



# **De anode van de koolboog in lucht als standaardlichtbron en haar gebruik bij de meting van de energieverdeeling in het continuum uitgezonden door het gas van de koolboog bij groote stroomsterkten**

<https://hdl.handle.net/1874/324788>

*A. qu. 192, 1938.*

# DE ANODE VAN DE KOOLBOOG IN LUCHT ALS STANDAARDLICHTBRON

EN HAAR GEBRUIK BIJ DE METING VAN DE ENERGIEVERDEELING  
IN HET CONTINUUM UITGEZONDEN DOOR HET GAS VAN DE  
KOOLBOOG BIJ GROOTE STROOMSTERKTEN

BIBLIOTHEEK DER  
RIJKSUNIVERSITEIT  
UTRECHT.

C. KRIJGSMAN

ht

88







# DE ANODE VAN DE KOOLBOOG IN LUCHT ALS STANDAARDLICHTBRON

EN HAAR GEBRUIK BIJ DE METING VAN DE ENERGIEVERDEELING IN HET  
CONTINUUM UITGEZONDEN DOOR HET GAS VAN DE KOOLBOOG BIJ GROOTE  
STROOMSTERKTEN

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK UTRECHT



3871 7512

*Diss. Utrecht 1938*

# DE ANODE VAN DE KOOLBOOG IN LUCHT ALS STANDAARDLICHTBRON

EN HAAR GEBRUIK BIJ DE METING VAN DE ENERGIEVERDEELING IN  
HET CONTINUUM UITGEZONDEN DOOR HET GAS VAN DE KOOL-  
BOOG BIJ GROOTE STROOMSTERKTEN

## PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN  
DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE  
AAN DE RIJKS-UNIVERSITEIT TE UTRECHT  
OP GEZAG VAN DEN RECTOR MAGNIFICUS  
DR. J. BOEKE, HOOGLEERAAR IN DE FACULTEIT  
DER GENEESKUNDE, VOLGENS BESLUIT VAN DEN  
SENAAT DER UNIVERSITEIT TEGEN DE BE-  
DENKINGEN VAN DE FACULTEIT DER WIS- EN  
NATUURKUNDE TE VERDEDIGEN OP MAANDAG  
9 MEI 1938, DES NAMIDDAGS TE 4 UUR, DOOR

CENTINUS KRIJGSMAN

GEBOREN TE ROTTERDAM



1938

DRIUKKERIJ Fa. SCHOTANUS & JENS — UTRECHT

BIBLIOTHEEK DER  
RIJKSUNIVERSITEIT  
UTRECHT.





*Aan de nagedachtenis van mijn Moeder.  
Aan mijn Vader.  
Aan mijn Vrouw.*



Het voltooiën van mijn studie biedt mij een goede gelegenheid om U, Hoogleraren in de Wis- en Natuurkunde, dank te zeggen voor Uw onderwijs. In het bijzonder U, Hooggeleerde Ornstein, Hooggeachte Promotor, ben ik dankbaar voor alles wat ik op zoo velerlei gebied van U heb mogen leeren. Uw vriendschappelijke raad heeft mij over menige moeilijkheid heengeholpen. Dat ik onder Uw leiding tevens aan technisch physische problemen heb mogen werken, zal mij in mijn toekomstige loopbaan tot grooten steun zijn.

Jouw vriendschap en steun, beste Zaalberg van Zelst, zijn voor het ontstaan van dit proefschrift van groot belang geweest.

Mijn vele vrienden, in het bijzonder ter Horst, Janssen, Brinkman en Vermeulen, dank ik voor alles wat zij tot mijn wetenschappelijke vorming hebben bijgedragen, mijn medewerkers Verbeeten en Hagedoorn voor hun trouwe hulp.

De „Stichting Fonds voor toegepast natuurwetenschappelijk onderzoek ter bevordering van Volkswelvaart”, ben ik veel dank verschuldigd voor de mij verleende steun.



# INHOUD

Bladz

|  |    |
|--|----|
| Inleiding . . . . .  | 11 |
| <b>Hoofdstuk I. De positieve krater van een koolboog<br/>in lucht als absolute standaardlichtbron.</b> |    |
| § 1. Voorschrift voor het gebruik . . . . .  | 13 |
| § 2. Keuze van de ijkmethode . . . . .   | 15 |
| § 3. De uitvoering van de monochromator-<br>methode . . . . .  | 17 |
| a. De beschrijving van het principe van de<br>methode . . . . .  | 17 |
| b. Bepaling van het doorgelaten gebied . .   | 19 |
| c. Keuze van het stralingsmeetinstrument .   | 22 |
| d. Schematische berekening over de gevoelig-<br>heid van een bolometer . . . . .                       | 23 |
| e. Constructie van de bolometer . . . . .  | 28 |
| f. Bepaling van de selectiviteit en de ab-<br>solute gevoeligheid . . . . .                            | 33 |
| g. De galvanometer . . . . .   | 34 |
| § 4. Het verloop van een meting . . . . .  | 36 |
| § 5. Correctie voor de polarisatie . . . . .   | 38 |
| § 6. Discussie van de ijkcurve . . . . .   | 41 |
| § 7. Kool een grauwe straler in het golflengte-<br>gebied van 2200 Å tot 1 $\mu$ ? . . . . .           | 44 |
| <b>Hoofdstuk II. De hoogintensiefboog.</b>   |    |
| § 1. Beschrijving van de boog . . . . .  | 47 |
| § 2. Beschrijving van het spectrum van de boog   | 48 |
| § 3. De intensiteitsverdeling in het continuüm,<br>uitgezonden door de hoogintensiefboog . .           | 50 |
| § 4. Mogelijke verklaring van het continuüm .  | 54 |



## INLEIDING

In dit proefschrift willen wij het karakter van een boogontlading tusschen twee koolectroden bij hooge stroomsterkte onderzoeken. De aard van de boog verandert geheel, indien we de stroomsterkte tot 100 Ampères en meer verhoogen.

In Hoofdstuk II zullen wij doen zien, dat één van de meest karakteristieke verschijnselen het optreden van een sterk continu spectrum in het centrum van de gaszuil is. Het genoemde continue spectrum, dat zich uitstrekt van het verre ultraviolette spectraalgebied tot in het infrarood, heeft een zeer groote intensiteit.

Onze taak is het genoemde spectrum tot in het verre ultraviolet te meten. Door de groote intensiteit, die het in dit gebied bezit, is het vrijwel ondoenlijk daarbij de wolfram-bandlamp als standaardlichtbron te gebruiken. De emissie toch van de wolfram-bandlamp is beperkt door de maximale temperatuur  $T_z = 2900^\circ \text{K}$ , waarbij hij gebruikt kan worden. Bij hogere temperatuur zal het wolfram te snel verdampen. Daar de intensiteit van het te meten spectrum zeer veel grooter is dan de maximale emissie van de bandlamp onder de genoemde omstandigheden zal de nauwkeurigheid van de intensiteitsmeting, indien men deze lamp gebruikt, gering zijn.

Het is daarom wenschelijk over een standaardlichtbron te beschikken, die een veel grootere emissie dan de wolfram-bandlamp heeft.

Pirani <sup>1)</sup> e.a. hadden reeds vroeger opgemerkt, dat de emissie

---

<sup>1)</sup> Pirani, Handbuch der Physik, Band XIX pag. 34 e.v.



van de anode van een koolboog met zuivere homogene elektroden niet alleen intensief is, doch dat zij bij geschikt gekozen omstandigheden zeer constant is. Wij hebben de emissie van deze lichtbron nader onderzocht, in het bijzonder nagegaan in welke mate zij constant is. Toen gebleken was dat deze lichtbron bij goed gekozen voorwaarden zeer constant kan zijn, had het zin haar voor standaardlichtbron geschikt te maken, door de emissie van de krater als functie van de golfengte te bepalen. In hoofdstuk I is de ijking van de krater uitvoering beschreven. In hoofdstuk II zal de verkregen standaardlichtbron op de studie van een boogontlading bij groote stroomsterkte, verder als hoogintensiefboog aangeduid, worden toegepast.

Tijdens de bewerking van dit proefschrift publiceerde V. E. Gonsalves, een relatief ijking van het waterstofcontinuum <sup>1)</sup>). Bij geschikt gekozen omstandigheden is dit continuum ook als standaardlichtbron te gebruiken. De ijking van dit continuum had natuurlijk ook in absolute maat kunnen geschieden. Aangezien de koolboog veel eenvoudiger in het gebruik is hebben wij hieraan de voorkeur gegeven. Wij beschikken thans over een absoluut geijkte standaardlichtbron van groote emissie welke ook in de techniek met eenvoudige hulpmiddelen te gebruiken is.

---

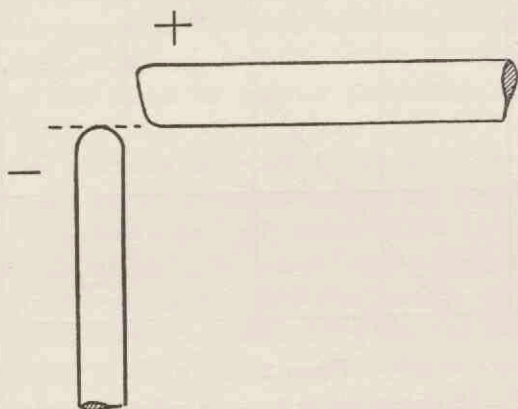
<sup>1)</sup> V. E. Gonsalves, dissertatie Technische Hoogeschool te Delft, 1937.

## HOOFDSTUK I.

### DE POSITIEVE KRATER VAN EEN KOOLBOOG IN LUCHT ALS ABSOLUTE STANDAARDLICHTBRON.

#### § 1. Voorschrift voor het gebruik.

De positieve krater van een koolboog, die in lucht brandt, is, zooals we reeds opmerkten, in het bijzonder geschikt om in het ultraviolette spectraalgebied als standaardlichtbron dienst te doen. We moeten eerst de omstandigheden uitzoeken, waaronder de straling zoo constant mogelijk is. De

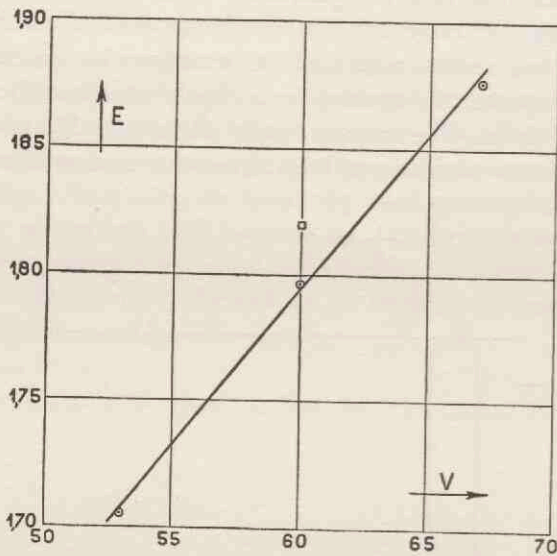


Figuur 1.

boog werd getrokken tusschen zuivere homogene koolstaven (Siemens A) van 8 en 6 mm middellijn respectievelijk voor de positieve en negatieve electrode.

De electroden worden zoo geplaatst, dat zij een hoek van  $90^\circ$  met elkaar vormen en branden dus in de in figuur 1 aangegeven stand.

De boog wordt aangesloten op 440 Volt gelijkspanning waarbij groote voorweerstand en zelfinductie in de keten aanwezig is, om de variaties in de spanning zoo klein mogelijk te houden. De anode is een rustig brandende lichtbron met een constante emissie, als het lichtgevende deel, de zogenoemde brandvlek, zich niet over de anode verplaatst. De beschouwde boog brandt het best, indien er 60 Volt spanning tussen de electroden staat en de stroom in de boog tusschen 10 à 10,5 Ampère ligt.



