



Emissie- en dispersiemetingen in de seriespectra der alkaliën

<https://hdl.handle.net/1874/289993>

1928. 1928.

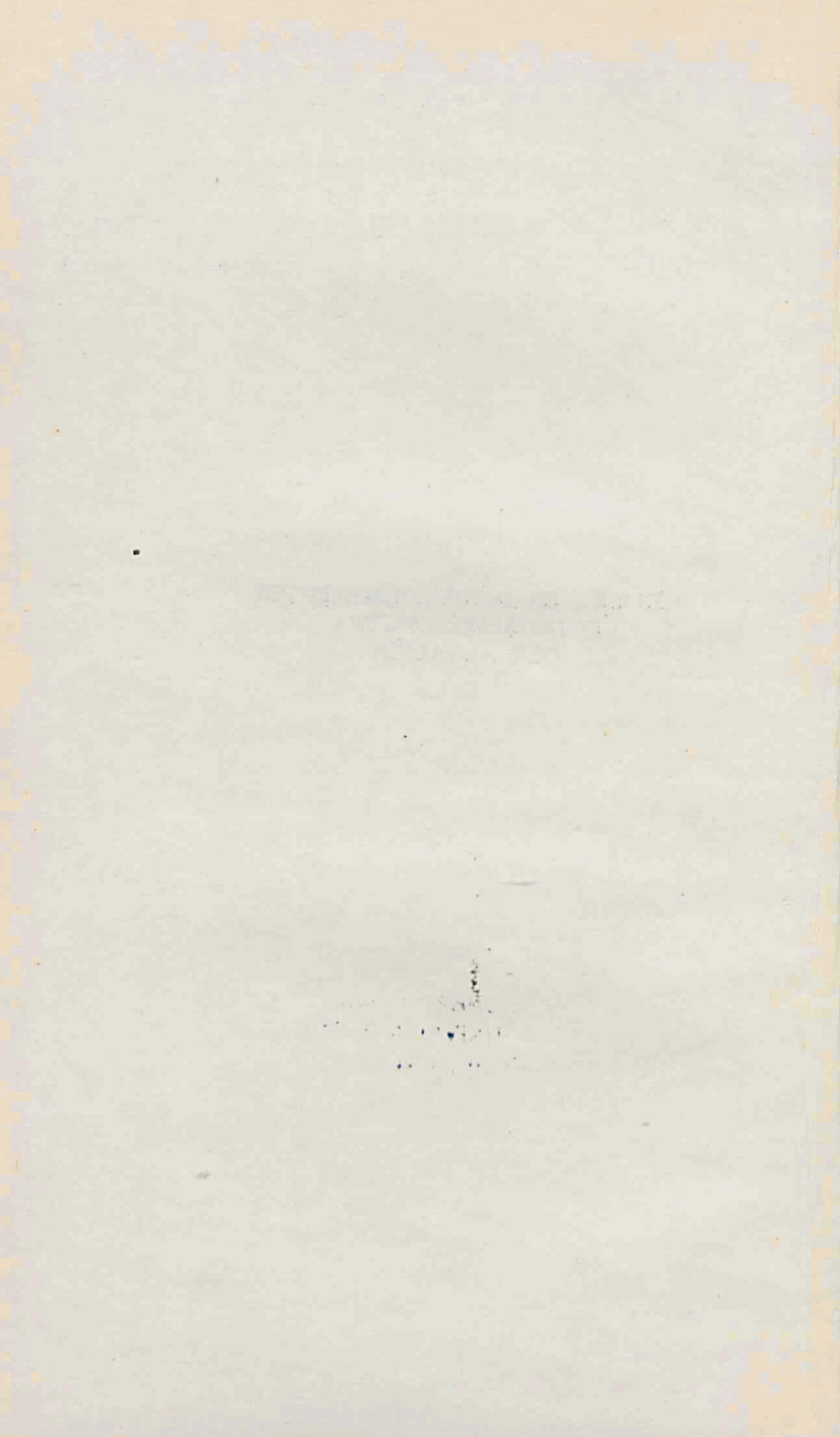
EMISSIE- EN DISPERSIEMETINGEN
IN DE SERIESPECTRA
DER ALKALIËN

Diss.
Utrecht

1928

C. E. BLEEKER

EMISSIE- EN DISPERSIEMETINGEN
IN DE SERIESPECTRA
DER ALKALIËN



Diss. Utrecht 1920

EMISSIE- EN DISPERSIEMETINGEN IN DE SERIESPECTRA DER ALKALIËN

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. H. TH. OBBINK, HOOGLEERAAR IN DE
FACULTEIT DER GODGELEERDHEID, VOL-
GENS BESLUIT VAN DEN SENAAAT DER UNI-
VERSITEIT TEGEN DE BEDENKINGEN VAN
DE FACULTEIT DER WIS- EN NATUURKUNDE
TE VERDEDIGEN OP MAANDAG 5 NOVEM-
BER 1928, DES NAMIDDAGS 4 UUR, DOOR
CAROLINE EMILIE BLEEKER,
GEBOREN TE MIDDELBURG.

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

Drukkerij G. J. WILLEMSE, Domplein 11 - Utrecht.

RIJKSUNIVERSITEIT TE UTRECHT



1783 8420

AAN MIJN OUDERS.

Hooggeleerde Julius, slechts gedurende korten tijd had ik het voorrecht Uw assistente te zijn, maar de herinnering aan Uw beminlijke persoonlijkheid en Uw vriendelijke belangstelling zal steeds levendig bij mij blijven.

Hooggeleerde Ornstein, Hooggeachte Promotor, groote eerbied heb ik voor de wijze waarop gij van een klein Laboratorium een modern ingericht instituut hebt gemaakt. Door Uw buitengewone energie leeft het en breidt zich in alle richtingen steeds uit, terwijl gij toch nog gelegenheid vindt met alle studenten persoonlijk contact te houden en zich in hun belangen in te leven. Dat ook ik hiervan heb mogen profiteeren, daarvoor ben ik U zeer dankbaar.

Hooggeleerde Moll, met Uw groote experimenteele vaardigheid hebt gij mij steeds respect afgedwongen.

Hooggeleerde de Vries en Nijland, het was voor mij een genoegen Uw systematische en duidelijke colleges te mogen volgen.

Waarde Rekveld en Chamuleau, mijn bijzonderen dank voor de onvermoeide hulp bij vele van de gemaakte opnamen.

INHOUD.

	pag.
Inleiding	11.
Hoofdstuk I. Vlammspectra	13.
Hoofdstuk II. Dispersiemetingen	34.
Hoofdstuk III. Beschrijving van de opstelling voor de dispersiemeting	40.
Hoofdstuk IV. Verwerking van het materiaal. Verkregen resultaten	48.

INLEIDING.

In de bekende Einsteinsche stralingstheorie spelen de grootheden A en B , die respectievelijk de spontane emissie, en de absorptie bepalen, een zeer belangrijke rol. Metingen van de emissie, absorptie, anomale dispersie of magnetorotatie kunnen deze grootheden doen leeren kennen, zooals door Ladenburg ¹⁾ is uiteengezet. Wanneer men spectraallijnen beschouwt, ontstaan door overgangen uit verschillende toestanden, dan zijn de intensiteiten bepaald, door het in elken toestand aanwezige aantal atomen en hun overgangswaarschijnslijkheden. Het eenvoudigst is dus om overgangen te vergelijken uit eenzelfde aanvangstoestand, daar dan in de verhouding der lijnen, het aantal deeltjes in de emitterende toestand geen rol speelt. Emissie-metingen komen in het algemeen vooral dan in aanmerking, wanneer de eigen absorptie zeer gering is. Het aantal der in een bepaalde toestand aanwezige atomen hangt in hooge mate van de condities af. Absorptiemetingen aan overgangen uit den normalen toestand hebben dus betrekking op omstandigheden die verreweg het best bepaald zijn.

Herhaalde onderzoeken hebben geleerd dat bij vlammen, waarin Na -zouten tot verdampen worden gebracht, de emissie van de D -lijnen tot temperatuurstraling gerekend kan worden. In dit geval is dus de verdeeling der stationnaire toe-

¹⁾ R. Ladenburg ZS. f. Phys. 4 , 451, 1921

standen door de temperatuur bepaald en mag men verwachten uit intensiteitsmetingen iets naders omtrent de spontane overgangen (vermenigvuldigd met de statistische gewichten der quantumtoestanden) te weten te komen. De nevenseriën der alkaliën leenen zich bijzonder goed voor deze metingen, omdat de spectraallijnen in een gemakkelijk toegankelijk gebied liggen, de eigen absorptie zeer gering is, en de temperatuurverdeling bekend is. Om deze redenen werden eenige jaren geleden door mij metingen aan vlammenspectra gedaan.

HOOFDSTUK I.

VLAMMENSPECTRA.

Waarnemingsmethode.

De waarnemingen werden aanvankelijk visueel gedaan. Daarna werd een opstelling met rookglasverzwakkers gebruikt, zooals deze voor photographische intensiteitsmetingen in het Fysisch Laboratorium te Utrecht gebezigd wordt ¹⁾. De gebruikte spectroscop was een prisma spectroscop van Hilger, waarvan de kijker door een camera vervangen kon worden. Bij photographische opnamen bedroeg de lengte van het spectrum (van 8000—4200 $\text{\AA}$) op de plaat 7 cm.

Visueele waarnemingen.

In vlammen van verschillende temperatuur werden de spectra der alkaliën bestudeerd. Wanneer men in een bunsen-vlam, een alkalizout laat verdampen, dan neemt men bij Na en K, alleen de eerste lijnen der hoofdserie waar, terwijl men bij Rb en Cs, behalve het tweede doublet der hoofdserie ook nog lijnen der nevenseriën waarneemt. De eerste lijnen der hoofdserie liggen bij Rb en Cs te ver in het rood om zicht-

¹⁾ L. S. Ornstein, Proc. Phys. Soc. 37, 1925

baar te zijn, bij *Na* en *K* ligt het tweede doublet te ver in het violet. Vervangt men de bunsenvlam, door een blaasvlam, dan kan men ook bij *K* zeer zwak, enkele lijnen der nevenseriën zien, bij *Na* echter alleen de *D*-lijnen. Bij *Rb* en *Cs* is het aantal lijnen der nevenseriën sterk toegenomen. Tenslotte bij hooger temperatuur in de zuurstofvlam, worden de verschillende spektra nog lijnenrijker en komen ook bij *Na*, naast de *D*-lijnen, de lijnen der nevenseriën te voorschijn. Beschouwt men verschillende deelen van de vlam, dan ziet men de intensiteit van de nevenserielijnen zeer sterk veranderen in verhouding tot de intensiteit der hoofdserielijnen. Deze laatste zijn in alle deelen der vlam goed zichtbaar, behalve natuurlijk in de donkere kern, terwijl de nevenserielijnen het beste zichtbaar zijn in de zône, die even boven de kern gelegen is. De absolute intensiteit der lijnen wisselt zeer sterk met de hoeveelheid zout die in de vlam gebracht wordt, maar de relatieve intensiteiten der lijnen van de nevenseriën schijnen daarvan weinig afhankelijk te zijn. Ook schijnen deze relatieve intensiteiten vrijwel gelijk te zijn in vlammen van verschillende temperatuur, wat vooral bij *Cs* duidelijk te zien is. Om nauwkeurig te constateeren in hoeverre de intensiteitsverhoudingen gewijzigd worden in vlammen van verschillende temperatuur is het noodzakelijk tot de nauwkeuriger photographische methode over te gaan. Maar daarvoor is noodig een betrekkelijk lange belichtingstijd en dus een zeer constante vlam, zoowel wat betreft de temperatuur, als concentratie van het in de vlam gebrachte zout, tenzij de concentratie geen invloed op de intensiteitsverhoudingen mocht hebben. Dit laatste was reeds gebleken uit de visueele waarnemingen. Theoretisch is het te verwachten, omdat immers door de concentratieverandering slechts het aantal atomen, en niet de temperatuurverdeeling van de energietoestanden verandert, terwijl de eigen absorptie in alle gevallen zeer gering is. Het lag dus voor de hand dit punt eerst nader te onderzoeken.

