



Stralingsmeting aan Wolframlampen

<https://hdl.handle.net/1874/286239>

STRALINGSMETING AAN WOLFRAMLAMPEN



BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

H. C. VAN ALPHEN

Diss.
Utrecht

1927

1924

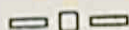
T.O.P.
ge. hansen

STRALINGSMETING AAN WOLFRAMLAMPEN.

A gw 192 1927

Stralingsmeting aan Wolframlampen

PROEFSCHRIFT TER VERKRIJGING VAN
DEN GRAAD VAN DOCTOR IN DE WIS- EN
NATUURKUNDE AAN DE RIJKS-UNIVER-
SITEIT TE UTRECHT, OP GEZAG VAN DEN
RECTOR-MAGNIFICUS DR. B. J. H. OVINK,
HOOGLEERAAR IN DE FACULTEIT DER
LETTEREN EN WIJSBEGEERTE VOLGENS
BESLUIT VAN DEN SENAAT DER UNIVER-
SITEIT TEGEN DE BEDENKINGEN VAN DE
FACULTEIT DER WIS- EN NATUURKUNDE
TE VERDEDIGEN OP WOENSDAG 28 SEP-
TEMBER 1927, DES NAMIDDAGS 4 UUR DOOR
HENRI CHARLES VAN ALPHEN
GEBOREN TE MEESTER CORNELIS



ELECTR. DRUKKERIJ „DE INDUSTRIE” J. VAN DRUTEN — UTRECHT
1927

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

AAN MIJN OUDERS.

Hooggeleerde ORNSTEIN, hooggeachte Promotor! Bij het beëindigen van mijn academische studie is het mij zeer aangenaam U mijn welgemeenden dank te betuigen voor hetgeen U tot mijn vorming hebt bijgedragen en voor Uw leiding bij mijn onderzoek.

Steeds zal mij uw warme belangstelling, niet alleen voor het werk uwer leerlingen maar ook voor hun persoonlijke belangen, in gedachte blijven.

Hooggeleerde Heeren DE VRIES, NIJLAND, WOLFF en MOLL! U dank ik voor het van U genoten onderwijs.

Uw geestige colleges, Hooggeleerde WOLFF, hebben ten zeerste bijgedragen tot mijn interesse voor de moderne analyse.

Zeergeleerde Heeren BURGER, VAN CITTERT en MINNAERT, mijn dank voor Uw hulp, die mij steeds welwillend verleend werd.

Zeergeleerde VAN DIJCK! U dank ik voor de zeer vele waardevolle raadgevingen en opmerkingen, die ik bij mijn onderzoek van U ontvangen mocht.

INHOUD:

	Blz.
Inleiding en doel van het onderzoek	1, 4
HOOFDSTUK I. <i>Overzicht van de fotografische en pyrometrische methode tot bepaling van de relatieve emissie van een lichtbron.</i>	
§ 1. Fotografische methode.	5
§ 2. Pyrometrische methode.	9
HOOFDSTUK II. <i>Overzicht van enkele begrippen betreffende de temperatuurstraling van lichamen.</i>	
§ 1. Het zwarte lichaam	11
§ 2. Lichamen met kleurtemperatuur	13
§ 3. Zwarte temperatuur	14
§ 4. Grauwe lichamen	15
§ 5. Niet grauwe lichamen met kleurtemperatuur	16
§ 6. Golflengteafhankelijkheid der emissie	20
§ 7. Temperatuurafhankelijkheid der emissie	21
§ 8. Samenvatting der principieële begrippen	21
HOOFDSTUK III.	
§ 1. Opmerking over de effectieve golflengte van den gebruikten pyrometer	23
§ 2. Principe der vergelijking van beide methoden	24
HOOFDSTUK IV. <i>Metingen volgens de fotografische methode.</i>	
§ 1. De meting der golflengtegebieden van den monochromator	25
§ 2. Bepaling der dispersiekrommen	30
§ 3. Bepaling van de spectrale verdeeling van een 6 volts nitralamp	33

HOOFDSTUK V. *Bepaling der spectrale verdeling
door middel van temperatuurmetingen.*

§ 1.	Voorloopige meting	40
§ 2.	Inleiding tot de correctiebeschouwingen	41
§ 3.	Correctiebeschouwingen en berekeningen voor een wolframspiraal	42
§ 4.	Discussie der overeenstemming van beide methoden	54
§ 5.	Mathematische beschrijving der correctie	55
§ 7.	Meting van een tweede spiraaldraadlamp.	57
§ 8.	Wolframbandlamp	60
§ 9.	Methode voor een spiraaldraadlampijking in het zichtbare en ultraviolette spectrum	63

HOOFDSTUK VI. *Metingen in het ultraviolet.*

§ 1.	Meting der reflectiecoëfficiënten van koud wolfram.	68
§ 2.	Metingen bij hogere temperaturen	69
§ 3.	Vergelijking met HULBURT's resultaten	77
SUMMARY		80
STELLINGEN		83

INLEIDING.

In verband met de intensiteitsmetingen van spectraallijnen, in het physisch laboratorium te Utrecht langs fotografischen weg gedaan, was het van belang te beschikken over een practische en economische standaardlamp, waarvan de intensiteit relatief, als functie van de golflengte bekend is. Indien men namelijk zulk een lamp gebruikt, wordt de intensiteitsverhouding van twee spectraallijnen met golflengten λ_1 en λ_2 uit een of ander lijnenspectrum op de volgende wijze gevonden.

De standaardlamp, met continu spectrum, van bekende spectrale verdeling, wordt, in een aantal bekende verhoudingen verzwakt, met de te meten lijnen op dezelfde plaat gefotografeerd. Vinden we uit de zwartingskrommen voor λ_1 , van het lijnenspectrum en de continue lichtbron een intensiteitsverhouding $a:c$, en analoog voor λ_2 een verhouding $b:d$; is verder de dispersie van de gebruikte spectrograaf voor de golflengten λ_1 en λ_2 respectievelijk D_1 en D_2 , en de ware intensiteitsverhouding der genoemde lijnen in het door de continue lichtbron geëmitteerde licht $I_1:I_2$, dan is de intensiteitsverhouding van de te meten spectraallijnen

$$\frac{a I_1}{c D_1} : \frac{b I_2}{d D_2}$$

Het blijkt uit het bovenstaande, dat een fout in de verhouding $I_1:I_2$ onverzwakt in het eindresultaat wordt overgedragen, zoodat dus de nauwkeurigheid der ijking van de standaardlamp voor de heterochromatische fotografie van groot belang is.

Men zou als standaardlamp nu een zwart lichaam, bestaande uit een in kool geboord gat, van zoodanige afmetingen, dat we dit als een „zwarte holte” kunnen beschouwen,

kunnen gebruiken. Dit geschiedde door HYDE, CADY en FORSYTH¹⁾, die een oven in zoodanigen vorm construeerden, dat zij de temperatuur van het zwarte lichaam daarin, konden opvoeren tot 2600° K. Hiertegen bestaat nog, afgezien van de economische overwegingen in een laboratorium, waar bijna elk laborant ten allen tijde een standaardlamp tot zijn beschikking moet hebben, dit bezwaar, dat zelfs bij deze betrekkelijk hoge temperatuur, in 't verre ultraviolet, welk gebied van zeer groot belang is, dit zwarte lichaam niet voldoende intensiteit geeft. Verder is het moeilijk, om bij een dergelijk zwart lichaam, de temperatuur met den tijd en over een voldoende groote oppervlakte constant te houden. Het laatste is te ondervangen indien men, door middel van doelmatige afscherming, een klein gedeelte, waarin dan practisch geen temperatuurgradiënt voorkomt, gebruikt.

Een tweede mogelijkheid door ZWIKKER²⁾ aangegeven, om een zwart lichaam te verkrijgen bestaat erin, een gaatje van c.a. 100 micron diameter en 1 m.M. diepte in een Wolframstift, die door de electronen van een omgevende gloeiende spiraal heet wordt gestookt, te gebruiken als stralingsbron. Tusschen stift en spiraal wordt een spanning van 2000 volt aangelegd. Volgens ZWIKKER komt de stift op veel hoger temperatuur dan de spiraal en zoo zelfs, dat zij tot smelten zou kunnen worden gebracht. Behalve de reeds in zijn geciteerde verhandeling genoemde practische bezwaren bestaat hier de moeilijkheid, om uitsluitend het gaatje als lichtbron te gebruiken; dit moet door afbeelding op de spectrograaf-spleet bereikt worden. Deze afbeelding heeft het bezwaar, dat een scherpe afbeelding in alle golflengten niet mogelijk is, en vooral bij metingen in het verre ultraviolet kan dit tot groote fouten aanleiding geven.

Wat de bepaling van de spectrale verdeeling voor genoemde zwarte stralers betreft, deze geschiedt door tempera-

¹⁾ E. P. HYDE, F. E. CADY en W. E. FORSYTHE. Color temperature scales for tungsten and carbon. Phys. Rev. 10 1917 p. 395.

²⁾ Zie dissertatie ZWIKKER 1925. Physische eigenschappen van Wolfram bij hoge temperaturen.

tuurmeting b.v. met een pyrometer van HOLBORN-KURLBAUM (zie pag. 12). Is de temperatuur bekend, dan volgt onmiddellijk uit de PLANCK'sche of, voor het zichtbare en ultraviolette gebied de Wiensche stralingswet, de spectrale verdeeling.

Naast het zwarte lichaam zijn als vergelijkingslichtbron al die lichamen te gebruiken, waarvan de emissie, als functie van golflengte en temperatuur bekend is. Immers, kennen wij de emissiecoëfficiënt $e_{\lambda}T$ van een lichaam, d.i. de verhouding van de emissie van het lichaam en die van het zwarte lichaam, als functie van golflengte en temperatuur, dan wordt de spectrale emissie van het beschouwde lichaam voorgesteld door:

$$e_{\lambda}T \cdot E(\lambda T)$$

waarin $E(\lambda T)$ de zwarte straling voorstelt.

Van verschillende lichamen, b.v. kool tantaal en wolfram is de emissie onderzocht; echter voornamelijk in het zichtbare en ultrarode deel van het spectrum. Bezwaren tegen een koollamp als standaardlamp zijn de betrekkelijk lage temperatuurgrens, het feit dat kool langzaam in grafiet overgaat, waardoor de optische eigenschappen veranderingen ondergaan, en de inkomogeniteit van de temperatuur over een koolstaaf. Tantaal is in het zichtbare gebied bruikbaar. In het ultraviolet geeft een tantaallamp te weinig energie daar de temperatuur wegens het betrekkelijk lage smeltpunt niet voldoende kan worden opgevoerd.

Hoewel Wolfram eenigszins selectief straalt, is, in verband met het hoge smeltpunt en de groote zuiverheid, waarmee het is te bereiden, nadat door de onderzoekingen van HYDE, CADY, FORSYTH, ZWIKKER e.a. de emissiecoëfficiënten bekend zijn, dit metaal bij uitstek geschikt in een standaardlamp gebruikt te worden. Wij hebben daarom getracht door ons onderzoek een bijdrage te geven tot de kennis van de wolfram-emissie, voor het zichtbare gebied voornamelijk van wolframdraden in spiraalvorm, terwijl wij verder een poging hebben gedaan in het ultraviolet iets naders omtrent de emissie te weten te komen.

DOEL VAN HET ONDERZOEK.

Het doel van ons onderzoek is tweeledig:

In de eerste plaats hebben wij in het zichtbare gebied (c.a. 7000 — 4200 Å) volgens twee methoden de emissie van gloeiend wolfram bestudeerd, en nagegaan in hoeverre overeenstemming te constateeren was.

In de tweede plaats hebben wij langs fotografischen weg, door vergelijking van een wolframlamp en een koollamp, de emissie bij één temperatuur als functie van de golflengte in het ultraviolet bepaald.

Voor het eerste gedeelte van ons onderzoek zijn wij van de gedachte uitgegaan, twee geheel in wezen verschillende methoden toe te passen, daar een eventueele overeenstemming hiervan meer waarborg geeft voor de juistheid van beide, dan de overeenstemming van analoge werkwijzen. De bedoelde methoden zijn de fotografische en de „pyrometrische”. Bij deze laatste zijn wij uitgegaan van temperatuurbepalingen, met een pyrometer van HOLBORN-KURLBAUM, welke door de Reichs Anstalt geijkt was.

Reeds hier willen wij erop wijzen, dat wij bij de fotografische meting van de spectrale verdeeling, geheel onafhankelijk zijn van eenige temperatuurbepaling.

HOOFDSTUK I.

Overzicht van de fotografische en pyrometrische methode tot bepaling van de relatieve emissie van een lichtbron.

§ 1. *Fotografische methode.*

Het grondprincipe der fotografische methode bestaat hierin, van een continue lichtbron reële beelden te vormen, in kleuren van gedefinieerde golflengtegebieden, die geacht worden monochromatisch te zijn. Deze beelden met een thermozuïl en galvanometer energetisch te meten en gelijktijdig te fotografeeren. Dit principe is door prof. ORNSTEIN uitgewerkt op een wijze, beschreven in een door hem in 1923 gepubliceerde verhandeling ¹⁾.

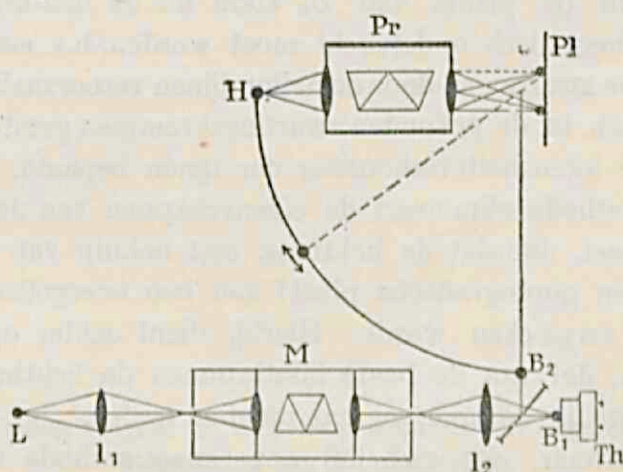


FIG. 1.

Opstelling van de oorspronkelijke methode van prof. L. S. ORNSTEIN tot energetische vergelijking van 2 lichtbronnen langs fotografischen weg.

¹⁾ Scripta Universitatis Asque Bibliothecae Hierosolynitanarum 1923. (Verslag van een voordracht in 1920 te Potsdam op de Astronomische Gesellschaft gehouden).

Hierbij wordt van een continue lichtbron, een nitralamp, op constante spanning brandend, met behulp van een monochromator van DUBOIS een beeld in de kleur $\lambda + d\lambda$ gevormd.

Het licht valt uit den monochromator op een lens (l_2) (zie fig. 1), welke een beeld van de spiraal op een thermozuil (Th) werpt. Tusschen de lens (l_2) en de thermozuil bevindt zich een glasplaat, onder een hoek van 45° op de as van den lichtbundel geplaatst, waardoor een tweede beeld van de spiraal gevormd wordt, dat met een spectrograaf te fotografeeren is. Door nu in den lichtweg fotografische verzwakkers te plaatsen en telkens de uitslagen van den galvanometer te registreeren, terwijl bovendien de hiermee corresponderende zwartingen op een fotografische plaat worden vastgelegd, kan men op de genoegzaam bekende wijze zwartingskrommen verkrijgen voor een bepaalde golflengte. Op deze wijze worden voor verschillende golflengten b.v. die, welke overeenkomen met de heliumlijnen, zwartingskrommen verkregen. In de plaats van B_2 komt nu de lichtbron welke spectraalenergetisch onderzocht moet worden, b.v. een heliumbuisje. De zwartingen door de heliumlijnen veroorzaakt worden dan grafisch in de gevonden zwartingskrommen geïnterpoleerd en zoo de intensiteitsverhouding der lijnen bepaald.

Deze methode elimineert de eigenschappen van de spectrograaf geheel, doordat de lichtbron met behulp van de spectrograaf (en fotografische plaat) met een energetisch geijkte lichtbron vergeleken wordt. Hierbij dient echter opgemerkt te worden, dat van de beide lichtbronnen de lichtbundels op gelijke wijze in de spectrograaf moeten treden.

Een bezwaar, dat zich bij deze meetmethode voordeed, was het valsche licht van genoemden monochromator (dit wordt wel op de thermozuil gemeten, en niet gefotografeerd). Bovendien treedt bij de fotografische opname, slechts een deel uit de van B_2 komende lichtbundel in de spectrograaf. Dit zou geen bezwaar geven, als de bundel homogeen in samenstelling was, wat echter niet 't geval is.

Teneinde dit bezwaar te overwinnen construeerde Dr. VAN

CITTERT een dubbelmonochromator ¹⁾. Bovendien werd door dit instrument mogelijk, een witte lichtbron van bekende samenstelling te verkrijgen, zoodat een fotografische opname in alle kleuren tegelijk mogelijk was.

Teneinde in de spectrograaf een zoodanigen bundel te doen intreden, dat de energetische samenstelling hiervan verondersteld mag worden dezelfde te zijn als die van het op de thermozuil gemeten licht, werd door Dr. W. J. D. VAN DIJK een diffuus terugkaatsend wit vlakje, waarvan de beteekenis in de hieronder beschreven door ons toegepaste methode ²⁾ nader uiteengezet zal worden, in den lichtweg aangebracht.

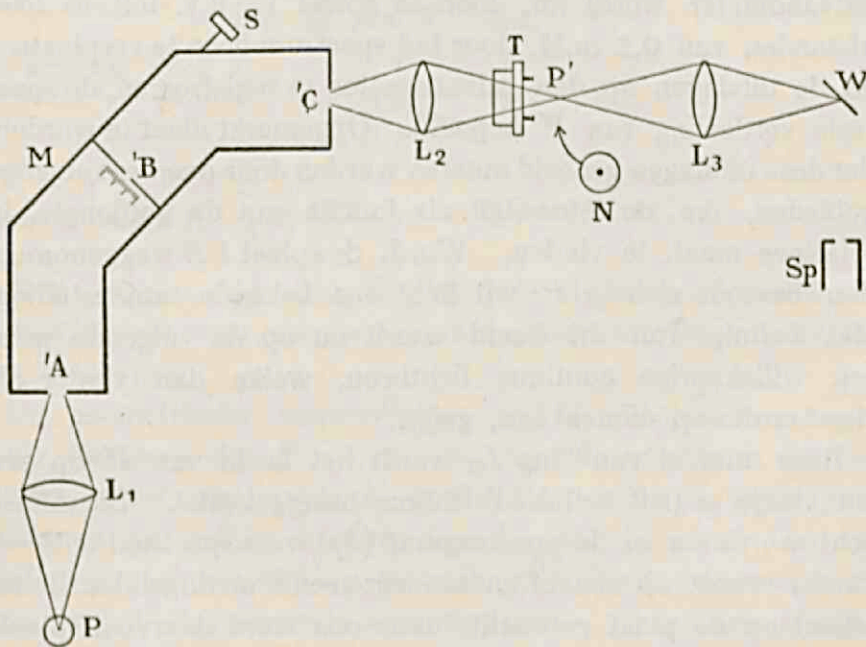


FIG. 2.

Opstelling volgens de verbeterde methode tot energetische vergelijking van 2 lichtbronnen.

De nitralamp P (zie fig. 2) brandt op constante spanning en geeft door het optisch stelsel: lens L_1 , dubbelmonochromator

¹⁾ Deze monochromator werd onafhankelijk van LEHMAN, welke zijn monochromator reeds in 1901 publiceerde, door Dr. P. H. VAN CITTERT gebouwd. Zie Zeitschrift f. Instrumentkunde 41, 1921.

²⁾ In hoofdzaak reeds gepubliceerd in «Physica», 3^e jaargang 1923.

volgens VAN CITTERT (M), en lens L_2 een beeld in P' , in een integraalkleur, welke bepaald wordt door het, door de combinatie spleten 1_A 1_B 1_C in den monochromator, doorgelaten golflengtegebied. De spleet 1_B is met behulp van de schroef S in het vlak van het spectrum verplaatsbaar. De spleetstanden zijn met een noniusaflezing nauwkeurig reproduceerbaar.

De monochromator moet vooraf nauwkeurig geijkt zijn, zoodat het verband tusschen doorgelaten gebied en noniusstand bekend is.

Met behulp van een grootoppervlakthermozuil T en Mollgalvanometer wordt nu, door de spleet 1_B b.v. telkens over afstanden van 0,2 m.M. door het spectrum heen te verplaatsen en de uitslagen op den galvanometer te registreren, de spectrale verdeeling van P' bepaald. Opgemerkt dient te worden, dat deze uitslagen gedeeld moeten worden door overeenkomstige gebieden, om de intensiteit als functie van de golflengte, in relatieve maat, te vinden. Wordt de spleet 1_B weggenomen, dan bevindt zich in P' wit licht van bekende samenstelling. Met behulp van dit beeld wordt nu op de volgende wijze een willekeurige continue lichtbron, welke dan verder als standaardlamp dienen kan, geijkt.

Door middel van lens L_3 wordt het beeld van P' op een wit vlakje w (wit celluloid) diffuus teruggekaatst. Dit diffuse licht wordt nu in de spectrograaf (Sp) weer spectraal ontleed. Verder wordt op een of andere wijze een zwartingsintensiteitschaal op de plaat gebracht; door ons werd daarvoor spleetbreedtevariatie benut, die blijkens ervaring bij onderzoekingen van Prof. ORNSTEIN en Dr. H. C. BURGER zeer betrouwbare zwartingskrommen geeft. Door de diffuse terugkaatsing van het witte vlakje wordt bereikt, dat de spectrograaf van elke kleur een gelijke integraal opvangt.

Nu wordt het nitalampje N op de plaats van P' gebracht, en op constante spanning brandende, op zooveel mogelijk gelijke wijze met dezelfde belichtingstijden gefotografeerd.