Figuur 2.

E = de emissie van de krater in willekeurige maat.

V = de spanning tusschen de electroden in volts.

○ = zuivere kool.

□ = onzuivere kool.

Indien de stroom kleiner dan 9,5 Ampère wordt, gaat de

brandvlek over de krater bewegen; indien de stroom grooter dan 11 Ampère is, sist de boog. In beide gevallen is de emissie niet meer constant. De oppervlaktehelderheid is hetzelfde voor stroomen tusschen 9,5 tot 11 Ampère. De grootte van de brandvlek verandert echter met de stroomsterkte. De wijze, waarop de emissie van de spanning afhangt, is in figuur 2 weergegeven.

De emissie is voor onzuivere koolstaven dezelfde als voor zuivere, doch zij is veel minder constant. Door tocht wordt de emissie van de krater minder rustig, zij moet dus vermeden worden. Neemt men de beschreven voorzorgen, dan is de emissie tot op 2 % constant.

## § 2. De keuze van de ijkmethode.

Van de zoo verkregen constante lichtbron moeten we de uitgestraalde energie als functie van de golflengte bepalen.

Zouden we mogen onderstellen, dat kool een grauw lichaam is, dan hadden we slechts de zwarte temperatuur van de kool bij één golflengte te bepalen, om de emissie te kennen.<sup>1)</sup>

Er is echter geen voldoende rede voor deze onderstelling en we zullen daarom de ijking volledig moeten uitvoeren.

De ijking kan direct of indirect geschieden. De directe ijking kan weer op twee wijzen gedaan worden.

We zouden allereerst de zwarte temperatuur van de anode kunnen bepalen en de emissiecoëfficiënt als functie van de golflengte voor gloeiende kool, zooals H a m a k e r dat gedaan heeft voor wolfram<sup>2)</sup>, kunnen meten. Experimenteel is dit in het geval van gloeiende kool zeer moeilijk uit te voeren, terwijl we verder zouden moeten bewijzen, dat we met temperatuurstraling te doen hebben. We hebben dan ook van deze methode afgezien. De tweede directe methode, de zoo-

<sup>1)</sup> J. G. Priest, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 6, 27, 1922.

H. K. Chaney, V. C. Hamister and S. W. Glass, Trans. Electrochem. Soc. 67, 201, 1935.

<sup>2)</sup> Dissertatie H a m a k e r, Utrecht 1934.

genaamde monochromatormethode<sup>1)</sup>, berust er op, dat de energie-verdeeling van de straling van de krater vergeleken wordt met die van een geijkt beeld. Deze laatste methode is voor ons doel het geschiktst. Indirect zouden we de krater kunnen ijken door vergelijking met een absoluut geijkte bandlamp.

*Bezwaren tegen de indirecte ijkmethode.*

Bij de indirecte methode wordt de ijking allereerst al getroffen door de volle fout in die van de bandlamp. Deze ijking geschiedt bij 6500 Å en een temperatuur van 2800°K met een onzekerheid van 5°K, wat in het verre ultraviolet een fout van 10 % in de absolute waarde beteekent. Wil men dus de krater op deze manier absoluut ijken, dan zal de nauwkeurigheid al niet grooter dan 10 % zijn.

Een tweede overwegend bezwaar tegen de indirecte methode is, dat men twee lichtbronnen met elkaar moet vergelijken, die een zeer groot verschil in emissie hebben, zoodat we de straling van de krater vele malen moeten verzwakken ( $\infty$  1000  $\times$  in het verre ultraviolet). Daarvoor is een verzwakker noodig, waarvan de verzwakkingsfactor als functie van de golflengte bepaald moet worden, een taak, die in het verre ultraviolet ook weer aanzienlijke moeilijkheden en fouten met zich medebrengt. Tenslotte zou de vergelijking van de bandlamp en krater fotografisch moeten plaats hebben. De fout in de fotografische intensiteitsmeting is in het verre violette gebied zeer groot. Zij wordt voornamelijk veroorzaakt door het vele verstrooide licht in de spectrograaf, dat vooral bij de opname van de bandlamp zoo groot is, omdat deze in het zichtbare gedeelte van het spectrum een groote emissie heeft, vergeleken met de emissie in het ultraviolette gebied.

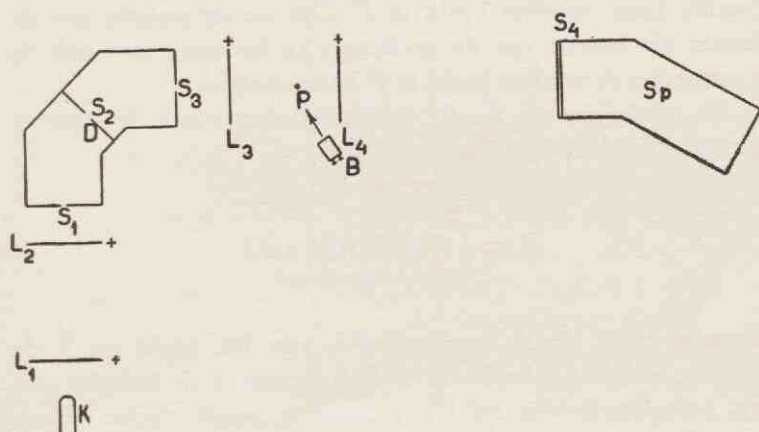
Het moet dan ook uitgesloten worden geacht om langs indirecte weg een eenigszins betrouwbare ijking te verkrijgen.

<sup>1)</sup> L. S. Ornstein, Scripta Univ. atque Bibl. Hierosolym 1923.  
D. Vermeulen, dissertatie Utrecht, 1935.

### § 3. De uitvoering van de monochromatormethode.

#### a. Beschrijving van het principe van de methode.

De opstelling door ons gebruikt is ongeveer gelijk aan die, welke beschreven is in de dissertatie van Vermeulen. De glasapparatuur is echter geheel door kwartsoptiek vervangen. De gebruikte opstelling is weergegeven in fig. 3 en hieronder kort beschreven.



Figuur 3.

De positieve krater  $K$  wordt afgebeeld op de verticale voorste spleet  $S_1$  van een dubbelmonochromator  $D$ , zóó, dat de monochromator geheel gevuld is. De voorste spleet is voor de gebruikte golflengte scherp afgebeeld op de middenste spleet  $S_2$  en deze weer op de achterste spleet  $S_3$ . De achterste spleet wordt met behulp van een achromatische kwartsfluorietlens afgebeeld in het punt  $P$ . Het gevormde beeld wordt met behulp van de positieve lens  $L_4$  scherp afgebeeld op de spleet  $S_4$  van een Hilgerkwartsspectograaf. De brekende ribbe van het prisma van de spectrograaf maakt een hoek van  $90^\circ$  met die van de monochromator. De spleet  $S_4$  is dus horizontaal. In het punt  $P$  wordt in een bepaalde kleur een beeld gevormd van de achterste spleet van de monochromator. De energie

van dit beeld kan men meten met een stralingsmeetinstrument. In ons geval werd hiervoor een bolometer  $B$  gekozen, waarvan de bandjes horizontaal geplaatst zijn. Het beeld in  $P$  kan nu als vergelijkingslichtbron dienst doen.

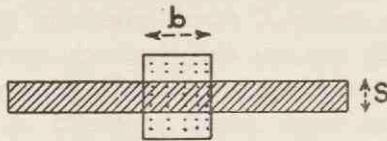
Het beeld in  $P$  en de in  $P$  geplaatste krater worden met elkaar vergeleken met behulp van de fotografische methode, waarbij een Hilgerspectograaf dienst doet.

Wij kennen echter nog slechts de totale energie in een bepaalde kleur van het beeld in  $P$ . Om nu de emissie van de krater als functie van de golflengte te kennen, moet ook de energie per Å van het beeld in  $P$  bekend zijn.

De totale energie  $E$ , die op de bolometer valt, is weer te geven door de vergelijking:

$$E = \int_0^{\infty} E(\lambda) D(\lambda) b s d\lambda$$

waarin:  $E(\lambda)$  = de energie/cm<sup>2</sup>Å van het beeld en  $b$  de breedte van het spleetbeeld in  $P$  is, terwijl  $s$  de breedte van het bolometerbandje en  $D(\lambda)$  de z.g.n. mechanische „doorlating” van de monochromator voorstelt:

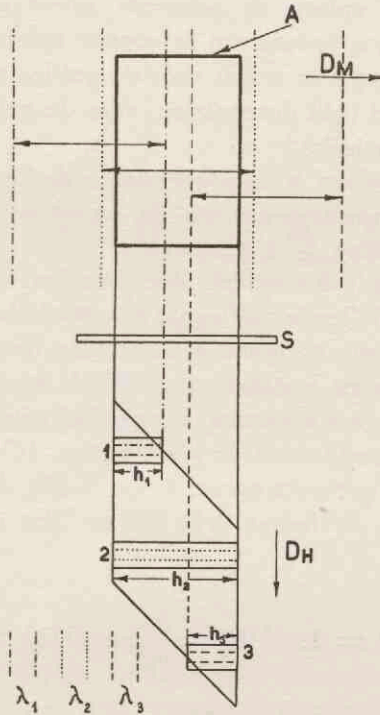


Figuur 4.

De mechanische doorlating  $D(\lambda)$  is gedefinieerd als de verhouding van de doorgelaten energie bij de golflengte  $\lambda$  voor de bepaalde instelling van de monochromator en de doorgelaten energie bij  $\lambda$ , indien de monochromator voor die golflengte  $\lambda$  was ingesteld. De functie  $D(\lambda)$ , m.a.w. het doorgelaten gebied, wordt met behulp van de methode der gekruiste prisma's bepaald.

b. *Bepaling van het doorgelaten gebied*  $( \int_0^{\infty} D(\lambda) d\lambda )$

De methode der gekruiste prisma's is schematisch weergegeven in figuur 5, voor het geval, dat we een lijnenlichtbron



Figuur 5.

$D_M$  = dispersierichting monochromator.

$D_H$  = dispersierichting Hilgerspectrograaf.

S = horizontale spleet van de Hilgerspectrograaf.

A = verticale achterste spleet van de monochromator.

$\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  en  $\lambda_3$  zijn beelden van de voorste spleet in het vlak van de achterste spleet voor verschillende golflengten.

1, 2 en 3 zijn spleetbeelden achter in de Hilgerspectrograaf bij de golflengten  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  en  $\lambda_3$ .

De monochromator is ingesteld voor de golflengte  $\lambda_2$ .



op een monochromator hebben afgebeeld. (Wordt de monochromator door een dubbelmonochromator vervangen, dan verandert de figuur in de essentiële punten niet.)

In het vlak van de achterste spleet worden beelden van de voorste spleet in verschillende golflengten gevormd. De breedte van de achterste spleet kiezen we kleiner dan de beelden van de voorste spleet, de achterste spleet snijdt dan een gedeelte van het spectrum van de voorste spleet uit. Zooals in figuur 5 is aangegeven wordt voor de golflengte  $\lambda_2$  de maximale hoeveelheid licht doorgelaten, voor de golflengten  $\lambda_1$  en  $\lambda_3$  slechts een gedeelte.

De achterste spleet is nu afgebeeld op de horizontale spleet van een Hilgerspectrograaf (in de figuur is de vergrooting voor die afbeelding = 1 genomen).