Invloed van de concentratie van het metaalzout op de intensiteitsverhouding der lijnen.

Om nu de grootte van genoemde invloed nader te onderzoeken, werd een blaasvlam met sproeier gebruikt, zooals door Gouy is aangegeven ¹⁾. Hoewel gas- en luchttoevoer met rotameters constant gehouden werden, zal de temperatuur niet volkomen constant zijn, evenmin als de concentratie van de oplossing een volkomen scherpe maat zal zijn voor de dichtheid van de in de vlam aanwezige metaaldamp. Op een plaat werden nu twee opnamen gemaakt met verschillende concentraties van Rubidium chloride in de sproei-inrichting. In deze, en in alle andere opnamen is steeds het gedeelte van de vlam gefotografeerd, dat onmiddellijk boven de kern ligt. De vlam werd in ware grootte afgebeeld op een diafragma met een opening van 1 cm. In tabel I zijn de relatieve intensiteiten weergegeven. De opgaven geven geen werkelijke intensiteitsverhoudingen, daar niet gecorrigeerd is op de gevoeligheid van de plaat. Het is wel geoorloofd om uit deze tabel te besluiten, dat de invloed van de concentratie van het metaalzout, of niet aanwezig is of zoo gering dat deze geheel binnen de meetfouten ligt.

¹⁾ Zie hiervoor ook, C. E. Bleeker und I. A. Bongers, ZS. f. Phys. 27, 195, 1924

Tabel I.
Rubidium

Golflengte in Ångström-eenheden.	Gemeten intensiteits- verhoudingen.	
	I	II
6299	100	100
6207	51	45
6160	36	36
6071	25	27
5724	22	22
5579	—.	20
5432	17.5	17
5363	13.5	12
5260	12.5	10.5

I. Opname met blaasvlam. Belichtingstijd $1\frac{1}{2}$ uur.
In de sproei-inrichting was een 5% oplossing
Rubidiumchloride.

II. Opname met blaasvlam. Belichtingstijd $\frac{1}{2}$ uur.
In de sproei-inrichting was een 20% oplossing
Rubidiumchloride.

Beide opnamen zijn op dezelfde plaat genomen.

Invloed van de temperatuur op de intensiteitsverhouding der lijnen.

Van het verkregen resultaat is gebruik gemaakt om de metingen uit te breiden voor de bunsenbrander (Teclutype) en de zuurstofbrander (fabrikaat Hanff & Büst), waar het metaalzout op andere, en onregelmatiger wijze in de vlam wordt gebracht ¹⁾. De temperaturen van bunsenvlam, blaasvlam en zuurstofvlam werden min of meer ruw bepaald op respectievelijk 1700°, 2300° en 2700° K.

Om opnamen op verschillende platen te kunnen vergelijken, werd op elke plaat tevens een spectrum van een bij constante spanning brandende lamp gefotografeerd. Later is deze vervangen door een geijkte standaardlamp, waarvan de energieverdeeling over het geheele spectrum bekend is. Hiermee werd het mogelijk te corrigeren voor de gevoeligheidsfactor van de plaat, en het ware intensiteitsverloop te meten. Daar de intensiteiten sterk uiteenloopen, kunnen groote fouten optreden. De onnauwkeurigheid wordt nog verhoogd door de sterke continue achtergrond, als gevolg hiervan, dat de spleet tamelijk wijd gekozen moet worden bij deze methode, opdat de eerste buigingsbeelden nog op de collimatorlens vallen. De intensiteit van de continue grond is telkens ter weerszijde van een spectraallijn gemeten, en het gemiddelde van deze intensiteiten van de intensiteit der beschouwde lijn afgetrokken. Bij Na en K zijn de metingen gedaan met een prisma spectrograaf van grootere dispersie welke voor dat doel werd geïmproviseerd.

In de tabellen II tot V zijn de resultaten der metingen vereenigd. Tevens zijn hierin metingen aan boogspectra opgenomen. Om de waarden der intensiteiten te kunnen vergelijken,

¹⁾ C. E. Bleeker en I. A. Bongers, loc. cit.

Tabel II.
Caesium

Golflengte in Ångström-eenheden.	Gemeten intensiteits-verhoudingen.				
	I	II	III	IV	V
6217	600	—.-	575	—.-	415
6035	48	44	52	46	68
6010	320	—.-	295	—.-	325
5746	—.-	15.2	19.4	21.1	24
5664	120	140	136	13.3	13.6
5635	100	100	100	100	100
5574	7.5	6.5	9	10.9	
5568	8.4	6.5	10	15.3	
5503	39.5	36	40	36.2	
5466	48	44	54	64.3	
5414	25.5	16.1	16	16.6	
5407	—.-	2.9	—.-	—.-	
5351	9.5	6.9	9	11.5	
5341	21	17.8	21	30.4	
5304	5	3.3	5	10.6	
5257	10	7.4	9	14.4	
5199	4.3	3.3	3.5	—.-	
5154	2.1	1.8	—.-	—.-	

- I. Zuurstofvlam. Belichtingstijd $\frac{1}{2}$ uur. De intensiteit van de continue grond bedroeg 9-30%.
- II. Zuurstofvlam. Belichtingstijd $\frac{1}{2}$ uur. De intensiteit van de continue grond bedroeg 5-10%.
- III. Boogspectrum. Belichtingstijd 30 sec. Genomen is het midden van den boog. De geprojecteerde booglengte bedroeg 3 cm. Middellijn van het diafragma $\frac{1}{2}$ cm. Stroomsterkte 4.5 Ampère. De intensiteit van de continue grond 15-24%.
- IV. Boogspectrum. Belichtingstijd 40 sec. De geprojecteerde booglengte bedroeg 12 cm. Middellijn van het diafragma $\frac{1}{2}$ cm. Stroomsterkte 12 Ampère. Spanning van den boog 65 Volt. De intensiteit van de continue grond 5-10%.
- V. Caesiumboog in waterstofatmosfeer. Belichtingstijd 14 min. De geprojecteerde booglengte bedroeg 1 cm. Stroomsterkte 3.5 Ampère. Spanning van den boog nam toe van 58 Volt tot 110 Volt. De intensiteit van de continue grond 3-9%.

Tabel III.

Rubidium

Golflengte in Ångström-eenheden.	Gemeten intensiteits-verhoudingen.				
	I	II	III	IV	V
6299	100	100	100	100	100
6207	50	47	46	47	49.5
6160	21.2	22	14	18.5	15.4
6071	11.5	11.8	6.6	9.5	10
5724	37	35	32	35.5	33
5579	2.9	3.2	2.6	—.	—.
5432	12.5	14.8	11.6	12.7	—.
5391	1.25	1.6	2.4	—.	—.
5363	5.9	6.5	4.7	5.7	—.
5322	0.75	1.0	1.16	—.	—.
5260	5.0	6.6	5.4	5.1	—.
5234	—.	0.67	0.8	—.	—.
5196	2.5	2.7	2.45	—.	—.
5171	—.	0.3	—.	—.	—.
5151	2.65	3.2	2.4	—.	—.
5089	1.7	1.7	—.	—.	—.

- I. Zuurstofvlam. Belichtingstijd $\frac{1}{2}$ uur. De intensiteit van de continue grond bedroeg 4-7 $\frac{0}{10}$.
- II. Zuurstofvlam. Belichtingstijd $\frac{1}{2}$ uur. De intensiteit van de continue grond bedroeg 1 $\frac{1}{2}$ -3 $\frac{0}{10}$.
- III. Zuurstofvlam. Belichtingstijd $\frac{1}{2}$ uur. De intensiteit van de continue grond bedroeg 3-6.5 $\frac{0}{10}$.
- IV. Blaasvlam. Belichtingstijd 1 uur. De intensiteit van de continue grond bedroeg 7-10 $\frac{0}{10}$.
- V. Bunsenbrander. Belichtingstijd 2 uur. De intensiteit van de continue grond bedroeg 3-13 $\frac{0}{10}$.

Tabel IV

Kalium

Golflengte in Ångström-eenheden.	Gemeten intensiteits-verhoudingen.		
	I	II	III
5832	121	34	73.3
5813	60.5	23.4	32
5802	222	63	106
5783	118	34	59.5
5360	79	29	24
5343	39	15.5	18
5340	54	18.9	14
5323	28	10.6	8.9
5112	28	12.2	8.2
5099	13.4	3.8	4.2
5097	15.7	4.5	4.2
5084	5.6	2.4	1.6
4965	10.8		
4956	3.9		
4951	6.9		
4942	2.0		

- I. Zuurstofvlam. Belichtingstijd 45 min.
De intensiteit van de continue grond bedroeg 8-13 $\frac{1}{2}$ %.
Zwartingskrommen goed opschuifbaar, van de standaard-lamp minder goed.
- II. Zuurstofvlam. Belichtingstijd 1 uur.
De intensiteit van de continue grond bedroeg 13-24%.
In de eerste groep (5832-5783) vertoonde de plaat een buitengewoon sterke gradient.
- III. Zuurstofvlam. Belichtingstijd 30 min.
De krommen zijn goed opschuifbaar, behalve de derde groep (5112-5084), zoodat hierin een groote fout ten opzichte der andere kan zijn. De intensiteit van de continue grond bedroeg 10-20%.

Tabel V
Natrium

Goolflengte in Ångström-eenheden.	Gemeten intensiteits-verhoudingen.				
	I	II	III	IV	V
6161			38	39	13.1
6154			18.5	17.5	6.2
5688			147	179	65
5683			89	95	32
5154	62	62	3.3	5	0.72
5149	29	28	1.4	2.3	0.36
4983	394	274	25.5	24	3.3
4979	189	123	13.6	12.4	1.7
4752	22.5	11.3			
4748	11.5	5.9			
4669	67	37			
4665	38	19			
4545	13	3.5			
4541	5.7	1.7			
4498	26	12.4			
4494	14	6.7			

I. Natrium-boogspectrum. Midden boog belichtingstijd 40 sec. De booglengte bedroeg 12 mm. Stroomsterkte 3 Ampère. Spanning van den boog 78 Volt. De zwartingskrommen waren goed opschuifbaar, behalve voor de lijnen 4983/4979. Bij de standaardlamp was de spreiding der punten heel groot. De intensiteit van de continue grond bedroeg 4-14⁰/₀.

II. Natrium-boogspectrum. Midden boog belichtingstijd 40 sec. De booglengte bedroeg 12 mm. Stroomsterkte 1.35 Ampère. Spanning van den boog 92 Volt. De zwartingskrommen vertoonen een geleidelijk verschil in helling. De krommen van de standaardlamp eveneens. De intensiteit van de continue grond bedroeg 11-20⁰/₀.

III. Boogspectra. Belichtingstijd 5 en 10 sec. De booglengte bedroeg 12 mm. Stroomsterkte 3 Ampère. Spanning van den boog 78 Volt. De intensiteit van de continue grond bij beide circa 5-10⁰/₀.

V. Zuurstofvlam. Belichtingstijd 1 uur. De intensiteit van de continue grond bedroeg 27-30⁰/₀.

is het noodzakelijk ze op een zelfde schaal te herleiden. Immers de intensiteit van een bepaalde lijn is geheel willekeurig, gelijk 100 gesteld. Daarom is voor telkens twee waarnemingsreeksen de verhouding bepaald waarmee een zelfde lijn op elke plaat voorkomt. Uit deze verhoudingsgetallen is het gemiddelde bepaald, en hiermee is de intensiteit van elke lijn vermenigvuldigd, waardoor nu de waarnemingen gemakkelijk vergelijkbaar worden. De tabellen VI tot IX geven hiervan een overzicht. Tegelijk blijkt hieruit of een systematisch verloop in de intensiteitsafval is aan te geven. Bij *Cs* en *Rb* is het moeilijk tot een systematisch verloop te besluiten. Bij *Na* en *K* zijn de afwijkingen wel zeer groot, maar het systematisch verloop, dat hier schijnt aanwezig te zijn, kan heel goed verklaard worden uit de meetfouten. De zwartingen liggen zoo ver uiteen, dat het wel mogelijk is om de intensiteitsverhoudingen van een groep lijnen te meten, maar moeilijk is om de aansluiting van de groepen nauwkeurig te bepalen. Wanneer men de omstandigheden der belichting geheel kan reproduceeren of wanneer men weet dat de omstandigheden geen invloed hebben, dan is het natuurlijk betrekkelijk eenvoudig om door opname van verschillende belichtingsduur, eventueel door tevens een spectraallijn, in hetzelfde gebied, en waarvan de intensiteit tusschen beide groepen in is, mede te fotografeeren, tot een goede verhouding van deze groepen van lijnen te komen.