Laat de intensiteitsverhouding in P' van λ_1 en λ_2 zijn

$$I_1 : I_2.$$

Veronderstel dat door selectieve absorbtie en reflectie L_3 en spectrograaf, deze verhouding wordt

$$\propto I_1 : \beta I_2.$$

Zij voor dezelfde golflengten in de nitralamp de verhouding

$$I'_1 \text{ en } I'_2$$

dan wordt deze, daar het licht hiervan denzelfden lichtweg doorloopt

$$\propto I'_1 : \beta I'_2.$$

Door vergelijking der zwartingskrommen voor λ_1 van P_1 en de nitralamp N vinden we:

$$\frac{\text{int. } \lambda_1 \text{ van } P_1}{\text{int. } \lambda_1 \text{ van } N} = \frac{\alpha I_1}{\alpha I'_1} = p$$

en analoog voor λ_2

$$\frac{\beta I_2}{\beta I'_2} = q$$

$$\text{waaruit volgt } I'_1 : I'_2 = \frac{I_1 q}{I_2 p}.$$

Men ziet dus nog eens, dat bij deze methode de selectieve eigenschappen van de spectrograaf geheel uit het eindresultaat wegvallen.

De geometrische vergrootingen zijn bij de opstelling zoodanig gekozen, dat P' vrijwel van dezelfde grootte is als de spiraal in het nitralampje N , zoodat de bundels in beide gevallen onder gelijke hoeken door de lens L_3 gaan. Bij de fotografische vergelijking worden zwartingskrommen voor dezelfde golflengten met elkaar vergeleken. Deze waren steeds goed inschuifbaar.

Wat betreft de eventueele systematische fouten veroorzaakt door de onvolkomenheid van den monochromator, de selectiviteit van de thermozuil en de polarisatie van het licht in den monochromator verwijzen wij naar de bespreking van onze metingen.

§ 2. *Pyrometrische methode.*

Het principe dezer methode is gelegen in het experimenteel aangetoonde feit, dat in het zichtbare spectrum, aan

WOLFRAM een kleurtemperatuur is toe te kennen; d. w. z. aan elke temperatuur T van WOLFRAM beantwoordt een temperatuur T_c van het zwarte lichaam, waarbij dit laatste in het zichtbare deel van het spectrum, practisch dezelfde relatieve energetische verdeling heeft als WOLFRAM bij de temperatuur T .

Het bleek echter gemakkelijker en nauwkeuriger de kleurtemperatuur als functie van de zwarte temperatuur dan als functie van de ware temperatuur van WOLFRAM te bepalen.

Men heeft dus, om de spectrale verdeling van gloeiend WOLFRAM te kennen, dit te pyrometreeren, waardoor men de zwarte temperatuur vindt (pag. 15).

Bij deze zwarte temperatuur is door interpolatie (b.v. uit het door ZWIKKER gevonden verband tusschen de zwarte temperatuur en de kleurtemperatuur) de kleurtemperatuur te bepalen.

Bij deze methode maakten wij voornamelijk gebruik van metingen in het Natuurkundig laboratorium van Philips gloeilampenfabriek gedaan door ZWIKKER.¹⁾

Tot goed inzicht in deze methode willen wij hier een overzicht geven van enkele begrippen, welke bij de bestudeering van de temperatuurstraling der lichamen te pas komen.

¹⁾ l. c.

HOOFDSTUK II.

Overzicht van enkele begrippen betreffende de temperatuurstraling van lichamen.

§ 1. *Het zwarte lichaam.*

De straling van het zwarte lichaam wordt gegeven door de Planksche stralingswet:

$$E(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5 \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)}$$

$$\left. \begin{array}{l} c_1 = c^2 h \\ c_2 = \frac{h c}{k} \end{array} \right\} \text{waarin } \left\{ \begin{array}{l} h \text{ de PLANCK'sche constante} \\ k \text{ de constante van BOLTZMANN} \\ \text{en } c \text{ de lichtsnelheid is.} \end{array} \right.$$

Voor de constanten worden onderling verschillende waarden opgegeven bijv. voor c_2 :

REICHSANSTALT ¹⁾ 1,4300.

COBLENTZ ²⁾ 1,4322 en 1,4369.

HYDE, CADY en FORSYTH ³⁾ 1,4460.

MENDELHALL ⁴⁾ 1,4400.

Wij hebben bij onze metingen voor c_2 steeds genomen 1,43, welke waarde ook door ZWIKKER is gebruikt evenals door de R. A.

Voor golflengten waarvoor $\lambda T \ll c_2$ is, kan de PLANCK'sche formule met groote benadering door de WIENSche:

$$E(\lambda T) = \frac{c_1}{\lambda^5 e^{\frac{c_2}{\lambda T}}}$$

vervangen worden.

¹⁾ Ann. Phys. 48, 1915, 430.

²⁾ COBLENTZ, Phys. Rev. 7, 1916.

³⁾ HYDE, CADY en FORSYTH, Ap. J. June 1915.

⁴⁾ Phys. Rev. 10, 1917.

Kennen wij nu de temperatuur van een zwart lichaam, dan is de relatieve verdeling in het spectrum te berekenen uit de betrekking:

$$v = \frac{E(\lambda_2 T)}{E(\lambda_1 T)} = \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^5 e^{\frac{c_2}{T} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)}$$

$$\lg v = 5 \lg \frac{\lambda_1}{\lambda_2} + \frac{c_2}{T} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) \lg e$$

waarin $c_2 = 1,43$.

λ in cM en T de absolute temperatuur.

De temperatuur kan bepaald worden met een pyrometer b.v. die van HOLBORN-KURLBAUM.

In dezen pyrometer wordt gebruik gemaakt van het principe van den verdwijnenden draad.

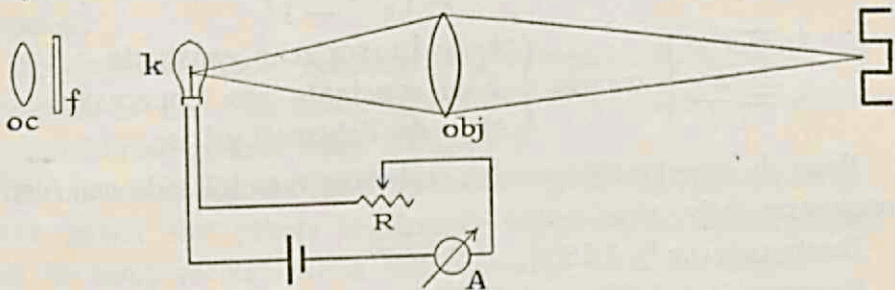


FIG. 3.

Opstelling van den pyrometer van HOLBORN-KURLBAUM.

Essentieel bij de ijking van den pyrometer is het roodfilter f (zie fig. 3). De ijking geschiedt n.l. als volgt. Een goudpuntoven op de thermodynamisch bepaalde temperatuur van $1336^\circ K$ wordt afgebeeld door het objectief op de dunne draad van een kooldraadlampje K , welke draad door den stroom van een accumulator tot gloeien gebracht kan worden. Visueel worden nu draad en ovenbeeld tegelijkertijd waargenomen. Tengevolge van de selectieve absorbtie van het roodfilter en de gevoeligheid van het oog kan men de resultaten beschouwen, alsof het uit het oculair tredende licht monochromatisch is en wel van een golflengte, die we de effectieve golflengte van het filter noemen. De stroom van het kooldraadlampje wordt nu zoo geregeld, dat de opper-

vlaktheelderheid van kooldraadje en die van het beeld van den oven gelijk zijn, zoodat dus de draad verdwijnt. We krijgen zoo een punt van den stroomindex i_p , dat overeenkomt met $T=1336$. Stelt men nu de oppervlaktheelderheid van het pyrometerdraadje, gezien door het roodfilter voor deze stroomsterkte gelijk aan 1, dan kan nu met een constant gehouden, willekeurige achtergrondslamp en varieerende sectoropening de roode oppervlaktheelderheid H van het pyrometerdraadje als functie van de stroom i_p bepaald worden. De bij een zekere helderheid H behorende temperatuur wordt nu bepaald met de uit de Wiensche formule volgende vrgl.

$$\frac{E(\lambda \text{ eff. } T_x)}{E(\lambda \text{ eff. } 1336)} = e^{\frac{c_2}{\lambda \text{ eff.}} \left(\frac{1}{1336} - \frac{1}{T_x} \right)} = H$$

$$\frac{1}{1336} - \frac{1}{T_x} = \frac{M\lambda}{c_2} \lg H$$

waar $M = \frac{1}{\lg e} = 2,3026$.

Het gebruik van zichtbaar monochromatisch licht maakt het mogelijk de formule van WIEN toe te passen. Pyrometreeren we nu een zwart lichaam, dan lezen we op de ampèremeter direct de ware temperatuur af, en deze geeft in de Wiensche formule gesubstitueerd onmiddellijk de relatieve emissie.

§ 2. Lichamen met kleurtemperatuur.

Uit vele onderzoeken o.a. die van HYDE, CADY, FORSYTH¹⁾ en ZWIKKER²⁾ is gebleken, dat de relatieve emissie van kool, tantaal en wolfram, op zekere temperatuur T gebracht, in het zichtbare spectrum dezelfde is (binnen de nauwkeurigheidsgrenzen der waarneming) als die van het zwarte lichaam op een temperatuur, welke wij de kleurtemperatuur T_c van ge-

¹⁾ E. P. HYDE. Radiation laws for metals. Astrophys. Journ. 36, 1912, p. 89, zie ook Phys. Rev. 10, 1917, p. 395.

²⁾ I.e.

noemde lichamen noemen behoorende bij de ware temperatuur T .

De gedachtegang, welke HYDE bij zijn experimenten volgde, was de volgende. Laat het zwarte lichaam een temperatuur T_c hebben. Laten verder $E(\lambda_1 T_c)$ en $E(\lambda_2 T_c)$ de emissies voorstellen in twee golflengten van het zichtbare spectrum.

$E(\lambda_1 T_1)$ en $E(\lambda_2 T_1)$ mogen de emissies van kool in de golflengten λ_1 en λ_2 voorstellen bij de onbekende temperatuur T_1 , zoodanig dat

$$\frac{E(\lambda_1 T_1)}{E(\lambda_2 T_1)} = \frac{E(\lambda_1 T_c)}{E(\lambda_2 T_c)}$$

Door spectrofotometrische waarnemingen kon hij dezen eisch verwezenlijken.

Indien nu voldaan was aan den eisch dat voor elke 2 willekeurige andere golflengten λ_n en λ_m in 't zichtbare spectrum ook gold

$$\frac{E(\lambda_n T_1)}{E(\lambda_m T_1)} = \frac{E(\lambda_n T_c)}{E(\lambda_m T_c)}$$

dan moest in den contrastfotometer van LUMMER-BRODHUN geen verschil in de integraalkleur waar te nemen zijn.

De metingen voor een groot aantal temperaturen toonden aan, dat dit inderdaad 't geval is, niet alleen voor kool, maar ook voor tantaal en wolfram.

Met deze zoogenaamde „color-match” methode is het mogelijk twee grootheden aan elkaar toe te voegen. De ware temperatuur T_1 behoorende bij de kleurtemperatuur T_c is onbekend (althans zonder meer niet direct pyrometrisch te meten).

Echter kan pyrometrisch de zwarte temperatuur (zie onder) voor de effectieve golflengte van het kleurfilter bepaald werden en deze telkens toegevoegd aan een kleurtemperatuur.

§ 3. Zwarte temperatuur.

Behalve van de kleurtemperatuur spreekt men ook van de zwarte temperatuur van een lichaam. Zij wordt door de volgende overwegingen ingevoerd.

Aan elke monochromatische straling is een zwarte temperatuur toe te kennen.

Zij $E(\lambda T)$ de emissie van een lichaam bij de temperatuur T en de golflengte λ , dan wordt de emissie coëfficiënt voor die golflengte en temperatuur gevonden uit de verhouding.

$$\frac{E(\lambda T)}{E(\lambda T)} = e_{\lambda T}$$

als $E(\lambda T)$ de emissie in de zwarte straling voorstelt.

De temperatuur S die wij aan het lichaam, als wij het zwart onderstellen, moeten toekennen om in genoemde golflengte dezelfde energie uit te stralen, wordt gevonden uit de vergelijking

$$\frac{E(\lambda S)}{E(\lambda T)} = e_{\lambda T}$$

of daar E steeds de zwarte straling voorstelt

$$e^{\frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{S} \right)} = e_{\lambda T}$$

S blijkt een functie te zijn van λ en T .

Vandaar dat in de litteratuur gesproken wordt van „red” „green” or „blue” „black body temperature”. HYDE c. s. stellen voor de term: „red black body brightness temperature” of kortweg „red brightness temperature” enz. De kleurtemperatuur is in de Amerikaansche litteratuur aangeduid als „black body color temperature” of kortweg „colortemperature”. Bij het pyrometreeren van een niet zwart lichaam vindt men de zwarte temperatuur voor de effectieve golflengte van het filter, waarvoor de pyrometer geijkt is.

§ 4. *Grauwe lichamen.*

Hieronder verstaat men die lichamen, welke niet selectief stralen. Voor deze lichamen is de emissiecoëfficiënt een van golflengte onafhankelijke grootheid. De spectrale verdeling van het door een grijs lichaam bij de temperatuur T geëmitteerde licht, is relatief dezelfde als die van het zwarte lichaam bij dezelfde temperatuur. Immers, in elke golflengte

wordt een zelfde fractie van de zwarte straling geëmitteerd. Kleurtemperatuur en ware temperatuur vallen hier samen. Bij een grijs lichaam, waarvan de emissiecoëfficiënt van de temperatuur afhangt, geldt dit nog.

Uit de vergelijking

$$\frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{S_\lambda} \right) = e_T$$

is telkens bij gemeten T en S_λ na te gaan hoe de emissie van de temperatuur afhangt.

§ 5. Niet grijze lichamen met kleurtemperatuur.

Indien van een lichaam de emissiecoëfficiënt van de golflengte afhangt en toch binnen de waarnemingsfouten aan dit lichaam een kleurtemperatuur toe te kennen is, zal, indien de emissiecoëfficiënt naar het violet toeneemt, de kleurtemperatuur hoger zijn dan de ware temperatuur. Het omgekeerde geldt, indien de emissiecoëfficiënt afneemt naar het violet. Een voorbeeld moge dit toelichten.

In het zichtbare gebied is Wolfram violetter dan het zwarte lichaam ($e_\lambda T$ neemt bij constante T naar het violet toe). Stel dat een stuk Wolfram de temperatuur T (b.v. $2000^\circ K$) heeft. De kromme I in fig. 4 stelde de Wiensche kromme van de temperatuur T voor, dus de straling van het zwarte lichaam in een bepaalde willekeurige eenheid uitgezet. Laat $\frac{a}{b}$ de emissiecoëfficiënt zijn van Wolfram voor $\lambda_{\text{eff.}} = 6650 \text{ \AA}$ en $T = 2000^\circ$.

De kromme $III \left(\frac{a}{b} = \frac{c}{d} = \text{enz.} \right)$ zou de relatieve verdeling geven indien Wolfram grijs was. Nu is voor de beschouwde temperatuur e_λ voor $\lambda = 4600 \text{ \AA}$ c.a. 7% groter dan e_λ voor $\lambda = 6650 \text{ \AA}$ (voor de tusschenliggende waarden tusschen 0 en 7%). De verdeling zal dus ongeveer gegeven zijn door de kromme IV , zoodanig dat voor λ tusschen 6650 en 4600 $\text{\AA}$ gelegen geldt $\frac{p}{q} = \frac{e_\lambda}{e_{6650}}$ voor $T = 2000$.

Hiervoor zou men dus ook voor de tusschen gelegen golflengten de emissiecoëfficiënten experimenteel moeten bepalen.

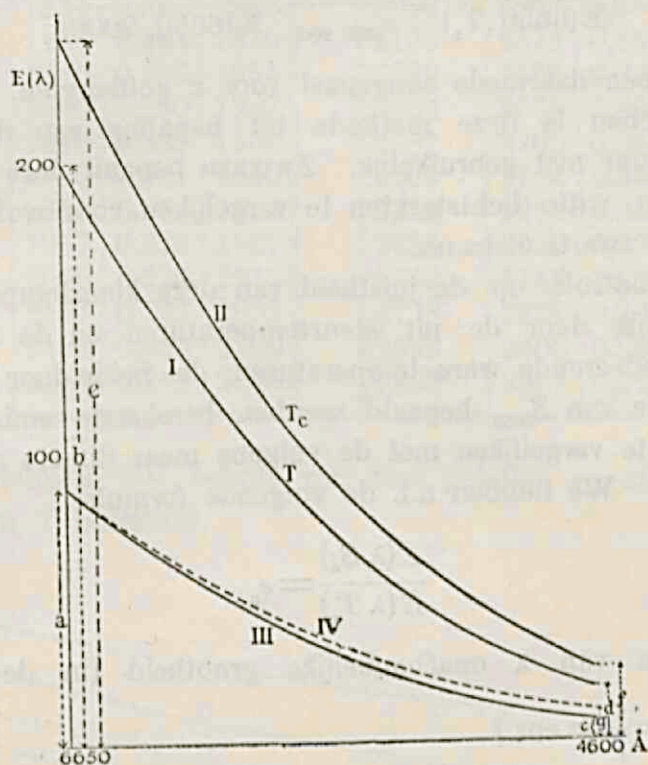


FIG. 4.

Echter heeft men zich tot nog toe voor directe bepaling van emissiecoëfficiënten moeten beperken tot enkele golflengten in 't rood en violet, daar 't nog niet mogelijk is gebleken monochromatische filters in andere kleuren te vervaardigen. Pyrometrisch kunnen dus van genoemde golflengten de emissiecoëfficiënten direct bepaald worden. ZWIKKER b.v. vond de emissiecoëfficiënten voor $\lambda = 6650$ Å als functie van de temperatuur door in een Wolframstift geboord gat en de omgeving daarvan te pyrometreeën, als de stift tot gloeien is gebracht. Uit beide temperaturen is dan onmiddellijk de emissiecoëfficiënt te berekenen.

Kent men b.v. e_{6650} en e_{4600} dan is een temperatuur T_c te berekenen uit de vergelijking

$$\frac{E(4600, T_c)}{E(6650, T_c)} = \frac{e_{4600, 2000}}{e_{6650, 2000}} \cdot \frac{E(4600, 2000)}{E(6650, 2000)}$$

Wij hebben daarmede aangepast voor 2 golflengten.

Intusschen is deze methode tot bepaling van de kleurtemperatuur niet gebruikelijk. ZWIKKER bepaalt deze door de roode en witte lichtsterkten te vergelijken voor wolfram en voor het zwarte lichaam.

Een controle op de juistheid van deze kleurtemperaturen is mogelijk door de uit kleurtemperaturen en de daarmee corresponderende ware temperaturen, die beide door ZWIKKER als functie van S_{6650} bepaald werden, berekende emissiecoëfficiënten te vergelijken met de volgens meer directe methode bepaalde. We hebben n.l. de volgende formules

$$\frac{E(\lambda S_\lambda)}{E(\lambda T_c)} = e_c$$

e_c is een van λ onafhankelijke grootheid (in de figuur

$$e_c = \frac{a}{e} = \frac{c}{f} = \text{enz.})$$

$$\frac{E(\lambda S_\lambda)}{E(\lambda T)} = e_\lambda$$

$$e_c = e^{\frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_c} - \frac{1}{S_\lambda} \right)}$$

$$e_\lambda = e^{\frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{S_\lambda} \right)}$$

S_λ elimineerende vinden we

$$\lg e_\lambda = \lg e_c + \frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_c} \right).$$

Volledigheidshalve geven we hier de door ZWIKKER gevonden bij elkaar behorende grootheden.

S_{665}	T_c	e_c	T		S_{665}	T_c	e_c	T
1170°K	1232	0,396	1223		2092°K	2317	0,360	2278
1213	1280	0,394	1270		2136	2373	0,359	2331
1271	1346	0,392	1334		2278	2556	0,353	2504
1319	1400	0,390	1387		2338	2635	0,350	2577
1384	1475	0,388	1459		2391	2705	0,348	2642
1579	1700	0,381	1679		2435	2764	0,346	2697
1706	1849	0,376	1824		2542	2911	0,342	2831
1797	1957	0,373	1927		2635	3039	0,338	2949
1876	2050	0,370	2017		2713	3146	0,335	3049
1937	2127	0,367	2093		2778	3237	0,332	3134
1994	2195	0,364	2160		2893	3400	0,327	3287
2044	2257	0,362	2220		2998	3551	0,322	3426

We hebben met behulp van deze getallen $e_\lambda T$ als functie van λ en T berekend.

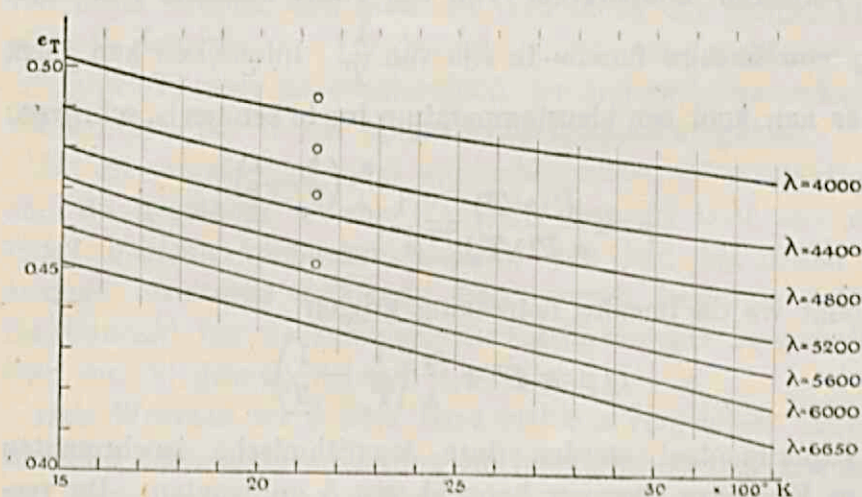


FIG. 5.

Emissiecoëfficiënten van Wolfram, berekend uit ZWIKKER's gegevens.

Fig. 5 geeft het resultaat.

HULBURT is de eenige geweest, die door directe vergelijking van de emissie van Wolfram en van een zwart lichaam, met behulp van een rooster en lichtgevoelige natriumcel, e_λ voor

Wolfram als functie van λ bepaald heeft (bij $T = 2143^\circ$)¹⁾. De cirkels in de figuur geven HULBURT's waarden.