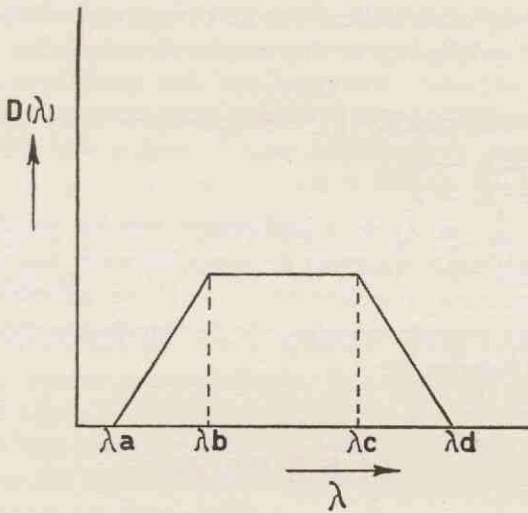
De spleet wordt dus verlicht door beelden van de achterste spleet van verschillende golflengte en verschillende hoogte. In de Hilgerspectrograaf liggen deze beelden naast elkaar in de dispersierichting en bezitten verschillende hoogten  $h_1$ ,  $h_2$  en  $h_3$ . Neemt men het spectrum fotografisch op, dan kan men de hoogte der beelden op de plaat meten. (Ook de vergrooting van de Hilgerspectrograaf is één). Uit de definitie van  $D(\lambda)$  volgt, en de figuur licht dit toe, dat in bovenstaand geval

$$D(\lambda_2) = 1, \quad D(\lambda_1) = \frac{h_1}{h_2} \quad \text{en} \quad D(\lambda_3) = \frac{h_3}{h_2}$$

Indien de achterste spleet kleiner is dan de beelden van de voorste spleet, zal de functie  $D(\lambda)$  de vorm van een trapezium bezitten, zooals dit in figuur 6 is aangegeven.

---

1) De breedte van deze beschouwde spectraallijnen van verschillende hoogten, wordt bepaald door de spleetbreedte van de Hilgerspectrograaf.



Figuur 6.

Wij zagen, dat tusschen de totale energie  $E$ , die op de bolometer valt, de energie  $E(\lambda)$  en  $D(\lambda)$  de vergelijking

$$E = \int_0^{\infty} E(\lambda) D(\lambda) b s d \lambda$$

bestaat.

Hierin is  $E$  met behulp van de bolometer gemeten en de functie  $D(\lambda)$  volgens de hierboven beschreven methode bepaald. Hoe moet nu  $E(\lambda)$  berekend worden? Het product  $bs$  is onafhankelijk van  $\lambda$ , daar de afbeelding van de achterste spleet in  $P$  met behulp van een kwarts-fluorietachromaatscherm geschied is.

We kunnen dus schrijven:

$$E = bs \int_0^{\infty} E(\lambda) D(\lambda) d \lambda$$

Mogen wij onderstellen, dat de energieverdeeling van het beeld in  $P$  gelijkmatig is, dan mogen we schrijven:

$$E = bs E_{\lambda'} \left[ \frac{1}{2} a + \lambda_c - \lambda_b + \frac{1}{2} b \right]$$

waarin  $a = \lambda_b - \lambda_a$

$$b = \lambda_d - \lambda_c$$

en  $\lambda_a$ ,  $\lambda_b$ ,  $\lambda_c$  en  $\lambda_d$  de 4 hoekpunten van het parallellogram en  $\lambda'$  de golflengte waarvoor de monochromator was ingesteld. Deze benadering is toelaatbaar voor kleine gebieden en een gelijkmatige energieverdeeling. Is de benadering niet toelaatbaar, dan bepalen we

$$\int_0^{\infty} E(\lambda) D(\lambda) d\lambda$$

grafisch. (Voor de benadering zie dissertatie *V e r m e u l e n*.)

We kennen dus nu  $E_{\lambda'}$ , de energie/cm<sup>2</sup>Å van het beeld in  $P$  voor de golflengte  $\lambda'$  in absolute maat, wanneer althans de bolometer absoluut geijkt is.

De grootheid  $b$  vinden we uit de hoogte  $h_2$  van het gebied op de fotografische plaat, de vergrooting van de Hilgerspectrograaf en de vergrooting van de afbeelding van het beeld in  $P$  op de spleet van dit instrument.

### c. Keuze van het stralingsmeetinstrument.

De absolute gevoeligheid van het instrument, waarmede de straling gemeten wordt, moet als functie van de golflengte bekend zijn. Deze functie kan men in 't algemeen op twee manieren bepalen:

- a. met behulp van een geijkte lichtbron, die voldoende emissie heeft om met behulp van het te ijken meetinstrument gemeten te worden. In ons geval moet dit dus een lichtbron zijn waarvan de emissie van de orde van die van de krater is. Zouden we over een dergelijke geijkte lichtbron beschik-

ken, dan was echter het gebruik van de krater als standaard-lichtbron overbodig geworden.

- b. Door vergelijking met een instrument waarvan de selectiviteit op andere manier bekend is. Deze weg zullen we bij voorkeur niet volgen, omdat hiervoor een extra meting noodig is en dus ook een extra fout kan optreden.

We zoeken dus naar een meetinstrument, dat niet selectief is, of waarvan de selectiviteit op eenvoudige wijze te bepalen is.

Door deze eisch zijn we al dadelijk tot de keus van een thermisch meetinstrument beperkt. Een thermisch meetinstrument kan alleen in zooverre selectief zijn, dat de absorbeerende deelen een selectieve absorptie hebben. Gebruiken wij een instrument dat ingesmolten is, dan kan bovendien het venster een selectieve doorlating hebben.

De reflectie van de bandjes en de doorlating van het venster kunnen echter zonder een geijkte lichtbron of een instrument van bekende selectiviteit gemeten worden.

Naast de eisch, dat de selectiviteit bepaald kan worden, willen we als tweede eisch stellen, dat de gevoeligheid homogeen is over de deelen die bestraald worden.

Het eenige instrument, dat aan deze twee eischen tegelijk voldoet is de bolometer.

Het was nu de vraag, of het mogelijk is een bolometer zoodanig te construeeren, dat hij voldoende gevoelig wordt om de ijking van de krater tot ver in het ultraviolet uit te voeren. Een schatting van de emissie van de boog gecombineerd met die van de gevoeligheid van de bolometer leerde ons, dat het inderdaad mogelijk is een bolometer te construeeren, die voldoende gevoelig is.

d. *Schematische berekening over de gevoeligheid van een bolometer.*

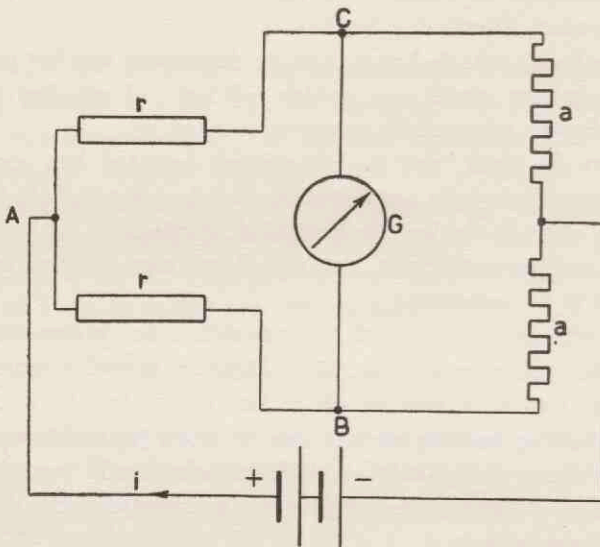
We moeten thans de vraag behandelen hoe we een zoo gevoelig mogelijke bolometer kunnen construeeren. Het is

duidelijk, dat de gevoeligheid des te grooter wordt, alnaarmate de warmteafgifte aan de omgeving kleiner is. Daarom is het nuttig de bolometer in vacuüm te plaatsen.

Wij geven thans een *geschematiseerde* berekening, die de feiten goed weergeeft, zonder dat zij aanspraak op strengheid mag maken.

De gevoeligheid  $G$  van een vacuumbolometer met compensatiebandje, die in een brug van Wheatstone geschakeld is, wordt gegeven door de formule:

$$G = \frac{dV}{dE} = \frac{a i r \omega}{2(a+r)} \frac{1}{(4 O \sigma T_0^3 + \gamma) + \frac{12 i^2 r O \sigma T_0^2}{4 O \sigma T_0^3 + \gamma}}$$



Figuur 7.

waarin:  $dE$  = de opvallende energie.

$dV$  = de daardoor veroorzaakte spanning tusschen B en C (fig. 7).

- $r$  = de weerstand van de bolometerbandjes.  
 $a$  = de weerstanden in de andere tak van de brug.  
 $i$  = de hoofdstroom.  
 $\omega$  = de temperatuurcoëfficiënt van de weerstand.  
 $O$  = oppervlak van de bandjes.  
 $T_0$  = de kamertemperatuur.  
 $\sigma$  = de stralingscoëfficiënt.  
 $\gamma$  = de warmtegeleidingscoëfficiënt.

voorstellen.

Men kan deze formule als volgt afleiden. Voor de energie balans voor een bolometer in vacuüm gelden de vergelijkingen:

$$\gamma T_0 + i_1^2 r + O \sigma T_0^4 = O \sigma T_b^4 + \gamma T_b \quad (3)$$

voor het onbelichte bandje

en

$$\gamma T_0 + i_1^2 r + O \sigma T_0^4 + \Delta E = O \sigma T^4 + \gamma T \quad (4)$$

voor het belichte bandje

waarin  $T_b$  en  $T$  de gemiddelde temperaturen resp. van het onbelichte en belichte bandje zijn.

Uit (3) en (4) vinden we in eerste benadering:

$$\Delta E = 4 O \sigma T_b^3 \square T + \sigma \square T$$

waarin  $\square T = T - T_b$  is.

Hieruit volgt:

$$T - T_b = \square T = \frac{\Delta E}{4 O \sigma T_b^3 + \gamma} \text{ of } \frac{dT}{dE} = \frac{1}{4 O \sigma T_b^3 + \gamma} \quad (5)$$

Stel nu:  $T_b = T_0 + \Delta T$ . Substitueeren wij deze waarde in (3) dan verkrijgen wij in eerste benadering:

$$i_1^2 r + O \sigma T_0^4 = O \sigma T_0^4 + 4 O \sigma T_0^3 \Delta T + \gamma \Delta T \quad (6)$$

Uit (6) en (5) volgt:

$$\frac{dT}{dE} = \frac{1}{4 O \sigma T_0^3 + 12 O \sigma T_0^2 \frac{i_1^2 r}{4 O \sigma T_0^3 + \gamma} + \gamma} \quad (7)$$

Voor de spanning tusschen  $A$  en  $B$ , resp. tusschen  $A$  en  $C$  kunnen we schrijven:

$$V_{AB} = \frac{r + a + \Delta r}{2(a + r) + \Delta r} i r$$

$$V_{AC} = \frac{r + a}{2(a + r) + \Delta r} i (r + \Delta r)$$

waarbij  $\Delta r = \omega r \Delta T$ .

Hieruit vinden we

$$V_{BC} = \frac{a r}{2(a + r)} i \omega \Delta T = dV \quad (8)$$

Tenslotte volgt uit (7) en (8) voor de gevoeligheid van de bolometer in deze opstelling

$$G = \frac{dV}{dE} = \frac{a i r \omega}{2(a + r)} \frac{1}{4 O \sigma T_0^3 + \gamma + \frac{12 r^2 r O \sigma T_0^2}{4 O \sigma T_0^3 + \gamma}} \quad (2)$$

De vergelijking (2) stelt ons in staat na te gaan hoe wij de gevoeligheid van de bolometer maximaal kunnen maken.

