e* sterker dan het kunstmatig op $\frac{1}{4}$ van zijn intensiteit verzwakte spectrum *d*. Aan de violette zijde daarentegen wint het kunstmatig verzwakte spectrum het wat de intensiteit betreft. De donkere band in het spectrum *e* ligt dus meer naar het violet dan die in *d*. Door de anomale onregelmatige breking is dus de donkere band naar het violet verplaatst.

Hetzelfde is in het stel f en g waar te nemen. Uit de opnamen blijkt dat in het violette deel van het spectrum de sterkte van het door verstrooiing verzwakte licht minder dan $\frac{1}{6}$, daarentegen aan de roode zijde meer dan $\frac{1}{4}$ van de oorspronkelijke intensiteit is. (Hierbij is ondersteld, dat de zwarting van de photographische plaat op dezelfde manier afhankelijk is van de intensiteit als van den belichtingstijd. Eventueele verschillen zijn echter hier niet van wezenlijk belang.)

II. 5% fuchsine in 80% alcohol en 20% aniline. (Fig. 3 II en fig. 6, plaat II.)

Aan de roode zijde wordt het licht minder sterk verstrooid dan in geval I. Aan de violette zijde is de verstrooiing nog zeer sterk. Het gevolg is weer een violetverschuiving van den donkeren band, welke verschuiving in de spectra d en e , resp. f en g duidelijk is waar te nemen.

III. 5% fuchsine in 60% alcohol en 40% aniline. (Fig. 3 III en fig. 7, plaat II.)

Aan de roode zijde van den absorptieband is van verstrooiing niets te merken. Toch heeft er nog eenige verstrooiing plaats maar alleen bij langdurige belichting en dus sterke overbelichting van het onverstrooide spectrum is deze waarneembaar. Aan de violette zijde heeft nog sterke verstrooiing plaats: van het oorspronkelijke spectrum is niets meer te bemerken. Toch is de verstrooiing veel minder dan in geval I en II, zooals uit vergelijking van fig. 5 a en 6 a met 7 a duidelijk is waar te nemen.

Uit b en c ziet men onmiddellijk, dat het licht aan de roode zijde van den band weinig, aan de violette zijde nog vrij sterk verzwakt is. Het resultaat is nog altijd een violetverschuiving ($d-e$ resp. $f-g$). Daar de verstrooiing geringer is dan in de vorige gevallen, zijn de spectra d en f nu met $\frac{1}{2}$, resp. $\frac{1}{3}$ van den belichtingstijd van b opgenomen.

Beziet men door de verstrooiende laag een verwijderd helder verlicht wit voorwerp, dan ziet men dit volkomen scherp rood gekleurd, omgeven door een violet waas.

Interessant wordt geval

IV. 5% *fuchsine* in 40% *alcohol* en 60% *aniline*. (Fig. 3 IV en fig. 8, plaat II).

Uit fig. 3 IV blijkt, dat het uiterste rood en het uiterste violet niet of weinig verstrooid wordt, dat echter door het optreden der anomale dispersie aan weerszijden van den absorptieband verstrooiing moet optreden. Fig. 9 *a* bevestigt deze verwachting volkomen. De verstrooiing wordt hier dus geheel en al te weeg gebracht door de anomale dispersie, zonder deze zou er van verstrooiing weinig of geen sprake kunnen zijn.

Onderzoeken we het recht doorgelane licht spectraal, dan blijkt dat de einden van het spectrum slechts weinig verzwakt zijn, terwijl aan de grenzen van den donkeren band een sterkere verzwakking opgetreden is (*b* en *c*). Zeer goed blijkt dit uit de combinaties *d-e* en *f-g*. Beschouwen wij bijv. eens den rooden lichten band in *d* en *e*. Terwijl aan de eene zijde het spectrum *d* het in intensiteit verliest van *e*, wint het het aan de andere zijde. Het zwaartepunt van den lichten band is dus naar rood verplaatst. Evenzoo dat van den violetten band naar de andere zijde. De donkere band tenslotte is naar beide zijden verbreed, echter meer naar den rooden dan naar den violetten kant, zoodat tenslotte een *roodverschuiving* overblijft. Dat de verzwakking aan den rooden kant sterker zou zijn dan die aan den violetten kant, was aan de hand van fig. 3 IV te verwachten.

V. 5% *fuchsine* in 20% *alcohol* en 80% *aniline*. (Fig. 3 V en fig. 9, plaat III).

Het licht aan de roode zijde van den band is zeer sterk verzwakt, dat aan de violette zijde is direct naast den band weinig of niet verstrooid, verderop weer vrij sterk. Het gevolg is een zeer duidelijke roodverschuiving, terwijl ook nu weer het zwaartepunt van den violetten lichten band verplaatst is, nu echter naar rood toe.

Ditzelfde is in nog sterkere mate waar te nemen in geval

VI. 5% fuchsine in 100% aniline. (Fig. 3 VI en fig. 10. plaat III).

Het rood is nu zoo sterk verzwakt, dat het bijna niet meer op de plaat heeft ingewerkt. Daar de verzwakking nu weer vrij groot geworden is, zijn de vergelijkingsspectra *d* en *f* weer op $\frac{1}{4}$ resp. $\frac{1}{6}$ van den belichtingstijd van *b* verzwakt.

In fig. 11 (plaat IV) ten slotte is opgenomen hetzelfde spectrum als in fig. 7 *a*, maar nu is het gedeelte aan de roode zijde van den band zoo lang belicht, dat ook het verstrooide licht merkbaar op de gevoelige plaat heeft ingewerkt. Daar het niet verstrooide licht een totaal overbelicht spectrum zou geven hebben, is zorg gedragen, dat dit niet in de spectrograaf opgevangen is. Zooals uit fig. 3 III te verwachten is, vertoont het verstrooide licht in het rood een verstrooiingsband van de 2^e soort. *In het spectrum van het verstrooide licht komen dus twee donkere banden voor, waarvan er slechts één aan absorptie te danken is; de andere is veroorzaakt, doordat het licht van de overeenkomstige golflengte niet of slechts zeer weinig verstrooid is.*

Uit bovenstaande proeven blijkt dus, dat onregelmatige verstrooiing in een selectief absorbeerende middenstof een verplaatsing van den absorptieband ten gevolge kan hebben. Deze verschuiving ontstaat daardoor, dat onmiddellijk naast den absorptieband verstrooiingsbanden van de 1^e soort optreden, die met den absorptieband één geheel schijnen te vormen.

§ 3. De relatieve invloed van de dikte der verstrooiende laag en de ongelijkheid der brekingsindices op het bedrag der bandverschuivingen.

Uit de in de vorige paragraaf beschreven proeven blijkt, dat een betrekkelijk geringe onregelmatige breking (één laag matglas) een vrij sterke verzwakking te weeg brengen kan,

en dat die verzwakking zeer sterk van den brekingsindex afhankelijk is. Beschouwen wij bijv. weer geval I (fig. 3 en fig. 5, plaat I). Aan de roode zijde van den absorptieband is de maximale relatieve brekingsindex n_r ongeveer 0,95, aan de violette zijde de minimale $n'_r = 0,90$. Een verschil in het brekend vermogen van ongeveer 0,05 geeft dus een zeer merkbaar verschil in verstrooiing. Nog sterker spreekt geval IV (fig. 3 en fig. 8, plaat II). Aan het uiterste violet is de relatieve brekingsindex ongeveer 1, aan het violette einde van den absorptieband 0,975. Toch is uit fig. 8 *d* en *e* duidelijk te zien, dat het eerstgenoemde licht veel minder verstrooid wordt dan het tweede. Een verschil van 0,025 in het brekend vermogen is dus reeds voldoende om een merkbaar verschil in verstrooiing te weeg te brengen.

Indien nu de onregelmatige verstrooiing sterker wordt, bijv. doordat het licht een aantal matglaslagen moet passeeren, zal een nog geringer verschil in brekingsindex voldoende zijn om sterke verschillen in verstrooiing te geven. Nemen wij bijv. een oplossing van 2,5 % fuchsine in een mengsel, dat 65 volumprocenten aniline tegen 35 % alcohol bevat. De dispersiekromme verloopt analoog met die voor geval IV in fig. 3 weergegeven, maar de maximale en minimale brekingsindices zijn nu 1,56 en 1,52 in plaats van 1,59 en 1,50. Klemmen we nu deze vloeistof niet tusschen een plaat matglas en een plaat spiegelglas, maar tusschen twee platen matglas, dan is de verstrooiende laag verdubbeld, terwijl het verschil in de relatieve brekingsindices van de plaatsen met maximale verstrooiing (d.z. de grenzen van den absorptieband) met die op de plaatsen waar bijna geen verstrooiing plaats grijpt (d.z. het uiterste rood en violet) ongeveer op de helft is teruggebracht. Van deze laag worden nu op dezelfde manier als in de vorige gevallen de verschillende absorptiespectra opgenomen. Deze spectra zijn in fig. 12 (plaat III) afgebeeld. De opname is geheel te vergelijken met die, welke in fig. 8 (plaat II) afgedrukt is. Duidelijk is te zien, dat *volkomen hetzelfde effect optreedt, maar in veel sterkere mate*. Wanneer dus het verschil in de relatieve brekingsindices tot op de helft teruggebracht

wordt, maar men tegelijk de onregelmatige breking verdubbelt, blijft het effect niet constant, maar het wordt sterker.

In fig. 13 (plaat IV) is een serie verstrooiingsspectra afgebeeld, gemaakt met een oplossing van 1 % methyleengroen in verschillende mengsels van aniline en alcohol. Deze kleurstof absorbeert beide einden van het zichtbare spectrum, en laat in hoofdzaak alleen blauw en groen licht door. Aan de roode zijde van den doorgelaten lichten band is de brekingsindex der oplossingen kleiner dan aan de violette zijde. Zij worden weer tusschen twee platen matglas geklemd. In geval I is de kleurstof opgelost in een mengsel van 50 % alcohol en 50 % aniline. Alle kleuren worden sterk verstrooid, het licht aan de violette zijde echter minder sterk dan dat aan de roode zijde. Duidelijker is dit te zien in geval II (40 % alc. en 60 % an.) resp. III (30 % alc. en 70 % an.). Wanneer we het niet verstrooide licht spectroscopisch ontleden, vinden we in deze gevallen een lichten band, waarvan het zwaartepunt naar het violet verplaatst is ten opzichte van dat in het spectrum van licht, dat niet door verstrooiing verzwakt is. De gevallen IV en V (20 % alc. en 80 % an. resp. 10 % alc. en 90 % an.) daarentegen vertoonen roodverschuiving. In geval VI (100 % an.) treedt weer voor alle kleuren sterke verstrooiing op, echter voor rood minder dan voor violet. Deze kleurstof toont ons dus weer verschijnselen van soortgelijk karakter als fuchsine. De variaties in brekingsindices zijn nu geringer dan in het vorige geval, 1°. omdat de oplossing meer verdund is, 2°. omdat zelfs bij gelijke concentratie methyleengroen minder sterke anomalie in de dispersie geeft dan fuchsine. Toch vinden we weer een vrij sterk effect.

Vermeerderen we nu de dikte der verstrooiende laag nog verder, dan zal een nog geringer verschil in brekingsindex voldoende zijn, om merkbaar verschil in verzwakking te geven. De volgende proef toont dit overtuigend aan. Door twee spiegels, die een hoek van 45° met het horizontale vlak maken wordt een deel van den bundel *K-Sp* (fig. 1) verticaal ge-

maakt, en wel dat deel, dat onmiddellijk achter de horizontale spleet *H. S.* ligt. In dezen verticalen bundel wordt een bakje met vlakken glazen bodem geplaatst, waarin een laagje grofkorrelig vloeispaatpoeder van ongeveer $\frac{1}{2}$ c.M. dikte. (De stukjes vloeispaat waren gemiddeld 2 à 3 m.M. groot). Op dit poeder wordt een mengsel van alcohol en aniline gegoten, waarvan de concentratieverhouding zoodanig geregeld is, dat de brekingsindex van het mengsel voor $\lambda = 575 \mu\mu$ identiek is met dien van het vloeispaat. Voor $\lambda = 500 \mu\mu$ is de relatieve brekingsindex van het mengsel ten opzichte van het vloeispaat 1,0025.¹⁾ Het verschil in brekend vermogen is dus 0,0025. Toch is zeer duidelijk verschil in verzwakking te merken. Dit treedt vooral aan den dag als we zorgen, dat het licht oorspronkelijk op de beide beschouwde plaatsen betrekkelijk geringe intensiteit heeft. Dit wordt verkregen door niet met wit licht te werken, maar met licht, waarvan het gebied 575—500 $\mu\mu$ door absorptie is weggenomen. Bij $\lambda = 575 \mu\mu$ en $\lambda = 500 \mu\mu$ vindt men dan geleidelijke overgangen van licht op donker, en dus plaatsen van zwakke intensiteit. Wordt nu het licht bij 575 niet, bij 500 $\mu\mu$ daarentegen wel verzwakt, dan zal de donkere band zich bij 500 $\mu\mu$ verder uitstrekken, en dus naar het violet verschoven zijn (fig. 14 *a*, plaat IV). Het omgekeerde effect doet zich voor, indien men zorgt, dat bij $\lambda = 500 \mu\mu$ de brekingsindices gelijk zijn; de relatieve brekingsindex is dan bij $\lambda = 575 \mu\mu$ 0,9972, een verschil dus van 0,0028 (fig. 14 *b*). Door vergelijking van beide spectra ziet men zeer duidelijk, dat een verschil van 0,25 % in brekingsindex aan verschillende zijden van den absorptieband bij een verstrooiende laag van slechts $\frac{1}{2}$ c.M. dikte een zeer sterke verschuiving van den band teweeg kan brengen.

Ten slotte is in fig. 15 *b* (plaat IV) een spectrum afgebeeld, verkregen door in het verticale gedeelte van den lichtbundel

¹⁾ LANDOLT und BORNSTEIN: Phys. Chem. Tabellen, 1894, pag. 385. JOHST: Wied. Ann., 20, 9, 1883.

twee bakjes boven elkaar te plaatsen, waarvan het eene gevuld is met een $\frac{1}{500}$ 0/o oplossing van fuchsine in een mengsel van alcohol en aniline, het andere met een 3 c.M. dikke laag fijn glaspoeder en hetzelfde mengsel, maar nu zonder fuchsine. De concentratie van het mengsel is zoo geregeld, dat de brekingsindices voor het licht aan de roode grens van den absorptieband samenvallen. Aan de roode zijde is de brekingsindex van het mengsel iets kleiner dan die van het poeder, aan de violette zijde daarentegen grooter. Het roode licht wordt dan betrekkelijk weinig verstrooid, het meest nog voor de langste golflengten; het violette licht daarentegen zoo sterk, dat de plaat daarmee evenlang belicht moest worden als met het roode licht om voldoende photographische inwerking te verkrijgen, in plaats van vijfmaal zoo kort, zooals in de vorige opnamen van de fuchsinespectra. Daarna worden de beide vloeistoffen verwisseld, zoodat nu de verstrooiing door het glaspoeder in de oplossing veroorzaakt wordt. Door de anomale dispersie wordt nu in de verstrooiende middenstof de brekingsindex van de vloeistof aan de roode zijde van den band iets verhoogd, zoodat de plaats van samenvallen iets meer naar den kant van de langere golflengten verschuift; aan de violette zijde wordt de brekingsindex daarentegen kleiner, zoodat hij daar dien van het glas iets nadert. Het gevolg is dus, dat zoowel het roode licht als het violette en blauwe minder verzwakt wordt dan zooeven (fig. 15 a). De geringe wijziging, die toevoegen van $\frac{1}{500}$ 0/o fuchsine in de brekingsindices te weeg brengt, is dus voldoende om merkbaar verschil in verstrooiing te geven.

Uit de voorgaande proeven blijkt ten duidelijkste, dat vermindering van de verschillen in de brekingsindices niet alleen volkomen gecompenseerd kan worden door vermeerdering van de dikte der verstrooiende laag, doch dat de spectraalverschijnselen zelfs in sterkere mate afhankelijk zijn van de dikte der verstrooiende laag dan van de verschillen der brekingsindices.

§ 4. Verstrooiing bij wijd geopende bundels.