De intensiteitsafval van de lijnen in de nevenseriën der alkaliën.

Op grond van de metingen van *Cs* en *Rb*, zijn al deze afwijkingen voorloopig als meetfouten beschouwd en zijn van alle, op dezelfde schaal herleide platen de gemiddelde intensiteiten bepaald. (Tabel X—XIII). Alleen bij *Na* is de meting aan de

Tabel VI
Caesium

Golflengte in Ångström-eenheden.	Intensiteitsverhouding van overeenkomstige lijnen op verschillende platen.				Intensiteitsverhouding na vermenigvuldiging met het gemidd. verhoudingsgetal.			
	I/II	I/III	I/IV	I/V	pl. I	pl. II	pl. III / gem	
6217	—,-	1.04	—,-	1.45	600	—,-	588	594
6035	1.09	0.94	1.04	0.70	48	54	53	52
6010	—,-	1.08	—,-	1.87	320	—,-	300	310
5746	—,-	—,-	—,-	—,-	—,-	18.8	19.8	19.3
5664	0.89	1.03	0.91	0.89	120	172	138	143
5635	1.00	1.00	1.00	1.00	100	123	102	108
5574	1.15	0.87	0.69	—,-	7.5	8.0	9.4	8.3
5568	1.30	0.84	0.55		8.4	8.0	10.2	8.9
5503	1.09	0.99	1.08		39.5	44.5	40.8	41.6
5466	1.09	0.89	0.75		48	54	55	52.3
5414	1.59	1.59	1.54		25.5	19.8	17.4	20.9
5407	—,-	—,-	—,-		—,-	3.6	—,-	3.6
5351	1.37	0.76	0.83		9.5	8.5	9.4	9.1
5341	1.24	1.00	0.69		21.0	22	21.5	21.5
5304	1.51	1.00	0.47		5.0	4.1	5.1	4.7
5257	1.39	1.11	0.69		10.0	9.2	9.4	9.5
5199	1.37	1.23	—,-		4.3	4.1	3.6	4.0
5154	1.17	—,-	—,-		2.1	2.2	—,-	2.2

Tabel VII
Rubidium

Golflengte in Ångström-eenheden.	Intensiteitsverhouding van overeenkomstige lijnen op verschillende platen.				Intensiteitsverhouding na vermenigvuldiging met het gemidd. verhoudingsgetal.			
	I/II	I/III	I/IV	I/V	pl. I	pl. II	pl. III	/gem
6299	1.00	1.00	1.00	1.00	100	91	109	100
6207	1.06	1.09	1.06	1.01	50	43	50	48
6160	0.98	1.53	1.16	1.39	21.2	19.8	15.3	18.8
6071	0.98	1.74	1.21	1.15	11.5	11.6	7.2	10.1
5724	1.05	1.15	1.04	1.12	37	31.5	34.8	34.4
5579	0.91	1.11	—	—	2.9	2.9	2.8	2.9
5432	0.85	1.07			12.5	13.3	12.6	12.8
5391	0.78	0.52			1.25	1.42	2.6	1.8
5363	0.91	1.25			5.9	5.9	5.1	5.6
5322	0.75	0.65			0.75	0.9	1.26	1.0
5260	0.76	0.93			5.0	5.9	5.9	5.6
5234	—	—			—	0.6	0.87	0.7
5196	0.93	1.02			2.5	2.4	2.65	2.5
5171	—	—			—	0.27	—	0.3
5151	0.83	1.10			2.65	2.88	2.52	2.7
5089	1.00	—			1.7	1.53	—	1.6

Tabel VIII

Kalium

Golflengte in Ångström- eenheden.	Intensiteitsver- houding van overeenkomstige lijnen op ver- schillende platen.		Intensiteitsverhouding na vermenigvuldiging met het gemiddelde verhoudingsgetal.			
	I/II	I/III	pl. I	pl. II	pl. III	I gem.
5832	3.55	1.65	121	101	196	139
5813	2.58	1.89	60.5	69.5	85	72
5802	3.52	2.10	222	187	282	230
5783	3.48	1.99	118	101	158	126
5360	2.73	3.28	79	86	64	76
5343	2.52	2.17	39	46	48	44
5340	2.85	3.85	54	56	37.5	49
5323	2.65	3.15	28	31.5	23.7	28
5112	2.28	3.45	28	36.2	21.7	29
5099	3.52	3.18	13.4	11.3	11.2	12
5097	3.48	3.72	15.7	13.4	11.2	13.4
5084	2.32	3.50	5.6	7.1	4.3	5.7
4965			10.8			10.8
4956			3.9			3.9
4951			6.9			6.9
4942			2.0			2.0

Tabel IX

Natrium

Golflengte in Ångström- eenheden.	Intensiteitsverhouding van overeenkomstige lijnen op verschillende platen.						Intensiteitsverhouding na vermenigvuldiging met het gemiddelde verhoudingsgetal.					
	I/II	I/III	I/IV	III/IV	IV/V	I/V	pl. I	pl. II	pl. III	pl. IV	pl. V	I. gem. ¹⁾
6160				0.98	2.97				652	550	1310	601
6154				1.09	2.87				318	247	620	283
5688				0.82	2.75				2530	2530	6500	2530
5683				0.94	3.37				1153	1340	3200	1247
5154	1.00	18.8	12.4	0.66	6.98	86.0	62	124	56.8	70.6	72	78
5149	1.04	20.7	12.6	0.61	6.35	80.5	29	56	24.2	32.4	36	36
4983	1.44	15.5	16.4	1.06	7.25	119	394	548	438	338	330	430
4979	1.53	13.8	15.2	1.09	7.30	111	189	246	234	175	170	211
4752	2.00						22.5	22.6				22.6
4748	1.96						11.5	11.8				11.7
4669	1.80						67	74				70.5
4665	2.00						38	38				38
4545	3.70						13	7				10
4541	3.30						5.7	3.4				4.6
4498	2.10						26	24.8				25.4
4494	2.10						14	13.4				13.7

¹⁾ zie ook pag. 22.

Tabel X
Caesium

Golflengte in Ångström-eenheden		<i>I</i>	<i>I</i> gem.	log. <i>I</i> gem.
6217	2p ₁ -6d	594	607	2.78
6010	2p ₂ -6d	310		
5848	2p ₁ -7d	—,-	286	2.45
5664	2p ₂ -7d	143		
5635	2p ₁ -8d	108	106	2.02
5466	2p ₂ -8d	52.3		
5503	2p ₁ -9d	41.6	42	1.62
5341	2p ₂ -9d	21.5		
5414	2p ₁ -10d	20.9	20	1.30
5257	2p ₂ -10d	9.5		
5351	2p ₁ -11d	9.1	8.6	0.93
5199	2p ₂ -11d	4.0		
5304	2p ₁ -12d	4.7	4.6	0.66
5154	2p ₂ -12d	2.2		
6035	2p ₁ -5s	52	52	1.72
5839	2p ₂ -5s	—,-		
5746	2p ₁ -6s	19.3	18.6	1.27
5568	2p ₂ -6s	8.9		
5574	2p ₁ -7s	8.3	7.8	0.89
5407	2p ₂ -7s	3.6		

Tabel XI
Rubidium

Golflengte in Ångström-eenheden		<i>I</i>	<i>I</i> gem.	log. <i>I</i> gem.
6299	2p ₁ -5d	100	98	1.99
6207	2p ₂ -5d	48		
5724	2p ₁ -6d	34.4	34.4	1.54
5648	2p ₂ -6d	—.-		
5432	2p ₁ -7d	12.8	12.0	1.08
5363	2p ₂ -7d	5.6		
5260	2p ₁ -8d	5.6	5.3	0.72
5196	2p ₂ -8d	2.5		
5151	2p ₁ -9d	2.7	2.9	0.46
5089	2p ₂ -9d	1.6		
6160	2p ₁ -4s	18.8	19.5	1.29
6071	2p ₂ -4s	10.1		
5654	2p ₁ -5s	—.-	5.8	0.76
5579	2p ₂ -5s	2.9		
5391	2p ₁ -6s	1.8	1.9	0.28
5322	2p ₂ -6s	1.0		
5234	2p ₁ -7s	0.7	0.65	0.81-1
5171	2p ₂ -7s	0.3		

Tabel XII
Kalium

Golflengte in Ångström-eenheden		<i>I</i>	<i>I</i> gem.	log. <i>I</i> gem.
5832	2p ₁ -5d	139	142	2.15
5813	2p ₂ -5d	72		
5360	2p ₁ -6d	76	82	1.91
5343	2p ₂ -6d	44		
5112	2p ₁ -7d	29	27.9	1.45
5097	2p ₂ -7d	13.4		
4965	2p ₁ -8d	10.8	12.3	1.09
4951	2p ₂ -8d	6.9		
5802	2p ₁ -4s	230	241	2.38
5783	2p ₂ -4s	126		
5340	2p ₁ -5s	49	52.5	1.72
5223	2p ₂ -5s	28		
5099	2p ₁ -6s	12	11.7	1.07
5084	2p ₂ -6s	5.7		
4956	2p ₁ -7s	3.9	3.95	0.60
4942	2p ₂ -7s	2.0		

Tabel XIII

Natrium

Golflängte in Ångström-eenheden		<i>I</i>	<i>I</i> gem.	log. <i>I</i> gem.
5688	2p ₁ -4d	2530	2512	3.40
5683	2p ₂ -4d	1247		
4983	2p ₁ -5d	430	426	2.63
4979	2p ₂ -5d	211		
4669	2p ₁ -6d	70.5	73	1.86
4665	2p ₂ -6d	38		
4498	2p ₁ -7d	25.4	26.4	1.42
4494	2p ₂ -7d	13.7		
6160	2p ₁ -3s	601	584	2.77
6154	2p ₂ -3s	283		
5154	2p ₁ -4s	78	75	1.88
5149	2p ₂ -4s	36		
4752	2p ₁ -5s	22.6	23	1.36
4748	2p ₂ -5s	11.7		
4545	2p ₁ -6s	10	9.6	0.98
4541	2p ₂ -6s	4.6		

zuurstofvlam niet opgenomen, omdat deze metingen aanzienlijk minder betrouwbaar waren dan aan de boogspectra. Uit deze tabellen, waarin de spectraallijnen geordend zijn volgens het serienummer, blijkt al dadelijk, dat de doubletverhouding overal met groote benadering 2 : 1 is. Waar deze regel al zoo veel malen getoetst is, heb ik hare juistheid aangenomen en telkens de zwakste doubletlijn met 2 vermenigvuldigd en daarna het gemiddelde bepaald van het verkregen bedrag en de sterkste lijn. (De correctie voor de frequentieverschillen der doubletlijnen is praktisch van geen invloed). De zoo verkregen waarden zijn als I gem. in de tabel opgenomen, terwijl in de laatste kolom de log. I gem. is vermeld. Om het overzicht te vergemakkelijken is in Fig. 1 een grafiek geteekend, welke het verband aangeeft tusschen het serienummer en de intensiteit van de betreffende spectraalreeksen.