*Wijze waarop de gevoeligheid van de stroomsterkte afhangt.*

De gevoeligheid  $G$  is een functie van de stroomsterkte. Om te bepalen of  $G(i)$  een maximum bezit differentieeren we  $G$  naar  $i$  en vinden:

$$\frac{\delta G}{\delta i} = \frac{C a}{a + r} \frac{1}{1 + i^2 r K} - \frac{C a i}{a + r} \frac{4 i K}{(1 + i^2 r K)^2} \quad (9)$$

waarin

$$\frac{r \omega}{2(4 O \sigma T_0^3 + \gamma)} = C, \quad \frac{12 O \sigma T_0^2}{\Phi^2} = K \text{ en } 4 O \sigma T_0^3 + \gamma = \Phi$$

is gesteld.

De uitdrukking (9) is nul, voor  $i = \sqrt{\frac{1}{rK}}$

Substitueeren we deze stroom in (2), dan vinden we:

$$G_{i \max} = \frac{Ca}{2(a+r)} \sqrt{\frac{1}{rK}} \quad (10)$$

Voor de stroom  $i = \sqrt{\frac{1}{rK}}$  is dus de gevoeligheid maximaal. Men ziet n.l. met behulp van (2) en (9) gemakkelijk in, dat aan de gevonden waarde voor  $i$  een maximum beantwoordt.

Voeren we de gebruikte afkortingen in de uitdrukking (10) in, dan vinden we:

$$\begin{aligned} G_{i \max} &= \frac{r\omega}{4(O\sigma T_0^8 + \gamma)} \frac{a}{2(a+r)} \cdot \frac{4O\sigma T_0^8 + \gamma}{(12O\sigma T_0^2 r)^{1/2}} = \\ &= \frac{ar\omega}{4(a+r)r^{1/2}(12O\sigma T_0^2)^{1/2}} \end{aligned}$$

Hieruit zien we:

$$G_{i \max.} (:) \frac{1}{T_0}$$

waaruit volgt, dat het gunstig is om bij lage temperatuur te werken.

Indien  $\frac{a}{a+r} \rightarrow 1$ , dus  $a \gg r$ , dan is  $G_{i \max.}$  groot.

We moeten dus de voorweerstand  $a$  groot kiezen.

Verder zien we, dat  $G_{i \max.}$  evenredig met  $\omega \sqrt{r}$  is.

We moeten dus zorgen, dat  $r$  en  $\omega$  groot zijn voor de bandjes.





helft van die van ijzer, doch het eerste metaal laat zich geschikter bewerken, terwijl het verder goed gezwart kan worden met platinazwart. De gevoeligheid van een bolometer met *Pt*-bandjes is toch nog voldoende groot. De bolometerbandjes zijn 10 mm lang en 1 mm breed en bestaan uit *Pt* dat tot  $0,7 \mu$  dikte uitgewalst is. Deze bandjes worden gesoldeerd op een daartoe geschikt voetje (zie figuur 8). Zij hebben ongeveer  $1 \Omega$  weerstand, en zijn electrolytisch gezwart in een *PtCl<sub>3</sub>*-bad, waardoor de stralingsabsorptie zoo groot mogelijk wordt. De achterzijde is blank gehouden, teneinde de uitstraling tot een minimum te beperken. Dit is bewerkstelligd door met behulp van een benzoloplossing een laag asphalt op één zijde van de bandjes te brengen alvorens deze in het *PtCl<sub>3</sub>*-bad te doen. Na afloop van het zwarten worden de bandjes in benzol gedompeld en lost de asphaltlaag op. De achterkant is dan mooi blank gebleven.

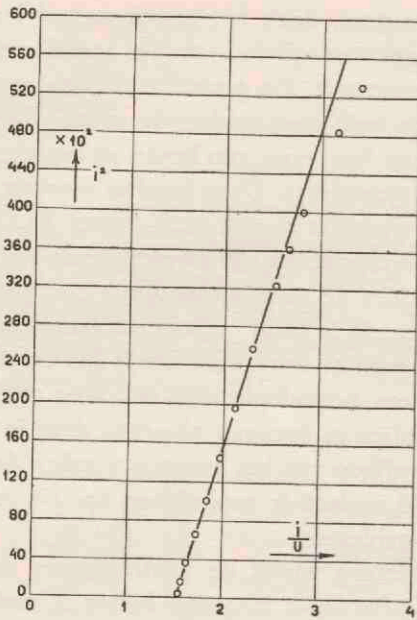
Door deze voorzorg wordt de uitstraling en daarmee de totale warmteafgifte bijna met een factor 2 verlaagd. Men bedenke, dat bij onze bolometer de warmteafgifte door straling ongeveer vijf maal zoo groot is als die door geleiding.<sup>1)</sup>

Daar ook de zwarte *Pt*-laag een zekere geleiding heeft, is de weerstand van de bandjes grooter gebleven dan wanneer we ze aan beide kanten hadden gezwart. Het zwarten aan beide zijden veroorzaakt een afname van de weerstand met ongeveer 30 %.

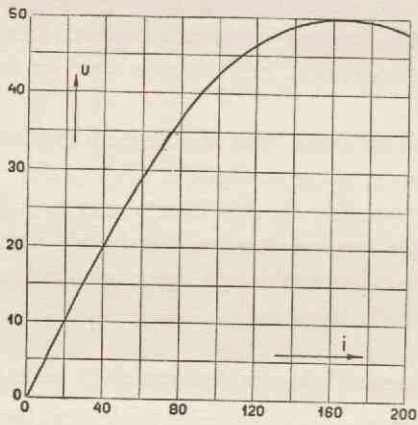
Door het blank laten van de achterkant hebben we dus een dubbele winst in gevoeligheid. De op deze wijze behandelde bandjes werden in een buisje met een kwartsvenster voor de bandjes ingesmolten en het buisje vacuum gepompt en afgesmolten. Teneinde een accu als hulpstroombron te

---

<sup>1)</sup> Zoo lang immers de benaderde formule (2) geldt, zullen we indien  $i^2$  uitgezet wordt tegen  $\frac{i}{\text{uitslag}}$  een rechte lijn krijgen. Uit de waarde voor  $i = 0$  en de helling van de lijn kunnen we de grootte van de straling en van de geleiding berekenen. (Figuur 9).



Figuur 9.

De stroom  $i$  in mille-ampère.

Figuur 10.

De stroom  $i$  in milli-ampère, de uitslag  $U$  in willekeurige maat.

kunnen gebruiken werden de weestanden  $a$  in de andere tak van de brug van Wheatstone  $20 \Omega$  groot gekozen. Van de zoo geconstrueerde bolometer werd nu experimenteel de stroom, waarvoor de gevoeligheid maximaal is, opgezocht. Het maximum van de gevoeligheid treedt op bij een stroom van 170 m.A. (figuur 10). Wegens de vele experimenteele bezwaren hebben we het werken bij lage temperatuur achterwege gelaten.

### *De juiste instelling van de bolometer.*

Wanneer geen van de bandjes belicht is, moet de brug van Wheatstone stroomloos zijn en wel zoo mogelijk onafhankelijk van de stroom en van de temperatuur van de omgeving. Zijn de twee bolometerbandjes en de twee weerstanden  $a_1$  en  $a_2$  in de andere tak van de brug twee aan twee volkomen identiek dan zal aan deze eisch zonder meer voldaan zijn, behoudens de toch altijd onreproduceerbare convectie bij de beide weerstanden  $a_1$  en  $a_2$ . Men zal dus in ieder geval goed doen ook de weerstanden  $a_1$  en  $a_2$  in vacuum in te smelten, of zoo te behandelen, dat zij zich in een milieu dat geen convectie toelaat, bevinden. Hiervoor is paraffine zeer geschikt. Het is practisch echter onmogelijk twee volkomen identieke bolometerbandjes te maken, daar vooral het solderen op het voetje nooit reproduceerbaar is uit te voeren.

In ons geval verschilden de twee bandjes maar 1 % in weerstand.

Hoe zullen we nu de bolometer met verschillende bandjes toch zóó instellen, dat, indien er geen licht op de bolometer valt, de brug stroomloos blijft onafhankelijk van de stroom en de temperatuur?

Stel de weerstanden van de bandjes respectievelijk  $r_1$  en  $r_2$ . Indien het vacuum goed is, zal de toename van de weerstand van het bandje evenredig met  $i^2$  zijn; dit is bij onze bolometer het geval. In 't algemeen geldt:  $r_1 = r_{10} (1 + a_1 i_1^2)$ , voor bandje 1, waarin  $r_{10}$  de weerstand voor  $i_1 = 0$ . De coëfficiënt

$a_1$  is eenvoudig te berekenen uit de energiebalans voor een onbelicht bandje.

We vinden voor  $a_1$  de vergelijking  $a_1 = \frac{r_1 \omega}{4 O \sigma T_0^3 + \gamma}$

Willen we een bolometer hebben, die onafhankelijk van de stroom is, dan moet  $\frac{r_1}{r_2}$  constant blijven.

Zijn de bandjes ongelijk, dan zal men voor één van beiden een klein Pt-voorweerstandje, in paraffine gegoten, aanbrengen.

Voor bandje I geldt nu:  $r_1 = r_{10} (1 + \alpha_1 i_1^2)$

„ „ II „ „ :  $r_2 = r_{20} (1 + \alpha_2 i_2^2) + R (1 + \beta i_2^2)$

waarin  $R$  de onbekende hulpweerstand.

Opdat nu de bolometer-afregeling ongevoelig is voor stroomvariaties, zal aan de voorwaarde dat

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{r_{10} (1 + \alpha_1 i_1^2)}{r_{20} (1 + \alpha_2 i_2^2) + R (1 + \beta i_2^2)}$$

constant is, voldaan moeten zijn.

We hebben de hiervoor noodige weerstand  $R$  experimenteel bepaald.

Aangezien we voor  $R$  ook platina gebruikt hebben, zal deze onafhankelijkheid van de stroom nu nagenoeg voor alle temperaturen gelden.

In beginsel kan de waarde van  $R$  negatief uitvallen; dat beteekent dan, dat we het hulpweerstandje  $R$  voor het andere bandje moeten plaatsen.

Kleine correcties op de instelling kunnen we aanbrengen, doordat we parallel aan beide bandjes groote weerstandsbanken aangebracht hebben ( $\infty 10^5 \Omega$ ).

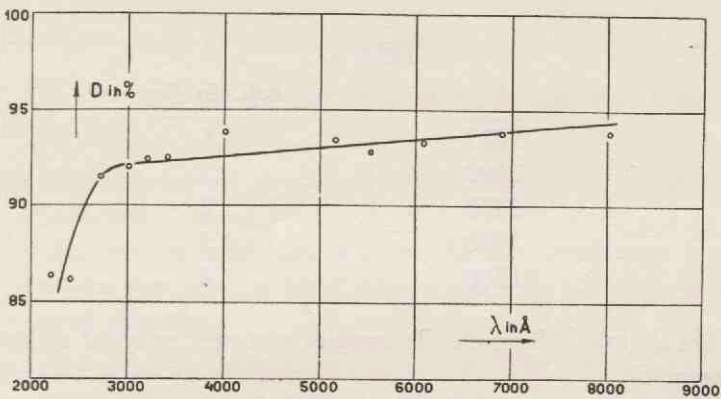
De voorweerstand  $a_1$  en  $a_2$  zijn van manganiendraad,

veldvrij en naast elkaar gewikkeld en in paraffine ingegoten.

Op de beschreven wijze hebben wij een gevoelige bolometer tot onze beschikking gekregen, die rustig is en praktisch onafhankelijk van stroomvariaties en temperatuurveranderingen.

f. *De bepaling van de selectiviteit en de absolute gevoeligheid.*

Zoals we vroeger reeds opmerkten, kan de selectiviteit van de bolometer twee oorzaken hebben, de selectieve doorlating van het kwartsvenster en het reflectievermogen van de bolometerbandjes.



Figuur 11.

De doorlating van het venster is met een monochromator en thermoziil als functie van de golflengte bepaald. Het resultaat is weergegeven in figuur 11.