Tot nog toe hebben wij ons uitsluitend beziggehouden met lichtbundels van betrekkelijk kleine opening. Denken wij ons nu het geval dat een verstrooiende laag $A B C D$ (fig. 16) doorstraald wordt door een lichtbundel met een opening van 180° , instralend door het vlak $A B$, en wel zoodanig dat in alle richtingen de lichtenergie dezelfde is. Dit geval is verwezenlijkt, als vlak $A B$ straalt volgens de cosinuswet. Be-

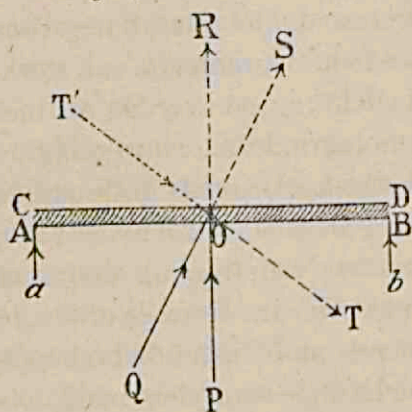


Fig. 16.

schouwen wij nu den bundel $a b A B$, die loodrecht op $A B$ invalt. Deze bundel is gekarakteriseerd door de richting $P O$. Was de laag niet onregelmatig brekend, dan zou de bundel onveranderd als bundel $O R \perp C D$ uittreden. Nu zal echter een deel van het licht zijdelings afwijken en niet in de richting $O R$, maar in andere richtingen uittreden. In elke richting $O S$

zal een deel van het licht terechtkomen, weliswaar des te minder naarmate $\angle R O S$ grooter is, maar een deel van het licht zal zelfs over hoeken grooter dan 90° afdwalen, en dus bijv. in de richting $O T$ teruggaan. De bundel $O R$ treedt dus verzwakt uit, en wel des te sterker verzwakt, naarmate de onregelmatige breking sterker is. Maar de bundel $O R$ zal ook weer versterkt worden door het licht, dat hij ontvangt van de bundels, die onder andere hoeken op het vlak $A B$ invallen, bijv. van bundel $Q O$, en wel zal $O R$ des te meer van $Q O$ ontvangen, naarmate $\angle Q O P$ kleiner is. Echter zal de hoeveelheid licht, die in totaal voor den bundel $O R$ verloren gaat, grooter zijn dan de hoeveelheid, die weer terug ontvangen wordt; immers, uit den bundel $P O$ zal evenveel licht in den bundel $O S$ gebroken worden, als uit den bundel $Q O$ in $O R$ terecht komt, maar de bundel $P O$ verliest ook licht aan de teruggaande richtingen, als $O T$, terwijl, als wij van het twee-

en meermalen verstrooide licht afzien, er geen licht uit de richting $T' O$ terugkomt. Het eindresultaat is dus, dat het licht, dat in de richting OR uittreedt, zwakker is dan het licht, dat in de richting PO ingevallen is. Door de onregelmatige breking is dus de intensiteit van het licht verzwakt.

A fortiori zal dit het geval zijn, als we een bundel OS beschouwen, die scheef uit CD treedt. Daarvan toch zal meer licht verloren worden aan richtingen, waaruit niets terugontvangen wordt.¹⁾

De verzwakking is des te sterker, naarmate de relatieve brekingsindex in de onregelmatig brekende laag grooter is. Immers dan zal meer licht over hoeken grooter dan 90° afdwalen. Indien nu de invallende bundel uit licht van verschillende golflengten bestaat, en de relatieve brekingsindex voor de verschillende kleuren verschillend is, zal ook de verzwakking voor de verschillende kleuren verschillend zijn. De intensiteitsverdeling in het spectrum zal dus veranderen.

De volgende proef bevestigt deze verwachting volkomen.

Vier, voor de helft gematte, halfwattlampen, ieder van 400 kaarsen, werden in een hollen kubus met ribben van 40 c.M. geplaatst. Een van de opstaande wanden van den kubus ontbrak, de overige wanden waren aan de binnenzijde met spiegels S (fig. 17) bedekt. Het ontbrekende zijvlak was vervangen door een plaat matglas m . Deze plaat ontving dus aan de eene zijde uit alle richtingen licht van de lampen en hun spiegelbeelden. Uit het matglas trad dus een bundel licht met opening van 180° naar buiten, maar, doordat de verlichting in den kubus niet continu verdeeld was, was de lichtintensiteit op verschillende plaatsen van den uittredenden bundel en in verschillende richtingen niet dezelfde. Dit werd beter, toen voor de eerste plaat matglas nog een tweede geplaatst werd.

¹⁾ Een strengere behandeling van het vraagstuk der onregelmatige breking blijkt op groote moeilijkheden te stuiten. ORNSTEIN en ZERNICKE (Versl. Kon. Ak. v. Wet. 25, 1478, 1917) hebben voor dit vraagstuk een integraalvergelijking opgesteld en deze omgezet in een differentiaalvergelijking. Het is mij echter niet gelukt een oplossing te vinden, die aan de grensvoorwaarden voldoet.

Een derde ruit was voldoende om te maken, dat de verkregen bundel over zijn geheele uitgestrektheid binnen een opening

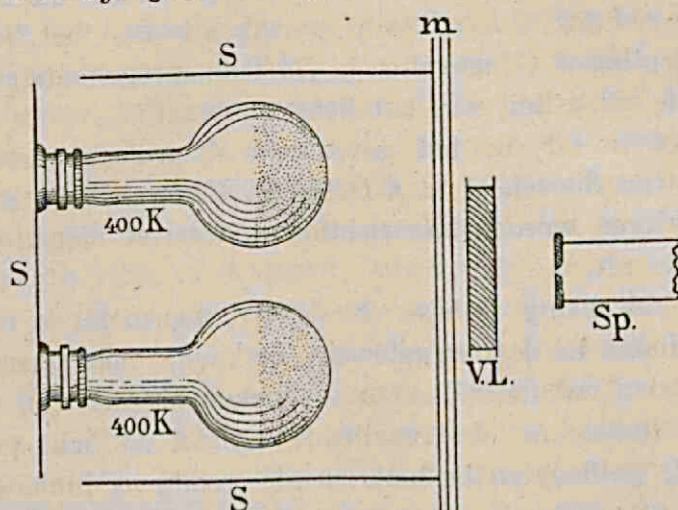


Fig. 17.

van ongeveer $2 \times 75^\circ$ visueel vrijwel homogeen was. Van 75° tot 90° nam de intensiteit vrij sterk af. Onmiddellijk voor de derde plaat werd de verstrooiende laag *V.L.* geplaatst. Deze bestond uit een parallelbakje van $\pm 1\frac{1}{2}$ c.M. dikte en $7\frac{1}{2}$ c.M. diameter, gevuld met grofkorrelig glaspoeder en een mengsel van aniline met alcohol. Het normaal uittredende licht werd in de spectograaf *Sp.* opgevangen en ontleed.

De concentratie van het mengsel was eerst zoo geregeld, dat het licht van de golflengte $450 \mu\mu$ niet verstrooid werd. Het spectrum, dat hiermee opgenomen werd, is dus aan de violette zijde betrekkelijk weinig, aan de roode zijde daarentegen sterker verzwakt. Daarna werd op dezelfde plaat met denzelfden belichtingstijd een tweede spectrum opgenomen, maar met een verstrooiende laag, waarin het licht van de golflengte $580 \mu\mu$ niet gebroken werd. De verstrooiende laag bestond uit hetzelfde bakje gevuld met hetzelfde glaspoeder maar het mengsel aniline-alcohol bevatte iets meer aniline. Bij het aldus verkregen spectrum was dus het violet iets meer verzwakt dan het rood. Visueel is tusschen de beide spectra wel eenig verschil te zien, maar betrekkelijk weinig. Duidelijk treedt dit echter aan den dag als de plaat photometrisch

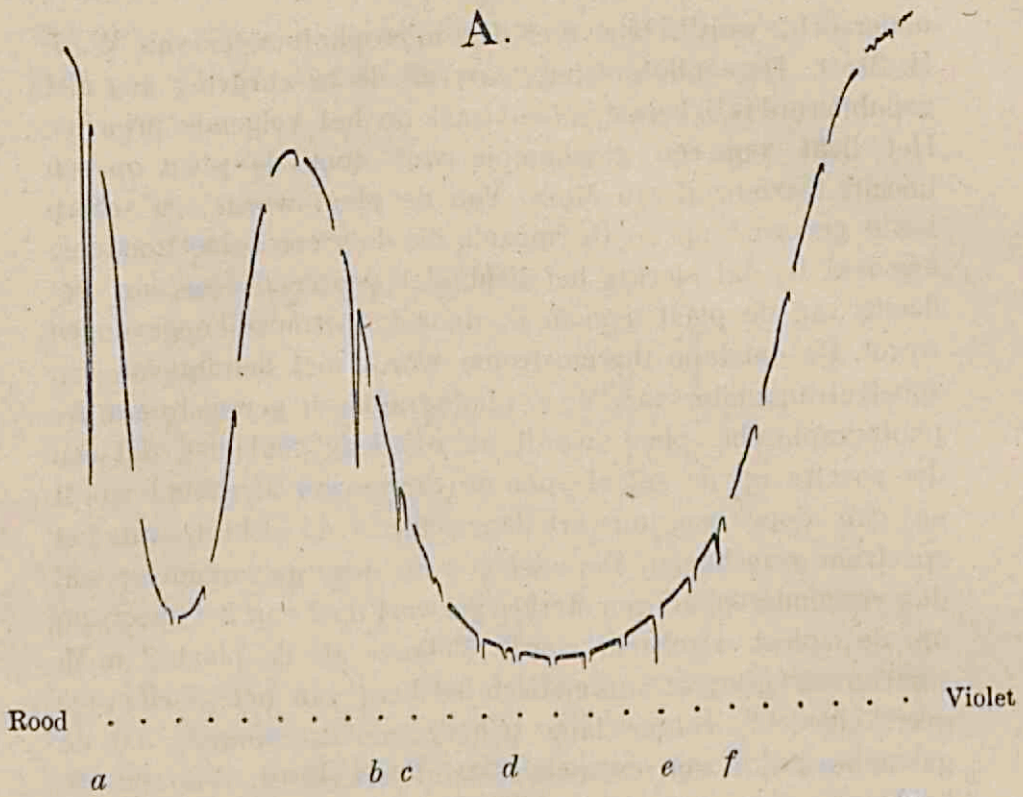
onderzocht wordt, bijv. met den microphotometer van W. J. H. MOLL. Deze photometer, waarvan de beschrijving nog niet gepubliceerd is¹⁾, berust in hoofdzaak op het volgende principe. Het licht van een gloeilampje valt door de plaat op een lineaire thermozuil van MOLL. Van de plaat wordt een scherp beeld gevormd op de thermozuil, die door een spleet zoodanig afgedekt is, dat slechts het licht, dat door een zeer eng gedeelte van de plaat gegaan is, door de thermozuil opgevangen wordt. De ontstane thermostroom wordt met behulp van een spoelgalvanometer van MOLL photographisch geregistreerd. De photographische plaat wordt nu zoodanig geplaatst, dat een der spectra op de spleet voor de thermozuil afgebeeld wordt en dan door een uurwerk langzaam in de richting van het spectrum verschoven. De uitslag van den galvanometer zal dan verminderen, als een sterker gezwart deel van het spectrum op de spleet afgebeeld wordt. Telkens als de plaat 2 m.M. verschoven is, wordt automatisch het licht van het gloeilampje even afgedekt, echter lang genoeg om te zorgen, dat de galvanometer in zijn evenwichtsstand terugkeert. Zoo zijn de beide krommen, afgebeeld in fig. 18 *A* en *B* verkregen. Ter oriëntatie is over het continue spectrum het He-spectrum opgenomen. Daar de gebruikte orthochromatische plaat voor golflengten in de buurt van $510 \mu\mu$ weinig gevoelig is, is de plaat daar ook weinig gezwart, vandaar de middelste top in de kromme lijnen.²⁾

In fig. 18 *A* is het spectrum afgebeeld, dat verkregen is met de laag, die het licht van de golflengte $450 \mu\mu$ niet verstrooide, in fig. 18 *B* het spectrum, dat voor $\lambda = 580 \mu\mu$ het minst verzwakt is. Ter vergelijking is in deze figuur het

¹⁾ Dr. MOLL was zoo vriendelijk mij toe te staan, het instrument te gebruiken en er deze korte mededeeling over te doen.

²⁾ Fig. 18 is een reproductie van een getrouwe teekening naar de geregistreerde krommen. De zeer steil verloopende beelden der He-lijnen waren op het oorspronkelijke uit den aard der zaak zeer dun en daardoor nauwelijks te zien. Op de teekening zijn ze derhalve verzwakt. De even steil verloopende, en daardoor even dunne lijntjes naar de nulpunten van de galvanometeruitslagen zijn op de teekening weggelaten.

A.



B.

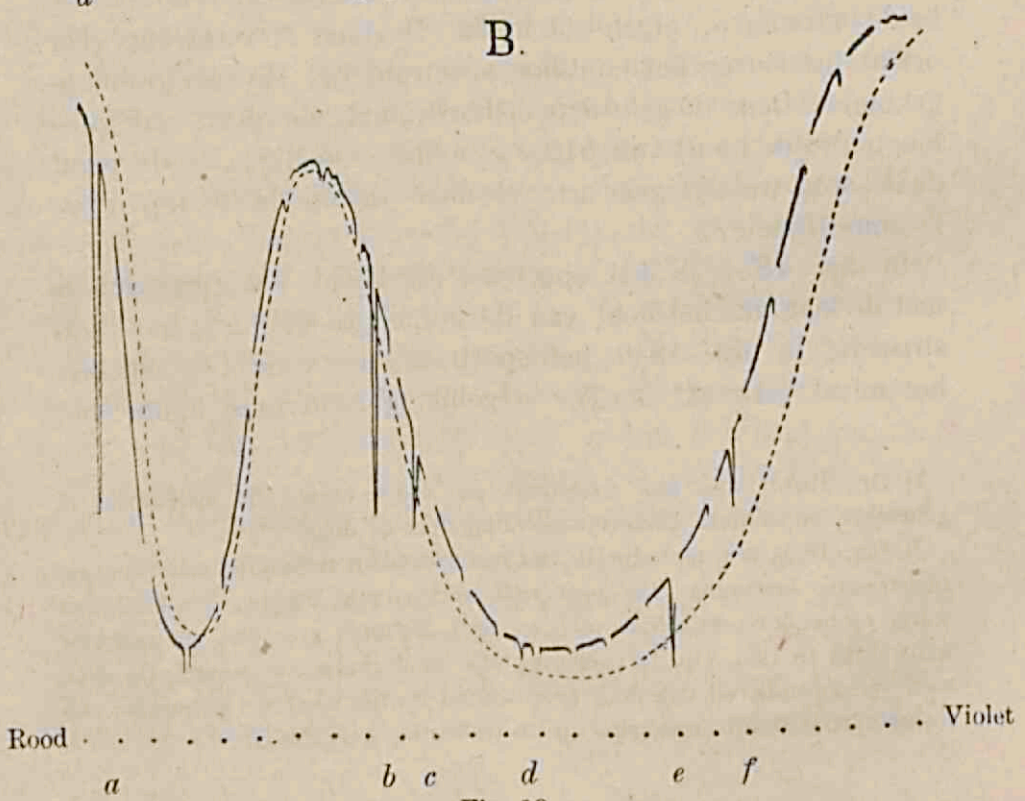


Fig. 18.

Heliumlijnen: $a = 587,6 \mu\mu$ $b = 501,6 \mu\mu$ $c = 492,2 \mu\mu$
 $d = 471,3 \mu\mu$ $e = 447,1 \mu\mu$ $f = 438,8 \mu\mu$

spectrum *A* nog eens gestippeld weergegeven, waarbij de juiste plaatsing verkregen werd door de He-lijnen te doen samenvallen. Duidelijk is verschil in de beide spectra te zien. Terwijl het violette licht in *A* sterker is dan in *B*, is daarentegen het roode licht sterker in *B* dan in *A*. Voor geval *A* is bij $\lambda = 450 \mu\mu$ de relatieve brekingsindex 1, bij $\lambda = 580 \mu\mu$ echter 0,995. Een verschil van 0,005 in brekend vermogen is dus bij een verstrooiende laag van $1\frac{1}{2}$ c.M. glaspoeeder in een vloeistofmengsel van ongeveer denzelfden brekingsindex reeds voldoende om zeer merkbaar verschil in verzwakking te geven.

TWEEDE GEDEELTE.

§ 5. De algemeene roodverschuiving van de Fraunhofersche lijnen.

Zooals reeds in 1896 door JEWELL ontdekt is, zijn alle Fraunhofersche lijnen naar den kant van de grootere golflengten verschoven ten opzichte van de overeenkomstige lijnen in aardsche lichtbronnen of absorbeerende stoffen. Deze verschuiving, die in de laatste jaren uitvoerig bestudeerd is,¹⁾ vertoont de volgende karakteristieke eigenschappen:

1. De verplaatsingen zijn voor verschillende lijnen zeer verschillend; zelfs voor lijnen, die aan eenzelfde element toegeschreven worden, loopen de waarden sterk uiteen. De gemiddelde verplaatsing van de Fraunhofersche lijnen in het midden der schijf ten opzichte van de overeenkomstige aardsche lijnen bedraagt $0,005 \text{ \AA.}^2)$ Enkele lijnen zijn naar den kant van de kleinere golflengten verschoven.

¹⁾ ADAMS, *Astroph. Journ.* 31, 30, 1910.

ADAMS en HALE, *Astroph. Journ.* 25, 300, 1907; 30, 222, 1909.

ADAMS en BURWELL, *Astroph. Journ.* 41, 116, 1915.

DESLANDRES, *C. R.* 152, 233, 1911.