§ 6. *Golflengteafhankelijkheid der emissie.*

Indien men kan aantoonen dat van een lichaam ware en kleurtemperatuur samenvallen, is daarmee bewezen dat binnen de waarnemingsfout het lichaam grauw is.

Onderzoekingen hieromtrent voor kool, zijn gedaan door ELIZABETH BENEDICT²⁾.

Beschouwt men voor een zekere golflengte λ de verhouding

$$p = \frac{E(\lambda, T)}{E(\lambda, S_\lambda)} = e^{\frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{S_\lambda} - \frac{1}{T} \right)}$$

waarin S_λ de zwarte temperatuur voor de golflengte λ van een op constante temperatuur gehouden kooldraad, en T de te varieeren temperatuur van een zwart lichaam, dan blijkt $\lg p$ een lineaire functie te zijn van $\frac{1}{T}$. Intusschen kan men, daar aan kool een kleurtemperatuur toe te kennen is, schrijven:

$$p = \frac{E(\lambda, T)}{e_c E(\lambda, T_c)} = \frac{1}{e_c} e^{\frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_c} - \frac{1}{T} \right)}$$

zoodat we de lineaire betrekking krijgen

$$\lg p = C^1 + \frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_c} - \frac{1}{T} \right).$$

Experimenteel werden deze logarithmische isochromaten door ELIZABETH BENEDICT bepaald van 5 golflengten. De verlengden der isochromaten bleken elkaar in een punt te snijden. Zij concludeert hieruit onmiddellijk de grauwheid van kool. O.i. is dit niet juist en zij mag deze pas vaststellen nadat

¹⁾ E. O. HULBURT. The emissive power of tungsten for short wave-lengths. Astrophys. Journ. 45, 1917, pag. 149.

²⁾ Bestimmung der wahren temperatur fester körper aus dem schnittpunkt der logarithmischen isochromaten im sichtbaren spectrum. Annalen der Physik 47, 1915, p. 641.

ze op een andere wijze de temperatuur van den kooldraad bepaald heeft. Door LUMMER is aangetoond, dat kool de Stefan-Boltzmannsche wet van de totale straling volgt en slechts in de stralingsconstante van het zwarte lichaam verschilt. Uit het gemeten wattverbruik berekende ze een temperatuur die c.a. 0,3 % van de uit het snijpunt der isochromaten gevondene verschilde. Hiermee is dus aangetoond dat van kool, kleurtemperatuur en ware temperatuur practisch samen-vallen.

§ 7. *Temperatuurafhankelijkheid der emissie.*

HYDE ¹⁾ vergeleek op een photometerbank de lichtsterkte van een kooldraadlamp, waarvan de stroomsterkten zoodanig geregeld waren, dat ze geen kleurverschil vertoonden. Bij gelijke helderheid in den photometer vond hij een bepaalde lichtsterkteverhouding α . Verhoogde hij nu de temperatuur van beide lampen, dan bleek de verhouding der lichtsterkten niet te veranderen. Hij besluit hieruit een groote waarschijnlijkheid voor de constantheid der emissie bij verandering van temperatuur in het onderzochte temperatuurgebied.

Uit zijn experiment volgt intusschen alleen de constantheid van de grootheid e_c voor tantaal. Zou hij kool, met een zwart lichaam vergeleken hebben, dan had hij, indien hij analoge resultaten verkregen had, mogen besluiten tot de constantheid van de emissiecoëfficiënt bij temperatuurverandering van dit grauwe lichaam $e_c = e_\lambda T$.

Ook WOLFRAM werd door HYDE met kool vergeleken. Hierbij bleef de lichtsterkteverhouding bij kleurgelijkheid niet constant, wat wees op een verandering van e_c met de temperatuur, volkomen in overeenstemming met wat door ZWIKKER gevonden werd (Zie de tabel op pag. 19).

§ 8. *Samenvatting der principiele begrippen.*

Resumeerende krijgen we de volgende principiele begrippen:

a. Indien aan een lichaam een kleurtemperatuur toe te

¹⁾ Astrophys. journal 36. 1912.

kennen is in een gedefinieerd golflengtegebied van het spectrum dan is deze kleurtemperatuur op de volgende wijze te definiëren.

De kleurtemperatuur van een lichaam bij de temperatuur T , is die temperatuur T_c , waarbij het zwarte lichaam, in het beschouwde golflengtegebied, dezelfde relatieve energetische samenstelling heeft, als het lichaam bij de temperatuur T .

b. De zwarte temperatuur van een lichaam bij de temperatuur T , is die temperatuur $S_{\lambda T}$ welke men aan het lichaam, wanneer men dit zwart onderstelt, moet toekennen, om dezelfde energie in de golflengte λ te emitteeren als nu bij de temperatuur T .

c. Voor een grauw lichaam zijn ware temperatuur en kleurtemperatuur dezelfde.

d. Voor een niet grauw lichaam met kleurtemperatuur is de kleurtemperatuur hooger of lager dan de ware temperatuur, naarmate de emissiecoëfficiënt toe of afneemt naar kleinere golflengten.

Beide temperaturen verschillen meer naar gelang de emissiecoëfficiënt meer verloopt in het beschouwde golflengtegebied.

HOOFDSTUK III.

§ 1. Opmerking over de effectieve golflengte van de door ons gebruikte pyrometer van Holborn-Kurlbaum.

Dr. DE GROOT ¹⁾ onderzocht het rood filter van genoemden pyrometer, Jena F 2745 en vond voor de effectieve golflengte voor licht van een kleurtemperatuur 2000° 0,653 μ . ZWIKKER vindt met de formule van Foote dat deze golflengte voor andere kleurtemperaturen wordt, zooals in onderstaand tabelletje wordt aangegeven.

T_c	λ eff.	T_c	λ eff.
1100	0,658 μ	2100	0,652
1575	0,654	3150	0,650

Vinden we nu met den pyrometer $S_{0,653}$, bij een kleurtemperatuur van ca 2000° voor de te meten lichtbron, dan moeten we om ZWIKKERS kleurtemperatuur te vinden, nog corrigeeren voor S_{665} .

Deze correctie geschiedt met behulp van de volgende formule

$$\frac{1}{T_c} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) = \frac{1}{\lambda_1 S_{\lambda_1}} - \frac{1}{\lambda_2 S_{\lambda_2}}.$$

Wij hebben n.l.

$$\frac{E(\lambda_1 S_{\lambda_1})}{E(\lambda_1 T_c)} = \frac{E(\lambda_2 S_{\lambda_2})}{E(\lambda_2 T_c)} = e_c = \text{constant}$$

$$e \frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{S_{\lambda_1}} \right) = e \frac{C_2}{\lambda_2} \left(\frac{1}{T_c} - \frac{1}{S_{\lambda_2}} \right)$$

¹⁾ Methode ter bepaling van de effectieve golflengte van het gekleurde filter in den 'pyrometer van HOLBORN-KURLBAUM.

Physica 4 1924 p. 157.

waaruit de bovengenoemde formule volgt. Nu is T_c uit ZWIKKERS metingen als functie van $S_{0,655}$ bekend. Nemen wij voor $S_{0,653}$ b.v. $1800^\circ K$ dan krijgen we

$$S_{0,665} = X \text{ en } T_c = F(X) \text{ stellende}$$

$$\frac{1}{F(X)} \left(\frac{1}{665} - \frac{1}{653} \right) = \frac{1}{665 \cdot 1800} - \frac{1}{653 \cdot X}$$

Stellen wij $X = 1800 + \Delta T$

$$\text{dus } F(X) = F(1800) + \frac{dF}{dS_{0,665}} \Delta T$$

$\frac{dF}{dS_{0,665}}$ blijkt uit de grafiek bij groote benadering gelijk 1 te zijn.

We krijgen tenslotte een vierkantsvergelijking in ΔT

$$3156000 - 1279880 \Delta T + 653 (\Delta T)^2 = 0$$

$$\Delta T = ca - 3^\circ.$$

De correctie blijkt klein te zijn, en valt dan ook bij vele metingen binnen de nauwkeurigheid der waarnemingen.

§ 2. Principe van de vergelijking van beide methoden.

Zijn fotografisch de intensiteiten, als functie van golflengte in relatieve maat bepaald, dan is het mogelijk te onderzoeken, welke temperatuur gekozen moet worden om met een Wiensche kromme het best deze intensiteitsverdeeling in overeenstemming te brengen. Wij hebben nu pyrometrisch de zwarte temperatuur te bepalen van de effectieve golflengte van ons roodfilter. Deze is, zooals boven reeds vermeld werd eenigermate afhankelijk van de temperatuur der lichtbron. Vervolgens na bovengenoemde correctie uit ZWIKKERS-tabellen de temperatuur te bepalen. ¹⁾

¹⁾ Bij den aanvang van ons onderzoek was ons het proces, om door walsen Wolfram in dunnen bandvorm te verkrijgen, nog niet bekend. Waarschijnlijk waren toen de later door PHILIPS in den handel gebrachte bandlampen nog niet te verkrijgen. We hebben dan ook voor het eerste gedeelte van onze experimenten een 6 volts nitralampje met spiraaldraad gebruikt.

Voor het fotografisch onderzoek maakt het tot op zekere hoogte weinig uit, welke lichtbron we gebruiken.

Echter geeft de kleurtemperatuurbepaling van een Wölframspiraal moeilijkheden, die wij getracht hebben, zoo goed mogelijk te overwinnen.

HOOFDSTUK IV.

Metingen volgens de fotografische methode.

We zullen er nu toe overgaan onze metingen volgens de fotografische methode meer in details te beschrijven. Allereerst bespreken wij:

§ 1. *De meting der golflengte gebieden.*

Om de doorgelaten gebieden van den dubbelmonochromator te bepalen, hebben wij oorspronkelijk de volgende methode gevolgd. Achter den monochromator werd een Fuess-spectrograaf met trommelaflezing opgesteld. In de spectroscopie is dan een band waar te nemen, die naar beide zijden niet scherp begrensd is. De bedoeling was nu, de kruisdraad op beide grenzen in te stellen. De beide aflezingen op den trommel moesten dan het doorgelaten gebied geven.

Vooraf moest een eventuele systematische fout van de spectrograaf worden bepaald. Hiervoor werd de kruisdraad op bekende helium-, kwik- en neonlijnen, respectievelijk van een heliumbuis en kwik-neonlamp ingesteld. De op den trommel afgelezen waarden werden met de bekende golflengten vergeleken en zoo een grafische voorstelling opge maakt van de afwijking als functie van de golflengte, nadat voor de natrium *d*-lijn het prisma op afwijking 0 gezet was.

De spectroscopie bleek niet geheel betrouwbaar te zijn.

Fig. 6 geeft b.v. 3 op verschillende tijdstippen bepaalde krommen. Waar de doorgelaten gebieden voor de smalste spleet, die we gebruikten van de orde van 100 Å in 't violet,

en $500 \text{ \AA}$ in 't rood zijn, kunnen wij aannemen, dat, indien tijdens een meting van gebieden de afwijingskromme van *I* naar *III* b.v. is verlopen, de gebiedskromme van rood naar violet een systematisch verloopende fout van 2 à 3% geven kan. Wij hebben bij de gebiedsmetingen steeds voor en na

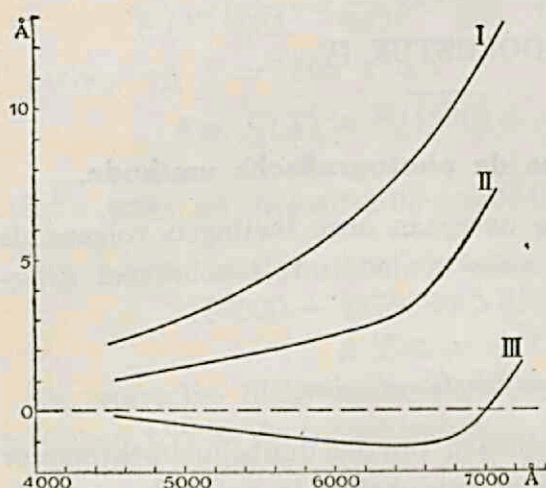


FIG. 6.

Afwijingskromme van de spectroscop, gebruikt bij de gebiedsbepaling van den monochromator.

de meting door enkele heliumlijnen de afwijingskromme vastgelegd en de gemiddelden gebruikt voor correctie. De bepaling van de gebieden door instelling op de randen van den gekleurden band leverde groote moeilijkheden op. De spreiding der gevonden getallen was te groot, om eenig vertrouwen in het verkregen resultaat te hebben. Vooral in

't violet en uiterst rood was een goede instelling uiterst moeilijk. We hebben dan ook deze methode verlaten.

Op aanwijzing van Dr. VAN CITTERT hebben we toen de volgende methode toegepast. Plaatst men twee gekruiste prisma's, achter lens L_2 (zie fig. 2) dan is in een spectroscop een gekleurd parallelogram te zien, waarvan linker- en rechterpunt de grenzen der doorgelaten gebieden aanduiden. De werking der gekruiste prisma's komt n.l. overeen met het draaien van den spectroscop over een hoek van 90° .

De vier hoekpunten van het parallelogram waren zeer goed te meten. Een tweede voordeel van deze methode is, dat het mogelijk is niet alleen het golflengtegebied te bepalen, doch tevens de relatieve intensiteitsverdeling in het betreffende golflengtegebied na te gaan. Indien n.l.

de spleten van den monochromator even wijd zijn, wordt het relatief verloop van de intensiteit gegeven door een gelijkbeenigen driehoek, indien men over het kleine doorgelaten golflengtegebied de werkelijke relatieve verdeling constant denkt ¹⁾ (voor een correctie hiervoor zie pag. 37). Zijn echter de spleten verschillend van breedte dan wordt de verdeling gegeven door een trapezium (fig. 7).

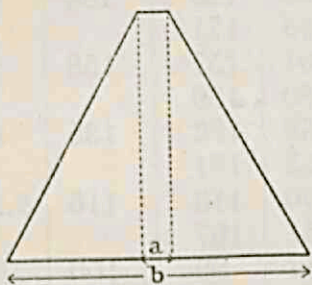


FIG. 7.

Zij b het doorgelaten golflengtegebied, dan bepaalt $\frac{a}{b}$ procentueel het breedteverschil van spleet 1_A en 1_B of 1_C en 1_B naarmate $1_A > 1_C$ of $1_A < 1_C$.

In onze spectrograaf is nu waarneembaar een parallelogram (fig. 8) dat direct vergelijkbaar is met

fig. 7 indien we ABC door FEB vervangen. Voor het werkzame golflengtegebied (d.i. een gebied zoodanig dat elke golflengte hiervan een gelijke intensiteit toegekend wordt en de totale intensiteit gelijk is aan die van het beschouwde golflengtegebied) moeten we als eerste benadering nemen MM' als M het midden van FB en M' het midden van GD is.

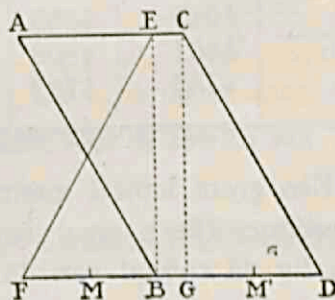


FIG. 8.

De meting voor de smalste spleter gaf het volgende resultaat:

¹⁾ P. H. VAN CITTERT. Zur theorie der Doppelmonochromatoren. Zeitschrift für instrumentenkunde, 46, 1926.

Nonius.	Hoekpunten van het parallellogram.				Werk- zaam gebied.	2de meting.	$\frac{BG}{FD}$
	A	B	C	D			
2,90 cM.	7400 Å	7184	7120	6920	272		$12\frac{1}{2}\%$
2,85	7138	6933	6878	6692	251		
2,80	6899	6700	6652	6472	237	234	11 %
2,75	6653	6476	6437	6274	209		
2,70	6450	6286	6256	6109	185	186	9 %
2,65	6265	6109	6086	5945	171		
2,60	6099	5953	5926	5801	157	158	9 %
2,55	5959	5823	5802	5680	150		
2,50	5806	5686	5666	5556	135	135	8 %
2,45	5679	5568	5553	5453	121		
2,40	5563	5455	5445	5350	113	116	7,5 %
2,35	5461	5365	5350	5261	107		
2,30	5352	5262	5249	5167	99	100	7 %
2,25	5257	5176	5162	5087	92		
2,20	5165	5092	5077	5008	86	87	9,5 %
2,15	5070	5004	4986	4926	81		
2,10	4999	4931	4915	4854	80	81	11 %
2,05	4918	4858	4846	4790	70		
2,00	4861	4803	4792	4738	67	65	9 %
1,95	4783	4732	4721	4668	63		

Een groot aantal metingen moest verricht worden, alvorens reproduceerbare waarnemingen werden verkregen. Het was noodig de spiraal van de nitralamp voor den monochromator onscherp op de eerste spleet en de spleet 1_A zoo nauwkeurig mogelijk op 1_C af te beelden. Onnauwkeurigheid van deze instelling geeft aanleiding tot systematische fouten van enkele procenten. Onzes inziens is deze gebiedsbepaling een der voornaamste foutenbronnen bij de fotografische methode. Indien de spleten even breed zijn en wij dus in 't geval verkeerden, dat de intensiteitsverdeeling door een driehoek wordt weergegeven, heeft het zin de gebieden door differentiatie uit de dispersiekromme van den monochromator te berekenen, nadat we deze dispersiekromme, door een daartoe geschikte dispersieformule hebben beschreven. In ons geval is dit feitelijk niet geoorloofd. Toch is tot zekere hoogte controle

hierdoor mogelijk. Immers, indien we op deze wijze te werk gaan beteekent dit, dat we inplaats van MM' telkens de helft van FD nemen en steeds lagere waarden dan uit directe meting gevondene, moeten krijgen.

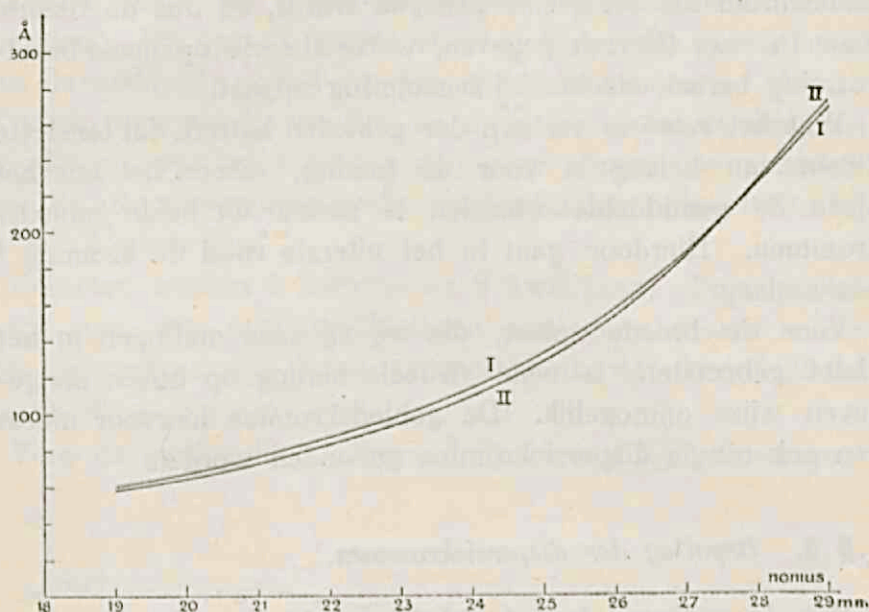


FIG. 9.

Gebiedskrommen van den monochromator voor de spleten van 0,5 M. breedte.

Fig. 9 geeft beide gebiedskrommen. Kromme II is gevonden met de formule van HARTMAN ¹⁾

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{C}{S - S_0}$$

We hebben de formule aangepast aan 3 punten uit de experimenteel door ons bepaalde dispersiekromme (zie pag. 32) en daarna met inachtneming van de 2^e differentiaalquotiënten, na uitmeting der spleten onder den comparateur, de gebieden bepaald. De krommen zouden elkaar niet mogen snijden. Dat ze dit wel doen wijst op een systematische fout, die niettegenstaande onze voorzorgen toch gemaakt moet zijn. De uitmeting der spleten die tot op 2 % nauwkeurig, gebeuren

¹⁾ Zie Handbuch der Physik 1906, pag. 626.

kon gaf van alle 3 spleten een breedte van 0,50 m.M. Toch vonden we bij onze directe gebiedsmeting wel een breedteverschil. Mogelijk is dit o.m. toe te schrijven aan het feit dat het beeld van de eerste spleet door het prisma in den monochromator eenigszins gebogen wordt, en dus de theorie door Dr. VAN CITTERT gegeven, welke theorie op ideale beeldvorming berust, slechts bij benadering opgaat.

Wat het *relatieve* verloop der gebieden betreft, dat tenslotte alleen van belang is voor de meting, scheen het ons het beste de gemiddelde waarden te nemen uit beide gebiedskrommen. Hierdoor gaat in het uiterste rood de kromme I iets omlaag.

Voor de breede spleet, die wij bij onze metingen in het violet gebruikten, is eene visueele meting op boven aangegeven wijze onmogelijk. De gebiedskromme hiervoor moest dan ook uit de dispersiekromme gevonden worden.

§ 2. *Bepaling der dispersiekrommen.*

Van de metingen in het zichtbare gebied werd een visueele methode gebruikt. De opstelling was dezelfde als die bij de gebiedsmeting, met dit verschil, dat in de plaats van de nitralamp een helium-, respectievelijk kwikbuisje kwam. Laat de middelste monochromatorspleet een bepaalde lijn door, dan is in den spectroscop bij goeden stand van den trommel een rechthoek te zien, waarvan de breedte uitsluitend bepaald wordt door de breedte van de spectroscopspleet, daar we hier met monochromatisch licht te doen hebben. Door nu de spleet 1_B te verplaatsen in het spleetvlak, konden we nauwkeurig de twee noniusstanden bepalen, waarbij het licht aan boven en onderkant van genoemden rechthoek verdween. Het gemiddelde van deze standen werd aangenomen te behooren bij een corresponderende golflengte. Gemeten werden de heliumlijnen 7065, 6678, 5876, 5018, 4922, 4478 en de kwiklijnen 5791, 5770, 5461, 4358.

Voor breede en smalle spleet vielen de dispersie krommen practisch samen.