Bij het gebruik van de bolometer werd voor deze selectieve doorlating gecorrigeerd.

De reflectie van de gezwarte bandjes hebben we, voordat ze ingesmolten werden, volgens drie methoden als functie van de golflengte bepaald.

In het verre ultraviolette spectraalgebied is de reflectie van de bandjes fotografisch vergeleken met de reflectie van een wit vlakje van  $MgO$ . De gezwarte bandjes en het witte vlakje werden vlak naast elkaar in het middelpunt van een witte bol geplaatst en op de spleet van een spectrograaf afgebeeld. De witte bol werd verlicht door twee koolbogen.

In het zichtbare gebied werd een analoge opstelling gebruikt, maar werd de reflectie met monochromator en photocel gemeten.

In het infrarode gebied hebben we een bandlamp afgebeeld op het witte vlak en vervolgens op het bandje. Het gereflecteerde licht werd gemeten met monochromator en thermozuil.

De resultaten van deze metingen zijn weergegeven in tabel I.

Tabel I.

| $\lambda$ | refl. in % |
|-----------|------------|
| 2685      | 1,8        |
| 3190      | 1,1        |
| 3470      | 1,2        |
| 8000      | 1,5        |
| 10.500    | 1,2        |

Uit de tabel blijkt, dat de bandjes niet zeer selectief reflecteren.

De absolute gevoeligheid van de bolometer werd bepaald door haar te vergelijken met de absolute bolometer volgens *Wouda*<sup>1)</sup>, die zich in het Fysisch Laboratorium bevindt.

#### g. De galvanometer.

De te meten spanningsverschillen zijn van de orde van  $10^{-8}$  à  $10^{-9}$  Volt. Met een gevoelige galvanometer is dit spanningsverschil direct te meten. Een dergelijke galvano-

<sup>1)</sup> J. Wouda, dissertatie Utrecht, 1935.

meter zou een zeer groote inwendige weerstand moeten bezitten, en door de bolometer practisch kortgesloten worden. We zouden daardoor tot een zeer ongunstige schakeling komen.

We hebben daarom een minder gevoelige Moll-galvanometer gebruikt en de uitslagen daarvan versterkt door gebruik te maken van de thermorelaisversterker volgens Moll en Burger.

Deze combinatie heeft een aanwijstijd van 5" en de Brownsche beweging is juist waar te nemen ( $\infty 2.10^{-10}$  Volt)

De uitslagen van de secundaire galvanometer kunnen met behulp van normaalweerstand en compensatiebank in spanningsverschillen worden omgezet.

#### *Storingen in de galvanometerkring.*

De storingen in de galvanometerkring zijn van verschillende aard.

1e. Thermokrachten in de galvanometerketen en in de galvanometer zelf.

Om deze te vermijden werden alle contactplaatsen zorgvuldig ingepakt en werd zooveel mogelijk hetzelfde materiaal gebruikt.

2e. Mechanische storingen.

We moeten wel bedenken, dat elke storing van de primaire galvanometer met een factor 1000 versterkt wordt in de uitslag van de secundaire galvanometer. Daarom is op de gebruikelijke wijze de primaire galvanometer zorgvuldig uitgebalanceerd, zoodat het zwaartepunt van het galvanometersysteem nauwkeurig in de draaiingsas valt en de galvanometer op de betonnenvloer zoo goed mogelijk trillingsvrij opgesteld.

3e. Electromagnetische storingen.

Om de storingen tot een minimum te beperken werden



alle elektrische geleidingen, de primaire galvanometer en de bolometer in een ijzeren omhulsel opgesteld.

4e. Lekstroomen langs de tafel.

Deze werden vermeden, door de bolometer op glas te plaatsen.

#### § 4. Het verloop van een meting.

De monochromator en de afbeelding van  $P$  op de spectrograaf worden voor een bepaalde golflengte scherp gesteld (zie fig. 3). De boog  $K$  wordt zijwaarts afgebeeld, zoodat we gedurende een meting kunnen zorgdragen, dat een bepaalde vulling van de monochromator gehandhaafd blijft. De bolometer wordt in  $P$  geplaatst, de bandjes horizontaal en zoo ingesteld, dat het beeld van de spleet  $S_3$  op één van de bandjes valt. De middelste spleet wordt vervolgens op de te meten golflengte geplaatst en de breedten van de spleten  $S_1$ ,  $S_2$  en  $S_3$  zoo geregeld, dat we voldoende energie hebben om deze met de bolometer te meten. Daarbij wordt er steeds voor zorggedragen, dat de achterste spleet beperkend blijft. De uitslag van de galvanometer wordt dan vele malen geregistreerd.

Uit de bekende gevoeligheid van de bolometer (0,607 watt/volt sec.) is dan de energie  $E$ , die op de bolometer gevallen is, te berekenen.

De bolometer wordt vervolgens weggenomen. Met een  $Fe$ -boog voor de monochromator wordt het doorgelaten gebied bepaald. Als we daarbij de volle opening der lenzen gebruiken, is er nooit een scherp gebied op de plaat achter in de Hilgerspectrograaf te verkrijgen. Dit is het gevolg van slijpfouten van de lenzen. Daarom werd bij de bepaling van het gebied een zeer klein diafragma gebruikt; gecontroleerd werd, of de plaats van het diafragma geen invloed op de grootte van het gebied heeft.

De metingen leeren ons de grootheid  $E$  (de totale energie

van het beeld in  $P$ ), de functie  $D(\lambda)$  en de breedte  $b$  van het beeld (uit de hoogte  $h$  van het gebied op de plaat, de vergrooting van de Hilger en de afbeelding vóór de Hilger-spectrograaf), terwijl ook  $s$  de breedte van het bolometer-bandje bekend is.

Geldt de benadering waarvan op pagina 22 sprake was, dan is dus uit de vergelijking

$$E = E_{\lambda'} b s (\frac{1}{2} a + \lambda_c - \lambda_d + \frac{1}{2} b),$$

$E_{\lambda'}$  de energie per  $\text{cm}^2$  en per  $\text{\AA}$  voor de gefixeerde golflengte  $\lambda'$  te berekenen.

Vervolgens plaatsen we de boog in  $P$  en nemen fotografisch de emissie van de boog op, wanneer er verschillende diafragma's met bekend oppervlak op de lens  $L_4$  geplaatst worden. We krijgen op deze manier een zwartingskromme. Op dezelfde plaat wordt nu de boog, op de zelfde plaats als bij de energiemeting met de bolometer, opgenomen en met de reeds verkregen zwartingskromme bepaald bij welk diafragma de emissie van de krater in  $P$  geplaatst gelijk is aan de emissie van het beeld in  $P$ . We meten vervolgens de afstand van  $P$  tot het diafragma en weten dus, in welke ruimtehoek de krater de energie  $E_{\lambda'}$  van het beeld in  $P$  heeft uitgezonden. De energie van de krater in  $\text{ergs/cm}^2\text{\AAsec}$ , halve bol is hierdoor dus voor één golflengte bekend.

Herhalen we deze metingen voor andere golflengten dan verkrijgen we de gewenschte ijk-kromme.

Het optische systeem werd zorgvuldig uitgezocht.

Tengevolge van slijpfouten in de lenzen was het gebied dat de vorm van een parallellogram zou moeten vertoonen niet meer als zoodanig te herkennen. Elke lens in de opstelling werd daarom onderzocht en tenslotte de slechte gedeelten weggediafragmeerd. Bij de fotografische intensiteitsmetingen in het verre ultraviolet (2200 en 2300  $\text{\AA}$ ) werden  $Q_3$ -platen van Ilford gebruikt, een plaat met zeer weinig gelatine en dus in verband met de geringe absorptie gevoelig in het ultraviolet.

Bij deze kleine golflengte kan men ook de bovengenoemde benadering niet meer toepassen, zoodat we daar de

$$\int E(\lambda)D(\lambda)$$

grafisch bepaald hebben.

Op het continuüm van de krater zijn ook enkele lijnen gesuperponeerd. Zoo noodig werd voor deze lijnen gecorrigeerd.

Tevens werd een correctie aangebracht voor de doorlating van het kwartsvenster van de bolometer. De bolometer was met zichtbaar licht geijkt, zoodat een correctie in het ultraviolet noodzakelijk is.

### § 5. Correctie voor de polarisatie.

De opstelling gebruikt door Vermeulen hebben wij in zoverre gewijzigd, dat we het witte vlak tusschen de lens  $L_4$  en de spectrograaf hebben weggelaten. We hebben dit gedaan, omdat de reflectie aan dit vlak weer een groot verlies aan energie zou beteekenen. We zullen dientengevolge voor de polarisatie moeten corrigeeren. We bedenken daarbij, dat we het gepolariseerde beeld in  $P$  vergelijken met een niet gepolariseerde lichtbron. Wanneer de Hilgerspectrograaf ook polariseerend werkt, geeft dit aanleiding tot een fout in onze ijking. De maximale waarde van deze fout kunnen we als volgt berekenen;

Stel het beeld in  $P$  is gepolariseerd, zoodanig, dat de intensiteiten van de twee componenten in onderling loodrechte richtingen respectievelijk  $a_1$  en  $a_2$  zijn. Dit beeld vergelijken we met het natuurlijke licht van de krater van de intensiteit  $2b$ .

Stel nu dat de polarisatie van de Hilger en de lens  $L_4$  zoodanig is, dat natuurlijk licht in  $P$  achter in de spectrograaf een intensiteitsverhouding van twee onderling loodrechte componenten  $\frac{c_1}{c_2}$  heeft, waarbij de twee richtingen, waarin wij ontbinden, zoodanig vallen, dat de verzwakking respectievelijk maximaal en minimaal is, m.a.w. in twee richtingen, die

samenvallen met de hoofdassen van de polarisatie-ellips van de Hilgerspectrograaf. We zien dan het beeld in  $P$  achter in de spectrograaf met een intensiteit  $A (a_1 c_1 + a_2 c_2)$  en de boog als  $A (c_1 b + c_2 b)$  indien de richtingen  $a_1$  en  $a_2$  resp. samenvallen met  $c_1$  en  $c_2$ . Is nu  $a_1 c_1 + a_2 c_2 = b c_1 + b c_2$  (1) dan is  $a_1 + a_2 = 2b$ . Uit de gelijkheid van de intensiteit van beeld en krater achter in de spectrograaf mogen we dus niet besluiten tot de gelijkheid van de intensiteit vóór de spectrograaf.

Uit (1) volgt:

$$b = \frac{a_1 c_1 + a_2 c_2}{c_1 + c_2}$$

De relatieve fout is:

$$\frac{2 \left( \frac{a_1 c_1 + a_2 c_2}{c_1 + c_2} \right) - (a_1 + a_2)}{2 \left( \frac{a_1 c_1 + a_2 c_2}{c_1 + c_2} \right)} = \frac{(a_1 - a_2) (c_1 - c_2)}{2 (a_1 c_1 + a_2 c_2)}$$

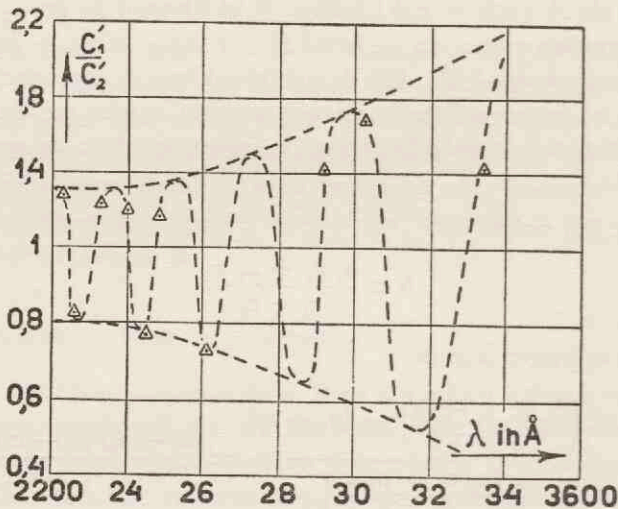
Voor  $a_1 > a_2$  en  $c_2 < c_1$  is de fout positief, voor  $a_1 > a_2$  en  $c_2 > c_1$  is zij negatief, terwijl voor  $c_1 = c_2$ , dus voor het geval, dat de lens  $L_4$  en de Hilgerspectrograaf niet polariseeren, de fout nul is.