Tegelijk is hier ook bij geteekend de grafiek van de metingen van Bartels¹⁾ aan de hoofdreeks van Na, in een vacuumboog. Het schijnt wel of dit intensiteitsverval in de reeksen zeer weinig afhankelijk is van de condities waaronder de emissie plaats heeft, maar karakteristiek is voor de alkaliën. Vroeger is er door mij reeds op gewezen dat dit verval in de serie door een eenvoudige formule te beschrijven is, $n.l./\infty \left(\frac{\tau \nu}{n}\right)^4$ waar n is het totaal quantumgetal, ν de termfrequentie en τ de verandering van het totale quantumgetal. Ook bij andere elementen, zooals H,²⁾ He³⁾ en Hg is een analoog intensiteitsverval gemeten.

Het is niet duidelijk waarom uit de metingen niet blijkt dat er een temperatuur-afhankelijkheid is, terwijl als men aanneemt dat de verschillende energie-niveaus een Boltzmannsche verdeling hebben, een temperatuur-afhankelijkheid

¹⁾ H. Bartels ZS. f. Phys. 25, 378, 1925
²⁾ I. A. Bongers Diss. Utrecht
³⁾ D. Burger

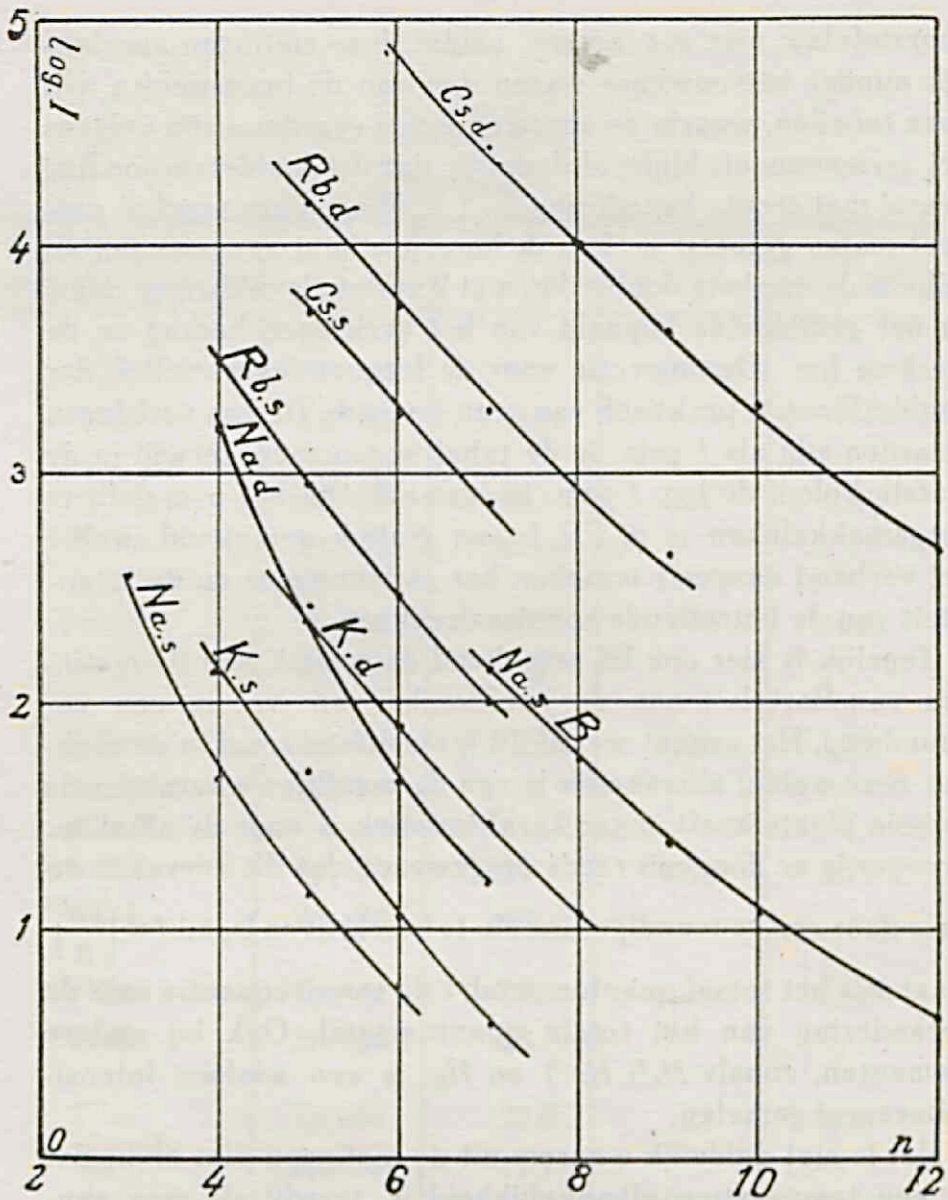


Fig. 1.

Om in de figuur een goed overzicht te verkrijgen zijn de krommen in de $\log. I$ richting over een willekeurig bedrag opgeschoven. De verhouding tusschen scherpe en diffuse serie is in juiste maat geteekend. De twee eerste lijnen der K -reeksen zijn omgewisseld. Over deze lijnen is een controverse, tot welke serie ze gerekend moeten worden. Volgens deze grafiek zou er de voorkeur aan gegeven kunnen worden om $\lambda = \frac{5832}{5813}$ Å tot de scherpe serie te rekenen.

stellig moest zijn waargenomen; indien tenminste de overgangswaarschijnlijkheden onafhankelijk van de temperatuur zijn. Een poging werd nu gedaan om over deze overgangswaarschijnlijkheden iets meer te weten te komen, vooral wat betreft hun mogelijke afhankelijkheid van druk en temperatuur.

HOOFDSTUK II.

DISPERSIEMETINGEN.

Voor de bepaling der overgangswaarschijnlijkheden werd van de in de inleiding genoemde meting der dispersie-konstante gebruik gemaakt.

De brekingsindex n kan voorgesteld worden door de betrekking:

$$(n^2 - 1) = \frac{Ne^2}{\pi m} \sum_s \frac{f_s}{v_s^2 + i v v'_s - v^2} \quad (1)$$

zoolang $n^2 - 1 \ll 1$ is.

In deze formule is N het aantal atomen per volume eenheid, e de lading en m de massa van het electron, v_s de frequentie en v'_s de halfwaardebreedte der absorptielijnen, f_s de dispersiekonstante.

Zij verder v_s de frequentie van een absorptielijn, beantwoordend aan een overgang van een energietoestand j , in een andere energietoestand k , dan is: ¹⁾

$$f_s = f_{jk} = B_{jk} h v_{jk} \frac{m}{\pi e^2} = A_{jk} \frac{g_k}{g_j} \frac{m c^3}{8 \pi e^2 v_{kj}^2} \quad (2)$$

B_{jk} en A_{jk} zijn de Einsteinsche coëfficiënten, g_k en g_j de statistische gewichten van de toestanden k en j .

Met voldoende benadering kan verg. (1) in de buurt van een

¹⁾ R. Ladenburg ZS. f. Phys. 4, 451, 1921

H. A. Kramers und W. Heisenberg ZS. f. Phys. 31, 681, 1925

absorptielijn, waar de werking der overige lijnen verwaarloosd mag worden, vervangen worden door de relatie:

$$(n-1) = \frac{\varrho f_s}{16 \pi^2 c^2} \frac{\lambda_s^3}{(\lambda - \lambda_s)} \quad (3)$$

waarbij $\frac{4 \pi e^2}{m} N = \varrho$ (notatie Voigt), is gesteld, terwijl $\lambda = \lambda_s$ genomen is, overal waar deze grootheden niet in een verschil optreden. De verwaarloozing van ν' , welke bij Roschdestwenski ¹⁾ en anderen, uitvoerig gediscussieerd is, blijft ook bij de later te bespreken metingen volkomen toelaatbaar.

Kent men de waarde voor $(n-1)$, zoo volgt daaruit de waarde van ϱf_s . De methode ter bepaling van $(n-1)$ is door Roschdestwenski in het boven geciteerde artikel uiteengezet. Bij de bekende methode van „de horizontale interferenties”, meestal verkregen met een interferentiaal refractometer volgens Jamin, wordt $(n-1)$ als functie van de golflengte bepaald. Voor quantitative meting is de „hakenmethode” echter speciaal geschikt. Bij deze methode wordt niet de afbuiging van de interferenties in de buurt van een absorptielijn gemeten als functie van de golflengte, maar deze afbuiging wordt gecompenseerd door interferenties van hoogere orde te gebruiken, met een helling tegengesteld aan die veroorzaakt door de dispersie. Voor het bespreken van het verdere onderzoek is het wenschelijk nog even nader op deze bekende methode in te gaan. In de eene interfereerende bundel bevindt zich de absorptiebuis met damp van brekingsindex n en laagdikte l , in de andere bundel de ter compensatie dienende stof, met de brekingsindex n' , in een laag van de dikte l' . Voor een bepaalde golflengte is de orde k der interferenties gegeven door:

$$\frac{(n-1)l}{\lambda} - \frac{(n'-1)l'}{\lambda'} = k \quad (4)$$

¹⁾ Roschdestwenski Ann. d. Phys. (4) 39, 307, 1912

De helling van de interferenties is dan bepaald door:

$$\frac{\partial k}{\partial \lambda} = l \left\{ \frac{1}{\lambda} \frac{dn}{d\lambda} - \frac{n-1}{\lambda^2} \right\} - l' \left\{ \frac{1}{\lambda} \frac{dn'}{d\lambda} - \frac{n'-1}{\lambda^2} \right\} \quad (5)$$

Deze uitdrukking geeft niet aan de helling der interferenties op de plaat, aangezien deze bovendien nog afhangt van de dispersie van de spectrograaf.

Een „haak” d.w.z. een maximum of minimum treedt op als $\frac{\partial k}{\partial \lambda} = 0$, dus:

$$l \frac{dn}{d\lambda} = \frac{(n-1)l}{\lambda} - \frac{(n'-1)l'}{\lambda'} + \frac{l' dn'}{d\lambda} = -k_o \quad (6)$$

waarbij k_o hetzij berekend, hetzij experimenteel bepaald kan worden.

Voor een doublet wordt dus in verband met verg. (3)

$$\frac{k_o}{l} = \frac{Q}{16\pi^2 c^2} \left\{ \frac{f_1 \lambda_1^3}{(\lambda - \lambda_1)^2} + \frac{f_2 \lambda_2^3}{(\lambda - \lambda_2)^2} \right\} \quad (7)$$

of

$$\frac{a_1}{(\lambda - \lambda_1)^2} + \frac{a_2}{(\lambda - \lambda_2)^2} = 1 \quad (8)$$

waarbij is gesteld:

$$a_1 = \frac{Q f_1 \lambda_1^3 l}{16 \pi^2 c^2 k_1} \quad a_2 = \frac{Q f_2 \lambda_2^3 l}{16 \pi^2 c^2 k_2} \quad (9)$$

Verg. (8) heeft onder bepaalde condities vier reële wortels; dan zijn er vier „haken”.

Wanneer de absorptie heel groot is, kunnen de tusschen de

lijnen gelegen haken niet tot stand komen, omdat in dit geval de helling der interferenties niet steil genoeg is ten opzichte van de helling der dispersie-kromme der absorbeerende damp. In dit geval worden de getallen a_1 en a_2 bepaald door de golflengten λ' en λ^{IV} der beide buitenste haken te meten. Indien de golflengten der absorptielijnen λ_1 en λ_2 bekend zijn, dan kan men $\lambda_1 - \lambda' = \delta_1$ en $\lambda_2 - \lambda' = \delta_1 + \varepsilon$, respectievelijk

$$\lambda^{IV} - \lambda_2 = \delta_4 \text{ en } \lambda^{IV} - \lambda_1 = \delta_4 + \varepsilon$$

in verg. (8) substitueeren.

Hieruit volgt:

$$a_1 = \frac{(\varepsilon + \delta_1)^2 - \delta_4^2}{\left(1 + \frac{\varepsilon}{\delta_1}\right)^2 - \frac{1}{\left(1 + \frac{\varepsilon}{\delta_4}\right)^2}} \quad a_2 = \frac{(\varepsilon + \delta_4)^2 - \delta_1^2}{\left(1 + \frac{\varepsilon}{\delta_4}\right)^2 - \frac{1}{\left(1 + \frac{\varepsilon}{\delta_1}\right)^2}} \quad (10)$$

terwijl verder in verband met (9):

$$ef_1 = \frac{16\pi^2 c^2}{l\lambda_1^3} K_1 a_1 \quad (11)$$

Zijn echter vier haken aanwezig, dan is een inwendige controle mogelijk, eventueel kan men dan λ_1 en λ_2 nauwkeurig bepalen, voor zoover deze golflengten niet met voldoende precisie bekend zijn.