De ijking in 't uiterst violet moest fotografisch gebeuren. Voor den monochromator werd een helium- resp. kwikbuisje geplaatst. Er achter een glasspectrograaf. Een voorloopig geëxtrapolieerde dispersiekromme gaf een oriëntatie omtrent de plaatsen, waar we ongeveer konden verwachten een lijn te „vangen”. Bij opeenvolgende standen (0,1 m.M. verschillend) van de middelste spleet werden opnamen genomen. Van 10 of meer opnamen gaven b.v. de middelste 8 op de plaat een lijn die in zwarting eerst toe dan weer afnam. De middelste van de 8 corresponderende noniusstanden behoort dan bij de beschouwde lijn.

Gemeten werden 5 helium- en 3 kwiklijnen. Door fotografie van een continue lichtbron eerst voor, daarna achter den monochromator werd geconstateerd, dat deze licht tot c.a. $3800 \text{ \AA}$ doorliet.

Voor de meting in 't ultrarood (tot $1,5 \mu$) hebben we eerst

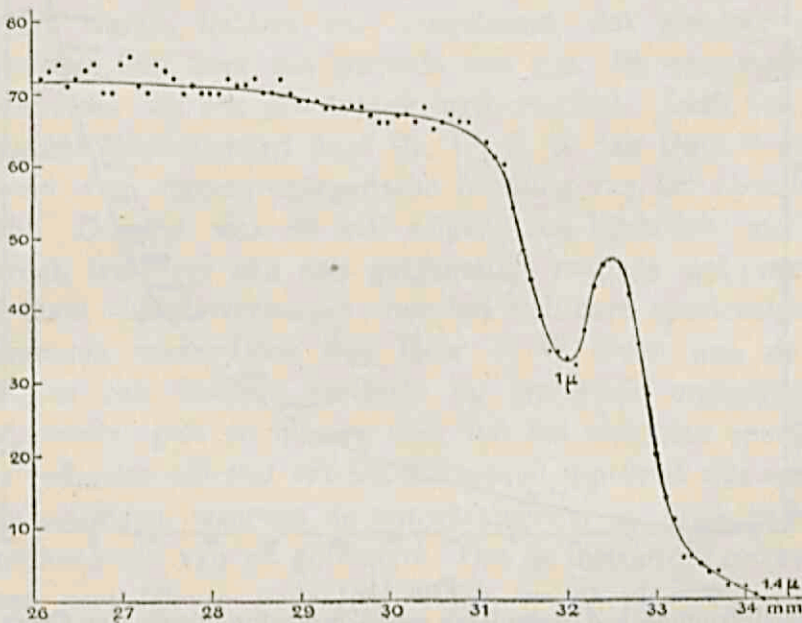


FIG. 10.

Doorlatingskromme van een cuvet met water.

door bepaling van waterabsorptiebanden 2 punten vastgelegd (zie fig. 10). De extreme waarden der banden liggen bij 1μ

en $1,4 \mu^1$) De voorloopig door deze punten gelegde kromme, diende tot oriëntering bij het zoeken naar de sterke lijnen in het boogspectrum van

Na	0,816	1,13 μ
Ka	0,768	1,17 en 1,24 μ
Rub	0,784	1,00 1,33 en 1,5 μ^2)

De hoog werd zoodanig op de spleet van den monochromator afgebeeld, dat de kraters er juist boven en onder vielen. Met een thermozuil van MOLL en SIEMENS-galvanometer, werd bepaald bij welken noniusstand de galvanometer een maximale uitslag gaf. De beide kaliumlijnen 1,17 en 1,24 waren niet duidelijk gescheiden. We hebben dan ook 't gemiddelde 1,205 aan den met den maximalen uitslag overeenstemmenden noniusstand toegevoegd.

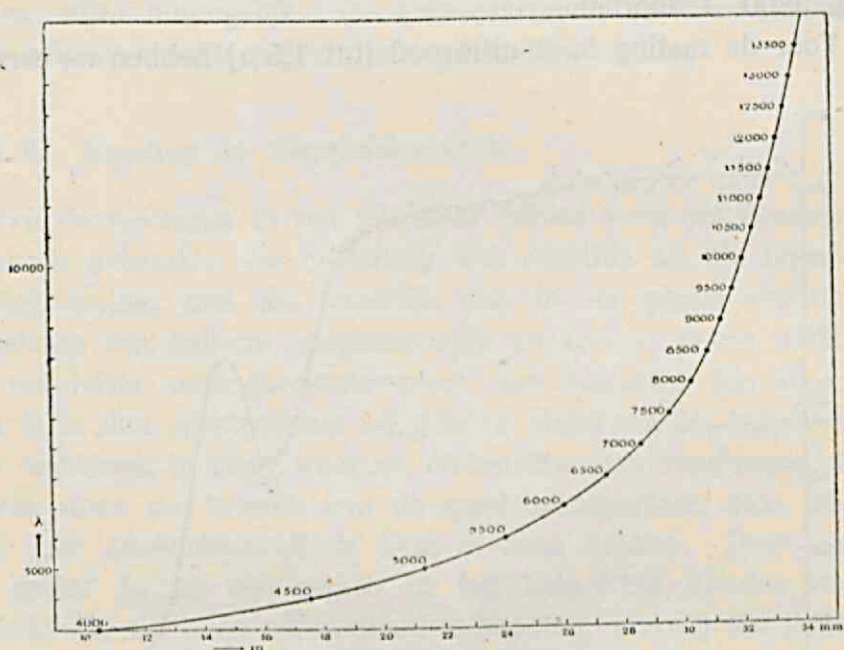


FIG. 11.

Dispersiekromme v. d. gebruikten monochromator volgens VAN CITTERI.

Fig. 11 geeft de dispersiekromme van beide door ons gebruikte spleten.

¹⁾ E. Aschkinass. Absorbtionsspectrum des flüssigen wassers. Annalen der physik 55, 1895, p. 415. Zie ook COBLENTZ, deel 6, pag. 50.

²⁾ Zie dissertatie MOLL 1907. Onderzoek van ultrarode spectra.

§ 3. *Bepaling van de spectrale verdeling van een 6 volts nitralamp.*

Daar verschillende onderstellingen, gemaakt bij de gebiedsmeting en nog te maken bij de correctie van de intensiteitskromme van het beeld P' van de nitralamp, meer de waarheid benaderen, naarmate de gebruikte golflengtegebieden kleiner zijn, hebben wij getracht met de zoo nauw mogelijke spleet zoo ver mogelijk in het violet te komen. Om bij ca 4600 Å nog meetbare uitslagen te krijgen, was het noodig, dat we het nitralampje ver overbelastten. (Bij al onze metingen brandde de 6 volts lamp op meer dan 9 volt). Daar de intensiteitsmeting en fotografie ongeveer 2 à 3 uur in beslag namen, is het de vraag in hoever de emissie van de lamp in dezen tijd door mogelijke verstuiwing van de spiraal, verandert. Latere temperatuurmetingen aan lampen, die geruimen tijd (tientallen branduren) op het laboratorium ver overbelast gebruikt waren, hebben ons aangetoond, dat hierdoor geen meetbare fout door ons gemaakt kan zijn. Bij onze metingen gebruikten wij een grootoppervlakthermozuil. Deze zuil was speciaal geconstrueerd door Dr. W. J. D. van DIJCK ¹⁾ en bestemd voor directe energetische bepaling van het opvallende licht. Daartoe was de zuil volgens een bijzondere methode beroet, waardoor een zeer gelijkmatige roetlaag met practisch constant reflectievermogen voor het zichtbare spectraalgebied verkregen was. Door den Heer F. W. OUDT was de zuil volgens een visueele methode op grauwhed onderzocht in het roode, gele en blauwe deel van het zichtbare spectrum. De reflectiecoëfficiënt van het thermo zuil oppervlak was volgens zijn metingen, waarvan de nauwkeurigheid ca 5⁰/₁₀₀ bedroeg, onafhankelijk van de golflengte. Om de thermo zuil zoo homogeen mogelijk te belichten hebben we de plaatsing van dit instrument gekozen zooals in figuur 2 aangegeven is. De lenzen bij de experimenten gebruikt waren alle achromatisch. De thermostroomen werden gemeten met een MOLLGALVANO-

¹⁾ Zie dissertatie W. J. D. VAN DIJCK. Der Becquereleffekt an Kupferoxydelectroden 1927.

meter van groote gevoeligheid. Met de smalste spleet bereikten we bij 4600 Å uitslagen van 1,5 m.M.

Onze definitieve metingen moesten laat in den avond of 's nachts verricht worden wegens de groote gevoeligheid van den galvanometer, die reageerde op het dreunen, veroorzaakt door allerlei vervoer. In den nacht was het passeeren van een trein in de verte merkbaar aan den onrust van het instrument. Gelijk reeds door vroegere ervaringen van anderen gebleken was, eischte ook de gevoeligheid van den thermozuil voorzorgsmaatregelen. Drukveranderingen in het vertrek, veroorzaakt door openen van de deur of door windvlagen, gaven aanleiding tot adiabatiscbe veranderingen aan het thermozuiloppervlak, welke het meten zoo goed als onmogelijk maakten. De thermozuil werd daarom geheel in watten ingepakt en verder met het laatste gedeelte van den lichtweg door een kartonnen overkapping beschut voor ongewenschte luchtstoringen. Onze metingen geschieden steeds op windstille tijden.

Fouten, veroorzaakt door valscli licht zijn in onze experimenten practisch niet gemaakt. De constructie van den dubbel-monochromator reduceert deze fouten tot een orde van grootte, die binnen onze waarnemingsnauwkeurigheid valt.

Op één foutenbron moet nog gewezen worden, n.l. op een mogelijke golflengteafhankelijkheid van den polarisatiegraad, van het door den monochromator gepolariseerde licht. Wel is waar wordt het licht gefotografeerd na diffuse terugkaatsing op het witte vlakje, maar wij behouden een voorkeursrichting in de verticale as hiervan.

Met een nicol in den lichtweg hebben we echter kunnen constateeren, dat de polarisatiegraad voor alle golflengten in het door ons gemeten gebied practisch gelijk was. De volgende getallen toonen dit aan.

Nonius	Nicol	Nicol —	Pol. graad	Nonius	Nicol	Nicol —	Pol. graad
28	145 mm	54 mm	0,372	21	30 mm	11,2	0,373
27	98,1	37,1	378	20	22	8	376
26	69	26,5	377	19	14,7	5,5	374
25	48,1	18	374	18	10	3,8	380
24	35,1	13,1	373	17	7	2,6	371
23	24	9,1	379	16	4,3	1,6	372
22	41	15	373	15	2,7	1,1	—

We zullen nu bespreken hoe we de spectrale verdeling van het reële beeld P' bepaalden.

De nitralamp brandde hierbij op 9,30 volt. Door verschuiving van de middelste spleet telkens over afstanden van 0,2 m.M. kregen we een groot aantal punten op de kromme.

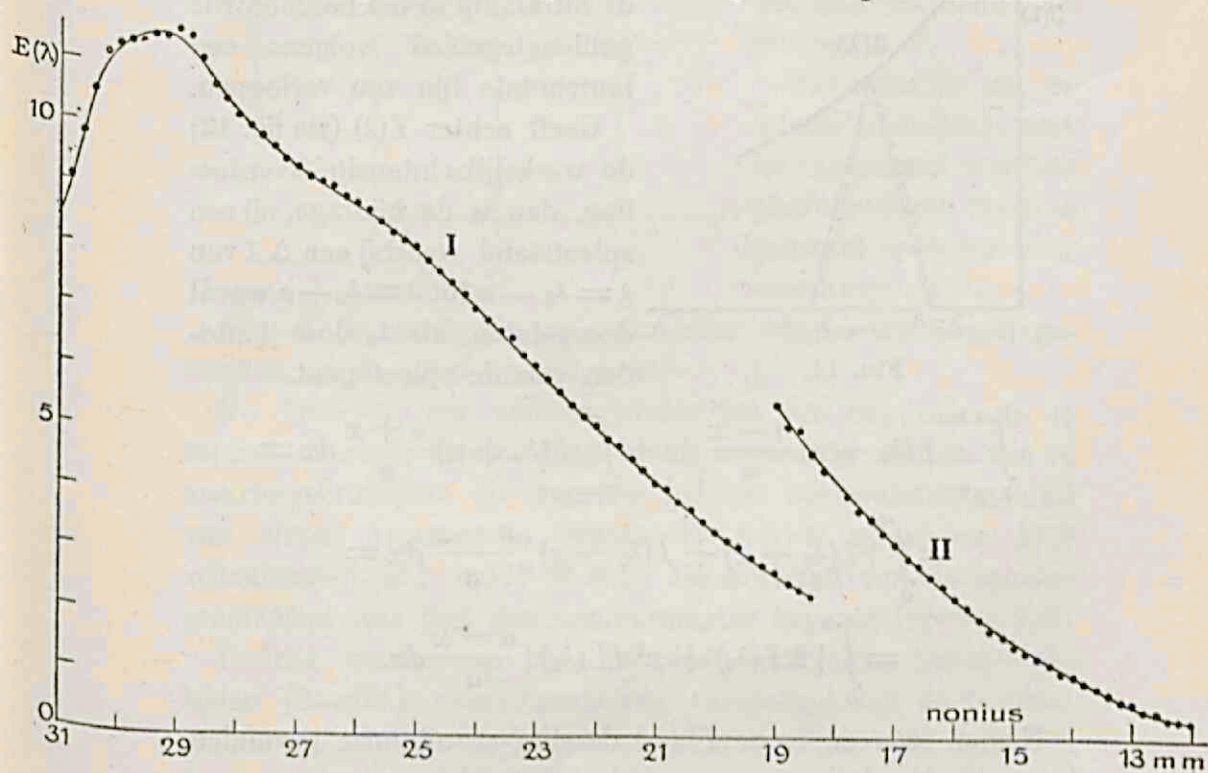


FIG. 12.

Intensiteitskrommen van het beeld van de spiraal uit de nitralamp voor den monochromator.

Fig. 12 I geeft ten slotte de relatieve intensiteiten als functie van de golflengten (nonius). Deze kromme is dus gevonden door de op een trommel geregistreeerde en daarna uitgemeten uitslagen te deelen door de overeenkomstige golflengtegebieden. Voor deze hebben we de uit kromme I van fig. 9 volgende genomen. Er moet nog gecorrigeerd worden voor de systematische fout in de gebiedsmeting. De correctie voor deze systematische fout is in de eindkromme (de intensiteitskromme van de door ons te ijken lamp) aangebracht. De curve op fig. 12 moet theoretisch nog gecorrigeerd worden voor de spleetbreedte. Aannemende dat de spleten even breed zijn, veronderstelden we dat het intensiteitsverloop in een doorgelaten golflengtegebied door een gelijkbeenigen driehoek wordt weergegeven. Dit geldt indien de intensiteits-

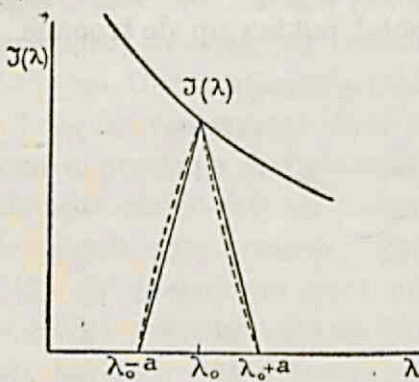


FIG. 13.

verdeeling in het spectrum van de nitalamp in het beschouwde golflengtegebied volgens een horizontale lijn zou verlopen.

Geeft echter $I(\lambda)$ (zie fig. 13) de werkelijke intensiteitsverdeling, dan is de bijdrage, bij een spleetstand waarbij een $\Delta \lambda$ van $\lambda = \lambda_0 - a$ tot $\lambda = \lambda_0 + a$ wordt doorgelaten, als λ_0 door 't midden van de spleet gaat.

$$\begin{aligned} \int_{x=0}^{x=a} I(\lambda_0 + x) \frac{a-x}{a} dx + \int_{x=-a}^0 I(\lambda_0 + x) \frac{a+x}{a} dx = \\ = \int_0^a \{ I(\lambda_0 + x) + I(\lambda_0 - x) \} \frac{a-x}{a} dx = \\ = \int_0^a \{ 2 I(\lambda_0) + x^2 I''(\lambda_0) \} \frac{a-x}{a} dx. \end{aligned}$$

Nemen we nu voor $I''(\lambda_0)$ de $I''(\lambda_0)$ uit onze gevonden kromme, dan krijgen we voor de integraal

$$I(\lambda_0) a + I'' \frac{1}{12} a^3.$$

We hebben bij onze kromme deze waarde door a gedeeld en $I(\lambda_0)$ genoemd, zoodat bij benadering

$$I(\lambda_0) = I(\lambda_0) - I'' \frac{1}{12} a^2$$

Nu is (zie fig. 14) bij benadering

$$I'' = \frac{\frac{QU}{a} - \frac{PR}{a}}{a} = \frac{QN}{a^2} = \frac{2PM}{a^2}$$

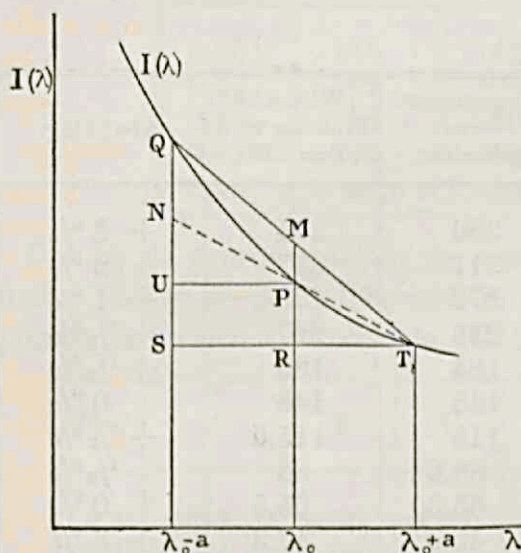


FIG. 14.

Met 6 verschillende spleetbreedten werden nu zwartingsmerken op de plaat aangebracht.

De breedten der spleten verhielden zich ongeveer als de termen van een meetkundige reeks, zoodat de punten van de zwartingskrommen op ongeveer gelijken horizontalen afstand van elkaar kwamen te liggen. De wideste spleet was 57,9 schaaldeelen (d.i. 0,579 m.M.). De nulstand van de spectrograafspleet was met den comparameter bepaald (zij was 7,9).

Daarna werden op dezelfde plaat met gelijke belichtingstijden (3 min.) zwartingsmerken vastgelegd van de te ijken nitralamp, welke op bepaalde spanning (2,60 volt) brandde. De spanning werd afgelezen op een Weston precisievoltmeter. De te ijken lampen brandden minstens 15 minuten, alvorens tot metingen werd overgegaan, op de vereischte spanning,

De correctieterm $I'' \frac{1}{12} a^2$ wordt dus $\frac{1}{6}$ van de pijl PM .

In het door ons gebruikte gebied verloopt de kromme echter zoo, dat deze correctie geen zin heeft.

Onmiddellijk na de intensiteitsmeting met de thermozuil werd de fotografische opname gemaakt op de hiervoor beschreven wijze.

zoodat wij verzekerd waren, dat het temperatuurevenwicht bereikt was. Gebruikt werden panchromatische ilfordplaten, die met rodinal ontwikkeld werden. Ter oriëntering van de golflengte deden heliumlijnen dienst, die over elk zwartingsmerk heen opgenomen waren. Na doormeting der platen met den microphotometer van MOLL werden voor 13 golflengten zwartingskrommen uitgezet. De relatieve intensiteitsverdeeling van de geijkte lamp wordt gegeven door de volgende tabel:

λ	$E(\lambda)$ (relatief gebiedskr. I.	Gecorrigeerd voor gebiedskr.	Wiensche kromme voor $T=1980$.	Afwijking.
0,7 μ	390	386	394	+ 2 %
0,68	313	311	317	+ 2 %
0,66	272	272	275	+ 1 %
0,64	224	226	227	+ $\frac{1}{2}$ %
0,62	182	184	185	+ $\frac{1}{2}$ %
0,60	146	148	148	0 %
0,58	112,6	115	115,6	+ $\frac{1}{2}$ %
0,56	86,6	88,6	88	- $\frac{1}{2}$ %
0,54	64	65,6	65,5	0 %
0,52	45	45,9	47,3	+ 3 %
0,50	31	31,6	33	+ 4 %
0,48	21	21,3	22,2	+ 4,5 %
0,46	14	14	14,2	+ 1,5 %

In de tweede kolom geven we de relatieve intensiteiten zooals gevonden zijn uit de kromme, getrokken door de 13 punten. Deze liggen met een spreiding van hoogstens 3 % eromheen. De derde kolom geeft de gecorrigeerde waarden voor de vroeger veronderstelde systematische fout in de gebiedskromme. De vierde bevat de verdeeling volgens de Wiensche kromme voor $T=1980$. Door interpolatie vonden wij deze temperatuur als de best aansluitende. We hebben de waarden aangepast bij $\lambda = 0,6 \mu$. In de laatste kolom is de procentueele afwijking van Wiensche en experimenteele kromme aangegeven.

Meting van 4600—4200 Å.

Analoog aan de voorgaande metingen werd hier gehandeld met de breedste spleten in den monochromator. 9 punten van de kromme werden bepaald. In aansluiting met bovenstaande tabel geven we:

λ	Exper.	Wiensche kromme $T=1980.$	Afwijking.
0,46 μ	140	142	
0,45	109	108	— 1 %
0,44	84	80,1	— 5 %
0,43	64	64	0 %
0,42	47,5	50,2	+ 5 %

Dat bij de breede spleten, de bepaling der gebiedskromme zonder bezwaar door differentiatie der dispersiekromme kon geschieden mogen de volgende getallen aantoonen.

Non	A	B	C	D	relatief breedte verschil.
2,7	7232 Å	6361	6349	5724	1 %
2,4	5991	5480	5474	5095	1 %
2,1	5269	4937	4930	4670	1 %

De beteekenis van deze tabel is dezelfde als die van de tabel op pag. 28. De getallen werden genomen uit de resultaten van de gebiedsmeting in het zichtbare gebied voor de breede spleten. Blijkbaar is voor deze spleten de intensiteitsverdeeling der doorgelaten golflengtegebieden werkelijk in eerste benadering, door de loodlijnen uit de punten van de opstaande zijden van een gelijkbeenigen driehoek op de basis neergelaten, te beschrijven.