De bepaling van de maximale waarde van deze fout is nu als volgt geschied:

Achter de lens  $L_4$  werd een kalkspaaithomboëder geplaatst, waardoor we op de spleet van de spectrograaf 2 beelden van een in  $P$ , respectievelijk in  $K$ , geplaatste boog kregen. Het scheef doorgaande beeld werd afgeschermd, de intensiteit van het andere beeld fotografisch bepaald. Vervolgens werd het rhomboëder over een hoek van  $90^\circ$  gedraaid. Het nu recht doorgaande beeld heeft de intensiteit van het zoeven afgeschermd beeld. Ook deze intensiteit wordt fotografisch bepaald.

Voor verschillende golflengten werd nu de verhouding van de intensiteiten der twee beelden bepaald.

De aldus verkregen intensiteitsverhoudingen, wanneer de boog in  $P$  staat, zijn in figuur 12 weergegeven.

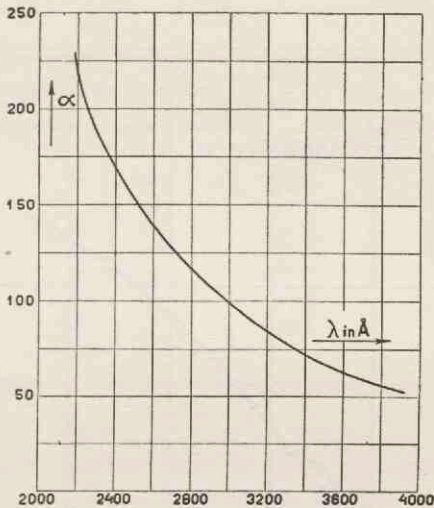


Figuur 12.

Zoals hieruit duidelijk blijkt, is in afhankelijkheid van de golflengte  $c'_1 > c'_2$  of  $c'_2 > c'_1$ .

In het algemeen zullen de polarisatierichtingen van het rhomboëder niet samenvallen met de hoofdassen van de polarisatieellips van de Hilgerspectrograaf. Daar het kwarts het polarisatievlak draait en deze draaiing afhankelijk is van de golflengte, (figuur 13) zullen voor sommige golflengten, en wel die, waarbij de verhouding  $\frac{c'_1}{c'_2}$  een maximum of een minimum is, de hoofdassen van bovengenoemde polarisatieellips wel samen vallen met de polarisatierichting van het rhomboëder.

De gestippelde kromme in figuur 12 geeft het verloop van de polarisatie van de Hilgerspectrograaf weer, waarbij rekening gehouden is met de gegevens uit figuur 13.



Figuur 13.

$\alpha$  is de draaiing van het polarisatievlak uitgedrukt in cirkelgraden voor 1 mm kwarts (volgens officiële tabellen).

Bij de maxima en de minima van deze periodieke kromme zullen de  $c'_1$  en de  $c'_2$  hetzelfde zijn als de hiervoor genoemde  $c_1$  en  $c_2$ .

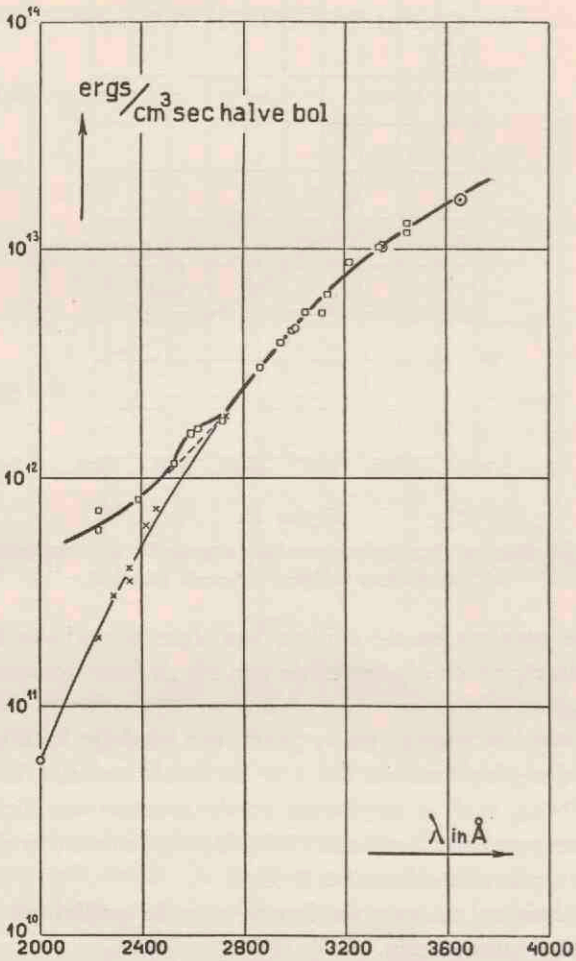
De waarden voor  $a_1$  en  $a_2$  geven een analoge kromme. We vinden deze kromme uit die van de totale polarisatie, indien dus de boog in  $K$  is geplaatst, en de kromme van figuur 12. Uit deze gegevens berekenen we als maximale door de polarisatie veroorzaakte fout 2 à 3 %.

Deze fout zal nu nog als functie van de golflengte positief of negatief kunnen zijn.

We hebben daarom gemeend de fout, door de polarisatie veroorzaakt, te mogen verwaarlozen.

### § 6. Discussie van de ijkromme.

De gevonden ijkromme voor de boog is weergegeven in figuur 14. De gemeten gecorrigeerde waarden vindt men in tabel 2.



Figuur 14.

- directe meetpunten.
- ⊙ indirecte meetpunten, door fotografische vergelijking met een bandlamp.
- ⊗ punten gecorrigeerd voor de continue gasemissie.
- punten welke de emissie van een zwart lichaam bij een temperatuur van 3800° K aangeven.

TABEL 2.

| golflengte<br>in Å | ergo/cm <sup>2</sup> sec. halve bol | golflengte<br>in Å | ergo/cm <sup>2</sup> sec. halve bol |
|--------------------|-------------------------------------|--------------------|-------------------------------------|
| 2230               | $7,25 \times 10^{11}$               | 2990               | $4,41 \times 10^{12}$               |
| 2231               | $5,9 \times 10^{11}$                | 3040               | $5,25 \times 10^{12}$               |
| 2382               | $8,1 \times 10^{11}$                | 3105               | $5,2 \times 10^{12}$                |
| 2525               | $1,15 \times 10^{12}$               | 3123               | $6,3 \times 10^{12}$                |
| 2588               | $1,56 \times 10^{12}$               | 3212               | $8,7 \times 10^{12}$                |
| 2614               | $1,63 \times 10^{12}$               | 3332               | $1,01 \times 10^{13}$               |
| 2717               | $1,80 \times 10^{12}$               | 3440               | $1,18 \times 10^{13}$               |
| 2860               | $3,03 \times 10^{12}$               | 3440               | $1,31 \times 10^{13}$               |
| 2941               | $3,89 \times 10^{12}$               |                    |                                     |

De bovenste kromme stelt de door ons gevonden ijking voor, de onderste kromme geeft de emissie van een absoluut zwart lichaam bij 3800° K weer. We moeten bedenken, dat wij naast de emissie van de krater, tevens de emissie van het booggas meten. Dit is in hoofdzaak een lijnen- en bandenspectrum, waarvoor de emissie van de krater zoo noodig is gecorrigeerd.

In het verre ultraviolet, vanaf ongeveer 2700 Å, gaat echter de emissie van het gas van de boog een belangrijke rol spelen. Het booggas zendt nu een continu spectrum uit en de intensiteit van deze continue emissie van het gas superponeert zich op de emissie van de krater. Voor deze gasemissie moeten we nu bij het gebruik van de krater als standaardlichtbron niet meer corrigeren. Zij is in de ijking opgenomen. De ijk-kromme heeft verder een glad verloop behoudens een hobbel bij 2600 Å, welke moeilijk als een meetfout aangerekend kan worden.

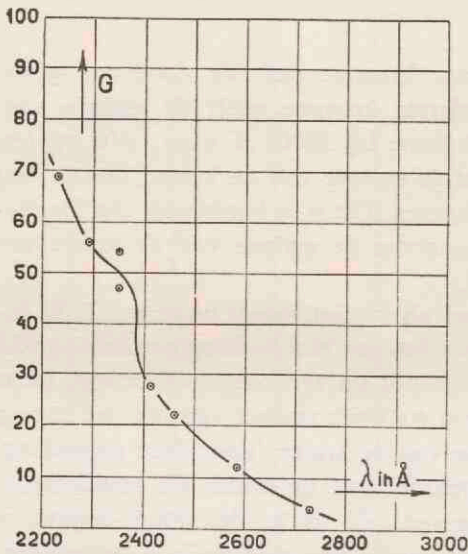
In hoeverre de spreiding om de getrokken kromme nog reëel is, kan moeilijk gezegd worden. Schommelingen in de reflectie van kool van eenige procenten zijn heel goed mogelijk en door onze ijking niet met zekerheid vast te stellen. Schommelingen grooter dan 5 % hadden wij zeker bemerkt, waarmee dus tevens de nauwkeurigheid is aangegeven.



De systematische fout zal niet zeer groot zijn, aangezien de punten gevonden door vergelijking met een absoluut geijkte bandlamp in onze ijkcurve vallen.

§ 7. Kool een grauwe straler in het golflengtegebied van 2200 Å tot 1  $\mu$ ?

Indien wij de emissie van kool alleen willen kennen, moeten wij de gemeten ijkcurve corrigeren voor de continue emissie van het gas van de boog. De punten aangegeven met een  $\times$  zijn voor deze gasemissie gecorrigeerd.



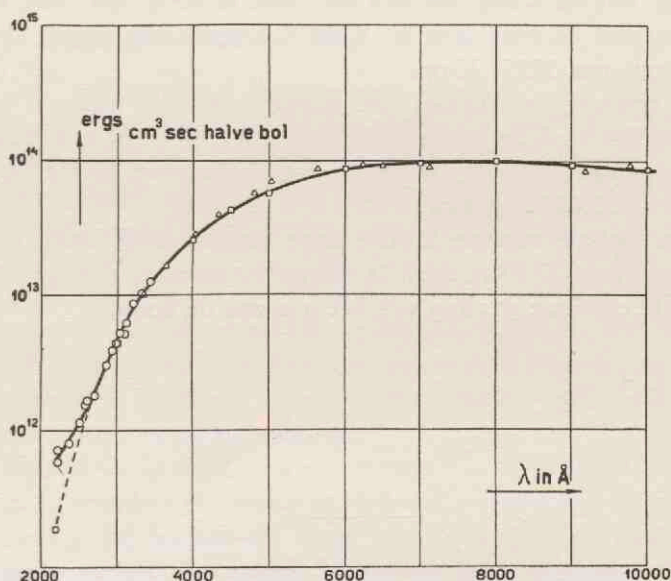
Figuur 15.

$$G = \frac{\text{Continue gasemissie}}{\text{totale emissie}} \text{ in } \%.$$

Deze correctie werd bepaald door de emissie van het gas onmiddellijk onder de anode te vergelijken met de totale emissie. Het resultaat hiervan is weergegeven in figuur 15. De aldus gecorrigeerde punten vallen binnen de meetfouten

op de kromme, die de emissie van een absoluut zwart lichaam bij  $3800^{\circ} \text{K}$  aangeeft. In het gebied van  $2200 \text{ \AA}$  tot  $3500 \text{ \AA}$  valt dus de emissie van kool samen met die van een absoluut zwart lichaam van  $3800^{\circ} \text{K}$ .