Uit (9) volgt:

$$\frac{f_1}{f_2} = \frac{a_1}{a_2} \frac{k_1}{k_2} \frac{\lambda_2^3}{\lambda_1^3} \quad (12)$$

Vergelijkt men verschillende doubletlijnen van eenzelfde serie, dan geldt hiervoor

$$\frac{(\varrho f_1 + \varrho f_2)_A}{(\varrho f_1 + \varrho f_2)_B} = \frac{(a_1 + a_2)_A}{(a_1 + a_2)_B} \cdot \frac{k_A}{k_B} \cdot \frac{\lambda_B^3}{\lambda_A^3} \quad (13)$$

de indices A en B hebben hier op twee verschillende doublets betrekking.

Waar het speciaal de bedoeling was om de hogere leden van de hoofdreeks der alkaliën te meten, en ik geen interferentiaalrefraktometer met kwartsoptiek ter beschikking had, gaf Prof. F. Zernike ¹⁾ mij den raad, de Rayleighsche opstelling te gebruiken. De interferenties worden bij deze methode verkregen door een dubbele spleet in een evenwijdige lichtbundel te plaatsen. Een uitvoerige beschrijving van deze opstelling volgt in het volgende hoofdstuk. (Zie fig. 2). Als compensatie werden niet de gebruikelijke planparallelle platen genomen, daar geen kwartsplaten van voldoende optische kwaliteit ter beschikking waren. Daarom werd lucht bij verschillende druk als compensatie gebruikt. Zoowel de buis met lucht als de absorptiebuis werden lang gekozen om eenerzijds voldoende compensatie te kunnen verkrijgen, anderzijds bij lage dampdruk te kunnen werken. De compensatie met lucht heeft bij gebruik van een kwartsspectrograaf het nadeel, dat de orde der interferenties ten gevolge van de geringe dispersie der lucht, veel langzamer toeneemt, dan de dispersie van de spectrograaf en dientengevolge de helling der interferenties in het ultraviolet zeer gering is. Later kreeg ik de beschikking over twee planparallelle kwartsplaatjes, welke zoo gemonteerd werden, dat zij een variabele helling ten opzichte van elkaar konden krijgen. Daar de plaatjes echter zeer smal waren, was de maximaal toelaatbare

¹⁾ Ook op deze plaats breng ik Prof. Zernike daarvoor dank.

hellingsverandering zeer gering terwijl de plaatjes afzonderlijk te dik waren.

Door combinatie met de luchtcompensatie werd het geringe dispersieverloop gedeeltelijk opgeheven en was de orde der interferenties toch hoog genoeg.

Als metaal is kalium gekozen, omdat de roode lijn in een fotografisch nog voldoende toegankelijk gebied ligt, en voor de ultraviolette lijnen nog met een koolboog, voldoende intensieve continue achtergrond kan worden verkregen. Verder zijn de benodigde temperaturen niet al te hoog en is het metaal weinig kostbaar.

HOOFDSTUK III.

BESCHRIJVING VAN DE OPSTELLING VOOR DE DISPERSIEMETING.¹⁾

A. Lichtbron.

Als lichtbron werd een zelfreguleerend booglampje gebruikt.

B. Absorptiebuis.

Om aan de in het eind van het vorige hoofdstuk genoemde eischen te voldoen, werden als absorptie- en compensatie-apparaat gebruikt twee ijzeren buizen, van half cirkelvormig profiel (rijwiel-achterspoel buizen), wanddikte 1 mm. ter lengte van 2.34 m., die met hun vlakke zijden op elkaar werden gelegd. Deze werden over een lengte van 2 m. met ijzerdraad omwonden en in een passende ijzeren buis gestoken, waardoor het geheel de noodige mechanische stevigheid verkreeg, en een homogene temperatuurverdeling gewaarborgd werd.

Ter temperatuurmeting werden vijf thermo-elementen op gelijke afstanden op de buis aangebracht. (Hoskins Chromel, Alumel, B.S.W. No. 22, 4.1μ V. per graad). Om het geheel werd de verwarmings-wikkeling gelegd. Deze bestond uit een gedeelte tot algemeene verhitte, en twee afzonderlijk regelbare eindwikkelingen. Het geheel was met blauwe asbest bekleed, waardoor een goede warmte-isolatie werd bereikt. Inwendig zijn in de buizen twee stel diafragma's geplaatst

¹⁾ Zie fig. 2. (uitslaande plaat)

(afstand der diafragma's 1.88 m.) welke, ter vermijding van het wegdestilleeren der alkalidampen op hooge temperatuur werden gehouden, met behulp van bovengenoemde eindwikkelingen.

De diafragma's doen tevens als spleet dienst, en vermindere de luchtstreamingen in de compensatiebuis. De buizen worden afgesloten door met zegellak aangekitte kwartsvensters. Om dit mogelijk te maken, moesten de einden natuurlijk worden gekoeld, wat afdoende werd bereikt, door eenvoudig korte watermantels om de buis te soldeeren.

Verder werden nog eenige messingbuizen hard aangesoldeerd voor het leegpompen, respectievelijk het inbrengen van gasvullingen. Omdat de buis gedurende lange tijden achtereen in bedrijf moest blijven, was in de eerste plaats de isolatie met „Blue Jacket” gekozen, waardoor met betrekkelijk geringe energie toevoer (maximaal circa 800 Watt), de benodigde hooge temperaturen verkregen werden, en in de tweede plaats was een omloopkoeling aangebracht. Deze bediende tegelijkertijd ook de diffusiepompen. Als circulatiepomp, werd een Fordpompje gebruikt, dat met een toerental van circa 1500 per min., rijkelijk voldoende koelwater leverde. Deze wijze van koelen werkt uiterst rustig en betrouwbaar.

Compensatie opstelling voor de temperatuurbepaling.

De boven reeds genoemde thermo-elementen konden achtereenvolgens worden aangesloten aan een compensatieschakeling, bestaande uit een Weston-element, Wolff-compensator, en laag-ohmige Siemens galvanometer. Hiermee was de temperatuur gemakkelijk tot op 0.1° te contrôleeren, wat meer dan voldoende was.

Lenzen en diafragma's.

Voor de afbeelding van de lichtbron op de primaire spleet werd een enkelvoudige-kwartslens ($C, f = 18,9$ cm. voor

D-licht) gebruikt. De primaire spleet was een asymmetrische spleet, voorzien van een instelling in 0.01 m m.

De lens welke het licht evenwijdig maakt was een tweedeelige kwartsfluorietachromaat ($D, f = 60$ cm.) en als lens welke het licht op de spleet van de spectrograaf convergeerde, werd een twee-deelige achromaat ($E, f = 112$ cm.) gebruikt. De diafragma's laten een spleet over van 2.8 m m. evenwijdig aan de vlakke wand van de rijwielbuizen, zoodat de beide spleten onderling een afstand van 2.5 m m. hebben. Het is gemakkelijk mogelijk de vensters met een dun randje zegellak te kitten, zoodat de schaduwwerking niet hinderlijk is.

Het op deze wijze verkregen buigingsbeeld, is zeer eng. Daarom werd met een cylinderlens (F) van gesmolten kwarts, een éézijdig vergroot beeld op de spleet van de spectrograaf gevormd.

Spectrograaf.

De gebruikte spectrograaf was een Hilger E_2 . Deze is voorzien van een enkelvoudige kwartscollimatorlens, terwijl de objectieflens tweedeelig is. Chassis en cassettedrager zijn van hout. Omdat aan de scherpste van de opnamen hoge eischen werden gesteld, moest een diafragma van slechts 15 m m. opening, direct achter de collimator lens worden aangebracht, waardoor het gebruikte deel der lens werd gefixeerd.

Gebruikte Plaatsoorten.

Voor de scherpstelling van de spectrograaf, werden gebruikt: Gebhardt, Graphos Spezialmarke 4. (Zeer contrastrijk, fijnkorrelig, maar voor het verdere onderzoek te ongevoelig).

Terwijl voor het K -doublet $\left. \begin{matrix} 7699 \text{ Å} \\ 7665 \text{ Å} \end{matrix} \right\}$: Kodak extreme Red Sensitive¹⁾ gebezigd werden.

Van deze platen is de gevoeligheid maximaal bij 7600 Å , en neemt zeer sterk af naar langere golflengte. Bij 7900 Å , en in het interval 6600 — 5000 , zijn ze praktisch volkomen ongevoelig.

Verder werden gebruikt: Ilford Special Rapid Panchromatic H & D 400, welke een dag voor het gebruik werden gesensibiliseerd met Dicyanine A. Deze platen, die over het geheele gebied tot 8000 Å , gevoelig zijn, en zeer goed voldeden, waren voor de definitieve opnamen niet beschikbaar.

Voor het violette deel van het spectrum zijn gebruikt: Lumière Opta en Photax, Argus H & D 600 (zeer fijnkorrelige platen).

Scherpstelling Spectrograaf.

Zooals reeds uiteengezet is, berust de meetmethode op een plaatsbepaling van de „haken”.

Uitvoerig werd dus nagegaan, welke meetnauwkeurigheid met de ter beschikking staande apparaten te verkrijgen was. In de eerste plaats werd de scherpstelling van de spectrograaf nauwkeurig gecontrôleerd. Dit geschiedde volgens de bekende methode van Hartmann. Onmiddellijk achter de collimatorlens werd een diafragma met vier spleten geplaatst. (Elke spleet was 4.5 m m. breed, de tussenruimte tussen de spleten was 8 m m.). De collimatorlens is in axiale richting verstelbaar met behulp van een bewegelijken ring. Deze draagt een verdeeling in 60, overeenkomend met een totale verplaatsing van 20 m m.

¹⁾ Journ. Opt. Soc. Amer, 12, 1926

Bij verschillende standen der lens werden extra-focale opnamen gemaakt, waaruit bleek, dat de sferische aberratie zoo groot is, dat voor de scherpstelling van rand - respectievelijk centrale stralen - een verplaatsing van de lens over 10 schaaldeelen noodzakelijk was. De scherpstelling is daarom alleen met behulp van de beide middelste spleten bepaald. Om dezelfde reden werd dan ook later het op blz. 42 genoemde diafragma van overeenkomstige opening aangebracht. Achteraf bleek nog dat de focusseering op verschillende hoogte van de plaat niet dezelfde is, maar een systematisch verloop vertoont. Dit verschijnsel was een gevolg van het feit dat de normalen op de plaat niet evenwijdig zijn aan de optische assen.

De helling van den plaathouder werd aangepast aan het te onderzoeken spectraal gebied. Dit was oogenschijnlijk mogelijk met een schroef voorzien van een micrometerversstelling. Tengevolge van de mechanisch slecht uitgevoerde bevestiging van den plaathouder, miste deze inrichting zijn doel, daar reproduceeren onmogelijk bleek. Toen dan ook een betrekkelijk gunstig resultaat was verkregen, is niet getracht, dit verder te verbeteren, maar werd nogmaals de scherpstelling over de geheele plaat gecontrôleerd. Om een indruk te geven hoe groot de verschillen zijn, die optreden, worden hier de getallen aangegeven die de instelling bepalen, n.l. voor het chassis: 80, 70, 60, 50, 40, 30, 20, 10, 0 en voor de lens: 23.7, 24.1, 24.4, 24.7, 24.9, 25.1, 25.3, 25.4, 25.5. De scherpstelling is geschied bij 19° C.

Opnamen.