Onder den comparateur bleken alle 3 spleten $2 \pm 0,02$ m.M. te zijn. Fig. 12 II geeft de intensiteitskromme van P' in het violette gebied. De uitmeting van de geregistreeerde uitslagen geschiedde voor de uitslagen, kleiner dan 3 m.M., met den comparateur.

HOOFDSTUK V.

Bepaling der spectrale verdeling door middel van temperatuurmetingen.

§ 1. Voorloopige meting.

Bij de zwarte temperatuurbepaling dient rekening gehouden te worden met de correctie voor de reflectie en absorbtie van de glasballon. Wij hebben hierbij vertrouwd op de metingen van ZWIKKER, die een correctie van 11 % hiervoor geeft. Dit beteekent dat de afgelezen temperaturen met een, voor elke temperatuur bepaald bedrag, moet worden verhoogd, om de ware zwarte temperatuur te verkrijgen. Deze correctie is in de volgende tabel gegeven.

T	ΔT	T	ΔT
1200° K	7°	2200° K	26°
1400	10	2400	31
1600	14	2600	36
1800	18	2800	41
2000	21	3000	47

Voor correctiemetingen en berekeningen verwijzen we naar pag. 47. Bij een voorloopige meting plaatsten we de lamp zonder vergrootende lens voor den pyrometer en konden met een nauwkeurigheid van ca. 20° een gemiddelde zwarte temperatuur bepalen van de spiraal. Deze bedroeg 1910°. De hierbij behorende kleurtemperatuur uit ZWIKKERS tabellen is 2090°.

§ 2. Inleiding tot de correctiebeschouwingen.

Blijkbaar is deze temperatuur dus veel hoger dan de temperatuur, welke in de Wiensche formule onze experimenteele kromme voldoende benadert. De oorzaak hiervan is, dat we de spiraal niet als een homogenen straler mogen beschouwen. Een vergroot beeld van de gloeiende spiraal geeft n.l. te zien, dat de binnenzijde, voor een groot gedeelte, veel grootter oppervlaktehelderheid heeft dan de buitenzijde.

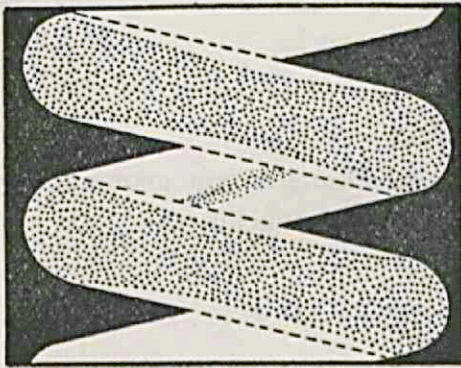


FIG. 15.

Beeld van een gloeiende spiraal.

Heel het spiraalbeeld (fig. 15) wijst erop, dat we hier te doen hebben met een reflectieverschijnsel, en dat de grootere oppervlaktehelderheid van de binnenkant niet toe te schrijven is aan een temperatuurverschil van binnen- en buitenkant. Beschouwingen en metingen hieromtrent geeft ook SHACKELFORD.¹⁾

De stralengang in fig. 16 laat zien dat de gedeelten A en B geen licht kunnen reflecteeren in een richting, loodrecht op de spiraalas (de figuur geeft de doorsnede van een spiraalwinding met een vlak door de spiraalas). Deze gedeelten zijn dus donkerder dan die, welke behalve hun temperatuur-emissie, een of meermalen gereflecteerd licht geven.

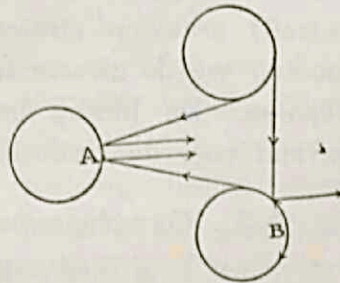


FIG. 16.

Wij hebben dus na te gaan, welken invloed dit gereflecteerde licht heeft op de verdeeling in het spectrum. Aan de correctiebeschouwingen moge het volgende voorafgaan.

¹⁾ B. E. SHACKELFORD. Temperature and blackening effects in helical tungsten filaments. Phys. Rev. 8 1916. p. 470.

Stellen wij ons voor een koolstaafje met een groef daarin, zoodanig, dat we aan kunnen nemen dat, indien het koolstaafje tot gloeien wordt gebracht, de temperatuur, zoowel binnen als buiten de groef dezelfde is, en dus het helderheidsverschil een reflectieverschijnsel is.

Beschouwen wij nu de emissies van twee oppervlakte-elementen O_1 en O_2 buiten en binnen de groef, als de temperatuur van het koolstaafje T is. De emissie van O_1 is in de golflengte λ

$$E_1 = e_{\lambda T} E(\lambda T)$$

De emissie van O_2 in die golflengte is:

$$E_2 = \{ e_{\lambda T} E(\lambda T) + \alpha e_{\lambda T} E(\lambda T) (1 - e_{\lambda}) + \\ + \beta e_{\lambda T} E(\lambda T) (1 - e_{\lambda})^2 \dots \}$$

waarin de constanten α , β enz. afhangen van geometrische voorwaarden, echter van λ en T onafhankelijk zijn. De verhouding der helderheden is dus

$$\frac{E_2}{E_1} = 1 + \alpha (1 - e_{\lambda}) + \beta (1 - e_{\lambda})^2 + \dots = p$$

Daar nu voor een grauw lichaam als kool, e_{λ} een constante is, zal ook p een van λ onafhankelijke grootheid zijn en zal het gereflecteerde licht op de relatieve verdeling van het totaal uitgestraalde geen invloed hebben. Slechts werkt het uit, dat de totale emissie vergroot wordt. Willen we dus van een zoodanigen, niet homogenen (wat de oppervlaktehelderheid betreft) grauwen stralen de kleurtemperatuur kennen, dan moeten we de zwarte temperatuur van het donkere gedeelte bepalen. De hierbij behoorende kleurtemperatuur is maatgevend voor de verdeling van het totaal geëmitteerde licht.

§ 3. Correctiebeschouwingen en berekeningen voor een wolframspiraal.

De nu te houden beschouwingen gelden voor een spiraal die over zijn geheele lengte een constante temperatuur heeft. (Correcties voor de koudere uiteinden worden besproken op pag. 53).

Uit Shackelford's metingen en berekeningen volgt dat de temperatuur van binnen- en buitenzijde van de spiraal practisch

gelijk zijn. Bij een temperatuur van 2000° kan een verschil van hoogstens 5° optreden. We mogen dus veronderstellen dat bovengenoemde formule voor de helderheidsverhouding van WOLFRAM de waarheid benadert. Daar nu voor WOLFRAM e_{λ} wel een functie van golflengte en temperatuur is, echter in het zichtbare gebied met c.a. 10% verloopt, zal de invloed van den reflecteerende deelen op de verdeling van de totale emissie niet groot zijn. De helderheidsverhouding p , welke weer een functie van de emissiecoëfficiënt is, wordt dus ook een van golflengte en temperatuur afhankelijke grootheid.

We hebben de totaalkurve, d.i. de curve welke de verdeling van het totaal geëmitteerde licht geeft, trachten te beschrijven als ontstaan uit de som van twee krommen (zie fig. 17).

De bovenste curve geeft de bijdrage van die gedeelten, welke slechts hun zuivere temperatuursemisse geven. Deze curve ver-

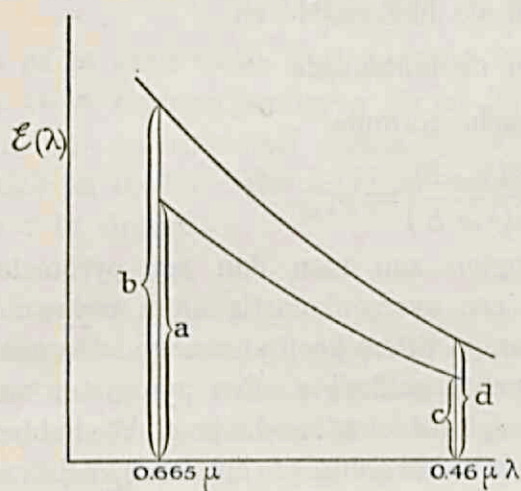


Fig. 17.

loopt dus volgens een Wiensche kromme van een kleurtemperatuur behoorende bij de zwarte temperatuur van de buitenkant der spiraal. De onderste curve geeft de bijdrage van de reflecteerende deelen. De ordinaten van deze kromme kunnen voor elke golflengte berekend worden, indien men behalve de grootheid

p_{λ} als functie van λ , ook nog de grootheid q , d.i. de verhouding van de oppervlakten van lichte en donkere gedeelten, geprojecteerd in een richting loodrecht op de spiraalas, kan bepalen. In de figuur is b.v. voor de golflengte $0,665 \mu$:

$$\frac{a}{b} = p_{0,665} T \cdot q$$

als T de temperatuur van de spiraal voorstelt.

Voor $\lambda = 0,46 \mu$

$$\frac{c}{d} = p_{0,46} T \cdot q$$

Daar de grootheid p bij toename van e_λ moet afnemen, is het duidelijk dat de reflecteerende deelen de totale emissie naar het violet relatief zullen doen afnemen, de totale straling dus „zwarter” zullen maken. Uit onze later te beschrijven metingen, is gebleken dat een nauwkeurige meting van p als functie van de golflengte niet wel mogelijk is, althans niet met de totnogtoe ons ten dienste staande hulpmiddelen.

Het ligt voor de hand, deze helderheidsverhouding pyrometrisch te bepalen. De roode helderheidsverhouding is onmiddellijk te meten, door de binnen- en buitenkant te pyrometreeren met onzen pyrometer.

Uit de beide gemeten zwarte temperaturen

$S_{\lambda \text{ eff}}$ voor de binnenzijde en

$S'_{\lambda \text{ eff}}$ voor de buitenzijde

vindt men met de Wiensche formule

$$\frac{E(\lambda_{\text{eff}} S)}{E(\lambda_{\text{eff}} S')} = p_{\lambda \text{ eff}}$$

Voor de andere golflengten zou men dan een pyrometer moeten hebben met een overeenkomstig filter, welke ook hiervoor geijkt is. Zoodanige filters heeft men nog niet kunnen maken voor elke gewenschte golflengte. Een pyrometer met blauw filter hadden we niet tot onze beschikking. We hebben dan ook op een andere wijze de golflengte afhankelijkheid van de helderheidsverhouding gevonden (zie onder). Het bleek dat de grootheid p ongeveer lineair met een lineaire verandering van e_λ veranderde, voor een golflengte gebied van $2000 \text{ \AA}$ met c.a. 11 %. Daar nu e_λ met groote benadering lineair met de golflengte verloopt (we maken bij deze veronderstelling een fout van ongeveer 1 %), en het dus hierdoor mogelijk is een kleurtemperatuur aan WOLFRAM toe te kennen, moet het ook mogelijk zijn in ons geval de totaalcurve door een Wiensche kromme te beschrijven. We hebben hiertoe de

emissies in twee ver uitelkaar gelegen golflengten aangepast aan de emissie van het zwarte lichaam.

De fout hierdoor gemaakt, zal nader besproken worden.

Voor de genoemde golflengten hebben wij gekozen

$$\lambda = 0,665 \mu \text{ en } 0,46 \mu$$

In fig. 17 is

$$\frac{a}{b} = p_{0,665 T} \cdot q$$

$$\frac{c}{d} = p_{0,46 T} \cdot q$$

$\frac{d}{b} = \frac{E(0,46 T_c)}{E(0,665 T_c)}$ waarin T_c de bij T behorende kleurtemperatuur is.

We hebben nu een T_x te zoeken uit de vrgl:

$$\frac{E(0,665 T_x)}{E(0,46 T_x)} = \frac{a + b}{c + d}$$

en na te gaan welke fout gemaakt is in $p_{\lambda T}$ als we deze uit de twee kleurtemperaturen T_c en T_x bepalen en vergelijken met de experimenteel bepaalde. λ is een waarde tusschen 0,665 en 0,46 μ . Het komt er dus op aan T_c , $p_{0,665 T}$, $p_{0,46 T}$ en q te vinden.

Bepaling van T_c .

Om de buiten- en binnenzijde van de spiraal eenigszins nauwkeurig te kunnen pyrometreeren was het noodig een vergrootende lens tusschen het objectief van den pyrometer en het nitralampje te plaatsen. Onze pyrometer is n.l. zoo gebouwd, dat bij meest uitgeschoven objectieflens, de top van de kooldraad over verscheidene windingen in het spiraalbeeld kwam te liggen.

Bij het gebruik van een vergrootende lens hebben we met een correctie voor de absorbtie en reflectie hiervan rekening te houden. We berekenden deze op de volgende wijze. Zij de werkelijke $S_{\lambda \text{ eff}}$ van een goed te meten lichtbron S_x .

$$\text{ZWIKKER geeft voor } \frac{E(\lambda_{\text{eff}} S_x)}{E(\lambda_{\text{eff}} S_1)} = 1,11 \quad (1)$$

als S_1 de achter de ballon gemeten zwarte temperatuur is. Meten wij nu met een tusschengeplaatste lens een zwarte temperatuur S_2 , dan is uit de vrgl.

$$\frac{E(\lambda_{\text{eff}} S_1)}{E(\lambda_{\text{eff}} S_2)} = \gamma \quad (2)$$

de correctie voor de lens te berekenen.

Als lichtbron gebruikten we een zeer nauwkeurig meetbare Wolframbandlamp (zie pap. 62). De gemeten temperaturen spreiden hier niet meer dan 5 graden, zoodat de fout door een aantal waarnemingen tot enkele graden kon worden gereduceerd. Zoo vonden we:

S_1	S_2	γ	Gemiddeld
2038° K	1988	1,312	} 1,32
2097	2043	1,325	
2168	2108	1,335	
2227	2166	1,314	
2292	2227	1,322	

De totale correctie wordt nu verkregen uit 't product van (1) en (2).

$$\frac{E(\lambda_{\text{eff}} S_x)}{E(\lambda_{\text{eff}} S_2)} = 1,11 \cdot 1,32 = 1,465.$$

Tenslotte berekenen wij, hieruit met behulp van de vergelijking

$$S_x = \frac{c_2 \lg e \cdot S_2}{c_2 \lg e - \lambda_{\text{eff}} S_2 \lg 1,465}$$

de volgende bij elkaar behorende waarden van S_x en S_2

S_2	S_x	S_2	S_x
1800	1857	2400	2504
2000	2072	2600	2723
2200	2287	2800	2943

De meting gaf voor 't middelste gedeelte van de spiraal, als de lamp op 2,60 volt brandde, $1804^{\circ} K$ voor $S_{0,653}$. Over de 12 middelste windingen was de temperatuur binnen onze meetnauwkeurigheid (c.a. 10°) constant. We krijgen dus volgend tabelletje

S_2	$(S_x)_{0,652}$	$(S_x)_{0,665}$	T_c uit ZWIKKER's tabel
$1804^{\circ} K$	1861°	1858°	2025°

Berekening en meting van $p_{0,665 T}$ en $p_{0,46 T}$.

Zooals wij reeds meldden, is de helderheidsverhouding te meten door buitenkant en binnenkant van de spiraal te pyrometreeren. Intusschen is een correctie voor de direct gemeten zwarte temperaturen hierbij niet noodig, daar het slechts op een verhouding aankomt. Met onzen pyrometer is de helderheidsverhouding van $\lambda_{\text{eff}} = 0,653 \mu$ en $T = 1995^{\circ}$ te bepalen. Om $p_{0,46/1995}$ te bepalen hebben we gebruik gemaakt van de omstandigheid dat de emissiecoëfficiënt ook een functie van de temperatuur is. Beschouwt men n.l. den vorm

$$p_{\lambda T} = 1 + \alpha (1 - e_{\lambda T}) + \beta (1 - e_{\lambda T})^2 + \dots$$

dan zal experimenteel moeten te bepalen zijn dat en hoe deze grootheid verandert, indien wij bij constante λ (λ_{eff} n.l.) de temperatuur varieeren.

Uit de door ons berekende waarden van de emissiecoëfficiënt als functie van golflengte en temperatuur vinden we voor $T = 1995$

$$e_{0,652} = 0,441 \quad e_{0,665} = 0,440 \quad e_{0,46} = 0,473$$

Het verschil tusschen $e_{0,652}$ en $e_{0,665}$ is te verwaarloozen.

$$e_{0,46} \text{ is } 7,5 \% \text{ groter dan } e_{0,652}.$$

Nu is $e_{0,652} = 0,452$ voor $T = 1500^{\circ}$ en $0,419$ voor 2800° wat dus procentueel 't zelfde verschil geeft. Om eenige nauwkeurigheid te bereiken was een groot aantal temperatuurvariatiën noodig. De volgende tabel geeft een overzicht der metingen.

Ongecorr. temp. v/d buiten- zijde.	verschil met binnen- zijde.	Buiten- zijde.	Binnen- zijde.	Buiten- zijde.	Binnen- zijde.	Buiten- zijde.	Binnen- zijde.
1391°K	49	1664	77	1974	122	2270	163
1451	53	1725	79	2082	120	2365	162
1494	59	1791	87	2115	142	2405	186
1550	62	1844	101	2160	145	2450	190
1596	71	1925	102	2225	147		

Al deze temperaturen zijn de gemiddelden van minstens

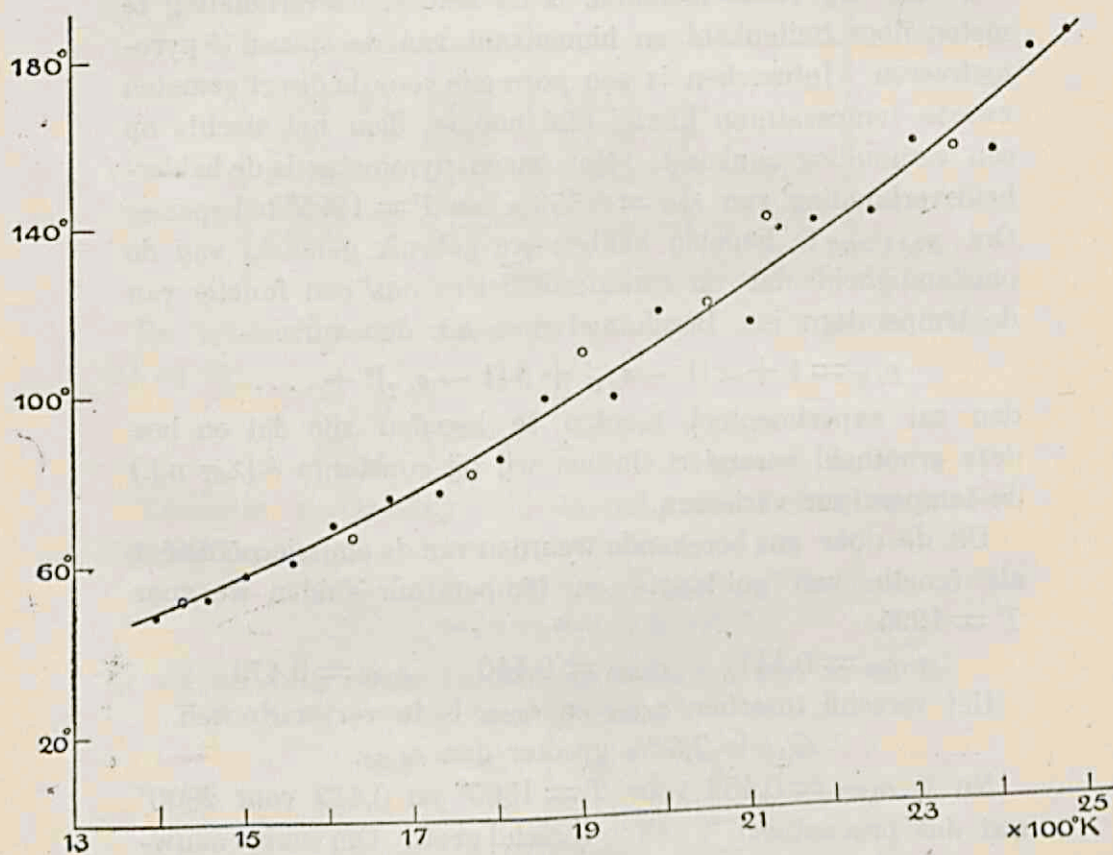


FIG. 18.

Verschil der zwarte temperaturen van buiten en binnenzijde der spiralen uitgezet tegen de ongecorrigeerde zwarte temperatuur der buitenzijde.

3 waarnemingen. Grafisch werden de verschillen tegen de (ongecorrigeerde) zwarte temperatuur van de buitenzijde uitgezet (zie fig. 18). Met de uit de kromme verkregen waarden berekenden we

Ware spiraaltemperatuur.	$p_{\lambda \text{ eff}}$
1515	1,70
1752	1,75
1995	1,80
2250	1,84
2510	1,87
2780	1,89

p verloopt ongeveer lineair met de temperatuur. Blijkbaar neemt p met ca 11 % toe indien de temperatuur van 1500° tot 2800° toeneemt en dus e met 7,5 % afneemt.

Aannemende dat bij toename van e met 7,5 % p met 11 % afneemt wordt dus daar $p_{0,665}$ van $T = 1995^{\circ}$ gelijk 1,80 is $e_{0,46}$ voor deze temperatuur gelijk 1,60 zijn.

Berekening der oppervlakteverhouding.

Een nauwkeurige berekening of meting der oppervl. verhouding is uiterst moeilijk, zoo niet onmogelijk. Voor zoover pyrometrisch gemeten kan worden, zijn de binnenkant van de spiraal en de lichte randen over de geheele spiraal gelijk in oppervlaktehelderheid, hoewel volgens de theorie temperatuur gradiënten moeten bestaan. Wij hebben de verhouding berekend door de gloeiende spiraal sterk vergroot op milimeterpapier af te beelden en na te tekenen. Dit ging vrij goed. De metingen gaven de volgende uitkomsten.