Behalve deze directe meetpunten hebben we ook nog ijkpunten verkregen langs indirecte weg, door vergelijking met een absoluut geijkte bandlamp.



Figuur 16.

- directe meetpunten.
- △ indirecten meetpunten door vergelijking met een bandlamp.
- punten welke de emissie van een zwart lichaam bij een temperatuur van  $3800^{\circ} \text{K}$  aangegeven.

Twee van deze punten bij  $\lambda = 3344 \text{ \AA}$  en  $\lambda = 3650 \text{ \AA}$ , vallen goed in onze directe ijkcurve. De vergelijking met de bandlamp geschiedde hier fotografisch.

In het gebied van  $4000 \text{ \AA}$  tot  $10.000 \text{ \AA}$  werden indirecte meetpunten verkregen door metingen met een photocel. De energie van de boog en de bandlamp werden met behulp van

een photocel en monochromator, welke dus een bepaald gebied doorliet, vergeleken.

De resultaten zijn weergegeven in figuur 16. De nauwkeurigheid van deze metingen is in hoofdzaak beperkt door het feit, dat we nu niet kunnen corrigeeren voor de emissie van het gas, welke vooral tusschen  $3800 \text{ \AA}$  en  $5300 \text{ \AA}$  zeer groot is tengevolge van de sterke CN- en  $C_2$ -banden. De ijking van de krater zal dan hier ook te hoog zijn. Een bepaling met de pyrometer bij  $6500 \text{ \AA}$  leverde een zwarte temperatuur van  $3795^\circ \text{ K}$  op.

Resumeerende kunnen we zeggen, dat de emissie van gloeiende kool ongeveer samenvalt met die van een zwart lichaam van  $3800^\circ \text{ K}$ , gloeiende kool is dus van  $\lambda = 2200 \text{ \AA}$  tot  $\lambda = 10.000 \text{ \AA}$  grauw.

De emissie van de krater, onze standaardlichtbron, gaat echter vanaf  $2700 \text{ \AA}$  sterk in intensiteit toenemen tengevolge van de continue straling van het gas van de boog.

---

## HOOFDSTUK II.

### DE HOOGINTENSIEFBOOG

#### § 1. Beschrijving van de boog.

Vele onderzoekers hebben zich uitvoerig met de boogontlading tusschen twee koolectroden in lucht bij stroomsterkten van 1 tot 15 Ampère beziggehouden.

Deze onderzoekingen zijn samenvattend behandeld in de dissertatie van Dr. H. Brinkman.<sup>1)</sup>

Beschouwen we het uiterlijk van een boogontlading van deze stroomsterkte, dan valt ons in het bijzonder de violette kern in de gaszuil tusschen de electroden op. In deze kern wordt hoofdzakelijk het spectrum van de moleculen  $C_2$  en CN uitgezonden. Verhoogt men de stroomsterkte dan vindt een verbreeding van de kern plaats.

Voeren we de stroom nu op tot ongeveer 70 Ampère bereikt is, dan verandert plotseling het geheele karakter van de boogontlading. Bij horizontale stand van de boog is er vanaf de kathode nu een vrij scherp begrensde kern zichtbaar, welke een helder wit licht uitzendt; rondom deze kern is een violette zuil te zien, terwijl boven de anode een groote vlam staat. Verhoogt men verder de stroom tot 300 Ampère dan blijft de ontlading het beschreven karakter behouden. De witte kern wordt alleen breeder.

De aldus verkregen hoogintensiefboog is reeds uitvoerig o.a. door Ryde<sup>1)</sup> beschreven. Deze auteur geeft in het aangehaalde artikel tevens mooie foto's van een boog van dit type. De gaszuil van deze boogontlading in de nabijheid van de kathode werd door ons nader bestudeerd.

---

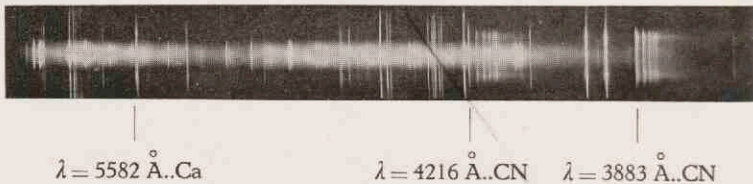
<sup>1)</sup> H. Brinkman, dissertatie Utrecht, 1937.

De gelijkspanningsenergie noodig voor het branden van de boog werd door een omvormer geleverd. Teneinde de snelheid van afbranden te verminderen werden als elektroden harde grafiestaven gekozen. Een rustige ontlading wordt daarbij verkregen door de anode met Ca te vullen en aan de kathode een puntige vorm te geven.

## § 2. Beschrijving van het spectrum van de gaszuil.

De gebruikte boog brandt in horizontale stand. Zij wordt met behulp van een achromatische lens scherp afgebeeld op de verticale spleet van een Hilgerkwartsspectrograaf. Op deze wijze komt het intensiteitsverloop van het spectrum loodrecht op de dispersierichting overeen met het intensiteitsverloop dwars over de gaszuil, echter nog geïntegreerd over de diepte van de cilindrische zuil.

In tegenstelling met het spectrum uitgezonden door een lichtboog bij lage stroomsterkte, zendt de hoogintensiefboog naast een lijnen- en bandenspectrum op de plaats van de witte kern, een continu spectrum uit. In dit continuum zijn tevens een groot aantal min of meer breede lijnen aanwezig, welke buiten het continuum niet gevonden worden.<sup>2)</sup> Deze lijnen worden dus in de witte kern uitgezonden, zij behoren bij de spectra van C, N, O, C<sup>+</sup> en O<sup>+</sup> (tabel 3).



<sup>1)</sup> J. W. Ryde, Proc. Roy. Soc. A. 117, 164, 1927.

<sup>2)</sup> Zie de afbeelding.

De intensiteit van het bandenspectrum van  $C_2$  en  $CN$  is in het continuum geringer dan daarbuiten. Bedenken we, dat we de witte kern nog via de violette mantel bekijken, dan mogen we dus zeker concluderen, dat in deze kern de moleculen  $C_2$  en  $CN$  grootendeels gedissocieerd zijn, welke conclusie nog versterkt wordt door het optreden van de vele atoomlijnen van  $C$  en  $N$ .

TABEL 3. <sup>1)</sup>

| $\lambda$ in $\text{\AA}$ | element | $\lambda$ in $\text{\AA}$ | element | $\lambda$ in $\text{\AA}$ | element |
|---------------------------|---------|---------------------------|---------|---------------------------|---------|
| 2509,1                    | C       | 3947,6                    | O       | 4000,0                    | N       |
| 2512,0                    | C       | 4024,0                    | O       | 4011,1                    | N       |
| 2583,6                    | C       | 4111,0                    | O+      | 4137,6                    | N       |
| 2837,6                    | C+      | 4145,9                    | O+      | 4224,0                    | N       |
| 4231,4                    | C       | 4254,0                    | O+      | 4230,4                    | N       |
| 4267,1                    | C+      | 4342,0                    | O+      | 4253,3                    | N       |
| 4371,3                    | C       | 4443,0                    | O+      | 4336,5                    | N       |
| 4757,6                    | C       | 4638,9                    | O+      | 4667,2                    | N+      |
| 4766,6                    | C       | 4650,8                    | O+      | 4750,3                    | N       |
| 4771,7                    | C       | 4661,6                    | O+      | 5045,0                    | N+      |
| 4817,3                    | C       | 4676,3                    | O+      | 5173,3                    | N       |
| 5380,3                    | C       | 4906,9                    | O       | 5292,7                    | N       |
|                           |         | 5190,6                    | O+      | 5310,6                    | N       |
|                           |         | 5275,1                    | O       | 5686,1                    | N+      |
|                           |         | 5950,6                    | O       | 6443,7                    | N       |
|                           |         |                           |         | 6627,0                    | N       |

<sup>1)</sup> Tabel 3 geeft de sterkste lijnen in de kern. Voor een meer uitvoerige lijst zie het artikel van Ryde, hiervoor genoemd.

Een voorloopige temperatuurmeting uit de bandenspectra <sup>1)</sup> gaf voor de temperatuur van de violette zuil een waarde, die ook in een normale lichtboog van kleine stroomsterkte werd gevonden n.l. tusschen 6000 en 7000° K.

In de volgende paragraaf zullen wij de resultaten van de intensiteitsmeting van het continuum, in de onmiddellijke omgeving van de kathode, geven.

<sup>1)</sup> H. Brinkman, dissertatie Utrecht, 1937.

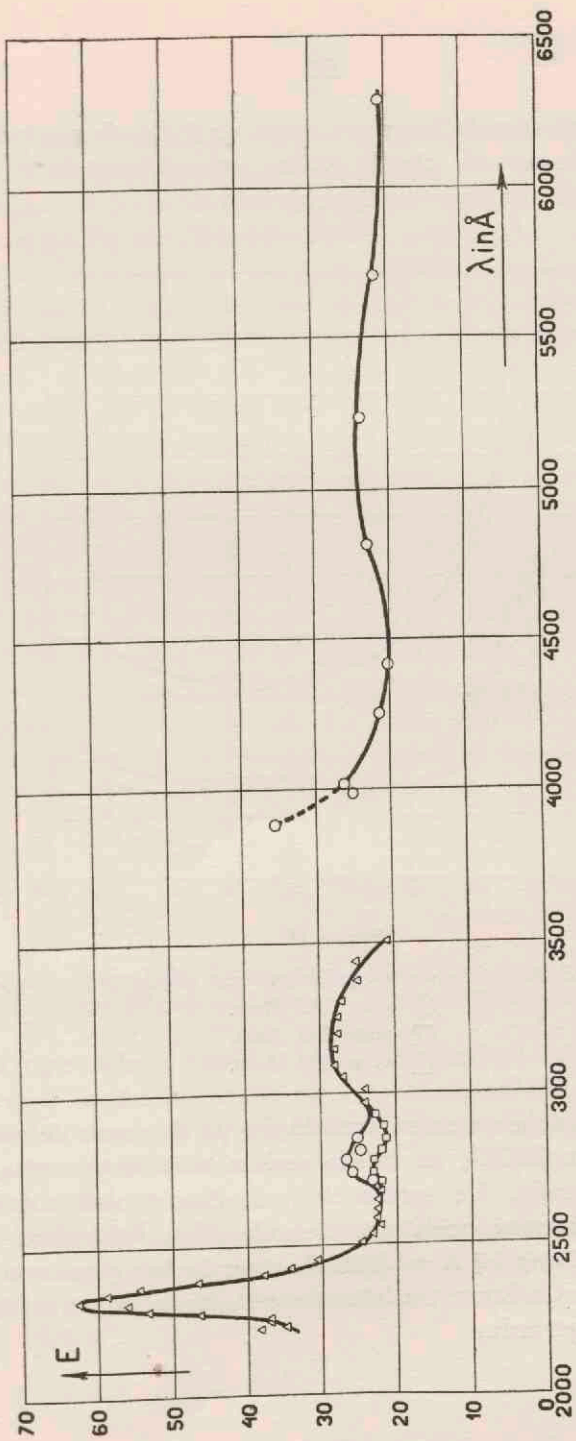
### § 3. De intensiteitsverdeling in het continuüm, uitgezonden door de hoogintensiefboog.