De opnamen werden zoo genomen, dat ter weerszijden van het interferentie-spectrum, een vergelijkspectrum wordt opgenomen. Voor de plaatsbepaling in het hiertusschen gelegen interferentie-spectrum, is het noodzakelijk de grootte der

kromming van de spectraallijnen nauwkeurig te kennen. Deze hangt behalve van den aard van de optiek, ook af van den vorm die de doorgelopen fotografische plaat in de cassette aanneemt. Deze vorm is sterk afhankelijk van allerlei factoren (dikte, afmetingen, wijze van aandrukken, etc), en wel in zoodanige mate dat op het oog reeds zichtbare afwijkingen bij overigens analoge opnamen optreden. Men zou kunnen meenen, dat het de voorkeur verdiende, om vanaf vergelijklijnen in het interferentiespectrum zelf, te meten, en uit de dispersiekromme de golflengte te bepalen.

Bovengenoemde afwijkingen, beïnvloeden echter evenzeer de dispersiekromme, en waar de vergelijklijnen noodzakelijk ver van de haken liggen, is deze methode al even onnauwkeurig.

Optische instelling.

De lichtsterkte en zichtbaarheid der interferenties in het buigingsbeeld zijn sterk afhankelijk van de breedte der primaire spleet. Deze varieerde van 0.06 mm. bij een opname in het rood, tot 0.015 mm. voor het ultra-violet. De lichtsterkte op de plaat wordt verder bepaald door de spleet van de spectrograaf, maar hieroor wordt tevens de scherpte der interferenties en haken, en dus de meetnauwkeurigheid beïnvloed, en des te ongunstiger naarmate de haken spits zijn en de orde der interferenties hooger is. Bij constant gehouden orde der interferenties verlopen de haken slapper en zijn moeilijker te meten, naarmate ze verder van de absorptielijnen liggen, d.w.z. bij groote absorptie. De orde kan echter niet willekeurig hoog genomen worden, maar is begrensd door de dispersie van de spectrograaf en de verwaziging van de opname, als gevolg van langzaam temperatuurverloop en onvermijdelijke dreuning. Deze verwaziging speelt een belangrijke rol, omdat in het rood en ultra violet, zelfs bij de breedte

toelaatbare spleten, de belichtingstijden betrekkelijk lang worden. Wanneer de buis eenmaal in evenwicht is, is alleen de verandering der kamertemperatuur van belang. Hieruit volgt dat de kwaliteit van de opnamen veel verbeterd had kunnen worden, wanneer het mogelijk was geweest, spectrograaf en lichtbron in een andere ruimte als de absorptiebuis op te stellen. De eenige mogelijkheid om goede resultaten te krijgen, was, waar alleen de zomermaanden voor dit experimenteele werk beschikbaar waren, de opnamen gedurende de nacht te maken.

Behandeling van de Absorptiebuis.

Het in bedrijfstellen der absorptiebuis geschiedt op de volgende wijze. Na voorafgaande mechanische reiniging wordt de buis voorloopig afgesloten en bij hooge temperatuur zoo lang gepompt, tot geen gas meer vrijkomt. Na afkoeling wordt het vooraf gedestilleerde metaal zoo snel mogelijk in het midden van de buis gebracht, (hierbij wordt lucht toegelaten) en daarna onmiddellijk het hoog vacuum hersteld. Het kalium bevindt zich in capillair afgesloten glazen buisjes en oxydeert diensgevolge zeer weinig, gedurende den korten tijd dat het aan de lucht is blootgesteld. Bij het nu volgende verwarmen vloeit het kalium uit deze buisjes en neemt zoo een voldoende groot verdampend oppervlak aan. Dit uitvloeien geeft aanleiding tot later te bespreken complicaties. Hoewel de buis ter plaatse van de diafragma's gewoonlijk circa 50° warmer gehouden wordt, dan het midden, destilleert het metaal toch langzaam naar de gekoelde einden, met een snelheid die afhankelijk is van temperatuur en gasvulling. Daar het weggedestilleerde materiaal op den duur het licht onderschept, heeft het geen zin grootere hoeveelheden dan circa 1 gram in de buis te brengen, zoodat telkens slechts een beperkt aan-

tal opnamen mogelijk is. Dan moet dus weer een volkomen reiniging van de buis plaats hebben, welke gevolgd dient te worden door provisorisch heet pompen. Bij een andere constructie van de buis, zou het mogelijk zijn het overgedestilleerde metaal, weer in het midden van de buis terug te brengen en bovengenoemde bezwaren te ondervangen.

HOOFDSTUK IV.

VERWERKING VAN HET MATERIAAL.

VERKREGEN RESULTATEN.

Zooals in hoofdstuk II is opgemerkt, kan men uit de horizontale interferenties, de brekingsindex als functie van de golflengte bepalen. Hiertoe zijn dan ook eenige interferentiespectra gefotografeerd en uitgemeten.

Het uitmeten geschiedde op de volgende wijze. Op de objecttafel van een Zeiss-meetmicroscop¹⁾, werd een objectmicrometer, zoodanig bevestigd, dat de slede hiervan loodrecht stond op die van het meetmicroscop. Hierdoor was het mogelijk de platen twee-dimensionaal uit te meten. Teneinde ook richtingen te kunnen vastleggen, werd een polarisatie oculair met azimuthale verdeeling, ontdaan van het nicol, op de tubus bevestigd. Met deze inrichting is het principieel mogelijk het gestelde probleem op te lossen (fig. 3 geeft een aldus uitgemeten spectrum weer). In de uitvoering stuit men op de moeilijkheid, dat de fotografie van het spectrum een kromming vertoont in het vlak van de plaat. Bovendien moet men erop bedacht zijn een correctie aan te brengen voor de vergrooting van de spleet, welke van rood tot violet sterk afneemt. Bij het uitmeten van de haken, werd de objectmicrometer weggenomen. De vergrooting bedroeg 20. De kijker kon verwisseld worden voor een met een vergrooting van 3—10 $\times$. Hierdoor werd het voordeel bereikt, dat bij het uitmeten der platen de vergrooting van de kijker aangepast kon worden.

¹⁾ F. Löwe ZS. f. wissensch. Phot. 4, 204, 1906

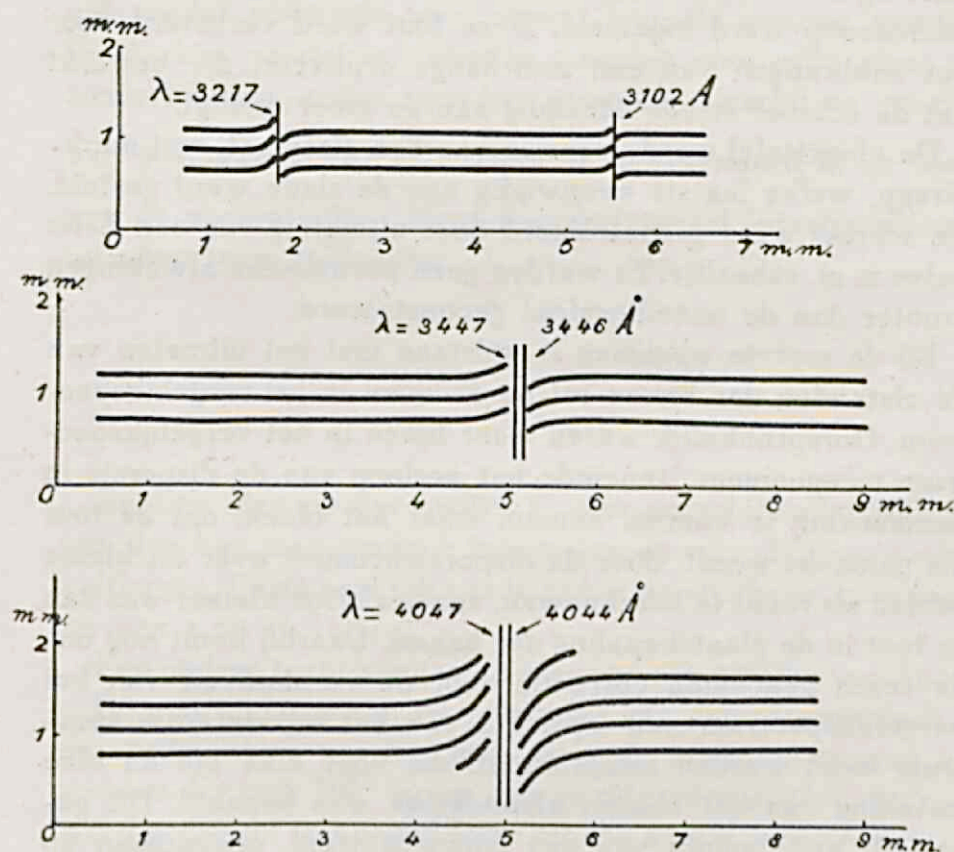


Fig. 3.

Horizontale interferenties, uitgemeten aan plaat 129.

Temperatuur van het midden van de buis $293,5^{\circ} \text{ C}$ en van de uiteinden 350° C . Aangegeven zijn mm. op de plaat. Daar de dispersie niet in rekening is gebracht en evenmin de correcties voor de kromming van de plaat en het verschil in vergrooting van rood tot violet in aanmerking is genomen zijn deze metingen niet gebruikt voor de berekening der doublet verhoudingen.

De instelling was aanvankelijk niet betrouwbaar, omdat de schroef een aanzienlijke doode gang vertoonde, waardoor de aflezing sterk afhankelijk werd van het tempo waarmee het microscoop werd ingesteld. Deze fout werd verbeterd door het aanbrengen van een zeer lange drukveer, die bewerkstelligt dat de schroef steeds ééNZijdig aan de moer aanligt.

De objecttafel werd voorzien van een glasplaat, met merkstreep, welke laatste evenwijdig aan de slede werd gesteld. De schroef werd gecontrôleerd door uitmeting van een Zeiss halve m m. schaalte. Er werden geen periodische afwijkingen grootter dan de instellingsfout geconstateerd.

Bij de meeste opnamen is volstaan met het uitmeten van de afstanden der haken tot de *K*-lijnen in het vergelijksspectrum. Oorspronkelijk waren meer lijnen in het vergelijksspectrum meegenomen, teneinde het verloop van de dispersie in aanmerking te kunnen nemen, maar het bleek, dat de fout die gemaakt wordt, door de dispersiekromme over dit kleine gebied als recht te beschouwen, aanmerkelijk kleiner was dan de fout in de plaatsbepaling der haken. Daarbij komt nog dat de reeds genoemde correctie voor de verplaatsing van het vergelijksspectrum ten opzichte van het interferentie spectrum moet worden aangebracht, die voor elke lijn en elke instelling van het chassis afzonderlijk was bepaald. Dit geschiedt met behulp van een lijnenspectrum, opgenomen op dezelfde plaats en met gelijke spleetbreedte als het interferentie spectrum. De aan te brengen correctie bedroeg maximaal 60 μ , en liep voor verschillende platen ongeveer 10 μ uiteen, terwijl de meetfouten kleiner dan 5 μ waren. Bij nauwere spleten was de verplaatsing geringer. Ten slotte moet nog de wijze waarop de orde der interferenties bepaald is, besproken worden. Deze orde (zie pag 35) hangt af van het verschil in optische weglengte van de beide bundels. Nu is de verandering van de optische weg door de absorptiebuis in de extreme gevallen, vacuum tot hoogst gebruikte dampdruk, niet groot. Maakt men dus de orde der interferenties

zeer hoog, dan is de invloed van de absorptie relatief te verwaarloozen. Met een combinatie van glasplaten is het mogelijk deze hoge orden te verkrijgen, welke dan voor het geval zonder absorptie eens vooral bepaald kunnen worden. Bij de hier verrichte metingen moesten voor elke plaat afzonderlijk de orden worden gemeten, waarbij er gebruik van gemaakt is, dat $\frac{dn}{d\lambda}$ klein is, uitgezonderd in de buurt van de absorptielijn. Meet men het aantal interferenties p tusschen twee golflengten λ_1 en λ_2 , dan is

$$k\lambda_1 = \frac{p\lambda_2}{\Delta\lambda} \quad (14)$$

Bepaalt men op deze wijze k voor verschillende golflengten, dan kan men grafisch interpoleeren voor de gewenschte golflengte. (In de praktijk verdient het de voorkeur k als functie van ν uit te zetten).