De afstand $2(a + R)$ was 19 m.M. (zie fig. 20). Dit is het gemiddelde uit de meting van 12 windingen. $2R$ gaf gemiddeld 4,5 m.M.

De lichte strookjes waren gemiddeld 0,5 m.M. breed en 12 m.M. lang. De binnenzijden deden zich voor als parallelogrammen van gemiddeld 25 m.M.^2 oppervlakte.

De donkere strepen over de parallelogrammen waren in ons geval te verwaarloozen wegens den kleinen spoed van de spiraal. De eindberekening gaf ca 0,5 als verhouding van heldere tot donkere stukken.

Nog op andere wijze hebben wij getracht de breedte en lengte der smalle lichte randen te benaderen en wel door de volgende geometrische beschouwing.

De laatste lichtstraal (zie fig. 19), die van de wending W_1 komende op W_2 terugkaatst $\perp$ op de spiraalas is die, welke

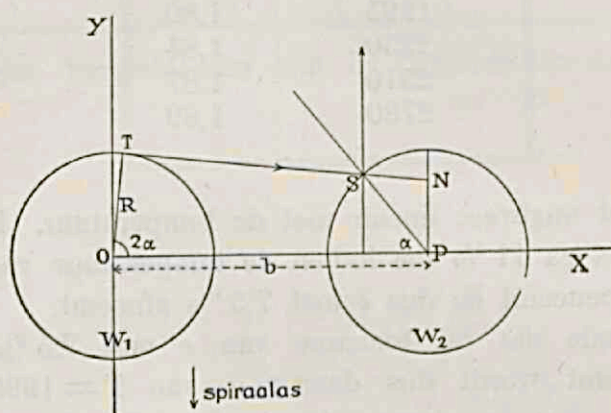


FIG. 19.

voorgesteld wordt door de raaklijn aan de cirkelvormige doorsnede van W_1 welke voldoet aan de voorwaarde

$$PN = NS.$$

De vergelijking van deze raaklijn is

$$y = \frac{R - x \cos 2\alpha}{\sin 2\alpha}.$$

Snijden we $x = b$ met deze raaklijn dan volgt

$$\frac{R - b \cos 2\alpha}{\sin 2\alpha} = \frac{2 \cos \alpha}{R}$$

waaruit we vinden:

$$\sin \alpha = \frac{R}{4b} + \sqrt{\frac{R^2}{16b^2} - \frac{R-b}{2b}}.$$

De grootste breedte van het lichte randje is $R(1 - \sin \alpha)$.

Om de lengte te benaderen beschouwden we twee op volgende windingen als 2 torussen (zie fig. 20).

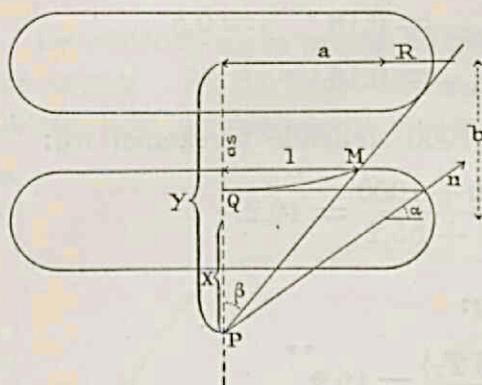


FIG. 20.

Laat de normaal n draaien om het aspunt P , dan zal het laatste punt van waaruit een straal r loodrecht op de spiraalas teruggekaatst wordt, in het vlak van teekening, het voetpunt van de normaal n zijn. De grens echter

van waaruit een straal $\perp$ op het vlak van teekening teruggekaatst wordt is bij benadering het punt M , waarin het raakvlak door P aan de bovenste torus, $\perp$ op het vlak van teekening gebracht, l snijdt.

De berekening geeft:

$$x = a \operatorname{tg} \alpha$$

$$y = a \operatorname{tg} \alpha + b$$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{a + R}{x \operatorname{tg} \alpha + b}$$

$$l = (a \operatorname{tg} \alpha + R) \operatorname{tg} \beta.$$

Voor de verschillende grootheden a , b en R de gemiddelde waarden uit de op pag. 49 bedoelde vergroote afbeelding nemende, berekenden we met $a + R = 9,5$ m.M. $b = 7$ m.M. $R = 4,5$ m.M. $\operatorname{tg} \alpha = 0,72$ $\operatorname{tg} \beta = 0,78$.

Dit geeft voor de grootste breedte van het lichte strookje 0,8 m.M. en voor $2l$ 11,6 m.M. Dit zou van de oppervlakte verhouding c.a. 0,56 geven.

Gemakshalve hebben we de waarde 0,5 gehandhaafd, daar blijken zal dat een fout in deze grootheid een correctie van de tweede orde beteekent. Bovendien is het experimenteel noch theoretisch uit te maken met welke benadering de strookjes werkelijk als rechthoekjes te beschrijven zijn. Mogelijk verloopt de lichtgrens langs de lijn QM .

Resumeerende krijgen wij:

$$T_c = 2025 \quad p_{665 T} = 0,18 \quad q = 0,5$$

$$p_{46 T} = 0,16$$

De ordinaat b uit fig. 17 1000 stellende berekenen wij:

$$\frac{a + b}{c + d} = \frac{900 + 1000}{44 + 55,2} = 19,2.$$

Wij krijgen de vergelijking:

$$\frac{E(665 T_x)}{E(46 T_x)} = 19,2.$$

De oplossing voor T_x is 1995° .

Om een indruk van de fout te krijgen, die we maken door invoering van een kleurtemperatuur, in plaats van de ordinaten der somkurve te berekenen door uit de bekende golflengteafhankelijkheid de waarden voor p te berekenen voor tussenliggende golflengte zullen we voor $\lambda = 0,55 \mu$ op twee wijzen de ordinaat berekenen.

Stellen wij de ordinaat van de somkurve voor $\lambda = 0,665 \mu$ gelijk 1900 dan berekenen wij uit de kleurtemperatuur 1995

$$\frac{E(0,665 \ 1995)}{E(0,55 \ 1995)} = 3,70$$

zoodat de ordinaat van de somkurve voor $\lambda = 0,55 \mu$ wordt 513,5. Verder is $e_{0,55}$ voor $T = 1995$ gelijk aan 0,445. Deze verschilt dus 3,5 % met $e_{0,665}$; $p_{0,55}$ wordt diensgevolge 1,70. De ordinaat voor $0,55 \mu$ in de bovenste kromme van fig. 17 wordt daar

$$\frac{E(0,665 \ 2025)}{E(0,55 \ 2025)} = 3,58$$

gelijk aan 279,3.

Zoodat de ordinaat in de onderste kurve (fig. 17) voor genoemde golflengte wordt $0,5 \cdot 1,7 \cdot 279,3 = 237,8$.

Op deze wijze vindt men dus voor de ordinaat in de somkurve voor $\lambda = 0,55 \mu$ $279,3 + 237,8 = 516,6$ wat dus een fout beteekent van slechts 0,5 %.

Correctie van de koude uiteinden der spiraal.

De onderste curve van fig. 21 geeft het temperatuurverloop in de spiraal. Bij de fotografische metingen is het totaal geëmitteerde licht gefotografeerd en op de thermozuil gemeten. De

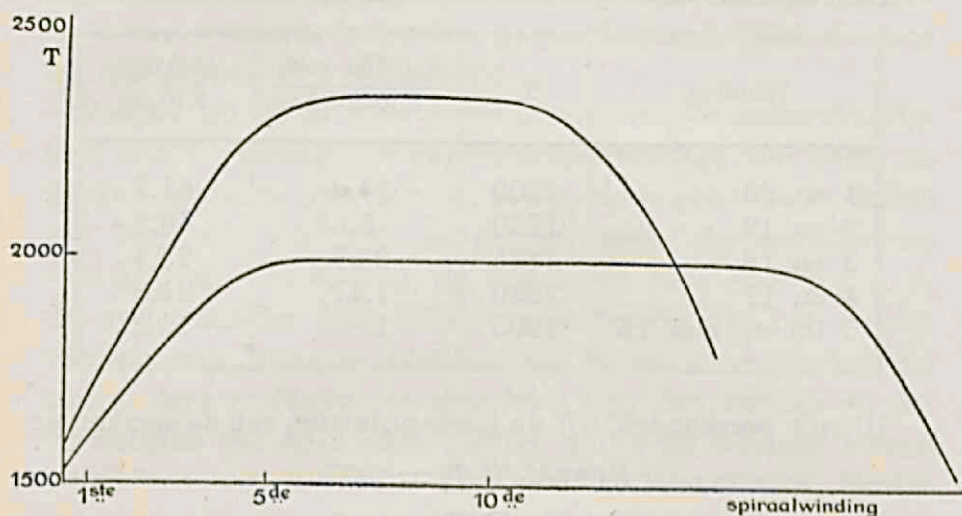


FIG. 21.

Verloop van de ware temperatuur in de beide door ons onderzochte spiralen.

koude uiteinden zijn niet afgeschermd. De emissie hiervan moet die van het middelste gedeelte „zwarter” maken.

Het kwam ons plausibel voor om aan elke winding der koude uiteinden een emissie toe te kennen, die overeenkomt met zijn ware temperatuur, daar wij dit ook vonden voor het middelste gedeelte. Daar de temperatuur aan beide uiteinden ongeveer symmetrisch verloopt, hebben wij telkens 2 overeenkomstige windingen samen genomen. Evenals boven hebben we hier ook weer voor twee golflengten aangepast.

De ordinaat van $E(0,665 \ 1995) \ 1000$ stellende krijgen wij voor $E(0,46 \ 1995) \ 52$.

De temperatuur van 1^{ste} en 20^{ste} spiraalwinding b.v. is 1600° .

De bijdrage tot de totale emissie wordt voor $\lambda = 0,665 \ \mu$,

$$2. \left\{ \frac{1}{12} \cdot \frac{E(0,665 \ 1600)}{E(0,665 \ 1995)} \cdot 1000 \right\} = a$$

De bijdrage van $\lambda = 0,46 \mu$

a. $\frac{E(0,46 \quad 1600)}{E(0,665 \quad 1600)}$ daar wij de beide windingen een emissie toekennen moeten, overeenkomende met hun ware temperatuur. De volgende tabel geeft de uitkomst van onze berekeningen.

Winding.	T	$\frac{E(0,665, 1995)}{E(0,665 T)}$	$\frac{E(0,665)}{E(0,46)}$
1 en 20	1600	14,9	61,7
2 en 19	1720	5,62	40,2
3 en 18	1835	2,57	28,4
4 en 17	1930	1,47	21,8
5 tot en met 16	1995	1	19,2

Hieruit berekenen wij de beide ordinaten van de somkurve:

$$E(0,665 \sum T) = 1227$$

$$E(0,46 \sum T) = 60,7$$

Voor de eindkleurtemperatuur vonden wij uit

$$\frac{E(0,665, T_x)}{E(0,46 T_x)} = 20,2$$

$$T_x = 1981^\circ.$$

§ 4. *Discussie der overeenstemming.*

Als wij in aanmerking nemen, dat èn bij de fotografische èn bij de pyrometrische methode een groot aantal foutenbronnen aan te wijzen is, is de overeenstemming goed te noemen. De nauwkeurigheid van onzen pyrometer kennen wij niet, daar deze aan de R. A. geijkt is. De uitkomsten der temperatuurmetingen zijn eenigszins individueel, hoewel de afwijking voor verschillende waarnemers binnen de 10° ligt bij goed meetbare lichtbronnen. Wat de afwijking van de cosinuswet van LAMBERT betreft, die volgens WORTHING zich uit in een grootere oppervlaktehelderheid aan den rand van een ronden Wolframdraad, hiervan konden wij niets constateeren omdat door de reflectieverschijnselen dit effect, als

het werkelijk mocht bestaan, geheel verdwijnt. ZWIKKER twijfelt overigens sterk aan het bestaan van dit effect. ¹⁾

Met eenige oefening is bij de temperatuurmeting een nauwkeurigheid te bereiken van 10° . Bij de metingen zijn buigings- en reflectieverschijnselen hinderlijk, die zich uiten in heldere en donkere randjes langs den pyrometerdraad, juist als deze op den achtergrond is ingesteld.

Voegen wij bij al deze verschijnselen nog de onnauwkeurigheid van de meting der oppervlakteverhouding van lichte en donkere gedeelte (een fout van 100% hierin geeft echter slechts een fout van c.a. 2% in de verhouding der emissies van $\lambda = 0,65$ en $\lambda = 0,46 \mu$), de fout in de bepaling van $p_{\lambda T}$, en de systematische fout in de onderstelling van het verloop volgens een bepaalde e -functie van de emissiecoëfficiënt, die aan al deze metingen ten grondslag ligt, dan kunnen wij niet verwachten dat onze fotografisch gevonden kromme binnen b.v. 2% te beschrijven is door een kleurtemperatuur. Nemen wij aan, dat in onze einduitkomst een fout van c.a. 15° zit en dus de pyrometrisch bepaalde kleurtemperatuur tusschen 1965° en 1995° gevonden kan worden, dan beteekent dit een grootste fout van ca 6% in een golflengtegebied van $2000 \text{ \AA}$. Deze fout is bij de fotografische methode zeker ook wel te verwachten.

§ 5. *Mathematische beschrijving van de benadering der somkurve door een kleurtemperatuur voor het middelste gedeelte van de spiraal.*

De emissie van het middelste spiraalgedeelte is voor te stellen door de uitdrukking

$$(1 + q p_{\lambda T}) E(\lambda T_c)$$

waarin q de verhouding der oppervlakken van lichte en donkere gedeelten, $p_{\lambda T}$ de helderheidsverhouding en T_c de kleurtemperatuur, behoorende bij de zwarte temperatuur van de buitenzijde der spiraal, beteekent.

¹⁾ Zie diss. ZWIKKER.

Willen wij de emissie door een Wiensche kromme van de kleurtemperatuur T_x beschrijven dan moeten wij stellen:

$$R E(\lambda T_x) = E(\lambda T_c) \{ 1 + q p_{\lambda T} \} \quad (1)$$

waarin R een constante.

De grootheid $p_{\lambda T}$ is een lineaire functie van e_λ .

We kunnen dus schrijven

$$p_{\lambda T} = p(e_{\lambda_0}) \left(1 - \frac{e_\lambda - e_{\lambda_0}}{e_{\lambda_0}} \right) \quad (2)$$

waarin λ_0 bijv. $0,665 \mu$.

Nu hebben wij bv onze berekeningen ook voor e_λ een lineaire functie van λ genomen inplaats van een e functie, welke uit ZWIMKERS metingen volgt. Hierbij wordt een fout van c.a. 1 % gemaakt.

Wij schrijven:

$$e_\lambda = e_{\lambda_0} + \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_a - \lambda_0} (e_{\lambda_a} - e_{\lambda_0})$$

waarin λ_a de golflengte is waarvoor we aanpasten; dus bij onze berekeningen: $\lambda_a = 0,46 \mu$.

Deze waarde in de vrgl. (2) invoerende verkrijgen wij

$$p_{\lambda T} = p(e_{\lambda_0}) \left\{ 1 - \frac{(\lambda - \lambda_0)(e_{\lambda_a} - e_{\lambda_0})}{e_{\lambda_0}(\lambda_a - \lambda_0)} \right\}$$

of

$$p_{\lambda T} = p(e_{\lambda_0}) (C - C' \lambda)$$

waarin

$$C = 1 + \frac{\lambda_0 (e_{\lambda_a} - e_{\lambda_0})}{e_{\lambda_0} (\lambda_a - \lambda_0)}$$

en

$$C' = \frac{e_{\lambda_a} - e_{\lambda_0}}{e_{\lambda_0} (\lambda_a - \lambda_0)}$$

$$p_{\lambda T} = C'' - C''' \lambda$$

waarin

$$C'' = p(e_{\lambda_0}) C$$

$$C''' = p(e_{\lambda_0}) \cdot C'$$

Vergelijking (1) gaat na substitutie over in

$$E(\lambda T_x) = E(\lambda T_c) (P - Q \lambda)$$

Hierin is

$$P \text{ gelijk } \frac{1 + q \cdot C''}{R}$$

en

$$Q \text{ gelijk } \frac{q C''}{R}$$

We kunnen deze vergelijking aldus schrijven

$$\frac{c_e}{\lambda} \left(\frac{1}{T_c} - \frac{1}{T_x} \right) = P - Q \lambda$$

Daar we de constante R niet kennen, is uit deze vergelijking geen T_x te berekenen welke met een te berekenen nauwkeurigheid voor alle golflengten uit het zichtbare gebied voldoet. Echter is aan de vergelijking het volgende op te merken. In het linkerlid staat voor een bepaalde golflengte de verhouding van de zwarte emissies bij twee temperaturen. Indien deze temperatuur niet te veel verschillen wordt genoemde verhouding voldoende nauwkeurig door een lineaire functie van λ (deze staat in het rechterlid) beschreven. De constanten

$$1 + a C''$$

en $a C''$ zijn uit de metingen te

berekenen. We vonden hiervoor, voor ons geval resp. 1,69 en 0,0036. Substitueeren we voor λ b.v. $0,65 \mu$ en voor T_x de bij onze experimenten gevonden temperatuur 1995° dan is de constante R te berekenen en na te gaan in hoeverre van een andere golflengte met $T_x = 1995^\circ$ voldaan wordt.

Zoo berekenden we voor $\lambda = 0,65$ $R = 1,18$

voor $\lambda = 0,46$ $R = 1,20$

Wat dus een fout van 2% geeft over een gebied van $2000 \text{ \AA}$.

§ 7. *Photografische en pyrometrische meting van een tweede spiraaldraadlamp.*

Teneinde te constateeren, of de door ons aangegeven methode, om pyrometrisch de energetische verdeeling van een spiraaldraadlamp te bepalen, steek hield, hebben we een tweede lamp, op 2,59 volt brandende, fotografisch met de geijkte lamp vergeleken en daarna de verkregen kromme met een pyrometrisch bepaalde vergeleken.

Bij de fotografische ijking werden de lampen zonder lens voor de spectrograaf geplaatst. De tweede lamp had een veel korter spiraal dan de eerste. De temperatuur was dan ook bij vrijwel gelijke spanning veel hoger. Door deze lamp verder van de spectrograaf af te plaatsen konden bij gelijke belichtingstijden, goed vergelijkbare zwartingen op de fotografische plaat verkregen worden. Uit de temperaturen van beide spiralen is onmiddellijk te bepalen, hoe de afstanden tot de spectrograaf zich moeten verhouden opdat de op de spleet vallende intensiteiten ongeveer gelijk zijn. Men heeft hiervoor slechts ruw te berekenen

$$\left(\frac{A_1}{A_2}\right)^2 = \frac{E(\lambda T_1) l_1}{E(\lambda T_2) l_2}$$

waarin A_1 , T_1 en l_1 resp. de afstand tot de spectrograaf, de temperatuur, en de lengte van de eerste spiraal voorstellen; de grootheden met den index 2 gelden voor de tweede lamp. Voor λ neme men een golflengte in 't midden van 't te meten gebied. Met behulp van de nomografie (zie pag. 61) wordt de berekening van de verhouding $\frac{E(\lambda T_1)}{E(\lambda T_2)}$ zeer eenvoudig.

Van beide lampen werden 6 zwartingsmerken opgenomen. Het temperatuurverloop in de spiraal is door de bovenste kromme op fig. 21 weergegeven. Om de correctie voor het middelste gedeelte te bepalen, werden analoge metingen verricht als hiervoor aangegeven. Op fig. 18 geven de cirkeltjes de temperatuurverschillen van binnen- en buitenkant van deze spiraal aan. Practisch konden wij de temperatuurafhankelijkheid van de grootheid p voor beide spiralen gelijk nemen.

Daar nu $e_{0,665 \text{ } 2350} = 0,431$
en $e_{0,46 \text{ } 2350} = 0,460$ wat een relatief verschil van 7% beteekent hebben we hier een T te berekenen, die voor de verhouding

$$\frac{E(0,666 \text{ } T)}{E(0,46 \text{ } T)} \text{ een getal geeft,}$$

dat 7% grooter is dan

$$\frac{E(0,665 \text{ } 2387)}{E(0,46 \text{ } 2387)} = 8,81.$$

2387° is n.l. de kleurtemperatuur behorende bij de pyrometrisch bepaalde, zwarte temperatuur 2155° van de buitenkant der spiraal.

Wij hebben dus een temperatuur T te berekenen uit de vergelijking

$$\frac{E(0,665 T)}{E(0,46 T)} = 9,43.$$

Dit geeft van het middenstuk van de spiraal een kleurtemperatuur van 2350°.

Voor de correctie van de koudere windingen geven wij de volgende tabel:

	T	$\frac{E(0,665, 2350)}{E(0,665 T)}$	$\frac{E(0,665 T)}{E(0,46 T)}$
6 windingen	2350	1	9,4
2 windingen	2275	1,35	10,8
2 windingen	2180	2,04	12,9
2 windingen	2035	4,14	17,7
2 windingen	1830	13,5	—

Nemen wij de ordinaat voor $E(0,665, 2350)$ gelijk aan 1000, dan is $E(0,46, 2350)$ gelijk aan 106.

De nieuwe ordinaten van de somkurve voor dezelfde golf-lengten worden door de bijdragen der koude uiteinden respectievelijk 1492 en 146.

Zoodat wij voor de kleurtemperatuur van de geheele spiraal uit

$$\frac{E(0,665 T_x)}{E(0,46 T_x)} = \frac{1492}{146} = 10,2$$

berekenen

$$T_x = 2305^\circ.$$

Wij berekende voor deze temperatuur de Wiensche kromme en pasten weer aan bij $\lambda = 0,6 \mu$. De volgende tabel geeft de overeenstemming.