EVERSHED, *Kod. Bull.* N^o. 36 en 39. *The Observ.* 41, 371, 1918.

EVERSHED en ROYDS, *Kod. Bull.* N^o. 49.

EVERSHED en NARAGANA AYYAR, *Kod. Bull.* N^o. 46.

FABRY en BUISSON, *C. R.* 148, 688, 828, 1240, 1741, 1909.

HALE en ELLERMAN, *Proc. Royal Soc.* 83, 177, 1910.

HALM, *Astron. Nachr.* 173, N^o. 4146 en 4147, 1907.

ROYDS, *Kod. Bull.* N^o. 43 en 53.

ST. JOHN, *Astroph. Journ.* 32, 36, 1910; 41, 28, 1915; 46, 249, 1917.

²⁾ De door verschillende waarnemers gevonden verschuivingen van dezelfde

2. De verplaatsingen nemen van het centrum van de zon naar den rand toe, volgens de metingen van ADAMS ¹⁾ gemiddeld met 0,0068 Å.

3. De meeste lijnen worden naar den rand toe breeder. Deze verbreeding is van dezelfde orde van grootte als de toename van de verschuiving.

4. De toename naar den rand hangt op stelselmatig verlopende wijze af van de lijnsterkte. Voor zwakke en sterke lijnen is de toename gering, voor lijnen van gemiddelde sterkte (5—7 van de schaal van ROWLAND) het grootst, zooals duidelijk blijkt uit tabel I, door JULIUS ²⁾ afgeleid uit de waarnemingen van ADAMS.

TABEL I.

Lijnsterkte.	Aantal lijnen.	Gemiddelde toename (in 0,001 Å).
0	7	3,6
1	51	5,5
2	99	6,6
3	106	6,8
4	71	7,1
5	40	8,8
6	41	8,3
7	14	8,8
8	12	7,9
9—12	11	5,3
13—40	15	3,0

Deze afhankelijkheid komt echter eerst goed aan den dag, als men gemiddelde waarden voor een groot aantal lijnen van

lijnen loopen dikwijls zeer uiteen. Zelfs verschillende metingen van eenzelfden waarnemer varieren soms sterk. Dit moet waarschijnlijk toegeschreven worden aan verschuivingen in de aardsche lichtbron, misschien tengevolge van het pool- of het drukeffect. Bij de metingen van de verschuiving aan den rand van de zon ten opzichte van die in het centrum, vervalt deze moeilijkheid.

¹⁾ Astroph. Journ. 31, 30, 1910.

²⁾ Versl. Kon. Ak. v. Wet. 22, 1251, 1914.

gelijke sterkte neemt. Binnen elke sterkteklasse zijn de individuele verschillen der verplaatsingen veel grooter dan de verschillen van de gemiddelden voor naburige klassen.¹⁾

5. De heldere lijnen in het flitspectrum vertoonen ongeveer dezelfde verplaatsing als de donkere lijnen aan den rand.

6. De toeneming naar den rand wordt van het violet naar het rood toe grooter, zooals blijkt uit tabel II, die eveneens uit de waarnemingen van ADAMS afgeleid is.

TABEL II.

Golflengte gebied.	Aantal lijnen.	Gemiddelde λ .	Gemiddelde toename (in 0,001 A.
3800—4300	101	4050	5,5
3900—4400	110	4150	5,8
4000—4500	113	4250	6,0
4100—4600	125	4350	6,4
4200—4700	115	4450	6,6
4300—4800	113	4550	6,7
4400—4900	95	4650	7,1
4500—5000	78	4750	7,4
4600—5100	52	4850	7,8
4700—5200	63	4950	7,7
4800—5300	54	5050	7,6
4900—5400	54	5150	7,9
5000—5500	57	5250	8,0
5100—5600	61	5350	8,1
5200—5700	51	5450	8,4
5300—5800	46	5550	8,5
5400—5900	42	5650	8,5
5500—6000	33	5750	8,8
5600—6100	29	5850	9,1
5700—6200	37	5950	10,0
5800—6300	41	6050	10,6
5900—6400	41	6150	10,9

¹⁾ Dat zeer zwakke lijnen (00—1) minder verplaatst worden dan minder zwakke (2—4), blijkt ook duidelijk uit de waarnemingen van ST. JOHN. (Astroph. Journ. 46, 249, 1917.)

Alleen voor de lijnen van sterkte 2—8 zijn de gemiddelde verplaatsingen berekend, omdat voor deze sterkten de gemiddelde verplaatsingen, over alle golflengten genomen, ongeveer van dezelfde grootte zijn. Ook al worden alle lijnen gemiddeld, dan wordt toch hetzelfde verloop gevonden ¹⁾.

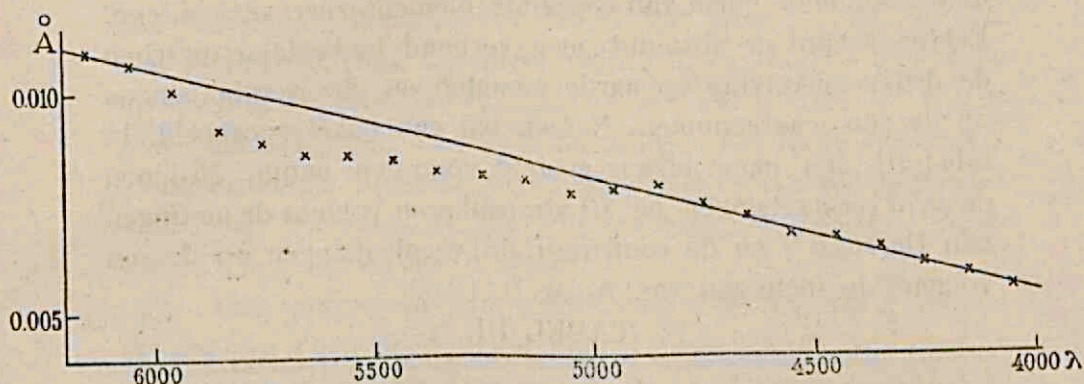


Fig. 19.

7. Deze afname naar het violet toe vertoont in het gebied 6000—4900 Å een anomalie, zooals uit tabel II en nog beter uit fig. 19 blijkt. Deze anomalie valt in hetzelfde golflengtegebied, waarin ook de waarnemingen van VOGEL en ABBOT over de afname van de intensiteit van het zonlicht van het centrum naar den rand een anomalie vertoonen.

Uit vier geheel verschillende oogpunten heeft men getracht voor deze algemeene roodverschuiving een verklaring te vinden, namelijk door het verschijnsel op te vatten als een gevolg van drukking in de omkeerende laag, van beweging in de gezichtslijn, van verschil in gravitatiepotentiaal, en van anomale dispersie.

De vier genoemde invloeden sluiten elkander niet uit. Misschien dragen zij alle in zekere mate bij tot het veroorzaken van het verschijnsel. Om nu de *hoofdoorzaak* te onderkennen, moeten wij nagaan, welke van deze invloeden zóó werkt, dat daaruit de verschillende eigenaardigheden van het verschijnsel op ongedwongen wijze — d. w. z. zonder dat het noodig is

¹⁾ Vgl. JULIUS, Versl. Kon. Ak. v. Wet. 22, 1251, 1914.

nevenhypothesen in te voeren — kunnen worden afgeleid ¹⁾.

Beschouwen wij dus eerst de verklaring op grond van het druk-effect van HUMPHREYS en MOHLER. Gaan wij achtereenvolgens de zeven karakteristieke eigenschappen na:

1. Ook bij de drukverschuiving zijn de verplaatsingen voor de verschillende lijnen van eenzelfde element zeer verschillend. Echter schijnt er absoluut geen verband te bestaan tusschen de drukverschuiving op aarde gemeten en de verplaatsingen op de zon waargenomen. Nemen wij een enkel voorbeeld. In tabel III zijn naast elkaar gesteld voor een aantal Ni-lijnen de drukverplaatsingen bij 10 atmosferen volgens de metingen van DUFFIELD ²⁾ en de centrum-rand verplaatsingen op de zon volgens de metingen van ADAMS ³⁾.

TABEL III.

Golflengte.	Drukverplaatsing in 0,001 Å.	Verplaatsing c—r in 0,001 Å.
3775,717	10	5
3778,203	13	4
3783,674	13	6
4330,866	63	8
4470,648	124	7
4592,707	141	5
4600,541	138	6
4605,171	120	9
4686,395	184	11
4703,994	58	10
4714,5	171	12
4715,946	170	8
4752,613	63	6
4756,705	157	8
5137,25	100	7
5477,123	77	10

¹⁾ Hoewel deze overwegingen meerendeels reeds voorkomen in publicaties van JULIUS, scheen het echter wenschelijk er hier, in verband met ons onderzoek, nogmaals de aandacht op te vestigen en sommige conclusies aan te vullen.

²⁾ Trans. R. Soc. of London. A 215, 205, 1914.

³⁾ Astroph. Journ. 31, 30, 1910.

Vergelijken wij bijv. eens de lijnen 4592,707 en 4703,994. Voor de eerste lijn is de drukverschuiving bijna 3 maal zoo groot als voor de tweede, echter is de verplaatsing op de zon voor de tweede lijn 2 maal zoo groot als voor de eerste.¹⁾

2. De toenemende verplaatsing naar den rand eischt, dat aan den rand de diepere lagen van de zon meer invloed hebben dan in het centrum. Wanneer men zich de zonne-atmosfeer doorzichtig voorstelt, is dit geometrisch juist. Het is echter zeer waarschijnlijk, dat de atmosfeer sterk diffundeerend²⁾ en onregelmatig brekend is, en dus zeer onwaarschijnlijk, dat men aan den rand van de zon tot even diep gelegen lagen kan inkijken als in het centrum.

3. Het samengaan van verbreeding der lijnen met de toeneming der roodverschuiving bij het naderen tot den rand is uit het oogpunt der druk-hypothese in zooverre begrijpelijk, dat ook bij proefnemingen met aardsche lichtbronnen aan toeneming van druk niet alleen verschuiving, maar meestal ook verbreeding beantwoordt.

4. Een afhankelijkheid van de lijnsterkte is bij de proeven over drukverschuiving nooit geconstateerd. Dat de roodverschuiving wel afhankelijk is van de lijnsterkte, kan dus zonder nieuwe hypothesen in te voeren niet verklaard worden uit het druk-effect. Men zou moeten aannemen, dat de zeer zwakke en de zeer sterke lijnen, die toch de verschuiving in geringe mate vertoonen, gemiddeld in hogere lagen haar oorsprong vinden dan de lijnen van middelmatige sterkte. Voor zwakke lijnen is dit wel te begrijpen³⁾, maar dat de sterkere lijnen in de buitenste lagen der zon haar oorsprong vinden, is, als men zich op het standpunt stelt,

¹⁾ Vgl. EVERSHERD. Kod. Bull., No. 36, 39, 44.

²⁾ J. SPIJKERBOER. Verstrooiing van licht en intensiteitsverdeling over de zonnenschijf. Diss. Utrecht 1917.

³⁾ Intusschen dient er op gewezen te worden, dat deze onderstelling in strijd komt met de conclusies, die door St. JOHN uit het Evershed-effect in zonnevlekken zijn afgeleid, aangaande de diepte, waar lijnen van verschillende intensiteit zouden ontstaan. (Astroph. Journ. 37, 322, 1913). Volgens zijn uitlegging toch zouden de lijnen met de kleinste intensiteit juist in de diepste lagen der zonneatmosfeer hun oorsprong vinden.

dat de Fraunhofersche lijnen geheel door absorptie veroorzaakt worden, niet goed aan te nemen.

5. Een zeer groote moeilijkheid voor de opvatting van het verschijnsel als een drukeffect levert het feit, dat de heldere lijnen in het flitsspectrum dezelfde verplaatsing vertoonen als de donkere lijnen aan den rand van de zon. Immers de grootere verplaatsing der donkere, Fraunhofersche, lijnen aan den rand van de zon moet veroorzaakt worden, doordat daar de diepere lagen, waar de druk grooter is, meer invloed krijgen. Moet men dan aannemen, dat ook aan de buitenste grens der chromosfeer, waar het licht der heldere lijnen wordt uitgestraald, de druk grooter is, dan in de tusschengelegen lagen?

6. De veranderlijkheid van het effect met de golflengte is uit het drukbeginsel wel af te leiden, want inderdaad neemt op aarde de drukverschuiving ook naar het violet af.

7. Tot nog toe is er nooit een poging gedaan om op grond van het drukeffect een verklaring te vinden voor de anomalie in het verloop van de roodverschuiving met de golflengte. In § 7 van dit proefschrift wordt getracht van deze anomalie met behulp van een eenvoudige onderstelling een verklaring te geven. Het zal blijken, dat deze verklaring met de uitlegging van de roodverschuiving als drukeffect in overeenstemming te brengen is.

Wij zien dus, dat men alleen de onder 3, 6 en 7 genoemde eigenaardigheden van de roodverschuiving verklaren kan uit de onderstelling dat deze door drukking veroorzaakt wordt (de onder 3 genoemde eigenschap is alleen dan te verklaren, als men van het verband met de onder 2 genoemde afziet). Als *hoofdoorzaak* van het verschijnsel is het drukeffect daarom zeker niet te beschouwen.

Toetsen wij nu de verklaring, die op het beginsel van DOPPLER berust.

1. Om rekenschap te geven van het feit, dat de verschillende Fraunhofersche lijnen zulke uiteenloopende verschuivingen vertoonen, zou men moeten aannemen, dat de zonne-atmosfeer opgebouwd is uit geheel gescheiden gasmassa's, die zich ieder

met hun eigen snelheid van ons af bewegen. Willen wij verklaren, dat de lijnen van eenzelfde element afkomstig, zoo verschillend sterk verplaatst worden, dan is men gedwongen aan te nemen, dat het beschouwde element in een (soms zeer groot) aantal van die onderdeelen der atmosfeer voorkomt, en in elk dier onderdeelen in een anderen toestand verkeert, zoodat het in een bepaald deel slechts enkele lijnen van zijn spectrum veroorzaakt, in een volgend deel weer eenige andere lijnen, enz. ¹⁾ Voorzeker een nevenhypothese van verre strekking!

2. De toename naar den rand eischt, dat de radiale snelheid in het centrum van de zon, naar den rand toe overgaat in een tangentieele snelheid, en wel van de aarde afgericht. Men moet dus aannemen, dat op de naar de aarde toegekeerde zijde van de zon de materie zich met vrij groote snelheid (1 K.M. per sec.) van de aarde afbeweegt, dat dus de aarde op die materie een afstootende kracht uitoefent. Van een dergelijke afstooting, door een der andere planeten, bijv. door Venus, veroorzaakt, is nooit iets bemerkt. Evenmin worden aanwijzingen gevonden van het bestaan van den tegenstroom, die toch noodig is om den kringloop te sluiten, daar anders de afstand van de aarde tot de zon vrij snel moest toenemen.

3. De verbreeding, die de lijnen bij de nadering tot den rand vertoonen, zou men kunnen verklaren door aan te nemen, dat de verschillende deelen der gasmassa, die de beschouwde lijn veroorzaken, zich met in toenemende mate verschillende snelheden van de aarde af bewegen. Dit is weer een nieuwe onderstelling, want zij kan niet worden beschouwd als een noodzakelijk gevolg van de hypothese, dat de aarde de gassen afstoot. Wilde men daarentegen de bedoelde verbreeding eenvoudig opvatten als een gevolg van toenemende absorptie, dus als onafhankelijk van de roodverschuiving, dan zou de

¹⁾ De zoo gevonden indeeling in groepen van de verschillende absorptielijnen van het element wijkt totaal af van de gebruikelijke indeeling in reeksen.

paralleliteit, die men tusschen de twee verschijnselen heeft opgemerkt, onverklaarbaar blijven.

4. De afhankelijkheid van de lijnsterkte is op grond van het beginsel van DOPPLER al even moeilijk te verklaren als uit de theorie der drukverschuiving. Men moet aannemen, dat de zwakke en de sterke lijnen veroorzaakt worden door gasmassa's, die met geringere snelheid bewegen dan die welke de lijnen van gemiddelde sterkte veroorzaken.

5. Het feit, dat het flitsspectrum dezelfde verplaatsingen vertoont, levert in dit geval geen bezwaar. Men behoeft eenvoudig aan de uiterste lagen der chromospheergassen dezelfde bewegingen toe te schrijven als aan de photospheergassen.

6. Volgens de theorie van het Doppler-effect moet de verplaatsing afnemen met afnemende golflengte, en wel evenredig met de golflengte. De vermindering wordt werkelijk gevonden, maar ze is niet evenredig met λ , doch met $(\lambda - 2000 \text{ \AA})$. De rechte lijn, die de verschillende gemiddelden in fig. 19 verbindt, snijdt namelijk de golflengte-as bij $\lambda = 2000 \text{ \AA}$.

7. De anomalie bij $\pm 5500 \text{ \AA}$ blijft echter volmaakt onverklaarbaar.

Wij moeten dus tot het besluit komen, dat het hoogst onwaarschijnlijk is, dat de roodverschuiving (in hoofdzaak) door het Doppler-effect veroorzaakt wordt.