Een nadere toelichting volgt hier aan een getallenvoorbeeld.

Bij een opname aan de pomp, bij een compensatiedruk in de vergelijkbuis van 520 mm. waar de temperatuur van het midden der buis 200°C. , en van de uiteinden 250°C. bedroeg werd gemeten: (als gemiddelde uit een aantal metingen)

$$\text{doublet} \quad \left. \begin{array}{l} 7665 \text{ \AA} \quad \delta_1 = 480 \text{ \AA} \\ 7699 \text{ \AA} \quad \delta_4 = 423 \text{ \AA} \end{array} \right\} \pm 3 \text{ \AA}$$

De dispersie in rekening gebracht is:

$$\begin{aligned} a_1 &= 0.680 \times 10^{-16} \text{ cm}^2 \\ a_2 &= 0.334 \times 10^{-16} \text{ cm}^2 \end{aligned}$$

Daar voor beide lijnen van het doublet, zoowel $\frac{k_1}{k_2}$ als $\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^3$

gelijk aan 1 gesteld mag worden, volgt uit de gevonden waarden van de α 's:

$$\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = 2.04$$

Analoog is voor het doublet $\left\{ \begin{array}{l} 4044 \text{ \AA} \delta_1 = 70 \mu \\ 4047 \text{ \AA} \delta_4 = 54 \mu \end{array} \right\} \pm 3 \mu$

$$\alpha_1 = 0.00542 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$$

$$\alpha_2 = 0.00271 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$$

en dus $\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = 2.00$

Uit de metingen blijkt verder dat $k_{\frac{7690}{7664}} = 335$

$$k_{\frac{4047}{4044}} = 747 \text{ is.}$$

Dientengevolge bedraagt volgens form. (13) de verhouding der doubletsterkten 82.

$$\text{Voor het eerste doublet is } (\varrho f_1 + \varrho f_2) = 5.70 \times 10^{23}$$

$$\text{Voor het tweede doublet is } (\varrho f_1 + \varrho f_2) = 0.0695 \times 10^{23}$$

Verder kan ϱ uit het totaal aantal kalium atomen berekend worden; men heeft n.l. voor ϱ

$$\varrho = 4\pi \frac{e^2}{m} N. \quad (\text{Zie blz. 35})$$

N is te bepalen uit de temperatuur, wanneer de dampdruk-

gegevens van kalium bekend zijn. Hierbij doen zich evenwel complicaties voor. Het kalium wordt in het midden van de buis gebracht, dus op de plaats waar de temperatuur het laagste is. Bij verhitting vloeit echter het metaal uit de glazen buisjes en verspreidt zich over een grootere afstand in de buis. Tengevolge hiervan heeft het vloeibare metaal niet overal dezelfde temperatuur en daardoor treden dampstroomen op. De toestand is dus niet stationnair en de gemiddelde dampdruk is hooger dan met de temperatuur van het midden van de buis overeenkomt. Aangezien het metaal zich nog langzaam verder blijft uitspreiden neemt de schijnbare temperatuur nog voortdurend toe. (Zie hiervoor b.v. de opnamen 179 en 182, pag. 55). Door de reeds op pag. 47 genoemde eenigszins andere constructie van de buis zou dit bezwaar te onder-
vangen zijn. Neemt men nu bij de beschouwde opname als gemiddelde temperatuur 210° (wat voor dit geval een plausible onderstelling is, dan volgt als waarde van q ,

$$q = 8.1 \times 10^{23}.$$

Een volledige discussie van de fouten in de resultaten aan de hand van de formules (10) en (13) heeft niet veel zin, omdat een groot aantal omstandigheden, die niet in die formules tot uiting komen, de nauwkeurigheid der uitkomsten beïnvloeden. Daarom kan met een oppervlakkige beschouwing volstaan worden.

Waar de meetfouten zoowel bij groote als bij kleine haakafstanden van dezelfde grootte-orde zijn, ligt het voor de hand te onderstellen, dat opnamen met groote δ 's de nauwkeurigste uitkomsten zullen geven. Dit is echter niet het geval. Im-

mers dan naderen de waarden der δ 's zeer sterk tot elkaar. In de a 's treedt dan bij benadering het verschil der kwadraten der (bijna gelijke) δ 's op. Deze uitdrukking wordt dus zeer gevoelig voor kleine meetfouten in één der δ 's.

Anderzijds spreekt het vanzelf dat bij kleine haakafstanden de nauwkeurigheid niet groot kan zijn, omdat in elk der δ 's een groote relatieve fout kan zijn. Dat wil dus zeggen dat de verhouding van de doubletcomponenten uit deze metingen met kleine dispersie niet zeer betrouwbaar te bepalen is.

Eenigszins anders ligt de zaak voor de opvolgende doubletten van een serie. Hier treedt niet de verhouding der a 's maar hun som op. In hoofdzaak is deze bepaald door de onderlinge afstand der haken, vooral bij groote δ 's. Dit blijkt onmiddellijk, omdat met een vrij goede benadering

$$a_1 + a_2 = \left(\frac{\delta_1 + \delta_4 + \varepsilon}{2} \right)^2 \left(1 - \frac{\varepsilon}{\delta_1 + \delta_4} \right)$$

nauwkeurig tot op termen van de orde: $\left(\frac{\varepsilon}{\delta_1} \right)^2$ en $\left(\frac{\varepsilon}{\delta_4} \right)^2$

Bij de hoogere leden der serie is bovenstaande benaderingsformule gebruikt voor de verdere berekening.

In tabel XIV zijn de resultaten voor het roode en blauwe doublet samengevat. Hierin schijnt ondanks de mogelijke meetfouten, een systematisch verloop op te treden, n.l. een toename der verhouding van de doubletten, zoowel bij hoogere temperatuur als bij hoogere druk van het toegevoegde gas. Bovendien blijkt $(\varphi f_1 + \varphi f_2)$ voor beide doubletten kleiner te worden met hoogere gasdruk, wat zeer duidelijk blijkt, zoo-

Tabel XIV.

Plaat no.	Temp. in graden C.		Verhou- ding comp. $\frac{7665}{7699}$	Verhou- ding $\frac{4044}{4047}$	$(\varrho f_1 + \varrho f_2) \times 10^{-23}$ 7699	$(\varrho f_1 + \varrho f_2) \times 10^{-23}$ 4047	$\frac{Q_{7699}}{Q_{4047}}$	Opmer- kingen.
	mid- den	uit- einden						
166	198	250	1.87	—	5.0	—	—	0.56 mm. argon ¹⁾
169	198	250	1.91	—	3.5	—	—	22 mm. argon
179	200	250	2.05	2.00	5.7	0.0705	82	vacuum 10^{-4} mm.
180	200	250	2.06	2.12	4.9	0.055	90	argondruk 11.1 mm. (1 uur na plaat [179])
181	200	250	2.12	1.98	4.2	0.047	89	argondruk 21 mm. (1 uur [na plaat 180])
182A	200	250	2.02	2.14	4.3	0.046	94	argondruk 21 mm. (opgeno- 12 uur na plaat [181])
182B	200	250	2.04	2.14	9.2	0.011	84	(vacuum, 10^{-4} mm. 1 uur na plaat 182A)
148	213	258	1.75	2.25	8.2	0.085	97	buis niet vol- doende ontgast, hierdoor eenige cm. vreemd gas aanwezig.
125A	255	325	Slechts één haak aan de korte golf- lengte meet- baar.	2.13	89	0.95	94	vacuum, buis nog niet geheel in temperatuur- evenwicht.
125B	—	—		1.41	112	1.12	100	
149	300	356	„	2.06	178	17.4	102	vacuum

1) Argon D van Elektron Griesheim, 99 $\frac{1}{2}$ % Ar, $\frac{1}{2}$ % N₂.

wel uit de platen 166/169, als uit de serie 179—182B.

Van een dergelijk verloop met de temperatuur is ook bij Prokofiev ¹⁾ een aanduiding te vinden.

$(2f_1 + 2f_2) (7699/65) \times 10^{-23}$		verhouding doubletten $\frac{76^{99}}{65}$ $\frac{40^{47}}{44}$	
30	94	gem. van 5 photo's	
45	101	"	" 6 "
60	105	"	" 4 "
90	101	"	" 3 "
165	114	"	" 3 "
315	111	"	" 5 "
345	114	"	" 4 "

Hij verwerpt echter de lage waarden, op grond van een mogelijke dampdruk gradient in een richting loodrecht op den lichtweg, waardoor de haken diffuus worden. Hij herhaalt de proeven met nauwere bundels en constateert weer een (misschien iets kleiner, maar toch zeer duidelijk) systematisch effect in denzelfden zin. Bij de door mij gebruikte opstelling en de zeer nauwe opening kan dit effect van een gradient echter geen rol spelen. Prokofiev wijst er verder op, dat bij

¹⁾ Phil. Mag. (7) 3, 1018, 1927

zijn metingen de absorptie voor de violette lijn steeds zeer gering was (de absorbeerende laag is slechts 8 c m. dik), en dat hij dus genoodzaakt was te meten dicht in de buurt der absorptielijnen. Reeds door Roschdestwenski is opgemerkt dat de theoretische en experimenteele dispersie formule, vlak bij de absorptielijn niet meer overeenstemmen. Het viel mij op, dat deze afwijking juist in een richting is, die verklaard kan worden door het verwaarloozen der damping ν' .

Het is dus mogelijk dat het dampdruk-effect een functie van δ zou zijn. Prokofiev geeft nog een aantal waarnemingen waarbij δ ongeveer gelijk gekozen wordt. Hier treedt dan geen systematisch effect op. Echter dient opgemerkt, dat bij deze laatste reeks, de dampdrukvariatie veel kleiner was dan in de eerste reeks.

Nu is deze afhankelijkheid van δ bij de door mij gebruikte opstelling minder goed mogelijk, aangezien, zooals reeds werd opgemerkt, steeds ver van de absorptielijnen werd gemeten.

Toch leek het wenschelijk deze mogelijke afhankelijkheid nader te onderzoeken. Dit werd, in verband met de geringe nog in de kamer aanwezige ruimte geprobeerd met een stigmatische roosteropstelling, die met behulp van een hol rooster (kromtestraal 1.84 m.), holle en vlakke spiegel was geïmproviseerd¹⁾. Hierbij kan het astigmatisme van de tweede orde, wat nog optreedt, tengevolge van de noodzakelijkheid dat het licht scheef invalt op de collimatorspiegel, gecompenseerd worden, door de spleet even buiten het brandpunt van de spiegel te plaatsen. Deze instelling dient voor alle golflengten afzonderlijk te geschieden. Tengevolge van het, voor het interferentiespectrum noodige langdurig exponeeren, was het, in verband met de daarvoor niet voldoende constante kamertemperatuur, onmogelijk behoorlijk scherpe opnamen te verkrijgen. Het ligt in de bedoeling met een doelmatiger opstel-

¹⁾ P. H. v. Cittert, Physica 6, 229, 1926

ling en na de reeds genoemde constructie verbeteringen aan de absorptiebuis aangebracht te hebben, het waarnemingsmateriaal aan te vullen.

Tabel XV. bevat de resultaten van metingen aan hogere leden der hoofdserie van kalium. Ook hier treedt zeer duidelijk het bovengenoemde systematische verloop met druk of temperatuur op.