λ	Wiensche kromme voor 2305°	Phot.	Afwijking.	λ	Wiensche kromme voor 2305°	Phot.	Afwijking.
68	251	260	— 4 %	56	93,2	93	0 %
66	219	224	— 2½ %	54	73,8	75	— 1,7 %
64	190	194	— 2 %	52	57,2	57,5	— ½ %
62	163	166	— 2 %	50	43,2	42	+ 3 %
60	138	138	aangepast	48	31,6	32	— 1 %
58	114	114	0 %	46	22,1	22,5	— 2 %

§ 8. *Wolframbandlamp.*

De door PHILIPS in den handel gebrachte bandlampen, waarin een uitgewalste Wolframband in de plaats van de spiraal komt, zijn voor de pyrometrische metingen uiteraard veel geschikter dan de spiraaldraadlampen. De meting kan zonder vergrootingslens gebeuren, waardoor een lenscorrectie vermeden wordt. In de tweede plaats vervalt de correctie voor de uiteinden, daar de band tweemaal rechthoekig omgebogen is, zoodat alleen het, wat de temperatuur betreft, homogene deel als straler in aanmerking komt. Ook de bewerkelijke correcties voor gereflecteerd licht kunnen achterwege blijven. Binnen de meetgrenzen (ca 5°) is de temperatuur over het te gebruiken gedeelte constant.

Bij de bepaling van de zwarte temperatuur heeft men hier te corrigeeren voor de glasballon (zie pag. 40). De kleurtemperatuur vindt men onmiddellijk uit een nauwkeurig geteekende grafische voorstelling, die samen te stellen is uit de van ZWIKKER overgenomen tabel (zie pag. 19). De correctie voor de effectieve golflengte van ons roodfilter bedraagt voor 2000° c.a. 3°, voor 2500° c.a. 5°.

Een voorbeeld geeft onderstaand tabelletje

$S_{0,653}$ pyr. bepaald	correctie ballon	$S_{0,665}$	T_c
2408°	2439°	2435°	2764°

Eischt men een nauwkeurige kromme, dan is een berekening met de logarithmetafel raadzaam. Is een minder groote nauwkeurigheid in verband met die van eventueele metingen verlangd, dan is een nomografie bruikbaar (fig. 22), die door Dr. H. C. BURGER aangegeven is.

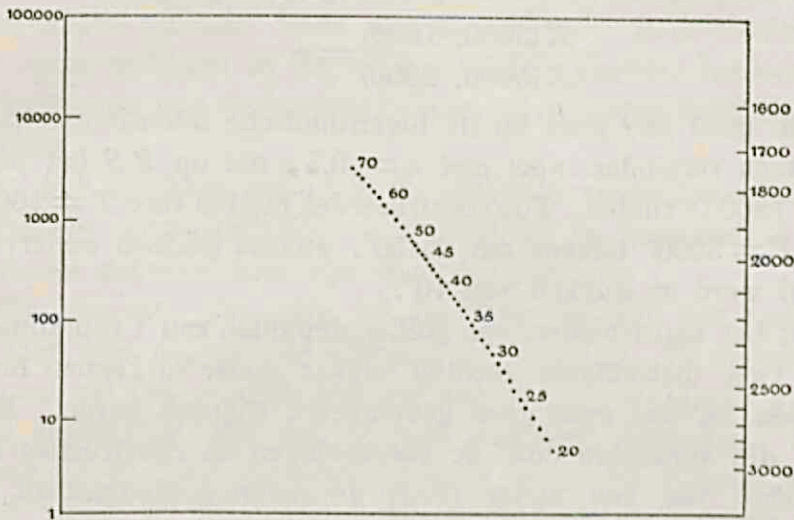


FIG. 22.

Nomografie voor de Grafische bepaling van een Wiensche kromme.

Op de volgende wijze is deze te construeeren.

Op logarithmisch papier (100000) neemt men in 't midden ongeveer een punt, dat toegevoegd wordt aan $\lambda = 5000 \text{ \AA}$

$$\frac{E(5000, 3000)}{E(5000, 2000)} = 117,5$$

We duiden de linkerhoekpunten met P en Q , de rechter met R en S aan.

De rechten $1000,50$ en $117500,50$ geven op RS 2 punten, die we toevoegen aan de temperaturen 2000 en 3000° .

Om een punt te vinden, overeenstemmende met $\lambda = 4000$, berekene men

$$\frac{E(5000, 2000)}{E(4000, 2000)} = p \text{ en}$$

$$\frac{E(5000, 3000)}{E(4000, 3000)} = q$$

p en q geven op PQ 2 punten, die respectievelijk verbonden met de „punten” 2000 en 3000 een snijpunt geven, dat we

aan $\lambda = 4000$ moeten toevoegen. Op deze wijze construeerden wij punten van 7000 tot 5000 om de 200 Å en verder van 5000 tot 2000 telkens om de 100 Å.

Wat de temperatuurschaal betreft handele men aldus. Het punt $T = 1800$ b.v. wordt op de volgende wijze geconstrueerd.

$$\frac{E(5000, 1800)}{E(5000, 2000)} = r$$

Dit geeft een punt op de logarithmische intensiteitsschaal, dat men verbinden moet met $\lambda = 0,5 \mu$ om op RS het punt $T = 1800$ te vinden. Zoo construeerden punten voor $T = 1600^\circ$ tot $T = 3000^\circ$ telkens om de 50° , waarna grafisch onderverdeeld werd in stukken van 10° .

Bij het construeeren van golflengtepunten kan 't voorkomen, dat twee betreffende rechten elkaar onder te kleinen hoek snijden en dus geen goed gedefinieerd snijpunt geven. Men kan dit vermijden door de berekeningen en constructies ten opzichte van een ander reeds gevonden golflengtepunt uit te voeren.

Wil men nu een Wiensche kromme voor een zekere temperatuur T hebben, dan houdt men het eene einde van een dunne metaaldraad rechts op het punt T en legt de draad dan over de geconstrueerde golflengtepunten heen. De relatieve intensiteiten zijn dan onmiddellijk op de logarithmische schaal af te lezen. De nauwkeurigheid wordt door onderstaande cijfers gegeven.

λ	Wiensche kromme voor $T = 1980$.		λ	Wiensche kromme voor $T = 1980$.	
	Berekend	Uit de nomografie		Berekend	Uit de nomografie
0,68 μ	327	325	0,54 μ	65,5	65,8
66	275	280	52	47,3	47,4
64	227	228	50	33	32,4
62	185	184	48	22,2	22,8
60	148	148	46	14,6	14,6
58	115,6	114	44	8,1	7,9
56	88	88,8	42	5	5,16

§ 9. *Methode voor een spiraal draadlamp ijking in het zichtbare en ultraviolette gebied tot c.a. 2300 Å.*

Wij willen hier reeds een overzicht geven van de methode voor de ijking van een spiraal draadlamp in het zichtbare en ultraviolette gebied. Mede gebruik makende van de resultaten van onze metingen in het ultraviolet (zie hiervoor het tweede gedeelte van ons onderzoek) kunnen wij de volgende conclusies trekken.

In het zichtbare gebied is de spectrale verdeeling van het middelste spiraal gedeelte, dat constant in temperatuur is, ongeveer gegeven door zijn ware temperatuur.

We meenen, dat men bij de ijking volstaan kan met na te gaan hoe $p_{\lambda T}$ met de temperatuur verandert. Bij de meeste lampen zal het procentueele verloop van de grootheid p niet veel verschillen van dat, in onze metingen gevonden. Niet alleen bij de twee genoemde lampen bleek dat verloop praktisch gelijk te zijn, maar ook een derde lamp waarvan een overzicht der volledige ijking hieronder volgt, gaf hetzelfde resultaat.

Volgens onze metingen ligt tusschen $\lambda = 4000 \text{ Å}$ en $\lambda = 2600 \text{ Å}$ een absorbtiegebied. In dit gebied moet men om de relatieve emissie van de buitenkant der spiraal te komen, de ware temperatuur meten, verder de Wiensche kromme hiervoor berekenen en dan corrigeren door het verloop der emissie-coëfficiënt in rekening te brengen. Op de volgende wijze is in te zien, dat ook van dit gebied de totaalkurve bij benadering door een Wiensche kromme van de ware temperatuur beschreven wordt. Laat T de ware temperatuur van het in temperatuur constante deel der spiraal zijn.

De kurve I (fig. 23) stelde de Wiensche kromme van deze temperatuur voor. De kromme II stelt dan de energetische

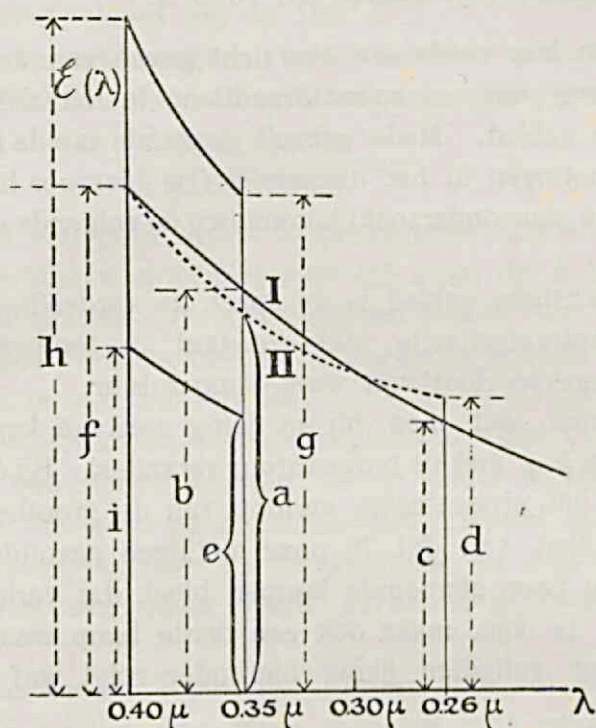


FIG. 23.

verdeeling van het door de buitenkant der spiraal geëmitteerde licht voor.

$$\frac{a}{b} = \text{ca } 0,96$$

$$\frac{d}{c} = \text{ca } 1,16$$

We nemen hierbij aan dat de emissiecoëfficiënt bij andere temperatuur, bij benadering hetzelfde procentueele verloop heeft als bij de temperatuur, waarbij door ons de emissiecoëfficiënt als functie van λ gemeten werd.

f stelt dus de bijdrage van de buitenkant der spiraal voor, voor de golflengte $4000 \text{ \AA}$ i die van de binnenkant voor dezelfde golflengte.

a en e zijn analoge grootheden voor de golflengte $3500 \text{ \AA}$.

Voor de somkurve geldt dan:

$$g = a + e = 0,96 b + 0,5 \cdot 1,06 p_{4000 T} \cdot 0,96 b$$

$$h = 0,5 \cdot p_{4000 T} \cdot f + f$$

$p_{3500 T}$ is n.l. c.a. $1,06 \cdot p_{4000 T}$ (zie hiervoor vroegere berekeningen).

Berekenen wij
$$\frac{0,96 b + 0,53 \cdot 2,04 \cdot 0,96 b}{f(1 + 0,5 \cdot 2,04)}$$

dan zal deze verhouding, indien de somkurve dan de ware temperatuur T gegeven wordt gelijk moeten zijn aan de verhouding $\frac{b}{f}$.

Bij berekening volgt $0,99 \frac{b}{f}$, wat dus een afwijking van 1 % geeft. De berekeningen en correctiebeschouwingen wijzen uit dat de reflecteerende deelen van de spiraal als het ware normaliseerend werken. Ze bewerken, dat het middenstuk der spiraal te beschouwen is als een grauw lichaam, dat dus emitteert volgens een Wiensche kromme van de ware spiraaltemperatuur. Immers onze vroegere berekeningen en metingen gaven voor een spiraal, die binnen betrekkelijk ruime grenzen geometrisch met de door ons gemetene overeenkomt, dat waar de emissiecoëfficiënt met α % verandert b.v. α % groter wordt, de verhouding in de kleurtemperatuur kromme van de buitenzijde der spiraal ook met α % moet gecorrigeerd worden. Wordt voor een zekere golflengte de emissiecoëfficiënt kleiner, dan krijgen we het omgekeerde effect, daar de grootheid p dan juist groter wordt.

De volgende omstandigheid spelen hierbij een rol:

- De verhouding van de oppervlakken der heldere en donkere gedeelten normaal op de spiraal geprojecteerd is c.a. 0,5.
- De grootheid p is bij benadering een lineaire functie van de emissiecoëfficiënt, evenals deze het is van de golflengte.
- De tangens van de rechte $p = A + B e_{\lambda}$ is c.a. 1,5 maal zoo groot als die van de rechte $e_{\lambda} = P + Q \lambda$.

- d. Een verlaging van de verhouding $\frac{E(\lambda_1 T_c)}{E(\lambda_2 T_c)}$ met $a\%$ als e_{λ_1} en e_{λ_2} juist $a\%$ verschillen, beteekent dat de verdeeling die van de ware temperatuur wordt, door T_c juist aangepast is aan een verhouding die $a\%$ grooter is dan de verhouding

$$\frac{E(\lambda_1 T)}{E(\lambda_2 T)}.$$

Door de omstandigheid, dat wanneer de speed van een spiraal kleiner wordt, de oppervlaktehelderheidsverhouding van buiten- en binnenzijde grooter, maar tevens de boven onder a genoemde verhouding kleiner wordt, werken twee grootheden elkaar in de goede richting tegen.

De verhouding in de totaalkurve voor $\lambda = 2600 \text{ \AA}$ en $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ zal c.a. 15% kleiner zijn die in kurve II. Ook voor het gebied van 2600 tot $2300 \text{ \AA}$ zal vermoedelijk hetzelfde gelden.

De koudere uiteinden van de spiraal bewerken een relatieve vermindering der emissie naar kleinere golflengten. Het lijkt ons daarom wenschelijk, die uiteinden bij metingen af te schermen. Meestal vertoonen 3 à 4 windingen aan beide uiteinden een temperatuurverloop.

De volgende tabel geeft een overzicht van de ijking van een standaardlamp. Er is hier een correctie meer ingevoerd omdat onze eerste pyrometerlamp, waarop de ijking van de ampèremeter betrekking had, gebroken was en dus een nieuwe lamp, eveneens door de R. A. geijkt, gebruikt moest worden.

De temperaturen op de ampèremeterschaal zijn in graden Celsius aangegeven. De correctie voor de effectieve golflengte is bij deze ijking verwaarloosd.

Stroom- sterkte in am- père's.	Afgelezen op ampère- meter.	Correctie voor lamp 9202 van den pyrometer.	Graden- Kelvin.	Correctie voor ballon + lens.	Ware tem- peratuur (= kleur- tempera- tuur- spiraal).
4,5	1644° C.	1660° C.	1933	1999	2166
4,75	1713	1731	2004	2076	2255
5,00	1779	1798	2071	2148	2345
5,25	1830	1851	2124	2205	2415
5,5	1881	1903	2176	2261	2485
5,75	1937	1961	2234	2324	2560
6,00	2001	2027	2300	2395	2650
6,25	2051	2079	2352	2452	2717
6,5	2108	2138	2411	2516	2794
6,75	2160	2192	2465	2575	2875
7,00	2205	2239	2512	2626	2935
7,25	2260	2296	2569	2689	3020

De volgende tabel geeft een overzicht van de temperatuur verschillen van binnen- en buitenkant der spiraal.

Ongecorrigeerde zwarte temperatuur van den buitenkant.	Vershil met bin- nenzijde.	Buiten- zijde.	Vershil met bin- nenzijde.
1529° K	62	2072	139
1596	70	2191	159
1781	92	2326	164
1979	121	2436	200

HOOFDSTUK VI.

Metingen in het ultraviolet.

§ 1. Metingen der reflectie voor koud Wolfram.

Omtrent de emissie van Wolfram in het ultraviolet is niet veelbekend. Voor zoover we weten zijn slechts door E. O. HULBURT pogingen gedaan, iets hiervan te leeren kennen. Voor Wolfram bij kamertemperatuur onderzocht hij door directe reflectiemetingen, waarbij hij gebruik maakte van een lichtgevoelige natriumcel, de golflengteafhankelijkheid der reflectie van het gebied van 3800 tot 2000 Å¹⁾, terwijl hij verder voor de temperatuur 2143° eveneens met behulp van een natriumcel de golflengteafhankelijkheid bestudeerde.²⁾ Echter strekt het door hem onderzochte golflengtegebied zich naar het ultraviolette deel van het spectrum bij laatstgenoemde metingen, niet verder uit dan 3400 Å.

Wat ons allereerst interesseerde, was het relatieve verloop van de reflectie voor koud Wolfram in het gebied tusschen 4000 en 3800 Å. Wij hebben dit fotografisch bepaald. Op aanwijzing van Dr. W. J. D. VAN DIJCK is de volgende methode gebruikt.

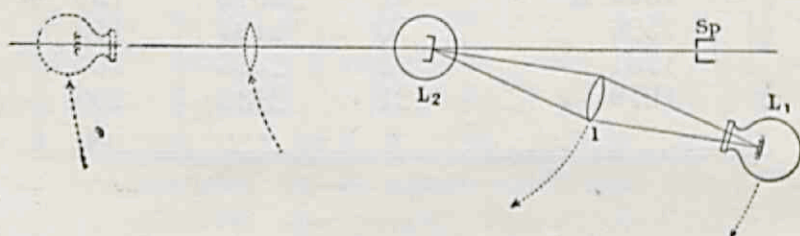


FIG. 24.

Opstelling volgens de methode van Dr. VAN DIJCK, voor de relatieve meting van het reflectievermogen van koud Wolfram.

De spiraal van een nitralamp L_1 (zie fig. 24) met kwarts-

¹⁾ E. O. HULBURT. The reflecting power of metals in the ultraviolet region of the spectrum. *Astrophys. Journ.* 42, 1915, p. 203.

²⁾ *Astrophys. Journ.* 45, 1917, p. 149.

venster, op 3,80 volt brandend, werd met een kwartslens (l) op de koude Wolframband van de bandlamp L_2 afgebeeld. Van het diffuus op de band gereflecteerde licht, werden met een Hilgerkwartsspectrograaf zwartingsmerken op een fotografische plaat vastgelegd. Vervolgens werd de lamp L_1 achter de bandlamp geplaatst en eveneens de kwartslens l , zooals de figuur aangeeft. De spiraal werd weer scherp op de band afgebeeld. Nu werd de lamp L_2 zoover naar beneden verplaatst, dat de band uit den lichtweg was, echter de lichtbundel nog door de ballon van L_2 ging. Op deze wijze elimineerden we de glasabsorbtie en reflectie. In beide gevallen gaat n.l. de lichtbundel tweemaal door een glaswand.

Het directe licht werd nu met gelijke belichtingstijden gephotografeerd. We mogen aannemen, dat van het gereflecteerde licht voor elke golflengte een zekere fractie αr op de spleet valt, waarin α een van de golflengte onafhankelijke grootheid en r de reflectiecoëfficiënt van koud Wolfram voorstelt. Als oriënteringslijnen gebruikten we kwiklijnen. De glassoort van de door Philips geleverde bandlamp was ons onbekend. In 't ultraviolet laat dit glas het licht zeer goed door tot ca 2900 Å, waar een vrij scherpe absorbtiegrens ligt.

Het relatieve verloop van den afstand der zwartingskrommen geeft ons dadelijk dat van de reflectiecoëfficiënt.

Volgens onze waarnemingen zou van $\lambda = 4000$ tot $\lambda = 3550$ Å de reflectiecoëfficiënt met ca 18% toenemen. Op fig. 25 (zie onder) hebben we $1 - r$ uitgezet tegen de golflengte. Bij $\lambda = 3550$ Å hebben we aan HULBURT's waarde aangepast. Het verschil met HULBURT's metingen is vrij groot. De nauwkeurigheid zijner metingen geeft hij niet aan. Bij ons is de meting het minst nauwkeurig aan de uiteinden van het beschouwde gebied, daar we hier niet op het rechte stuk van de zwartingskrommen zijn.

§ 2. *Metingen van de golflengteafhankelijkheid der emissie bij hogere temperaturen.*

Voor deze metingen zijn wij uitgegaan van het volgende beginsel. Door fotografische vergelijking van Wolfram met

een lichaam, waarvan de emissie in het ultraviolet als functie van de golflengte en temperatuur bekend is, moet het mogelijk zijn, de emissiecoëfficiënt van Wolfram als functie van de golflengte, althans relatief, bij een bepaalde temperatuur, die uit pyrometrische metingen in het zichtbare gebied te vinden is, te bepalen. Is het relatieve verloop gevonden, dan zijn door aansluiting aan het zichtbare gebied, waar de emissiecoëfficiënten in absolute grootte gemeten zijn, deze ook in het ultraviolet in absolute grootte te berekenen. Het ligt voor de hand, als vergelijkingslichtbron een zwart lichaam te kiezen. We hadden dit echter niet tot onze beschikking. Na 't zwarte lichaam leek ons kool de meest geschikte stof. HULBERT vond dat de reflectiecoëfficiënt voor koude kool onafhankelijk is van de golflengte over het gebied van $3800 \text{ \AA}$ tot $2200 \text{ \AA}$.¹⁾ Wij veronderstelden nu dat ook voor hogere temperaturen kool grauwwis in het ultraviolette gebied en dus aan kool een kleurtemperatuur, ook in dit gebied toe te kennen is. Wij hebben hiervoor de kleurtemperaturen uit het zichtbare gebied, zooals ze door HYDE c.s. als functie van de zwarte temperatuur gevonden zijn, geëxtrapoleerd.²⁾

In principe hadden we dus van KOOL en WOLFRAM, beide in lampen die van een kwartsvenster voorzien waren, de kleurtemperatuur te bepalen. Een fotografische vergelijking met behulp van een kwartsspectrograaf geeft ons de relatieve verdeeling van de Wolframemissie b.v. van 4300 tot $3300 \text{ \AA}$. Uit de gemeten kleurtemperatuur van WOLFRAM volgt eveneens een verdeeling. Uit een vergelijking van beide is de emissiecoëfficiënt als functie van λ te bepalen.

Voor deze metingen is een spiraaldraadlamp ongeschikt, eensdeels omdat de temperatuur hiervan minder nauwkeurig bepaald kan worden, anderdeels door de inhomogeniteit in oppervlakte helderheid. Aan de ballon van een door PHILIPS geleverde bandlamp werd een zijbuis aangesmolten, en aan het einde hiervan een kwartsvenster aangebracht. De buis

¹⁾ l.c.

²⁾ l.c.

werd bovendien van een koeler voorzien, om de kit van het kwartsvenster koud te houden. De gasvulling geschiedde bij Philips. De in de koollamp gebruikte koolstaaf had een diameter van c.a. 2 m.M. en een lengte van 3 c.M. Zij werd vast gehouden door twee Wolframringen. De geëvacueerde ballon had een straal van c.a. 6 c.M.