Wat ten slotte de verplaatsing door verschil in gravitatie-potentiaal betreft, deze zou volgens EINSTEIN ¹⁾ moeten bedragen $d\lambda = 2.10^{-6} \lambda$, dus voor $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ ongeveer $0,010 \text{ \AA}$. Indien al de gravitatieverschuiving werkelijk een rol mocht spelen bij de roodverschuiving ²⁾, de *hoofdoorzaak* kan zij zeker *niet* zijn. Immers de gravitatieverschuiving hangt uitsluitend af van de golflengte van de lijn, en wel is zij recht evenredig met die golflengte; zij kan dus nooit rekenschap

¹⁾ Ann. d. Phys., 35, 905, 1911.

²⁾ Verg. FREUNDLICH, Phys. Zeitschr. 15, 369, 1914. St. JOHN, Astroph. Journ. 46, 249, 1917. EVERSHED, The Observ. 41, 371, 1918.

geven van de karakteristieke eigenschappen, die bij de roodverschuiving gevonden zijn.

§ 6. De roodverschuiving als gevolg van het optreden van dispersiebanden.

In 1909 gaf JULIUS ¹⁾ een verklaring van de roodverschuiving op grond van de dispersietheorie van het licht. Deze verklaring, welke later door hem verder uitgewerkt is ²⁾, schrijft de roodverschuiving in hoofdzaak toe aan twee verschijnselen, namelijk *anomale diffusie* en *anomale brekingsverstrooiing*.

Bespreken wij eerst de anomale diffusie. Wij zullen voorloopig de zon beschouwen als te bestaan uit een witgloeiende stofmassa (de kern), omgeven door een gasvormig omhulsel (de atmosfeer). Of deze beide bestanddeelen al of niet geleidelijk in elkaar overgaan, laten wij in het midden. Verder onderstellen wij dat uit de dieper gelegen lagen der kern geen rechtstreeksch licht naar buiten komt; door de samenwerking van eigenstraling, luminescentie, onregelmatige breking, diffusie, enz. moge de kern zich gedragen als een witgloeiende bol, die in alle richtingen evenveel licht uitstraalt. Voor de straling van de kern gelde dus de zoogenaamde „cosinuswet”. Voorloopig onderstellen wij, dat de atmosfeer zelf geen licht uitzendt.

Het licht van de kern zal bij het doorloopen van de uitgestrekte zonneatmosfeer door moleculaire diffusie verstrooid worden. Deze verstrooiing hangt af van den zoog. diffusiecoëfficiënt, welke, volgens RAYLEIGH, evenredig is met $\frac{(n-1)^2}{\lambda^4}$.

Nu zal de intensiteitsverdeeling van het uit de kern tredende licht in de atmosfeer op een dergelijke manier veranderen, als in § 4 besproken is voor een bundel met opening van

¹⁾ Versl. Kon. Ak. v. Wet., 18, 181, 1909.

²⁾ Versl. Kon. Ak. v. Wet., 18, 456, 1909; 18, 913, 1910; 19, 1007, 1911; 19, 1395, 1911; 24, 678, 1915; 24, 865, 1915; 25, 1245, 1917. Arch. Néerl. III^A, 1, 231, 1912.

180°, die een onregelmatig brekende laag passeert. De intensiteit van het uittredende licht zal dus geringer zijn, dan die van het intredende, en wel des te geringer naarmate het licht scheever uittreedt. De verzwakking is bovendien afhankelijk van de lichtsoort; zij was in het in § 4 behandelde geval het sterkst voor die golflengten, die het sterkst gebroken werden; in het geval van moleculaire diffusie is de verzwakking het sterkst van die kleuren, waarvoor de diffusiecoëfficiënt het grootst is, dus voor die kleuren, waarvoor λ zoo klein mogelijk of $(n-1)^2$ zoo groot mogelijk is.

De afhankelijkheid van λ is uitvoerig besproken door SPIJKERBOER. Deze heeft aangetoond ¹⁾, dat inderdaad de verzwakking toeneemt als λ afneemt, maar dat die toename geringer wordt, als tenslotte de λ 's zeer klein worden. Tevens maken zijn onderzoekingen het zeer waarschijnlijk, dat moleculaire diffusie een groote rol speelt in de zonneatmosfeer. Volgens zijn onderzoekingen zijn de waarnemingen van ABBOT ²⁾ over de intensiteitsverandering op de zonneschijf van het centrum tot op 0,05 r van den rand goed te verklaren, als men aanneemt, dat de moleculaire diffusie de hoofdoorzaak van deze intensiteitsverandering is.

Bespreken wij nu de afhankelijkheid van $(n-1)^2$. In het algemeen zal $(n-1)^2$ betrekkelijk langzaam varieeren bij overgang van de eene golflengte op de andere. Een uitzondering treedt echter op, als we een eigenfrequentie van de doorstraalde massa passeeren. In de omgeving van een absorptielijn toch zal anomale dispersie optreden; de brekingsindex zal daar sterk varieeren, en dus ook $(n-1)^2$.

Volgens de waarnemingen van ABBOT is voor $\lambda = 4000 \text{ Å}$ $\frac{I_{\text{rand}}}{I_{\text{centrum}}} = 0.42$, voor $\lambda = 6000 \text{ Å}$ echter 0.59, een verschil dus van 28%. Een vermindering dus van λ tot op $\frac{2}{3}$ van zijn waarde, waarmee gepaard gaat een toeneming van den diffusiecoëfficiënt tot op $\frac{81}{16}$ van zijn waarde brengt derhalve

¹⁾ l. c. pag. 51 en 144.

²⁾ Ann. of the Astroph. Obs. of the Smiths. Inst. 2, 205, 1908.

in het bedrag van de verzwakking naar den rand een verschil van 28%₀ teweeg. Een verhooging van $(n-1)$ tot op $\frac{9}{4}$ van zijn waarde doet den diffusiecoëfficiënt met hetzelfde bedrag toenemen, en zal dus ook hetzelfde verschil in verzwakking naar den rand tengevolge hebben. Indien dus in de buurt van de absorptielijn het refractievermogen $2\frac{1}{4}$ maal zoo groot werd, zou dit reeds een zeer merkbaaren invloed (28%₀) op de lichtverzwakking in het beschouwde gebied hebben. Nu neemt echter in de buurt van een absorptielijn het brekend vermogen veel en veel sterker toe; het feit, dat de refractieconstante 100 maal zoo groot wordt, zal lang geen zeldzaamheid zijn. In de onmiddellijke nabijheid van de absorptielijnen eener gasmassa van groote afmetingen wordt dus het licht door anomale diffusie *zeer* sterk door verstrooiing verzwakt. De donkere lijnen in het spectrum van het doorgelaten licht zijn daarom voor een aanmerkelijk deel veroorzaakt door anomale diffusie; men is genoodzaakt de Fraunhofersche lijnen te beschouwen als zeer enge absorptielijnen, gehuld in geleidelijk uitvloeiende dispersiebanden.

De breedte van den dispersieband bepaalt de breedte der Fraunhofersche lijn; deze zal dus afhangen van de breedte van het gebied, waarin de anomale verstrooiing nog duidelijk merkbaaren invloed heeft, dus van de sterkte der anomale dispersie.

Beschouwen wij het verloop van de dispersiekromme in de buurt van een absorptielijn (fig. 20). Was de absorptielijn er niet, dan zou de brekingsindex voorgesteld worden door de

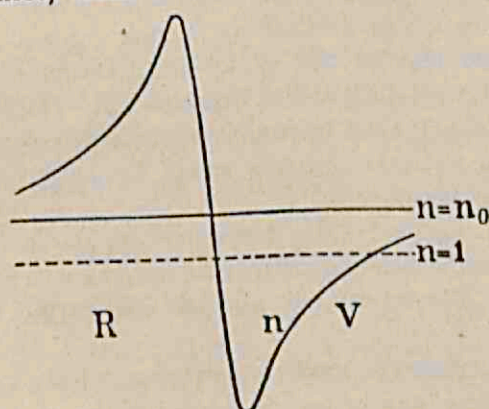


Fig. 20.

lijn $n = n_0$ (in de figuur is, zooals meestal het geval zal zijn, $n_0 > 1$ genomen). Door de aanwezigheid van de eigenfrequentie wordt de brekingsindex aan de violette zijde van de lijn kleiner, aan de roode zijde groter. Nu is uit de figuur direct te zien, dat de absolute

waarde van $(n-1)$ aan de roode zijde veel grooter is dan aan de violette zijde. De diffusiecoëfficiënt van het R -licht ¹⁾ is dus grooter dan die van het V -licht; het R -licht zal sterker verzwakt worden; de dispersieband zal aan de roode zijde van de eigenlijke absorptielijn breeder zijn dan aan de violette zijde. De Fraunhofersche lijn is derhalve *asymmetrisch* ²⁾; haar zwaartepunt is naar den kant van de langere golflengten verschoven ten opzichte van dat der absorptielijn.

Zelfs indien de absorptielijnen van de zonnegassen volmaakt nauwkeurig dezelfde plaatsen innamen als de corresponderende lijnen der aardsche spectra, d. w. z. indien noch door beweging in de gezichtslijn, noch door drukverschil, noch door het gravitatieveld of door elektrische of magnetische velden de golflengten, aan de eigen-frequenties beantwoordende, gewijzigd

¹⁾ Onder R -licht en V -licht verstaan wij licht in de onmiddellijke nabijheid van de absorptielijn, maar van iets grootere of iets kleinere golflengte dan toekomt aan de absorptielijn zelf.

²⁾ Dat «de Fraunhofersche lijnen meerendeels asymmetrisch zijn, en wel verbreed naar het rood, zoodat het zwaartepunt van een lijn in die richting verschoven is, des te meer, naarmate het photosfeerlicht een langeren weg door de absorbeerende laag heeft afgelegd» — deze opvatting werd onlangs óók uitgesproken door EVERSHED («The displacements of the Cyanogen Bands in the Solar Spectrum», The Observatory 41, 371, 1918). Hij zegt dat die asymmetrie een zeer eenvoudige en voor de hand liggende verklaring geeft van de anders raadselachtige roodverschuivingen, en dat die verklaring tot nu toe over het hoofd gezien is.

EVERSHED heeft dus blijkbaar niet opgemerkt, dat reeds in 1909 door JULIUS volkomen dezelfde interpretatie van de roodverschuiving gegeven is (Versl. Kon. Ak. v. Wet, 18, 196—200 en 921—924, 1909; Comptes rendues du Congrès intern. de Radiologie et d'Electricité, Bruxelles 113—121, 1910); alleen met dit onderscheid, dat JULIUS tevens die asymmetrie verklaarde als noodzakelijk gevolg van anomale dispersie, terwijl EVERSHED er zich toe bepaalt, haar bestaan te constateeren.

Uit de theorie der dispersiebanden echter vloeien bovendien een aantal wetten en bijzonderheden van de roodverschuiving vanzelf voort, die men niet kan begrijpen, indien zooals bij EVERSHED, de oorzaak der asymmetrie onopgehelderd blijft.

In dezelfde verhandeling zegt EVERSHED, zonder opgaaf van redenen voor die uitspraak: »I do not consider anomalous dispersion to be an effective agent in displacing any solar lines.»

mochten zijn, dan zouden niettemin de Fraunhofersche lijnen in het algemeen een roodverschuiving vertoonen, namelijk een die berust op de asymmetrie van de *dispersiebanden*, door welke het karakter der Fraunhofersche lijnen in hoofdzaak wordt bepaald.

Ondergaan bovendien de eigenlijke absorptielijnen nog verplaatsingen tengevolge van een of meer der bovengenoemde oorzaken, dan nemen zij hun dispersiebanden mee; de verschuivingen addeeren zich.

Niet alleen anomale diffusie, maar ook anomale onregelmatige breking in de zonne-atmosfeer heeft een verschuiving van de Fraunhofersche lijnen naar het rood tengevolge. In paragraaf 4 hebben wij experimenteel aangetoond, dat, indien een lichtbundel met een opening van 180° een onregelmatig brekende laag, bestaande uit glaskorrels in een vloeistof van ongeveer denzelfden brekingsindex, van $1\frac{1}{2}$ c.M. dikte passeert, de lichtsoorten, waarvan de relatieve brekingsindices 1 resp. 0,995 bedragen, op merkbaar verschillende wijze verzwakt uittreden. Een verschil in brekend vermogen van 0,005 is dus reeds in de verzwakking merkbaar. Verder is in paragraaf 3 aangetoond, dat verkleining van het verschil in brekend vermogen gecompenseerd kan worden door een relatief geringere vergrooting van de dikte der verstrooiende laag. Een verschil in brekend vermogen van 0,000005 zal dus in een onregelmatig brekende laag van 15 M. vloeistof met glaskorrels een sterker verschil in verzwakking geven.

Indien wij nu aannemen, dat het licht van de kern van de zon afkomstig op den zeer langen weg door de zonne-atmosfeer even sterk onregelmatig gebroken wordt, als wanneer het een laag glaspoeder in een vloeistof van bijna gelijk brekend vermogen en 15 M. dikte passeert, zal een verschil in brekend vermogen van 0,000005 reeds duidelijk merkbaar verschil in verzwakking geven ¹⁾. Variaties in brekend vermogen

¹⁾ Daar de bij de proeven gebruikte stukjes glas gemiddeld $\frac{1}{2}$ c.M. groot waren, zou in het onderstelde geval de brekingsindex gemiddeld per $\frac{1}{2}$ c.M. met 0,000005 varieeren. Bedraagt de diepte van de zonne-atmosfeer 50000 K.M., dan is een gemiddelde variatie in den brekingsindex van 0,000005 op 17 K.M. voldoende, om dezelfde verzwakking te geven.

van 0,000005 nu zijn van de orde van grootte, welke op aarde bij proeven over anomale dispersie in de buurt van spectraallijnen gevonden worden. LADENBURG ¹⁾ vindt bijv. voor waterstof van eenige m.M. spanning voor de lijn $H\alpha$ (6563 Å) een verschil in brekend vermogen ter weerszijden van de lijn van 0,000002. De grootte van de anomale dispersie in de buurt van de Fraunhofersche lijnen op de zon is natuurlijk niet direct te vergelijken met de op aarde voor de overeenkomstige lijnen gevonden waarden, daar de omstandigheden op de zon geheel anders zijn dan die in het laboratorium, maar er bestaat geen reden om aan te nemen, dat de anomale dispersie op de zon van een andere orde van grootte is.

Denken wij ons nu een plaatselijke verdichting in de zonne-atmosfeer. De brekingsindices zullen dan met de dichtheid varieeren. Op aarde is het brekend vermogen ($n-1$) vrijwel

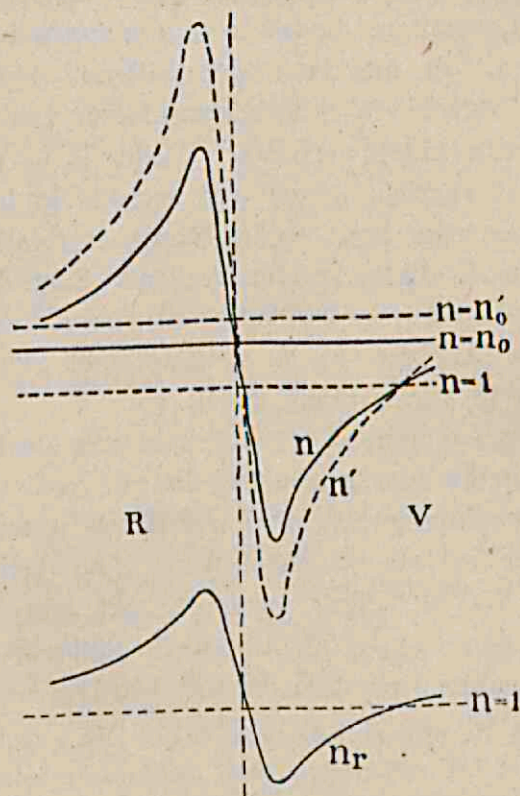


Fig. 21.

¹⁾ Phys. Zeitschr. 12, 9, 1911.

evenredig met de dichtheid; wij nemen aan, dat dit op de zon ook het geval is. In fig. 21 zijn de dispersiekrommen n' resp. n geteekend voor het geval, dat n' beantwoordt aan een gebied waar de dichtheid $1\frac{1}{2}$ maal zoo groot is als in het gebied, waar n de brekingsindex is. Het bedrag van de verzwakking wordt bepaald door den relatieven brekingsindex

$$n_r = \frac{n'}{n} \left(= \frac{1 + (n' - 1)}{1 + (n - 1)} = 1 + n' - n, \text{ daar } n' \text{ en } n \text{ zeer} \right.$$

weinig van één verschillen.) Het verloop van $n_r = 1 + n' - n$ is in het onderste gedeelte van de figuur weergegeven.