Iets dergelijks is trouwens vroeger reeds door Bevan ¹⁾ gevonden. (Methode gekruiste prisma's, gebruik van kwarts-spectrograaf van Hilger). Hij geeft een waarde voor de verhouding der doubletten bij natrium en kalium, echter zonder temperatuur opgave. Alleen de volgende aanwijzing: „bij de eerste opname is het geheele gebied tusschen 5000—4600 Å geabsorbeerd, bij de tweede is de dispersie voor de *D*-lijnen half zoo groot, en bij de derde is aan de derde lijn niets meer te meten". De resultaten zijn dan:

Voor natrium:	I	II	III
$m_1/m_2 =$	254	220	211
$m_2/m_3 =$	7.9	7.2	
Voor kalium:			
$m_1/m_2 =$	587	507	376
$m_2/m_3 =$	11.2	6.7	7.0

Minkowski ²⁾ wijst reeds op de afname van het aantal dispersie electronen bij toevoeging van vreemd gas. Men kan zich dan voorstellen, dat de verhouding der opvolgende dou-

¹⁾ Proc. Roy. Soc. A. 85, 54, 1911

²⁾ R. Minkowski Phys. ZS. 23, 69, 1922

59
Tabel XV

Plaat no.	Temp. in °C		$(\varrho f_1 + \varrho f_2) \times 10^{-23}$ voor $\lambda = \frac{4044}{47}$	verhouding der doubletten					
	mid- den	ein- den		4044 3447	3447 3217	3217 3102	3102 3035	3035 2992	
163	215	255	0.13	7.36					0.56 mm. argon
161	291	346	0.23	8.1 8.1*	3.1				0.56 mm. argon
129	293.5	350	0.65	8.6	3.1	2.3			vacuum
131	293.5	350	0.81	8.1					vacuum
170	296	360	1.10	9.4	3.1				22 mm. argon
153	303	344	0.73	8.9 8.4*	3.4				vacuum
172	358	436	7.3	11.4	3.4				22 mm. argon
156	358	450	0.74	8.5	3.3				vacuum Kalium grooten- deels weggedestil- leerd
143	358	435	10.2	10.6	3.4				10 mm. argon
183	374	450	15	9.5					vacuum
157	379	452	17.8	9.5	3.5	3.4	2.0	1.7	vacuum
160	385	450	18.8	10.6	3.7	3.3			vacuum

* Deze zijn op dezelfde plaat bij verschillende orden der interferenties gemeten.

bletten grooter wordt bij hogere „vreemd gas”druk, resp. hooger temperatuur, of hooger dampdruk van het metaal, doordat de invloed op de dispersieconstante van de verschillende energie-niveau's verschillend is, en des te grooter naarmate de energie-niveau's hooger liggen. Hoewel dit effect hier zeer duidelijk aanwezig is, blijft bovendien de mogelijkheid open, dat bij de metingen nog een ander effect een rol heeft gespeeld. Immers moet men bedenken dat de absorbeerende laag niet begrensd hoeft te worden door de diafragma's, maar dat zich eventueel in de gekoelde einden nog een absorbeerende laag kan bevinden, die zich bij vacuum verder uitstrekken zal, dan bij gasvulling. Door de sterke diffusie, van de dampstraal toch, zullen bij de aanwezigheid van gasvulling de atomen eerder op de koude wanden van de buis neerslaan. Dit effect is dan gesuperponeerd over het hierboven genoemde.

Tenslotte worden in tabel XVI, de uitkomsten vergeleken met absorptiemetingen van Harrison ¹⁾ en Trumpy ²⁾ aan natrium, welke resultaten omgerekend zijn volgens verg. (2) pag. 34. Men zou misschien mogen verwachten dat deze metalen zich op analoge manier gedragen. De metingen van Trumpy en Harrison stemmen onderling echter reeds slecht overeen. Door Minkowski ³⁾ is trouwens gewezen op een groot aantal mogelijke fouten bij de metingen van Harrison. In de mededeelingen van Trumpy ontbreken de noodige gegevens over de experimenteele uitvoering, temperatuur en toevoeging van vreemd gas. Het is dus in het geheel niet te overzien in hoeverre deze metingen vergelijkbaar zijn met die van Harrison. Overigens blijkt evenmin of deze metingen

¹⁾ Harrison Phys. Rev. 25, 769, 1925

²⁾ Trumpy ZS. f. Phys. 34, 717, 1925

³⁾ Minkowski ZS. f. Phys. 36, 856, 1926

Tabel XVI

Natrium	Metingen v. Harrison	Metingen v. Trumpy	Kalium	Plaat 157
5890 Å			7665 Å	—
5896	—		7699	
3302	73.5		4044	333
3303			4047	
2853	35	35	3447	35
2680	22.5	17.9	3217	10
2594	16.3	11.1	3102	2.9
2544	12.4	7.13	3035	1.5
2512	10.10	4.74	2992	0.9

wat omstandigheden betreft, vergelijkbaar zijn met de boven beschrevene. Men zou verwachten dat wanneer de condities analoog waren, de resultaten aan kaliumdamp niet al te zeer afwijkend zouden zijn van die aan natriumdamp.

Waar de condities in ieder geval geheel verschillend zijn van de in het eerste hoofdstuk besproken metingen aan vlammspectra, is het niet mogelijk om die uitkomsten met de verkregen resultaten te vergelijken.

Ofschoon het materiaal zeer zeker weinig omvangrijk mag genoemd worden, en veel meetfouten ongetwijfeld een ongunstige invloed kunnen uitoefenen, is het toch niet geoorloofd dit systematische verloop te negeeren, te meer daar dit reeds bij de vroeger genoemde metingen van anderen stellig aanwezig is. Ongetwijfeld is de theorie, welke A en B als constanten vooropstelt, er oorzaak van geweest, dat aan dit feit vroeger weinig aandacht is geschonken. Een verandering van A en B , met temperatuur en druk, of waar het eigenlijk op aankomt, bij aanwezigheid van sterke atomaire velden, is echter a priori niet onwaarschijnlijk. Bij de afleiding van de stralingswet, is het in het geheel niet noodzakelijk de constantheid van A en B te postuleeren, daar alleen de verhouding bij gegeven temperatuur en druk voorkomt.

Waar er voorbeelden te over zijn, dat de invloed van een sterk electrisch veld, de A geheel kan veranderen (men denke aan het opkomen van de zgn. „verboden lijnen", waar geen wijziging van de aanvangsniveau's in 't spel is), daar is het stellig voor de hand liggend, om aan te nemen, dat de A en B , gedefinieerd voor een enkel atoom in oneindig groote ruimte, niet dezelfde zijn als voor atomen in wisselwerking met andere.

Stellingen.

I.

Bij intensiteitsmetingen, waarbij zwartingsmerken worden verkregen, door een continu-spectrum met verschillende spleetbreedten te fotografeeren, kunnen groote systematische fouten optreden, wanneer de spleet asymmetrisch is. Speciaal is dit het geval bij kwartsspectrografen met zeer schuin invallende lichtbundels en bij het gebruik van platen met sterk variabele gevoeligheidsfactor.

II.

Bij de gebruikelijke methode tot het bepalen van de Hall-emk., kunnen groote fouten optreden, wanneer het onderzochte metaal een weerstandsverandering in het magneetveld vertoont.

Kleine onzuiverheden en onvoldoende stabilisatie van het metaal hebben zeer groote invloed.

III.

Ten onrechte beweert Woltjer, dat de intensiteit der *H*- en *K*-lijnen in protuberanties kleiner is dan wat de theorie van Milne eischt.

J. Woltjer Jr. B.A.N. 4. No. 157, 259, 1928.

IV.

Bij de golflengtebepaling in sterren-spectra is het gewenscht naast de metingen met de comperateur ook bepalingen met de microfotometer te doen. In beiden gevallen dient de optiek aan het object te worden aangepast.

V.

Bij de analyse van sterrenspectra nemen Russell & Adams ten onrechte aan, dat het geoorloofd zou zijn de overgangswaarschijnlijkheden voor atomen onder zeer verschillende condities, constant te onderstellen.

W. S. Adams & H. N. Russell, *Astrophys. Journ.* 68, 9, 1928.

VI.

De toetsingen van de wet van Mariotte en die van Gay-Lussac voor „oppervlakte oplossingen” zijn experimenteel nog weinig bevredigend. Dat de waarde van de gasconstante, welke voor alle oplossingen verschillend is, en zeer veel kleiner ($\frac{1}{20}$ tot $\frac{1}{60}$) is, dan men zou verwachten, behoort minder aanleiding te geven tot theoretiseeren, dan wel tot herhaling der experimenten volgens volkomen andere methoden.

R. Delaplace. *Journ. de Phys. et le Radium Série 4*, 9, 111, 1928.

VII.

Wanneer het plan ingevoerd wordt, om de leerlingen der middelbare scholen, de beginselen der natuurkunde door zelf-experimenteeren te leeren, dan zal men waarschijnlijk niet de resultaten bereiken, die ervan verwacht worden.

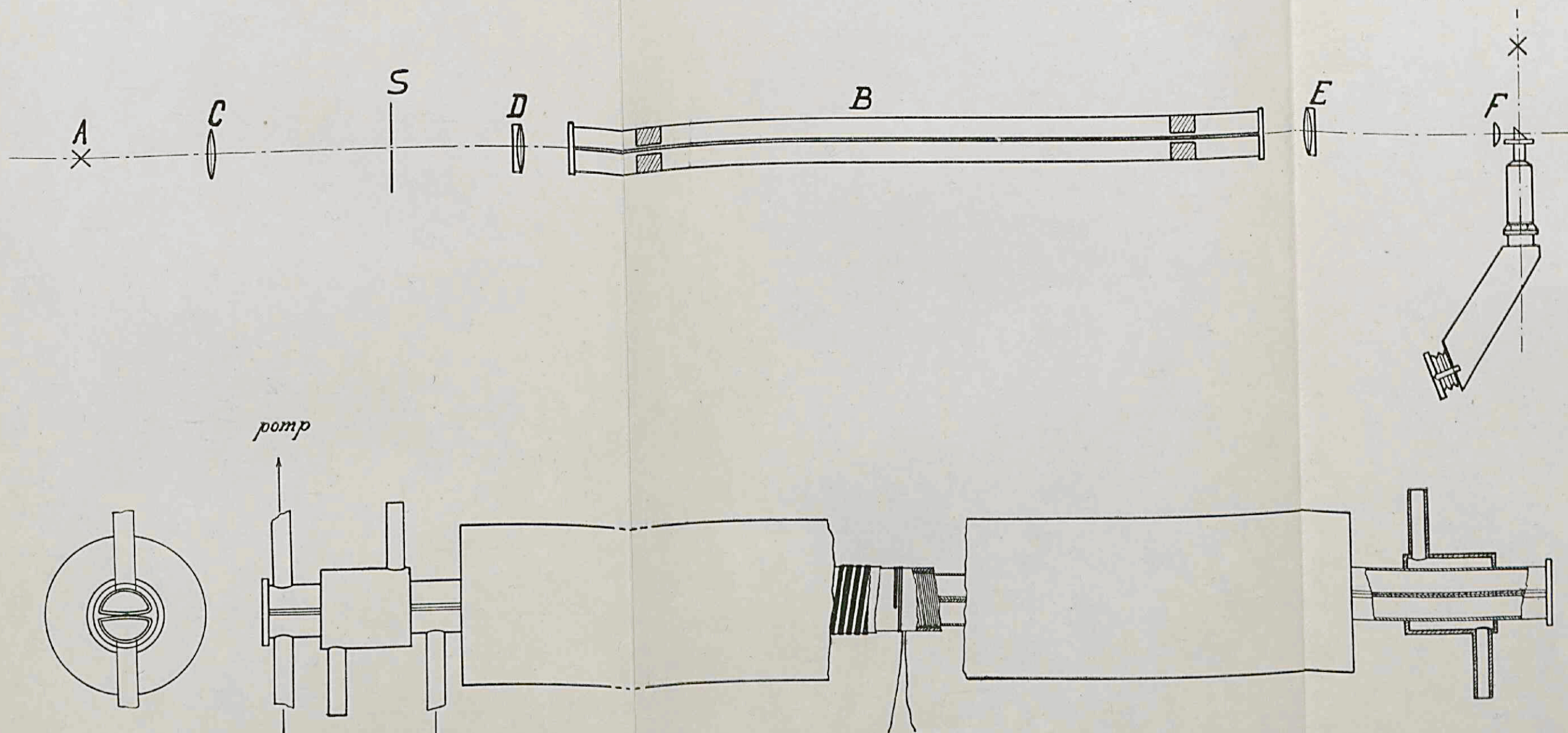


Fig. 2.

De spectrograaf met vergelijkings-lichtbron is 90° om de as van de opstelling gewenteld.