Temperatuurmetingen, eenige weken na elkaar gedaan, deden vermoeden, dat eenig gas doorgelekt was. Bij de tweede meting vonden we, dat de bij een zelfde stroomsterkte berekende temperaturen c.a. 100° lager waren, dan bij de eerste meting. De lamp werd nog eens geëvacueerd en overgehit. Daarna hebben we weinig verandering meer kunnen constateren. De temperatuur was over het geheele door ons gebruikte deel van de koolstaaf vrijwel constant, afgezien van een donkere band over de geheele staaf, waar de temperatuur veel lager was.

Alvorens metingen in het ultraviolet te doen, hebben wij de koollamp met een gewone bandlamp in het zichtbare gebied vergeleken.

Wij hebben n.l. Kool en Wolfram op gelijke kleurtemperatuur (1980°) gebracht en fotografische opnamen genomen met een glasspectrograaf van FUESS. Te verwachten was, dat de afstand der zwartingskrommen constant zou zijn.

Het resultaat gaf een systematisch verloop van ca. 4 % over een golflengtegebied van $2400 \text{ \AA}$, zooals volgende tabel te zien geeft.

λ	Afstand zw.krommen	λ	Afstand zw.krommen	λ	Afstand zw.krommen	λ	Afstand zw.krommen
68	163	62	164	56	162	50	160
66	160	60	160	54	162	48	158
64	164	58	163	52	158	46	156
						44	156

Deze afwijking is misschien te verklaren uit fouten in temperatuurmeting en de inhomogeniteit der koolstaaf. Wellicht is ook een weinig lekken der lamp een foutenbron geweest.

Wij hadden n.l. voor ons een experiment gebruikt gemaakt van een temperatuurstroomsterkte kromme, die eenigen tijd te voren bepaald was. Bij verdere experimenten zijn dan ook steeds de temperaturen vlak voor en na het photografeeren bepaald.

Een voorloopige meting in het ultraviolet (de bandlamp met kwartsvenster hadden we nog niet tot onze beschikking) is op de volgende wijze gedaan. Het glas van de bandlamp laat, zooals reeds gemeld werd, tot ca 2900 Å het licht door. Wilden we echter de koollamp met kwartsvenster, vergelijken met een gewone bandlamp, dan moesten de selectieve eigenschappen van het glas zooveel mogelijk geëlimineerd worden.

Wij hebben dit trachten te bereiken door bij het photografeeren van de koollamp een stuk Jena-geräte glas in den lichtweg te plaatsen. Ook dit glas laat het ultraviolet zeer goed door; snijdt echter het spectrum bij ca 3000 Å af.

Beide lampen werden op gelijke kleurtemperatuur 2089° fotografisch vergeleken. Van de bandlamp was vooraf een ijkingskromme, welke 't verband tusschen stroomsterkte en kleurtemperatuur gaf, gemaakt. Doormeting der plaat, waarop voor beide lampen 8 zwartingsmerken waren vastgelegd, en uitmeting der photogrammen van 34 golflengten gaf het volgende resultaat. Over het gebied van 4300 tot 3950 Å verloopt de afstand der zwartingskrommen niet, met een nauwkeurigheid van 2 %. Van daar af tot 3400 Å verloopt de waarde ongeveer lineair van 112 tot 100 om dan weer tot ca 3350 Å constant te blijven. Daar de zwartingen van de Wolframlamp grooter waren dan die van de koollamp, beteekent dit dat we de uit de geëxtrapoleerde kleurtemperatuur berekende emissiecoëfficiënten moeten verminderen

bij	3800 Å	met	2 %
"	3700 Å	met	4 %
"	3600 Å	met	6 %
"	3500 Å	met	8 %
"	3400 Å	met	12 %

om binnen onze foutengrenzen de ware emissiecoëfficiënt te vinden.

De kromme I van fig. 25 toont de emissiecoëfficiënt van Wolfram als functie van de golflengte van een ware temperatuur van ca 2060°. We hebben in de figuur ook opgenomen de emissiecoëfficiënt uit de geextrapoleerde kleurtemperatuur berekend (I^a).

Vergelijking van de Wolframbandlamp met de koollamp, beide van kwartsvenster voorzien.

De eerste meting werd gedaan voor het golflengtegebied tusschen 4000 Å en 3200 Å. De kleurtemperatuur van de kool was 2265°, van de Wolframband 2474°. Eenvoudiger voor de berekening zou geweest zijn, kool en Wolfram op een voor het zichtbare gebied gelijke kleurtemperatuur te brengen. We konden echter de koollamp niet veel hoger belasten.

Om de emissiecoëfficiënten te vinden, handelden wij als volgt. We berekenden de Wiensche kromme voor 2265°, die dus verondersteld wordt de spectrale verdeeling te geven voor de kool. Uit de fotografische vergelijking vinden we de relatieve verdeeling voor Wolfram. We berekenden verder wat deze zou zijn bij extrapolatie van de kleurtemperatuur. Hieruit volgt dan verder met hoeveel procent we de uit deze extrapolatie berekende emissiecoëfficiënten moeten verminderen om de ware coëfficiënten te krijgen. Dit is in de laatste kolom van de volgende tabel aangegeven.

λ	Wiensche kromme voor 2265° (relatief)	Werkelijke verdeeling van Wolfram	Wiensche kromme voor 2474°	
4000 Å	400	400	400	
3900	303	306	312,5	2 %
3800	224,7	229,2	241	4,9
3700	164	170,6	182,7	6,6
3600	117	124,7	135,6	8
3500	81,4	90,1	98,5	8,6
3400	55,3	63,9	70,2	9
3300	36,7	44,7	48,5	7,8
3200	23,4	30,3	32,8	7,6

Bij de metingen werden voor 20 golflengten zwartingskrommen geteekend, terwijl weer voor elke lamp 8 zwartingsmerken op de plaat waren vastgelegd.

Bij de volgende meting wordt het gebied tusschen 3200 Å en 2600 Å fotografisch vergeleken. De temperatuur van de kool werd hierbij opgevoerd tot 2315°. De Wolframband had dezelfde temperatuur als bij de vorige metingen. De resultaten dezer meting geven wij in de volgende tabel.

De beteekenis der laatste kolom is dezelfde als die uit de vorige tabel.

λ in Å	Wiensche kromme voor 2315°.	Werkelijke verdeeling van Wolfram.	Wiensche kromme voor 2474°.	Verdeeling aangepast aan E (32) uit de vorige meting.	
3200	400	400	400	396,6	7,6 %
3100	251,6	259,6	261,4	239,3	8,5 %
3000	145,4	159,5	165,3	147,4	10,8 %
2900	88,5	102,7	100,7	95	5,7 %
2800	49,2	62,2	58,7	57,5	2 %
2700	25,9	34,3	32,8	31,7	3,3 %
2600	12,7	18	17,3	17,6	— 1,7 %

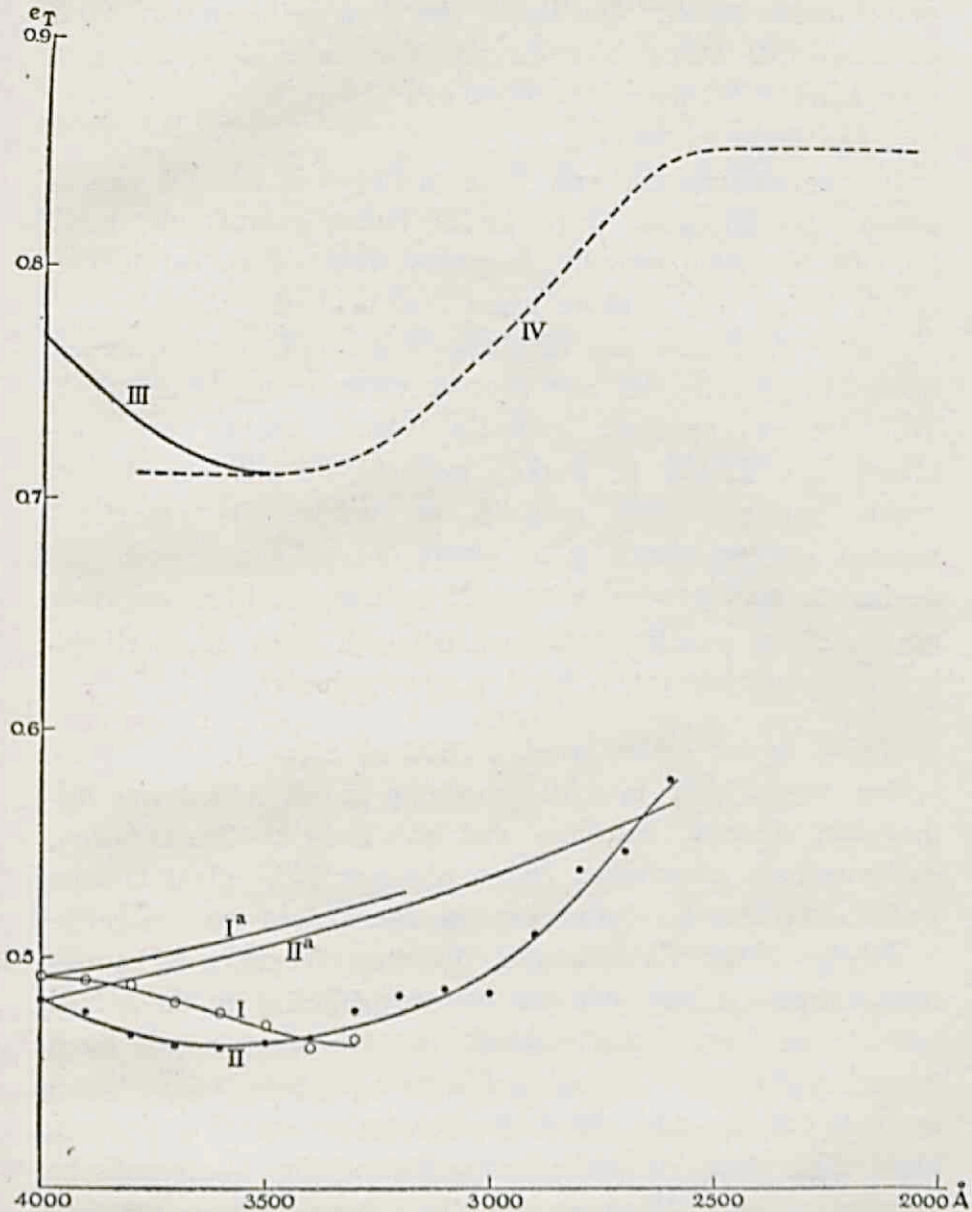
Fig. 25 II brengt uitkomsten in grafiek. II^a geeft de uit

FIG. 25.

Emissievermogen van Wolfram in het ultraviolet.

De kromme I en II geven de emissiecoëfficiënt als functie van de golflengte resp. van een ware temperatuur van 2060° en 2450°.

I^a en II^a geven de uit de geëxtrapoleerde kleurtemperatuur berekende emissiecoëfficiënten voor deze temperaturen. III (uit onze eigen metingen) en IV (uit Hulburt's metingen) gelden voor koud Wolfram.

de geëxtrapoleerde kleurtemperatuur volgende waarden der emissiecoëfficiënten. Qualitatief zijn onze metingen tot 2600 Å in overeenstemming met HULBURT's en onze eigen metingen voor koud Wolfram. Er schijnt een absorbtiegebied te liggen tusschen 4000 en 3500 Å .

De nauwkeurigheid van onze metingen is moeilijk aan te geven. De koolstaaf werd er bij langer gebruik niet beter op. De uiteinden werden eenigszins vlekkelig en vertoonden enkele kleine zeer donkere naast veel helderder plaatsen.

Echter werd door een diaphragma gezorgd, dat slechts het middelste gedeelte dat niet zoozeer veranderde gebruikt werd. Wat het fotografisch gedeelte betreft, hebben we door uiterst nauwkeurig te werken getracht, de hierdoor veroorzaakte fout zoo klein mogelijk te maken. De zwartingsmerken werden steeds in de lengte doorgefotometreerd. Bij de laatste meting werden voor 25 golflengten (dus ongeveer om de 25 Å) zwartingskrommen bepaald. Voor de zwartingskrommen werden van 8 tot 4 punten gebruikt.

Meting in het gebied tusschen 2600 en 2300 Å .

Een vergelijking met de koollamp in dit gebied was onmogelijk, doordat we deze niet zoo hoog konden belasten, dat meetbare zwartingen op de fotografische plaat konden worden verkregen. Intusschen is een andere weg mogelijk.

Volgens HULBURT's metingen, zou voor WOLFRAM bij kamertemperatuur gelden, dat de emissiecoëfficiënt in dit gebied van de golflengte onafhankelijk is. Het ligt voor de hand te onderstellen, dat dit ook geldt voor hogere temperaturen en dat dus in dit gebied de spectrale verdeling gegeven moet zijn, door de ware temperatuur. Een fotografische vergelijking van WOLFRAM bij twee temperaturen zou dit kunnen uitwijzen. Moeilijkheden om een bandlamp met kwartsvenster geschikt te maken, om voldoende hoge temperaturen te bereiken veroorzaakten, dat slechts één meting in dit gebied door ons gedaan werd met een kwartsspiraaldraadlamp.

Hierbij deed zich nog de moeilijkheid voor van het vele

valsche licht in de spectrograaf in het verre ultraviolet. Op aanraden van Dr. VAN DIJCK werd een doelmatig diaphragma in de spectrograaf aangebracht, waardoor het valsche licht, veroorzaakt door reflectie op de lenzen werd weggewerkt, terwijl het overige valsche licht door gebruik van een spleethoogte van ca 0,5 m.M. zoodanig werd verzwakt, dat dit practisch verdwenen was. Fotografische opnamen werden genomen bij de temperaturen 2555° en 2910° . Om voor beide temperaturen ongeveer gelijke zwartingen te krijgen werden de afstanden van de lamp tot de spectrograaf bij beide opnamen op geschikte wijze gekozen (zie pag. 58). De verdeeling van de emissie van de emissie van de spiraal voor de temperatuur van 2910° werd berekend met de Wiensche formule en tevens, uit de fotografische metingen. De volgende getallen geven het resultaat.

λ	Phot.	Wiensche kromme voor 2910° .
2600 $\overset{\circ}{\text{\AA}}$	1000	1000
2500 $\overset{\circ}{\text{\AA}}$	563	568
2400 $\overset{\circ}{\text{\AA}}$	302	307
2300 $\overset{\circ}{\text{\AA}}$	145	155

De systematische afwijking van 7% over een gebied van 300 $\overset{\circ}{\text{\AA}}$ is groot. Mogelijk is deze afwijking toe te schrijven aan het feit dat de lichtbundels niet op gelijke wijze in de spectrograaf getreden zijn. De afstand van de lamp tot de spectrograaf bedroeg bij de meting bij lage temperatuur (2555°) ca 6 c.M., bij die bij 2910 ca 30 c.M. Bovendien schijnt het ons toe dat doorphotometreeren dwars op de zwartingsmerken, tot grooter fouten aanleiding geeft dan het doorphotometreeren in de lengte. Het heeft o. i. geen zin uit dit resultaat eenige conclusies omtrent de emissie te trekken.

§ 3. *Vergelijking met Hulburt's resultaten.*

Fig 26 welke uit HULBURT's publicatie ¹⁾ is overgenomen, geeft

¹⁾ l.c.

de uitkomst van zijn metingen weer. De cirkels zijn de door hem gevonden waarden van de emissiecoëfficiënten van Wolfram

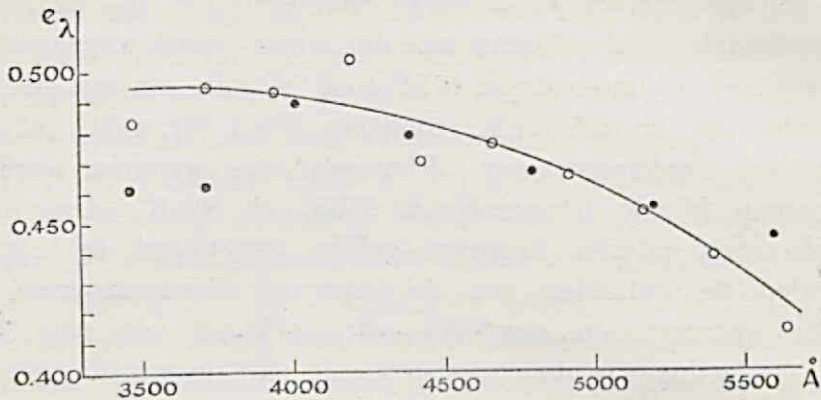


FIG. 26.

Vergelijking der resultaten met de waarden van Hulburt's metingen bij 2143°. De cirkels geven Hulburt's waarden; de punten in het zichtbare gebied zijn uit Zwickers gegevens berekend, de overige zijn uit onze metingen.

bij een temperatuur van 2143°, als functie van de golflengte. De punten in het zichtbare gebied tot 4900 Å zijn de waarden uit Zwicker's metingen berekend; de overige zijn waarden uit onze eigen metingen. Onzes inziens liggen de 4 laatste waarden aan de kant van de kleine golflengten, welke HULBURT gevonden heeft zoodanig, dat de aanname van een systematische afname van de emissiecoëfficiënt tusschen 4200 Å en 3500 Å meer voor de hand ligt, dan een verloop dat door zijn getrokken kromme (in de figuur aangegeven) wordt aangegeven. Het laatste punt bij 3500 Å heeft hij gevonden door een bewerking, waarbij een deeling van 2 getallen: 4,1 en 23,9 voorkomt, welke getallen de uitslagen in m.M. voorstellen van een electrometer. Deze getallen zijn ontstaan uit 34,1 en 53,9 m.M. door hiervan 30 m.M. af te trekken als correctie voor valsch licht. Een fout echter van 1% (d.i. 0,3 m.M.) in den uitslag hier door veroorzaakt, geeft in den uitslag 4,1 een fout van 7% en in 23,9 een fout van 1%, dus in de einduitkomst een fout van ca 6%. Deze fout wordt systematisch kleiner naar grootere golflengten en is voor 4000 Å waar hij uitslagen van

44 en 223 m.M. had, gereduceerd tot ca 1^o%. Een nauwkeurigheid voor de meting van het valsche licht wordt door hem niet gegeven. Wel wordt in zijn publicatie dit valsche licht als een der voornaamste foutenbronnen in de meting bij kleinere golflengten genoemd.

SUMMARY.

- A. Two distinct methods are described and applied to the measurement of the energy distribution in the spectrum of a glowing tungsten spiral.

The first is the photographic method of Prof. ORNSTEIN. An "overrun" $\frac{1}{2}$ watt lamp (6 volts) is placed before the slit of a VAN CITTERT double monochromator (this is practically free from false light) and the image of the filament is projected upon a sensitive thermopile connected in series with a galvanometer. In this manner the relative distribution of energy for the image in the various wavelengths is determined.

The intensity of the image is then compared by the photographic method with that of the lamp to be calibrated. By right choice of the optical arrangements the selective properties of the lens and spectrograph are eliminated. This method involves no temperature determination.

The second method depends upon the experimentally determined fact, that to each temperature, T of tungsten there is a corresponding black body temperature, T_c (colour temperature), characterised by the same relative energy distribution in the visible spectrum as that of tungsten at the temperature T .

Corrections were necessary for the blackening effects brought about by unavoidable reflections in the tungsten spiral itself.

The two methods give an agreement to one or two percent over a wavelength range of about 2500 Å.

- B. The emissivity of tungsten as a function of the wavelength at a temperature of $2450^{\circ} K$, in the ultraviolet spectral region, was determined by comparison of a tungsten-strip lamp with a carbon lamp (carbon rod), photographically. Each lamp was provided with a quartz window.

According to our measurements an absorption band occurs between 4000 and $2600 \text{ \AA}$. This is in qualitative agreement both with our own results for tungsten at room-temperature and with those of HULBURT.¹⁾

¹⁾ E. O. HULBURT. The reflecting power of metals in the ultraviolet region of the spectrum. *Astrophys. Journ.* 42, 1915, p. 203.

STELLINGEN.

I.

Het effect, door GÜNTHERSCHULZE bij zijn onderzoek van de anomale glimontlading gevonden, kan anders verklaard worden dan door hem gedaan wordt.

Zeitschr. für Physik, band 40, 1926, pag. 414.

II.

Het argument, dat MAC LENNAN c.s. aanvoeren, om aan te toonen, dat de intensiteit van de groene zuurstoflijn in een zuurstof-neonmengsel sterker is dan in een zuurstof-heliummengsel, is niet overtuigend.

Proc. of the Royal Soc. 114, 1927.

III.

De stelling, dat de gemiddelde weglengte tusschen twee botsingen gelijk is aan de gemiddelde weglengte vanaf een punt tot een botsing afgelegd, door BOLTZMANN uit een analogie afgeleid, kan gemakkelijk direct bewezen worden.

BOLTZMANN. Über Gastheorie I, pag. 69.

IV.

De doorslagvastheid alleen is geen maat voor de kwaliteit van transformatorolie als isolatiemateriaal.

V.

Het verdient aanbeveling de emissie van WOLFRAM in het ultraviolet te onderzoeken door fotografische vergelijking van een „zwarte holte” (in Wolfram) en omgeving.

VI.

Het bewijs van de eerste middelwaardestelling der integraal-rekening, gegeven door CZUBER, is fout.

CZUBER. Vorlesungen über Differential- und Integralrechnung II, pag. 108.

VII.

In ann. Smiths. Instit. geeft C. G. ABBOT een verklaring van het verband tusschen zonneconstante en intensiteitsverdeling over de zonneschijf. Deel A van zijn verklaring is fout; deel C is alleen waar mits verscheidene hulponderstellingen gemaakt worden.

Annals of the astrophys. obs. of the Smiths Institution. Vol. IV, 1922, 183.

VII.

De overeenkomst in volgorde van grenswaarden en die der oplosbaarheidsproducten van stoffen uit de grenslaag, die USHER vindt bij verschillende solen is te verklaren met behulp van FREUNDLICH'sche adsorbtieisothermen.

Trans. of the Far. Soc. XXI, 1925, pag. 409 II (a).

Rijksastel „Veldzicht“
te Avereest.