De onregelmatige breking nu wordt bepaald door het brekend vermogen $n_r - 1$. Uit de figuur is direct te zien, dat het brekend vermogen voor het R -licht grooter is dan voor het V -licht. Ook de anomale onregelmatige breking zal dus tot een asymmetrische verbreeding der Fraunhofersche lijnen aanleiding geven.

Anomale diffusie en brekingsverstrooiing kunnen dus een oorzaak zijn van de algemeene verschuiving der Fraunhofersche lijnen naar het rood. Om na te gaan of hierin de hoofdoorzaak gelegen kan zijn, moet men nagaan of zich de verschillende bijzonderheden, die zich bij de roodverschuiving voordoen, ongedwongen met behulp der grondonderstellingen laten verklaren. Hoewel de hypothese, dat de Fraunhofersche lijnen in hoofdzaak dispersielijnen zijn, ook nog verscheidene andere eigenaardigheden dier lijnen begrijpelijk maakt (bijv. het wegvallen van de vleugels der „enhanced lines” aan den rand en het ingewikkelde gedrag der Ca -lijnen H en K ¹⁾) willen wij ons hier wederom beperken tot de zeven kenmerkende eigenschappen der roodverschuiving, in de vorige paragraaf besproken.

1. Dat de roodverschuiving voor verschillende lijnen, zelfs voor die van eenzelfde element afkomstig, zeer uiteenlopende waarden hebben kan, is direct verklaarbaar. Het bedrag van de verschuiving hangt van drie factoren af, nam. 1°. van de

¹⁾ W. H. JULIUS, l. c.

waarde, die de brekingsindex in de buurt van de beschouwde Fraunhofersche lijn zou hebben, indien de lijn zelf er niet was ($n = n_0$ in fig. 20 en 21), 2^o, van de hoeveelheid, waarmee de speciale electronensoort, waaraan de beschouwde eigenfrequentie toekomt, zich in de atmosfeer der zon bevindt en 3^o, van het bedrag der anomale dispersie voor een bepaalde dichtheid dier electronensoort.

Zelfs verschillende lijnen van een bepaald element, die toevallig dezelfde anomale dispersie zouden vertoonen, kunnen geheel verschillend verschoven zijn, omdat de n_0 voor de verschillende lijnen zeer kan uiteenloopen. Door de nabijheid van een andere lijn bijv. wordt de n_0 reeds sterk gewijzigd. Het geval, dat de n_0 ergens kleiner dan één is, is niet uitgesloten, een violetverschuiving behoort dus ook tot de mogelijkheden.

2. Dat het effect naar den rand toeneemt, is direct te verklaren. Een waarnemer ontvangt van het centrum der zonneschijf licht, dat normaal uit de verstrooiende atmosfeer getreden is, van andere plaatsen echter licht, dat scheef uit de verstrooiende laag komt, en wel des te scheefer, naarmate de beschouwde plaats dicht bij den rand ligt. In paragraaf 4 is beredeneerd, dat de verzwakking voor de scheef uittredende bundels groter moet zijn, dan voor de normaal uittredende, de roodverschuiving moet dus naar den rand toenemen. Daarbij werkt nog mee de omstandigheid, dat het licht, dat van den rand komt, gemiddeld langere wegen in de verstrooiende atmosfeer heeft afgelegd, en dus tengevolge daarvan reeds sterker verzwakt zal zijn, dan het licht, dat uit het centrum komt.

3. De verklaring van de verbreeding naar den rand ligt in het voorgaande reeds opgesloten. Immers, hoe meer men den rand nadert, hoe meer het licht om de eigenlijke absorptielijn (vooral door brekingsverstrooiing) verzwakt wordt, hoe breeder dus de optredende dispersiebanden zijn.

4. Zooals in het begin van deze paragraaf aangetoond is, wordt de breedte van een Fraunhofersche lijn bepaald door de breedte van den dispersieband, die de eigenlijke absorptie-

lijn omhult, dus door de sterkte van de anomale dispersie. Omgekeerd zal men aan een breede lijn in het algemeen groote anomale dispersie moeten toeschrijven.

Zeër zwakke lijnen hebben zeer zwakke anomale dispersie en zullen dus slechts een geringe roodverschuiving vertoonen. Bij sterker worden van de anomale dispersie neemt aanvankelijk de roodverschuiving toe. Echter zal ten slotte bij verdere toename van de anomale dispersie het bedrag van de verschuiving moeten afnemen. Immers de verschuiving wordt veroorzaakt door het feit, dat de optredende dispersieband aan de roode zijde van de lijn breeder is dan aan de violette zijde; dit verschil wordt veroorzaakt door de asymmetrie van $(n - 1)$ bij de diffusie, resp. van $(n_r - 1)$ bij de onregelmatige breking. Neemt nu de anomale dispersie sterk toe, dan zal de asymmetrie verminderen. Immers het refractievermogen zal weliswaar aan de violette zijde altijd kleiner zijn dan aan de roode zijde, maar de asymmetrie wordt bepaald door het *relatieve* verschil, en dat neemt af. Zeer sterke lijnen zullen dus zeer geringe verschuiving vertoonen.

5. Ter verklaring van het feit, dat de lichte flitslijnen dezelfde verplaatsingen vertoonen als de donkere Fraunhofersche lijnen aan den rand, diene het volgende: Wij beschouwen een deel der zonne-atmosfeer buiten de zonneschijf gelegen. Daar we ondersteld hebben, dat de atmosfeer zelf niet merkbaar straalt, zou er, indien er geen verstrooiing was, geen licht uit dat deel der atmosfeer tot ons komen. Ten gevolge van de onregelmatige verstrooiing komt er echter uit dat deel der atmosfeer wel licht naar ons toe, nam. dat licht, dat de atmosfeer uit de bundels, die daar vrijwel rakelings uit de kern treden, naar ons toe gebogen heeft. De lichtsoorten, die het sterkst verstrooid worden, zullen dus het sterkst in het flitspectrum voorkomen, d. z. de lichtsoorten in de onmiddellijke nabijheid en ter weerszijden van de absorptielijn. Het flitspectrum bestaat dus uit dubbellijnen, die, wat plaats betreft, volkomen overeenstemmen met de dispersiebanden, die de absorptielijnen van het randspectrum omhullen. Meermalen wordt het dubbel zijn geconsta-

teerd (zoog. zelfomkeering), dikwijls ziet men de beide lijnen slechts als één enkele, wat zou kunnen beduiden, dat de eigenlijke absorptielijn te smal is om gezien te worden.

6. Voor de afname van de roodverschuiving naar het violet zijn drie oorzaken te noemen:

1°. Volgens de onderzoeken van SPIJKERBOER ¹⁾ is het waarschijnlijk, dat het licht van langere golflengte gemiddeld uit diepere lagen der zon tot ons komt, dan licht van kortere golflengte, en dus aan sterkere brekingsverstrooiing heeft blootgestaan.

2°. De gemiddelde brekingsindex n_0 van de zonne-atmosfeer, die den graad der asymmetrie van de lijnen bepaalt, neemt waarschijnlijk naar het violet toe af. ²⁾

3°. Indien het homaal gediffundeerde licht al zeer sterk verstrooid wordt, zal de vermeerdering, die de diffusiecoëfficiënt nabij de absorptielijnen ondergaat, geringeren invloed hebben dan in het geval, dat de homale diffusie gering is. De homale diffusie neemt naar het violet sterk toe, de invloed der anomale diffusie zal dus naar het violet afnemen.

7. In de volgende paragraaf zal blijken, dat met behulp van een eenvoudige onderstelling de anomalie in de afname naar het violet gemakkelijk te verklaren is.

Resumeerende, kunnen wij dus zeggen, dat de dispersie-theorie de verschillende karakteristieke eigenschappen van de roodverschuiving zeer goed verklaren kan. De eerste zes kenmerkende eigenschappen konden alle zonder één enkele nevenhypothese verklaard worden. Het is dus veel waarschijnlijker, dat de anomale diffusie en de anomale brekingsverstrooiing samen de hoofdoorzaak zijn van de algemeene roodverschuiving, dan dat dit het geval zou zijn met een der drie andere, in de vorige paragraaf behandelde, mogelijke oorzaken.

¹⁾ I. c. pag. 158.

²⁾ W. H. JULIUS, Arch. Néerl. IIIA, 1, 231, 1912.

§ 7. Verklaring van de anomalie in het verloop van eenige zonneverschijnselen met de golflengte.

Bij een drietal algemeene verschijnselen van lichtverdeeling op de zon, merkt men in haar afhankelijkheid van de golflengte een zekeren onregelmatigen gang op, die voor alle drie aan dezelfde plaats van het spectrum schijnt gebonden te zijn.

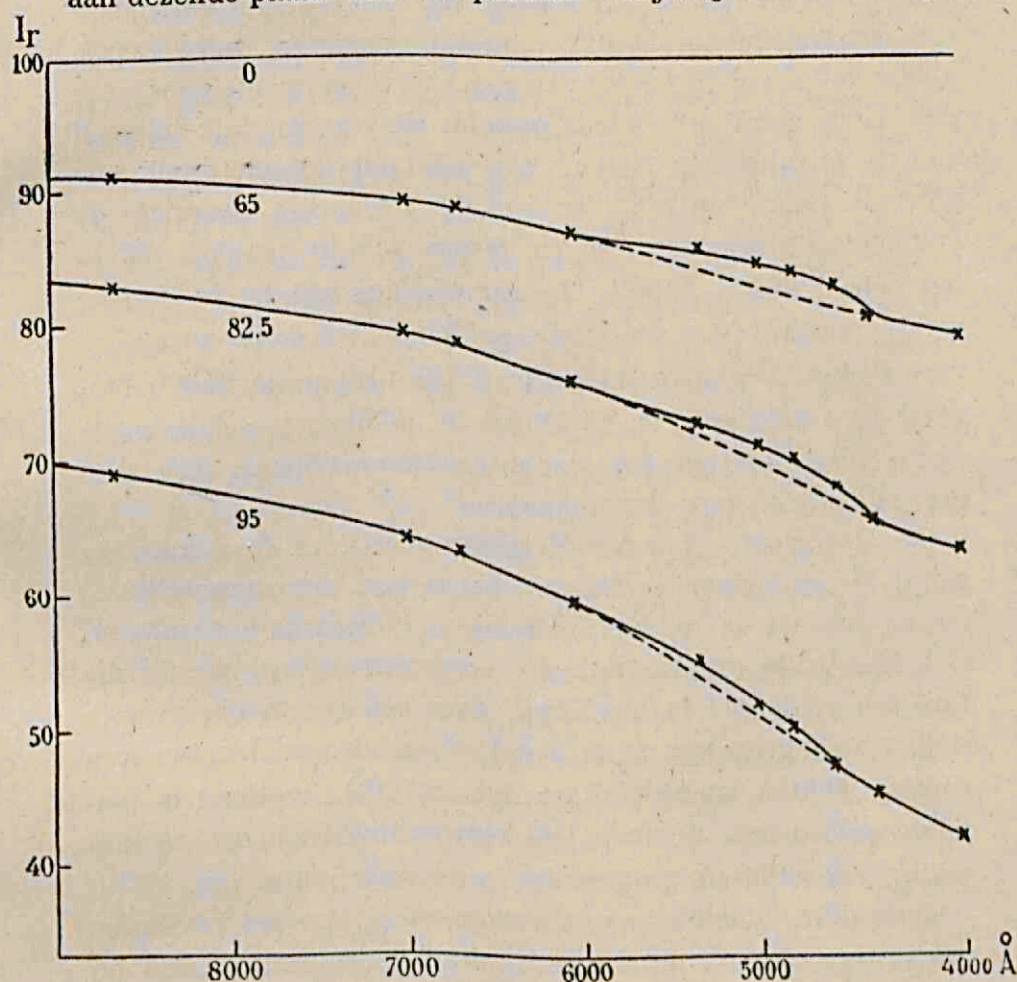


Fig. 22.

De drie gevallen van anomalie zijn:

1°. De, overigens geleidelijke, vermindering van de gemiddelde roodverschuiving van de Fraunhofersche lijnen met afnemende golflengte, vertoont een onregelmatigen gang tusschen 6000. Å en 4900 Å. (Zie fig 19, pag. 31).

2°. De lichtverzwakking van het centrum naar den rand der zonneshijf neemt toe met afnemende golflengte, doch in dit verloop is volgens de waarnemingen van VOGEL ¹⁾ en ABBOT ²⁾ een anomalie tusschen 6000 Å en 4500 Å. Dit blijkt uit fig. 22, waarin voor plaatsen, die op $\frac{65}{100}$, $\frac{82.5}{100}$ en $\frac{95}{100}$ van den straal van de zonneshijf van het centrum verwijderd zijn, als functie van de golflengte is weergegeven, welke waarde aldaar de intensiteit heeft, wanneer zij in het middelpunt voor elke kleur gelijk 100 wordt gesteld. De gegevens zijn ontleend aan de tabellen van ABBOT. Men ziet dat de intensiteit snel afneemt naar den rand, en wel des te sterker, naarmate de golflengte kleiner wordt; maar tevens valt in het oog, dat in het gebied 6000—4500 Å de verzwakking minder is, dan de waarnemingen voor de overige golflengtegebieden zouden doen verwachten. (De waarnemingen van ABBOT liepen van 21000 Å tot 3800 Å; het deel van 21000 Å tot 9000 Å is echter in de figuur niet weergegeven, omdat de kromme lijnen daar geen onregelmatigen gang vertoonden.)

3°. De grootte van het EVERSLED-effect (d. i. de vervorming van de Fraunhofersche lijnen in de spectra der zonnevlekken) neemt evenals de roodverschuiving continu naar het violet af. Ook hier is de grootte van de vormverandering als functie van de golflengte in hoofdzaak door een rechte lijn voor te stellen, die, genoegzaam verlengd, de as der golflengten even voorbij 2000 Å snijdt ³⁾. Maar ook dit effect vertoont in hetzelfde gebied een anomalie, de vervormingen zijn in de omgeving van 5000 Å groter dan men verwachten zou.

Ten slotte dient opgemerkt te worden, dat het maximum van de energiekromme der zonnestraling eveneens juist in dat gebied valt.

Wij hebben derhalve te maken met drie gevallen, waarin

¹⁾ Berl. Ber. 104. 1877.

²⁾ l. c.

³⁾ Zie: St. JOHN. Astroph. Journ. 41, 28, 1915.

een verschijnsel een functie van λ is, die door het grootste gedeelte van het spectrum gelijkmatig met λ verloopt, doch in een bepaald golflengtegebied een schommeling vertoont.

Een dergelijke afhankelijkheid kan bijv. op de volgende wijze ontstaan:

Het bedrag $A = \psi(\lambda)$ van het verschijnsel moge bepaald worden door twee grootheden: $a_1 = \phi(\lambda, T_1)$ en $a_2 = \phi(\lambda, T_2)$, elk met één maximum (of minimum) en voldoende aan de voorwaarde, dat voor $\lambda = 0$ en $\lambda = \infty$ $a_1 = a_2$ is, terwijl T_1 en T_2 parameters zijn, die weinig van elkaar verschillen. Zoolang de variabele λ niet al te dicht komt bij een waarde λ_1 , waarvoor een der beide functies maximum (of minimum) wordt, zal $\phi(\lambda, T_1)$ zeer weinig verschillen van $\phi(\lambda, T_2)$ en zal dus de relatieve invloed van beide functies op het verschijnsel A nagenoeg dezelfde blijven. Anders wordt dit, als we een maximum van een der functies, bijv. van $\phi(\lambda, T_1)$ bereiken. Dan zal na het passeeren van dat maximum, $a_1 = \phi(\lambda, T_1)$ afnemen, terwijl $a_2 = \phi(\lambda, T_2)$ nog toeneemt, totdat ook haar maximum bereikt is. Tusschen de beide maxima zal dus de relatieve invloed der twee functies sterk veranderd zijn. Voorbij het maximum van a_2 daarentegen dalen wederom beide functies in waarde en zal de relatieve invloed weer meer nabij zijn oude bedrag komen.

Wij kunnen dus misschien een verklaring van de drie bovengenoemde anomalieën vinden, indien het ons gelukt, de drie verschijnselen in verband te brengen met een grootheid, welke afhangt van functies a_1 en a_2 als bovengenoemde, die haar maxima bezitten in het „anomale” gebied. Welke die functies zouden moeten zijn, ligt voor de hand: de energiestraling van de zon vertoont juist in dat gebied een maximum. Beproeven wij derhalve of de totale straling van de zon zou zijn op te vatten als de som van twee stralingen, waarvan de eene bij iets kleinere golflengte haar maximum heeft dan de andere, of, wat hetzelfde is, waarvan de eene een hogere temperatuur heeft dan de andere.

Nu ligt werkelijk een dergelijke splitsing voor de hand. Wij hebben in § 5 aangenomen, zooals trouwens ge-

bruikelijk is, dat het licht van de zon afkomstig zou zijn van een witgloeiende „kern”, die zoo sterk stralend, diffundeerend, onregelmatig brekend, enz. is, dat zij zich gedraagt als een gloeiend vast lichaam, dat aan zijn oppervlakte volgens de cosinuswet straalt. Er zal dan *rechtstreeks* geen licht van binnen uit de kern naar buiten treden: het licht, dat de oppervlakte van de kern schijnt uit te zenden is wel voor het grootste deel uit het inwendige van de kern afkomstig, maar is op zijn weg naar buiten zeer sterk van richting veranderd en heeft zich door verstrooiing met kernlicht uit alle mogelijke richtingen afkomstig vermengd. Uit een bepaald deel der oppervlakte van de kern treedt dus licht, dat afkomstig is van zeer veel verschillende binnen de kern gelegen plaatsen; van dat deel zal een energiestraling uitgaan, ongeveer beantwoordend aan een temperatuur, die gelijk is aan de gemiddelde temperatuur T_2 van de plaatsen, waarvan de uitgestraalde energie afkomstig is. Daar de temperatuur van de zon naar binnen toeneemt, zal het oppervlak van de kern een energiestraling uitzenden, behoorende bij een temperatuur T_2 hooger dan die, welke aan dit oppervlak heerscht.

Stellen wij ons thans een gloeiende gasmassa voor, die dus ook een temperatuurstraling uitzendt, maar waarvan wij aannemen, dat zij niet zóó sterk verstrooiend werkt, of men kan de straling, door een bepaald gebied in een bepaalde richting uitgezonden, nog wel op haar weg door de gasmassa vervolgen. Een waarnemer op grooten afstand ontvangt van elk deel dier massa vrijwel rechtstreeks een zekere fractie der straling, door dat deel in zijn richting uitgezonden. Deze ontvangen straling zal dan geacht kunnen worden een temperatuur te hebben, die gelijk is aan de gemiddelde temperatuur van de omgeving van de plaats van uitzending.

Beschouwen wij nu uit dit oogpunt de straling, die de verschillende deelen der zon in een richting w uitzenden (fig. 23). In de buitenste lagen ($a b c$) van de zon is de dichtheid zeer gering, naar binnen neemt deze geleidelijk toe, en met de dichtheid de moleculaire verstrooiing en de onregelmatige

gradiënten. De zon zal dus van buiten af naar binnen toe hoe langer hoe ondoorzichtiger worden. Men kan bij benadering een bepaalde laag $d h f$ aangeven, waarin de zonneatmosfeer van doorzichtig in ondoorzichtig overgaat. (Deze overgang is natuurlijk geleidelijk, maar men kan zich denken, dat een

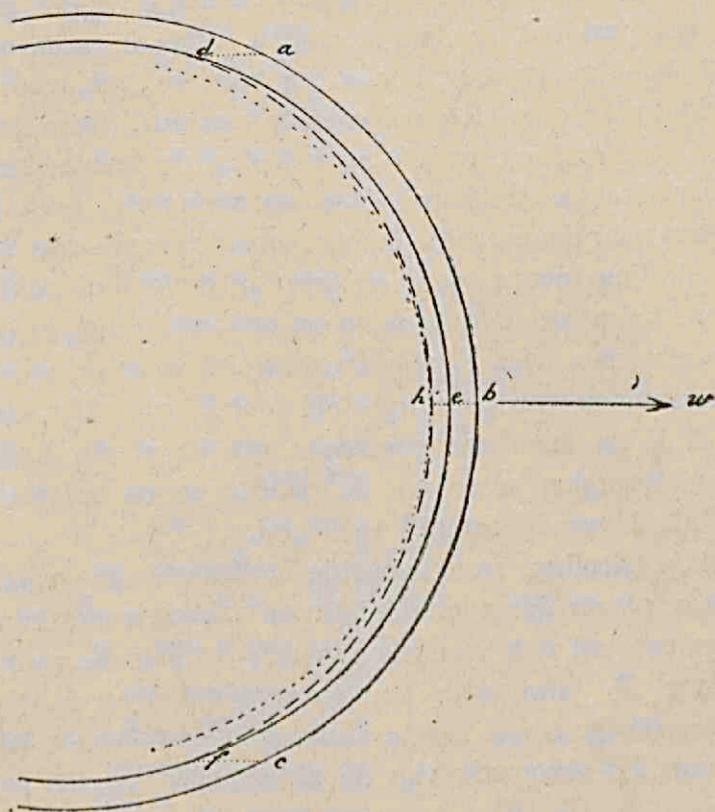


Fig. 23.

merkbaar deel van het buiten die laag geëmitteerde licht nog rechtstreeks naar buiten treedt, terwijl van het licht, dat binnen die laag geëmitteerd wordt, niets meer rechtstreeks naar buiten komt.) De oppervlakte $d h f$ zal voor een waarnemer in de richting w de oppervlakte van de „kern” van de zon zijn. Deze zal overal een cosinusstraling van vrijwel dezelfde energie en temperatuur uitzenden ¹⁾).

¹⁾ Volkomen juist is dit niet; naar den rand zullen zoowel de energie als de temperatuur iets afnemen. Op het gevolg hiervan komen wij later terug.

Nu zullen de buitenste lagen van de zon geen of zeer weinig energie uitstralen, de energiestraling zal naar binnen toenemen. Men kan zich een boloppervlak def denken, waarbuiten geen merkbare hoeveelheid energie uitgezonden wordt. Is nu $be < bh$ dan doet zich het volgende geval voor: Het deel der zonne-atmosfeer begrepen tusschen de oppervlakken def en dhf zal ook straling uitzenden, welke, in tegenstelling met het licht uit punten, binnen de kern gelegen, voor een deel rechtstreeks naar den waarnemer toekomt. Deze straling heeft een temperatuur, welke lager is dan de temperatuur in de oppervlakte van de kern. Aan de cosinuswet voldoet zij niet. Daar naar den rand toe de beschouwde laag dunner wordt en haar straling tevens meer en meer uitsluitend uit gebieden van lagere temperatuur afkomstig is, zal deze straling naar den rand toe afnemen. Haar intensiteit zal dus voor een bepaalde golflengte kunnen worden voorgesteld door $E_a = b f(\delta)$, waarin δ de hoek is tusschen den voerstraal van de plaats, waar de straling uitgezonden wordt en de richting w , en waarin $f(\delta)$ afneemt, als δ van 0° tot 90° toeneemt.

De totale straling van bepaalde golflengte, die van een aangewezen plaats der zonneschijf in de richting w uitgezonden wordt, kunnen wij dus verdeelen in een straling $E_k = a$ met temperatuur T_2 , afkomstig van en constant over de oppervlakte van de kern, en een straling $E_a = b f(\delta)$ met lagere temperatuur T_1 , afkomstig van de atmosfeer ¹⁾.

In fig. 24 is de energieverdeeling in het spectrum voor het centrum van de zonneschijf weergegeven. Deze neemt van het infrarood langzaam toe tot een maximum bij ongeveer 5000 Å en valt dan zeer steil af. Deze steile helling is een

¹⁾ In werkelijkheid zullen kern en atmosfeer niet scherp gescheiden zijn, maar langzaam in elkaar overvloeien. Toch kan men de splitsing in twee stralingen ook in dit geval doorvoeren. Het gebied, waar de straling E_k uitgezonden wordt, zal zich eenigszins in het gebied, waar de straling E_a geëmitteerd wordt, uitstrekken. Men zou twee grensvlakken moeten aannemen, een voor E_a en een voor E_k . Het laatste zou iets meer naar buiten liggen dan het eerste.

gevolg van het feit, dat het licht van korte golflengte veel sterker door diffusie verzwakt wordt, dan dat van langere golflengte. De ware temperatuur van de zonnestraling is dus waarschijnlijk veel hoger dan die, welke zich uit de plaats

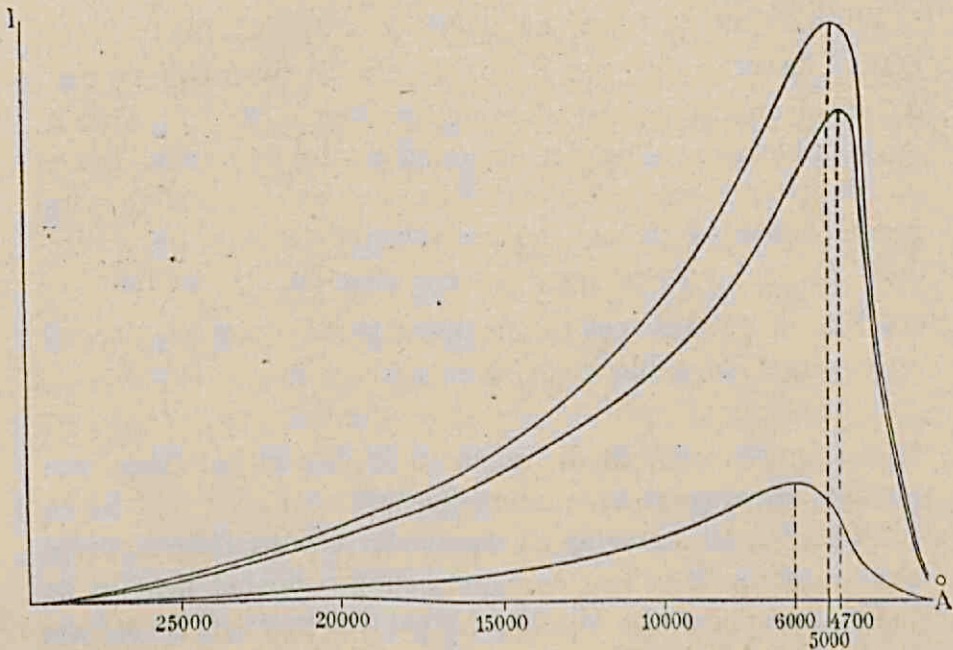


Fig. 24.

van het energiemaximum of uit de toepassing van andere wetten der zwarte straling laat afleiden; d.i. hoger dan de zoog. „effectieve” zonnetemperatuur. Van het centrum naar den rand gaande, neemt men waar, dat de energiekromme eenigszins van gedaante verandert.

Nemen wij thans in aanmerking, dat deze kromme, wier inhoud de integraalstraling aangeeft, beantwoordt aan de samenvoeging van de twee integraalstralingen E_k en E_a . Daarvan vormt de eerste, die uit de kern komt, het hoofddeel; overigens kan men de verhouding van E_k tot E_a slechts gissen. Op grond van hierna volgende overwegingen zijn in de figuur de ordinaten der stralingskromme zóó in twee stukken gesplitst, dat het eene stuk de ordinaat E_k wordt van een dergelijke kromme met haar maximum bij 4700 Å, die dan voor E_k zal gelden, het

andere stuk de ordinaat E_a van een kromme voor E_a , met maximum bij 6000 Å; terwijl eveneens naar gissing de inhoud E_k viermaal zoo groot gekozen is als E_a . Voor het hoofdkarakter der gevolgtrekkingen is deze willekeur van geringe beteekenis.

Wij zien uit de figuur onmiddellijk, dat van 30000 Å tot 6000 Å de verhouding van E_a tot E_k slechts langzaam varieert, dat zij daarentegen snel afneemt tusschen 6000 Å en 4700 Å, om voor kleinere golflengten wederom grooter te worden. Indien nu de grootte van zeker verschijnsel A op een andere wijze van het onderdeel E_a der straling afhangt dan van het onderdeel E_k , zal volgens onze beschouwing op blz. 49 tusschen 6000 Å en 4700 Å een anomalie kunnen optreden in het verloop met de golflengte.

Beschouwen wij uit dit oogpunt de drie in het begin van deze paragraaf genoemde anomalieën:

1. *De roodverschuiving.* Volgens de dispersietheorie wordt deze veroorzaakt door de verstrooiing van het licht in de zonne-atmosfeer. De straling E_k zal dus het effect sterker vertoonen dan E_a , daar E_k langere wegen door de atmosfeer heeft afgelegd. Was er alleen straling van de kern, dan zou de verschuiving grooter zijn, dan de gemiddelde verschuiving, die wij nu waarnemen. Door de aanwezigheid van E_a is het effect dus verzwakt. Deze verzwakking valt echter naar den rand toe langzamerhand weg, de roodverschuiving moet dus naar den rand toenemen. Dit is een nog niet genoemde oorzaak voor de toename naar den rand. In het golflengtegebied 6000 Å — 4500 Å is echter de invloed van de straling E_a geringer dan in de andere golflengtegebieden, in dit gebied zal de roodverschuiving dus geringere toeneming naar den rand vertoonen dan in de andere gebieden.¹⁾

¹⁾ Indien de roodverschuiving op grond van het drukeffect wordt verklaard, kan de hier behandelde anomalie op geheel analoge wijze uit onze splitsing van de straling in twee deelen van ongelijke temperatuur worden

2. *De anomalie in de waarnemingen van Vogel en Abbot.* Voor de afneming van de intensiteit van het zonlicht van het centrum naar den rand is, onafhankelijk van haar verklaring uit moleculaire diffusie en brekingsverstrooiing, nog op een nieuwen factor de aandacht gevestigd, nam. op het afnemen van de straling E_a naar den rand van de zon. De aanwezigheid van E_a zal het effect versterken. In het anomale gebied krijgt echter E_a minder invloed, de afneming zal daar dus minder sterk zijn, dan in het geval, dat in het beschouwde gebied E_a denzelfden relatieven invloed had als in de andere gebieden.

Uit de verklaring van het ontstaan der beide stralingen E_a en E_k volgt, dat naar den rand toe beide stralingen een lagere gemiddelde temperatuur moeten krijgen. De maxima der stralingskrommen zullen dus lager worden, en meer naar het rood liggen. Het gevolg hiervan is, dat de anomalie naar den rand toe minder sterk wordt, en dat ze zich in haar geheel iets naar het rood verplaatst. Dat de anomalie geringer wordt en de violette grens zich verplaatst, is in fig. 22 duidelijk op te merken, voor het constateeren der verplaatsing van de roode grens zijn de gegevens niet voldoende.

3. *Het Evershed-effect.* De verklaring van de anomalie in dit effect is eveneens zeer eenvoudig, als wij ons op het standpunt der dispersietheorie stellen. Volgens deze theorie wordt het effect veroorzaakt door straalbreking in den regelmatigen gradiënt van groote uitgestrektheid, die in de vlek bestaan moet. Indien deze gradiënt zich in de zonne-atmosfeer bevindt, is het mogelijk, dat een deel van het atmosfeerlicht in de buurt van den voerstraal van de vlek uitgezonden, of den gradiënt niet doorloopt, omdat het afkomstig is van lagen

afgeleid. Immers de straling E_k komt uit diepere lagen van de zon, en vertoont het drukeffect dus sterker, dan E_a .

Opgemerkt dient te worden, dat ook de centrum-lichtboog verschuiving de anomalie moet vertoonen. Immers, in het gebied 6000 — 4500 Å is de verzwakkende invloed van E_a geringer, en dus het effect sterker. Daar de gegevens over de centrum-lichtboog verschuiving nog te veel uiteenloopen, is het niet mogelijk er deze anomalie reeds in aan te wijzen.

boven den gradiënt gelegen, of den gradiënt slechts gedeeltelijk doorloopt, omdat het afkomstig is van dezelfde lagen, waarin zich ook de gradiënt bevindt. Het licht van de straling E_a zal het effect dus in mindere mate vertoonen dan dat van E_k , en dus het gemiddelde effect tegenwerken. In het gebied $6000 \text{ \AA} - 4500 \text{ \AA}$, waarin de straling E_a minder invloed krijgt, zal het effect dus relatief sterker zijn dan in andere gebieden.

Ten slotte kunnen wij door een ruwe benadering nog eenig idee krijgen van de grootteverhouding tusschen E_k en E_a .

SPIJKERBOER ¹⁾ heeft aangetoond, dat de waarnemingen van ABBOT vrij goed te verklaren zijn, indien men aanneemt, dat diffusie de hoofdoorzaak is van de verzwakking naar den rand. De eenige oorzaak kan ze niet zijn, immers de verzwakking door ABBOT uit de waarnemingen gevonden, overtreft de verzwakking door SPIJKERBOER uit de theorie der moleculaire diffusie berekend.

In tabel IV, 4^e kolom zijn de getalwaarden van ABBOT voor verschillende hoeken δ voor het golflengtegebied om $20970 \text{ \AA}$ weergegeven (δ = de hoek tusschen den voerstraal der beschouwde plaats en dien van het centrum, $\sin \delta$ = de afstand van de beschouwde plaats tot het centrum, indien de straal der zon = 1 gesteld is). Volgens de diffusietheorie zou licht van deze golflengte zeer weinig verstrooid moeten worden (namelijk $\left(\frac{210}{39}\right)^4 = 800$ maal minder dan licht van $3860 \text{ \AA}$, indien wij uitsluitend met moleculaire verstrooiing en niet tevens met brekingsverstrooiing te doen hadden; de laatste maakt echter het verhoudingsgetal kleiner, omdat zij van de golflengte slechts weinig afhankelijk is.) Voor deze lichtsoort ware dan de verstrooiingsfactor $H = s \cdot t$ ongeveer $= \frac{1}{100}$ te nemen (waarin de diffusiecoëfficiënt $s = \frac{32 \pi^3 (n-1)^2}{3 \lambda^4 N}$ van de orde $2 \cdot 10^{-12}$, de diepte van de atmosfeer t van de orde $5 \cdot 10^9$ gedacht is);

¹⁾ l. c. Derde gedeelte.

TABEL IV.

sin δ	cos δ	$\lambda = 20970 \text{ \AA}$			$\lambda = 3860 \text{ \AA}$		
		$Sp. H = \frac{1}{100}$	ABBOT.	$80 + 20 \cos \delta$	$Sp. H = 8$	ABBOT.	$H = 8 \text{ met } 80 + 20 \cos \delta$
0,00	1,00	100	100	100	100	100	100
20	0,98	100	99,7	99,6	98,6	98,0	98,2
40	92	100	98,6	98,4	94,3	92,6	92,8
55	83	100	97,1	96,6	88,6	85,6	85,6
65	76	100	95,6	95,2	83,3	79,2	78,3
75	66	100	93,6	93,2	75,8	71,0	70,6
825	56	100	91,5	91,2	68,3	63,3	62,3
875	48	100	89,2	89,6	61,9	55,4	55,5
92	39	100	86,6	87,8	54,1	48,3	47,5
95	31	100	83,6	86,2	47,4	41,8	40,9

doch dan wordt de berekende verzwakking naar den rand zóó gering, dat zij tot op $0,95 r$ van het middelpunt niet merkbaar is (Tabel IV, kolom 3; verg. diss. SPIJKERBOER plaat 3, lijn 1 zwart en lijn I rood).

Nu zijn er verschillende oorzaken, die tengevolge hebben, dat de afneming naar den rand sterker wordt dan uit de diffusietheorie voor een vlakke verstrooiende laag volgt. In dien zin werkt bijv. het feit, dat de laag niet vlak, doch bolvormig is, waarvoor SPIJKERBOER een correctie berekend heeft ¹⁾; ook de invloed der brekingsverstrooiing zou in aanmerking moeten worden genomen. Maar wij willen hier nog in het bijzonder de aandacht er op vestigen, dat onze splitting der zonnestraling in de deelen E_k en E_a eveneens een verklaring geeft voor die sterkere intensiteitsvermindering.

Onderstellen wij een oogenblik, dat, behalve de bolvorm der verstrooiende laag, de bedoelde samengesteldheid der straling de eenige oorzaak der afwijking was. Men zou dan

¹⁾ l. c. pag. 152.

aan haar kunnen toeschrijven, dat voor $\lambda = 20970$ de intensiteitsverdeling niet beantwoordt aan de theoretische kromme van SPIJKERBOER voor $H = \frac{1}{100}$, doch aan de roodgeteekende

waarnemingskromme I van ABBOT. Deze laatste nu blijkt zeer goed te kunnen worden voorgesteld door de formule $80 + 20 \cos \delta$ (zie de kolommen 4 en 5 van tabel IV).

Wij willen dus aannemen, dat de kern een straling 80 uitzendt, de onderste atmosfeerlaag $20 \cos \delta$, welke beide stralingen ons, in dit geval van lange golven, nagenoeg onverzwakt bereiken.

Beschouwen wij nu het gebied der korte golven, $\lambda = 3860 \text{ \AA}$, die wel door verstrooiing aanmerkelijk verzwakt worden. Voor deze gaf de theorie van SPIJKERBOER, met $H = 8$, de getallen van kolom 6 in tabel IV, waarbij intusschen als invalsterkte voor alle richtingen 100 genomen was. Indien wij echter ook hier de oorspronkelijke straling door $80 + 20 \cos \delta$ voorstellen en daarop de verzwakkingscoëfficiënten van kolom 6 toepassen (wat natuurlijk slechts als eerste benadering waarde heeft), dan komen de getallen van kolom 8, die inderdaad verrassend weinig van de resultaten der waarneming (kolom 7) afwijken.

Er bestaat dus eenige waarschijnlijkheid, dat in het centrum van de zonneschijf de straling E_k ongeveer 4 maal zoo groot is als de straling E_a . Een juistere waarde voor die verhouding kan misschien afgeleid worden uit het bedrag der anomalie, na uitbreiding van de theorie der moleculaire diffusie op het geval, dat althans de diepst gelegen deelen der zonne-atmosfeer ook een bijdrage van beteekenis tot de totaalstraling leveren.

SAMENVATTING.

In dit proefschrift is:

- a.* experimenteel aangetoond, dat in het spectrum van wit licht, dat een onregelmatig brekende laag passeert, donkere banden kunnen optreden, die niet te danken zijn aan absorptie, interferentie, enz., maar die het karakter van dispersiebanden dragen.
 - b.* experimenteel aangetoond, dat deze dispersiebanden meerendeels optreden in de onmiddellijke nabijheid van een absorptieband, en daardoor verschuiving van den donkeren band tengevolge kunnen hebben.
 - c.* experimenteel aangetoond, dat het optreden van dergelijke verschijnselen in sterkere mate afhangt van de dikte der verstrooiende laag, dan van de verschillen in brekend vermogen.
 - d.* uitvoerig de algemeene roodverschuiving van de Fraunhofersche lijnen, met haar verschillende kenmerken, besproken.
 - e.* aangetoond, dat het zeer onwaarschijnlijk is, dat druk-effect, Doppler-effect, of verschil in gravitatiepotentiaal de hoofdoorzaak van die verschuiving is.
 - f.* aangetoond, dat het daarentegen zeer waarschijnlijk is, dat anomale diffusie en brekingsverstrooiing tezamen de hoofdoorzaak vormen.
 - g.* op grond van een eenvoudige onderstelling een verklaring gegeven van drie anomalieën, die in de spectrale verdeeling van het zonlicht, alle in hetzelfde golflengtegebied, voorkomen.
-

24076

STELLINGEN.

I.

De anomalie in het verloop van de vermindering van de intensiteit van het zonlicht van het centrum naar den rand der zonneschijf zal bij nader onderzoek de periode van $11\frac{1}{2}$ jaar blijken te vertoonen.

II.

De gemiddelde brekingsindex van de zonhe-atmosfeer is voor $1500 \text{ \AA}$ gelijk aan één.

III.

Onregelmatige verstrooiing kan het karakter van de intensiteitskromme van een donkeren band of lijn totaal wijzigen.

IV.

Het is waarschijnlijk, dat men tijdens den overgang van een absorbeerende stof in een andere modificatie of aggregatietoestand bandverschuivingen in haar absorptiespectrum zal kunnen waarnemen.

V.

De mogelijkheid bestaat, dat bij de proeven over drukverschuiving van spectraallijnen dispersieëffecten een merkbare rol gespeeld hebben.

VI.

Indien de tijd, die bij een fluoresceerend gas verloopt tusschen het begin der absorptie van de lichtenergie en het begin der emissie als lichtenergie van een andere frequentie, grooter is dan 10^{-6} sec., is het mogelijk dezen tijd experimenteel te bepalen.

VII.

Ten onrechte zegt P. HERTZ:

„Für die Resultate der Beobachtung ist nur der thermodynamische Zustand massgebend, während ihr der molekulartheoretische Zustand entgeht.“

WEBER und GANS: Repertorium der Physik I, 2, 553.

VIII.

Bij een sterke electrolyt mag de dissociatiegraad niet volgens dezelfde physische methoden bepaald worden als bij een zwakke electrolyt.

I. R. MILNER: Phil. Mag. 25, 743, 1913. 35, 352, 1918.

P. HERTZ: Ann. d. Physik 37, 1, 1912.

N. BJERRUM: Zeitschr. für Elektrochemie 24, 321, 1918.

IX.

De afleiding, die KIEPERT in zijn „Grundriss der Differential und Integral-Rechnung“ I (10^e druk, pag. 214 en 250) geeft van de betrekking:

$$\frac{\pi}{4} = 1 - \frac{1}{3} + \frac{1}{5} - \frac{1}{7} + \dots$$

is op zijn minst onvolledig te noemen.

X.

In verband met het onderwijs in de natuurkundige vakken is het wenschelijk, dat op de H. B. S. de allereerste beginselen der Analytische Meetkunde onderwezen worden.

XI.

De verhandeling van v. Mises: „Über die „Ganzzähligkeit“ der Atomgewichte und verwandte Fragen“ lost het gestelde probleem niet op.

Phys. Zeitsch. 19, 490, 1918.

XII.

Het streven om stelselmatig vaktermen door Nederlandsche uitdrukkingen te vervangen is af te keuren.

INHOUD.

	Blz.
INLEIDING	1
EERSTE GEDEELTE.	
§ 1. Brekingsverstrooiing bij homale dispersie . . .	6
§ 2. Brekingsverstrooiing bij anomale dispersie. . .	11
§ 3. De relatieve invloed van de dikte der verstrooiende laag en de ongelijkheid der brekingsindices op het bedrag der bandverschuivingen	17
§ 4. Verstrooiing bij wijd geopende bundels . . .	22
TWEEDE GEDEELTE.	
§ 5. De algemeene roodverschuiving van de Fraunhofersche lijnen	28
§ 6. De roodverschuiving als gevolg van het optreden van dispersiebanden	37
§ 7. Verklaring van de anomalie in het verloop van eenige zonneverschijnselen met de golflengte .	47
SAMENVATTING	59
STELLINGEN	61

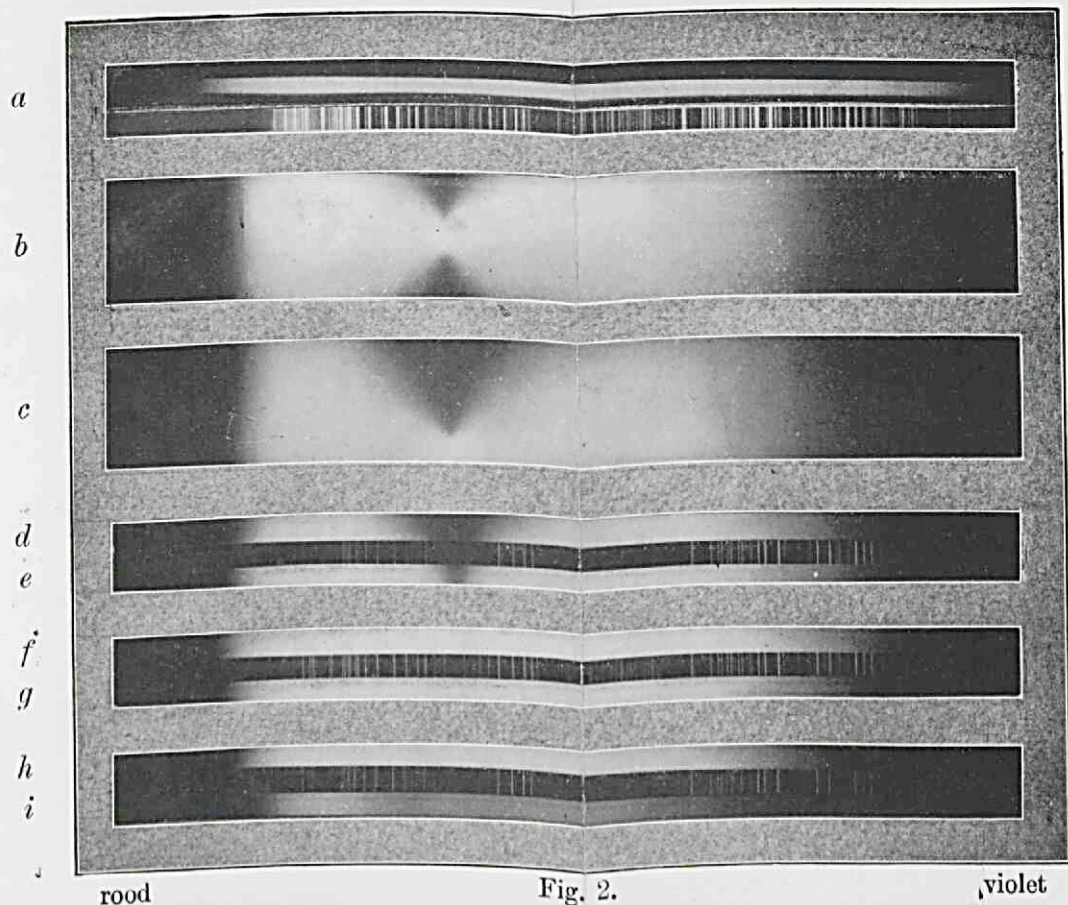


Fig. 2.

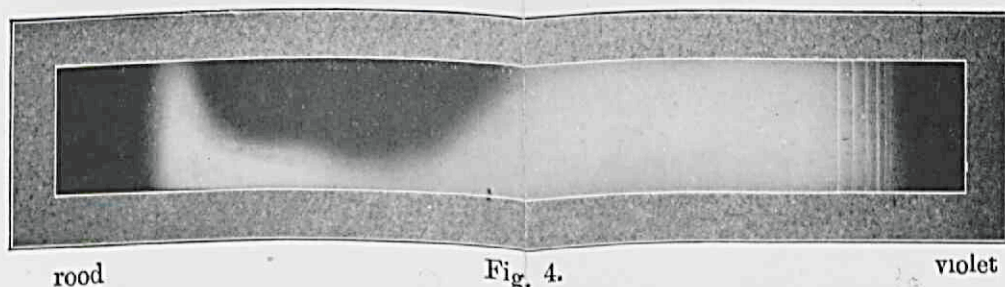


Fig. 4.

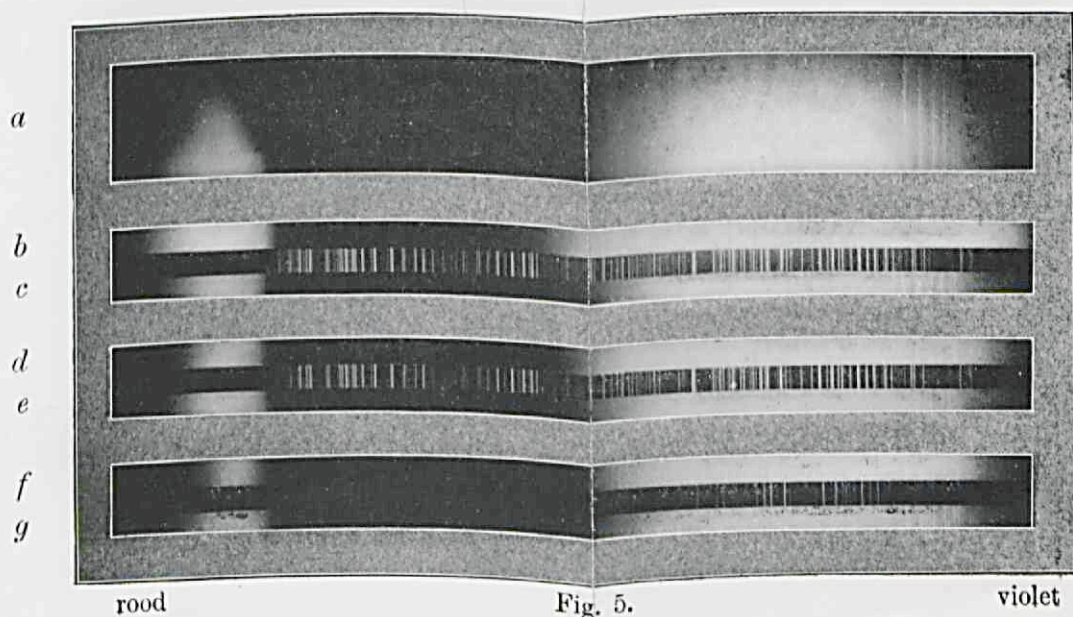
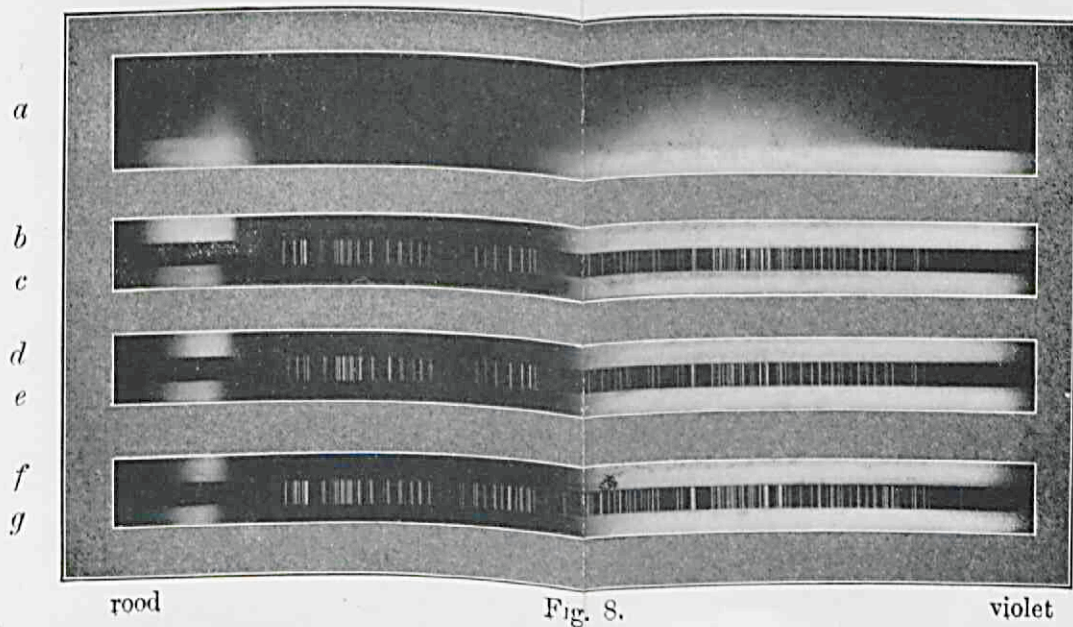
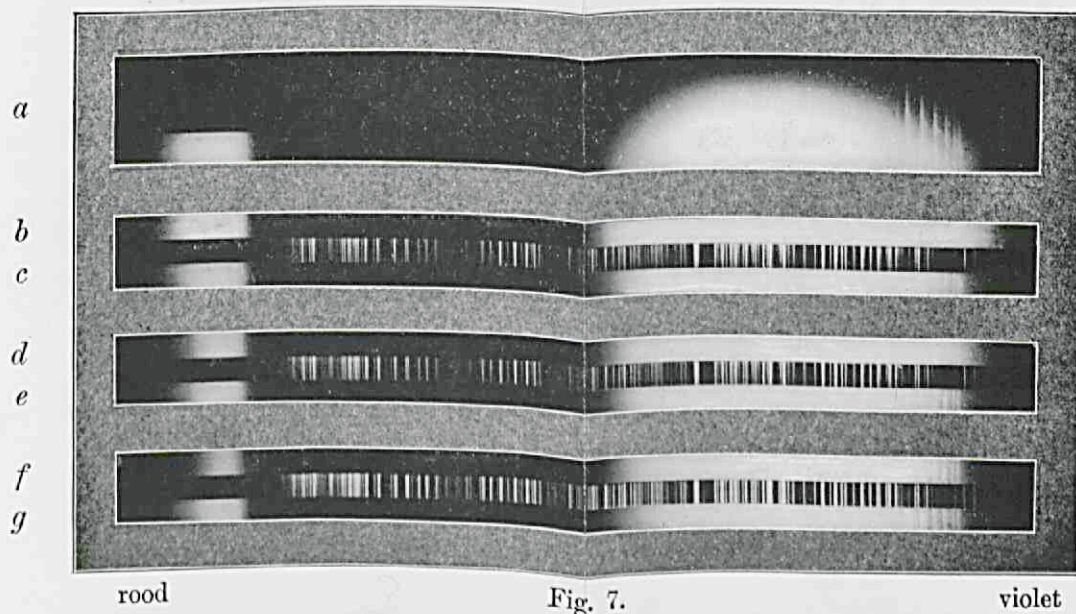
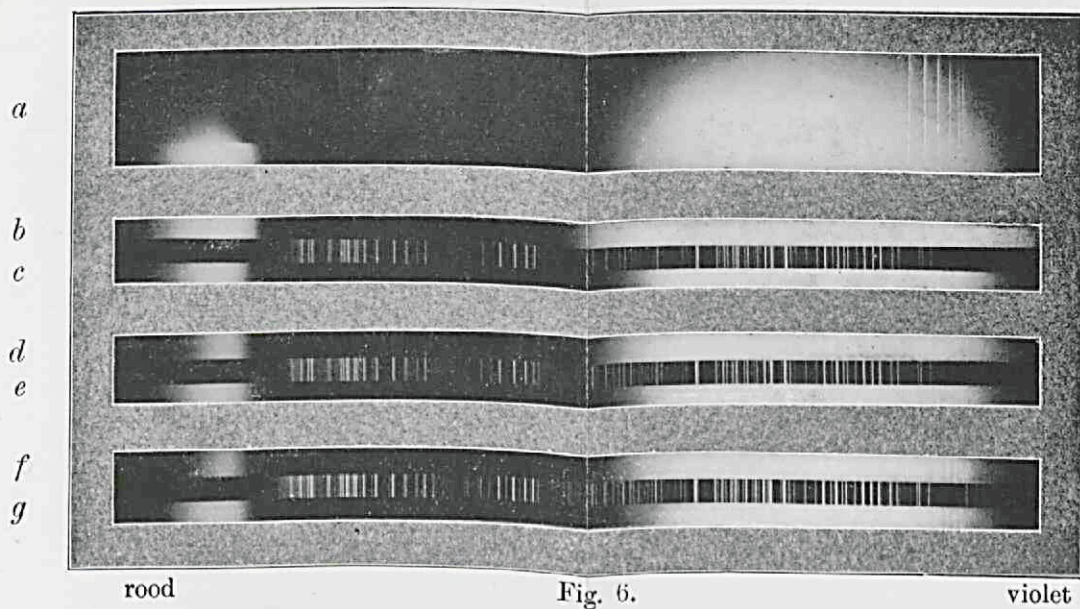
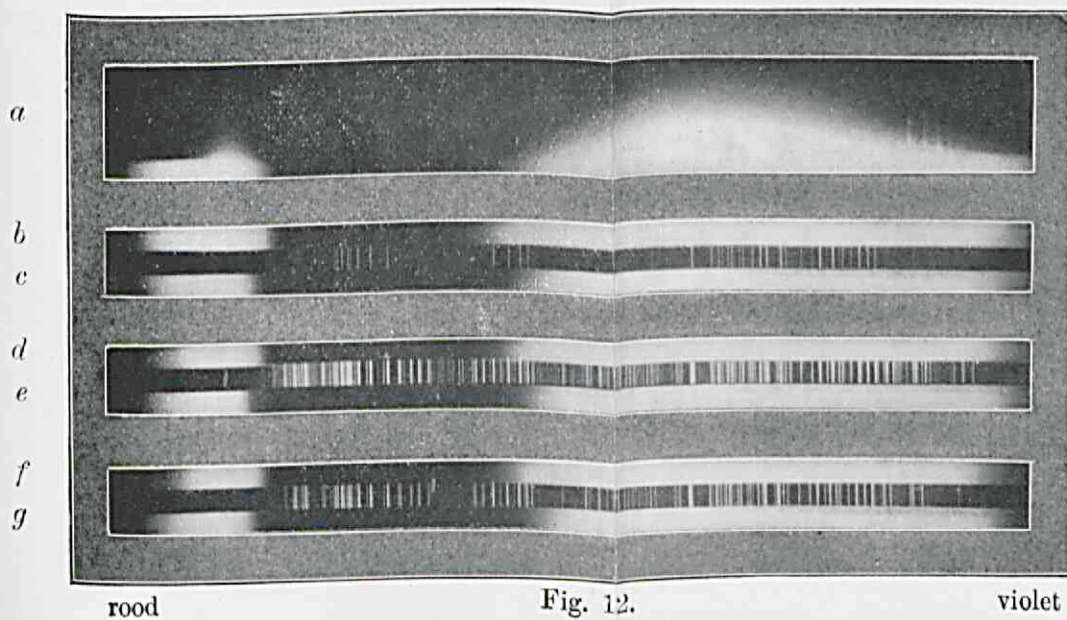
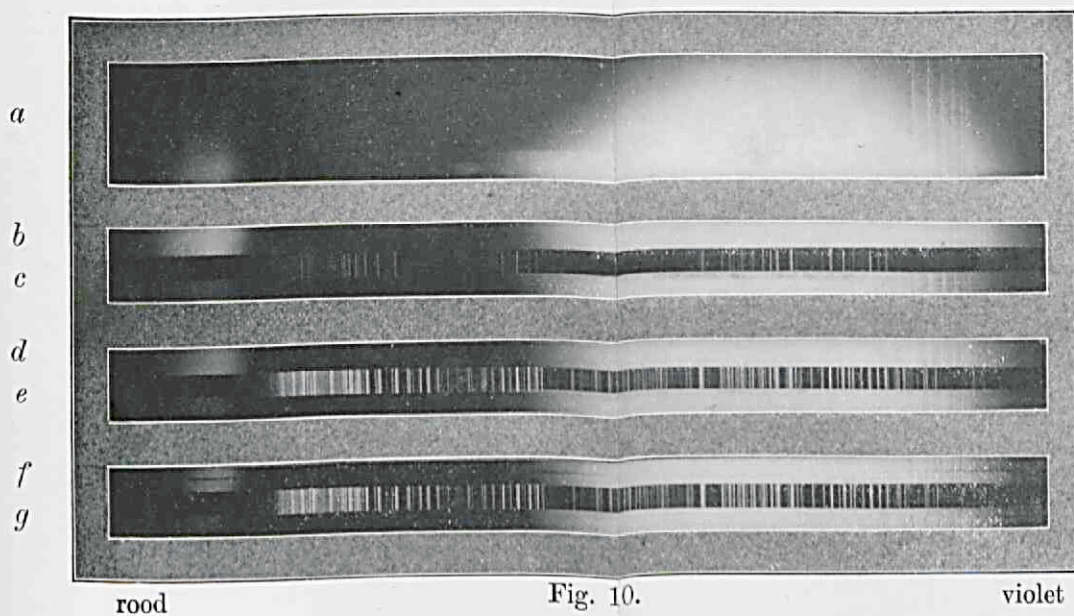
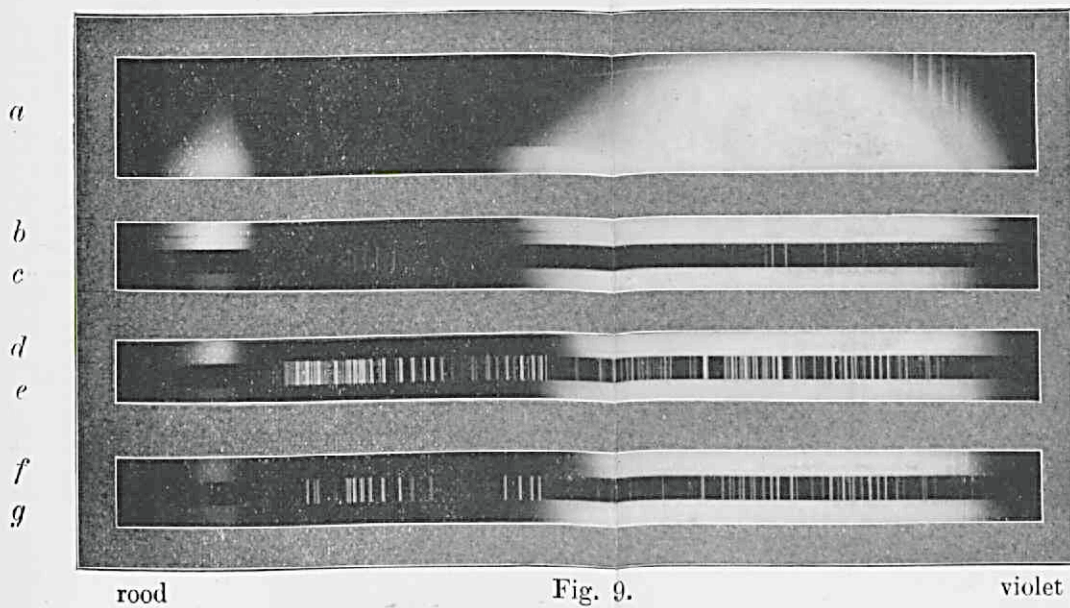
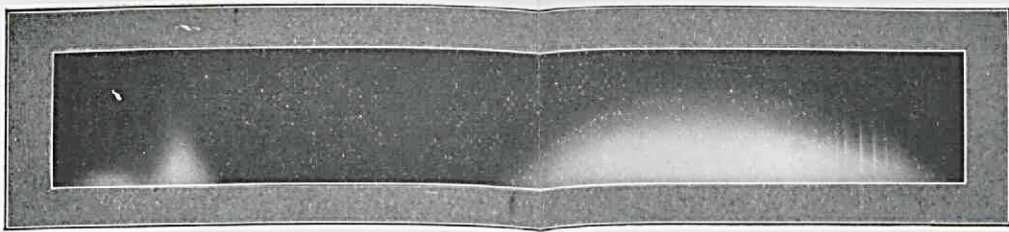


Fig. 5.



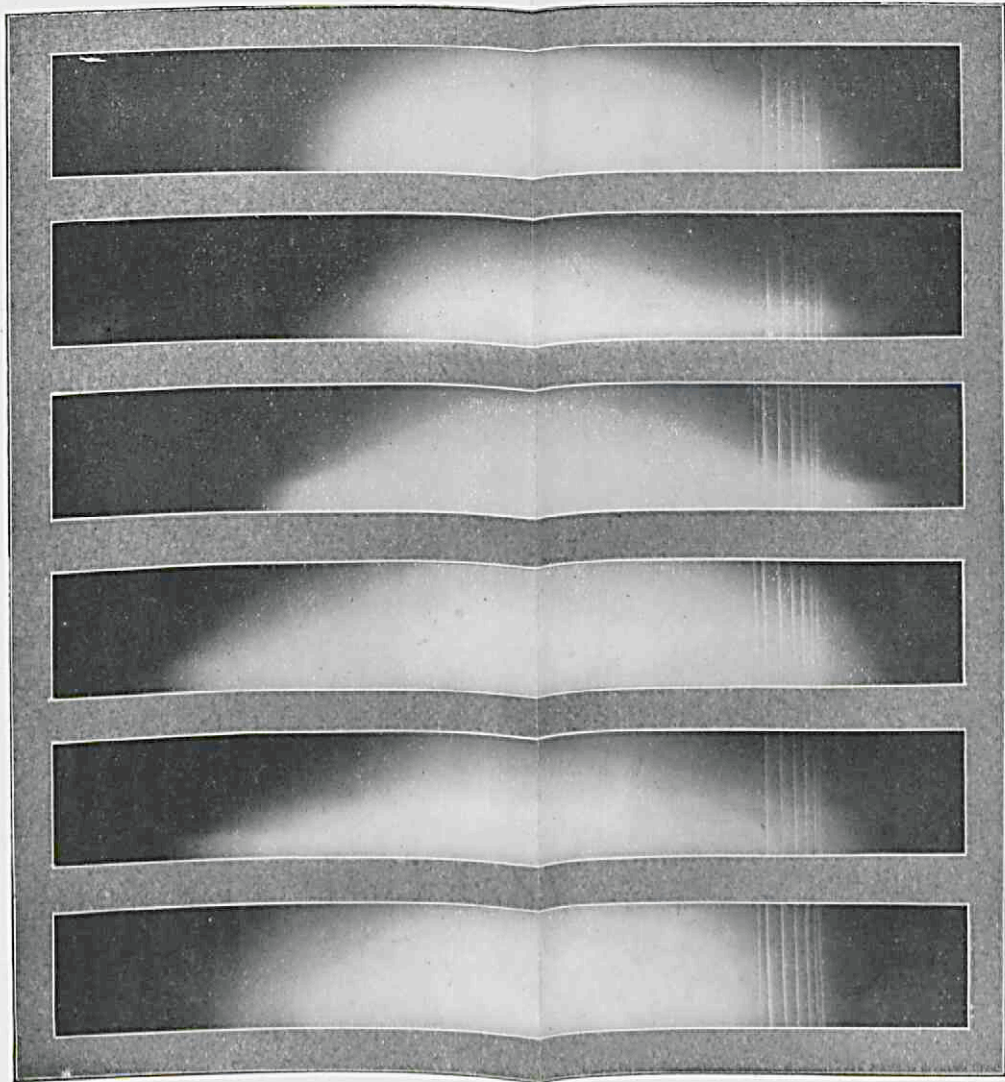




rood

Fig. 11.

violet



I

II

III

IV

V

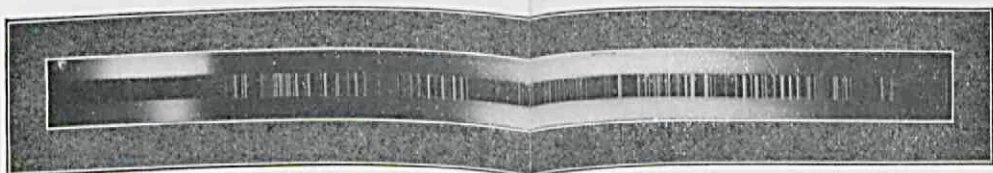
VI

rood

Fig. 13.

violet

a
b

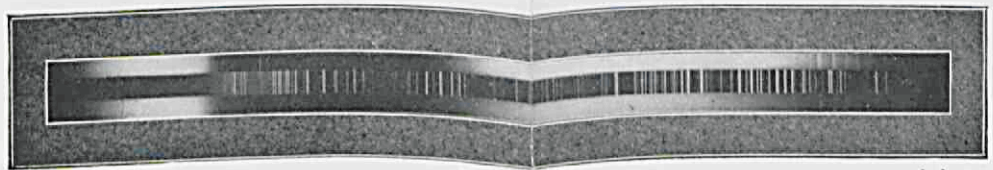


rood

Fig. 14.

violet

a
b



rood

Fig. 15.

violet

A