Het continuüm, dat de boog uitzendt, strekt zich uit van het verre ultraviolette tot het infrarode spectraalgebied. Bij het meten van de intensiteit van dit spectrum zullen wij in het ultraviolette deel de in hoofdstuk I beschreven krater als standaardlichtbron gebruiken.

Daar wij de intensiteitsverdeling van het continuüm over een groot golflengtegebied willen leeren kennen, is het noodzakelijk om de boog, zoowel met een kwarts- als met een glas-spectrograaf te fotografeeren. In het zichtbare deel is immers de dispersie van een kwartsspectrograaf te gering, vooral ook, omdat op vele plaatsen lijnen- en bandspectra het continuüm overdekken. De boog werd daarom tegelijkertijd op beide spectrografen afgebeeld, terwijl er voor gezorgd werd, dat dezelfde plaats van de boogzuil op beide spleten viel. Door middel van een draaiende schijf met twee even groote gaten (gemonteerd op een synchroonmotor) werd het licht tot de beide spectrografen tegelijkertijd toegelaten. Bij het onderzoek met de kwartsspectrograaf werd de krater van de koolboog als standaardlichtbron gebruikt. De zwartingskromme werd verkregen door op de lens, die voor de afbeelding zorgt, verschillende diafragma's te plaatsen, waarvan de oppervlakten bekend zijn. De aldus verkregen zwartingskromme was van te voren gecontroleerd met een zwartingskromme door spleetbreedtevariatie verkregen.

Bij de opname op de glasspectrograaf werd een absoluut geijkte bandlamp als standaardlichtbron gebruikt. Aangezien ook de krater absoluut geijkt is, kon men gemakkelijk de resultaten van beide opnamen aan elkaar aansluiten. Het resultaat van een meting met behulp van beide spectrografen is weergegeven in figuur 17, waar  $I(\lambda)$  als functie van  $\lambda$  is uitgezet.

Het gebied tusschen 3500 Å en 3900 Å is practisch niet voor meting toegankelijk, doordat er zeer vele bandengroepen liggen, die het continue spectrum storen.

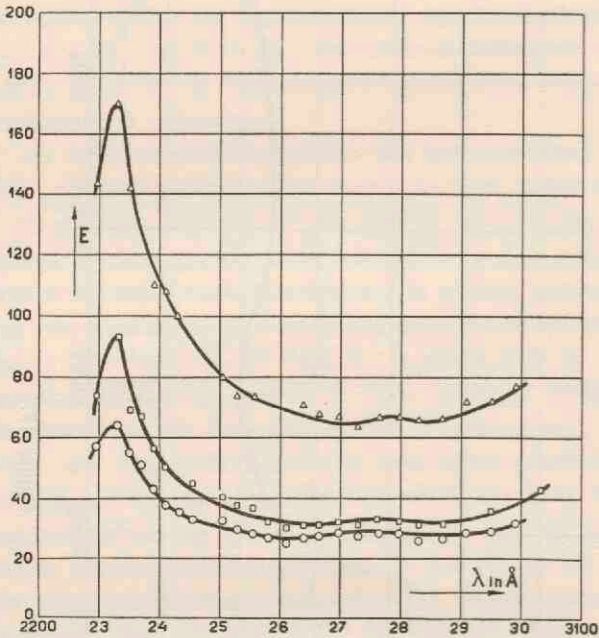


Figuur 17.

De emissie  $E$  van het continuum van de hoogtensiefboog in willekeurige maat als functie van de golflengte.



De lengte van de boog was ongeveer 2 cm, de afstand tot de kathode van de plaats waarop de metingen betrekking hebben, bedroeg ongeveer 0,3 cm.



Figuur 18.

De emissie  $E$  als functie van de golflengte voor verschillende stroomen.

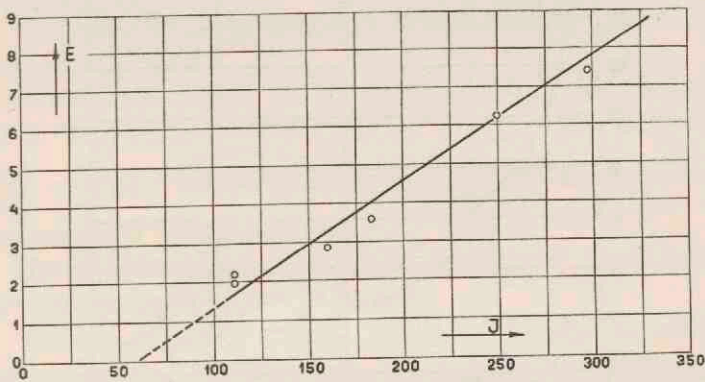
- voor 180 Amp.
- voor 250 Amp.
- △ voor 300 Amp.

Twee metingen werden verricht, bij de eene was de anode gevuld met  $\text{CaCO}_3$  en bij de andere werd een ongevlude anode gebruikt. De intensiteitsverdeling in het continue spectrum is voor beide opnamen dezelfde, behoudens een kleine afwijking bij  $\lambda = 2800 \text{ \AA}$ , waar in het geval van de vulling met Ca een extra intensiteitsmaximum in het continue spectrum optreedt.

Bij de, in het hierna volgende, beschreven waarnemingen was de anode altijd met  $\text{CaCO}_3$  gevuld.

Figuur 18 geeft het ultraviolette deel van het continue spectrum weer bij verschillende stroomsterkten. Het verloop der krommen is zoo, dat zij met elkaar tot dekking te brengen zijn, de intensiteit neemt echter wel toe met de stroomsterkte.

In Figuur 19 is bij één golflengte de intensiteit van het continuüm, geïntegreerd over de doorsnede van de witte kern, als functie van de stroomsterkte uitgezet. De spanning werd daarbij constant gehouden en de doorsneden werden op dezelfde afstand van de kathode gemaakt.



Figuur 19,

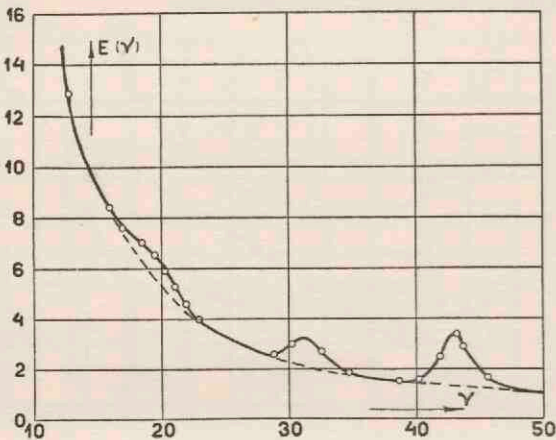
De emissie  $E$  in willekeurige maat maat van het continuüm der hoogintensiteitsboog voor dezelfde golflengte bij verschillende stroomen  $I$  in Amp.

Het gevonden verband is binnen de meetfout lineair. Extrapoleren we de rechte lijn naar de intensiteit nul, dan snijdt de rechte de abscis bij ongeveer 60 Ampère. Inderdaad is dit ongeveer de stroomsterkte, waarbij de witte kern voor het eerst zichtbaar wordt.

Tenslotte is de intensiteit van het continue spectrum bepaald in het roode spectraalgebied bij  $\lambda = 7989 \text{ \AA}$ . De gevonden intensiteit bij deze golflengte is gelijk aan die bij  $\lambda = 4778 \text{ \AA}$ .

#### § 4. Mogelijke verklaring van het continuüm.

Bij een poging om het continue spectrum te verklaren moeten we bedenken, dat de omstandigheden voor het ontstaan van een electronencontinuüm wel uitermate gunstig zijn. De stroomdichtheid in de kern is zeer groot, waaruit volgt, dat ook de electronen- en ionenconcentratie zeer groot is, wat door de aanwezigheid van vele en zeer sterke ionlijnen, die op het continue spectrum gesuperponeerd zijn, wordt bevestigd.



Figuur 20.

De relatieve emissie  $E(\nu)$  van het continuüm der hoogintensiefboog als functie van de frequentie  $\nu$  ( $\nu$  in  $\text{cm}^{-1} \times 10^{-3}$ ).

Indien het continue spectrum als een remcontinuüm beschouwd moet worden, zal de intensiteitsverdeling niet mogen afhangen van de aard van de electroden of van het gas, dat zich hiertusschen bevindt. We hebben de electroden met *Ca*-zouten gevuld en zagen daardoor geen verandering in de intensiteitsverdeling van het algemeen continuüm optreden. Slechts kwam er één klein intensiteitsmaximum bij in de buurt van  $\lambda = 2800 \text{ \AA}$ .

Dit en de aanwezige intensiteitsmaxima wijzen op recombina-  
 tiecontinua (invanging der electronen in discrete energie-  
 niveaux). Bij welke lijnreeksen dit continuum aansluit is  
 moeilijk uit te maken, daar er zoo veel soorten atomen in het  
 gas aanwezig zijn.

De waarschijnlijkheid wordt dus wel zeer groot, dat het  
 gemeten continue spectrum een electronen-remcontinuum is,  
 vertekend door een electronen-recombinatiespectrum. Of de  
 gemeten intensiteitsverdeling met deze onderstelling klopt,  
 is moeilijk te controleeren, aangezien we het aandeel van het  
 remcontinuum en het continue spectrum door recombina-  
 tie niet kunnen scheiden.

In Figuur 20 is de intensiteit  $I(\nu)$  als functie van de fre-  
 quentie  $\nu$  uitgezet.

We krijgen hieruit wel zeer sterk de indruk, dat de inten-  
 siteit omgekeerd evenredig met het kwadraat der frequentie  
 $\left(\frac{1}{\nu^2}\right)$  verloopt. Het hoofdcontinuum  $\left(\frac{1}{\nu^2}\right)$  is echter weer ver-  
 teekend door enkele maxima.

Het is wellicht mogelijk dit grondcontinuum toe te schrij-  
 ven aan de remming van electronen.

Theoretisch echter is deze hypothese moeilijk te toetsen,  
 bovendien is de snelheidsverdeling der electronen onbekend.

---

## SUMMARY

The positive electrode of a carbon-arc in air at normal pressure can be used as a standardised lightsource. The instructions for use and the method of calibration are described.

The absolute calibration shows that the emission is nearly the same as the emission of a black-body at a temperature of  $3800^{\circ}$  K in the wavelength-region from 2800—10.000 Å. In the region from 2200—2800Å the emission is much larger because of the continuous emission of the gas in the arc.

In the second chapter the measurement is described of the spectral energydistribution of the continuous spectrum near the cathode of a carbon arc in air with a current of about 250 Amps. We used the photographic method and in the ultra-violet wavelength region the new standardised lightsource.

---

# STELLINGEN

---

## I.

Indien men ter verkorting van de keuringsproef, de invloed van één der factoren welke bij het te onderzoeken proces een rol spelen versterkt, kan dit tot foutieve resultaten aanleiding geven.

## II.

De veranderingen in sterkte van Fraunhofer-lijnen van het midden van de zon naar de rand van de zonneschijf, geven M. G. Adam geheel ten onrechte aanleiding het model van Schuster van de zonneatmosfeer te verwerpen.

(Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 98, 112, 1937.)

## III.

De versterkingsopstelling door Gonsalves gebruikt, voor het meten van stralingsenergie, is onlogisch.

(V. E. Gonsalves, dissertatie Delft 1937, bladz. 52 en 63.)

## IV.

De metingen van Kreulen over de vorming van humuszuur uit steenkolen, duiden op een oxydatie in trappen.

(Kreulen, Grundzüge der Chemie und Systematik der Kohlen.)

## V.

Voor het meten van versnellingen die optreden bij de draaiing van het hoofd, kan men met voordeel gebruik maken van een electromagnetisch instrument. Hetzelfde principe kan voor het bepalen van de grootte van krachten en versnellingen in de practijk belangrijk zijn.

## VI.

Het is gewenscht dat van elke meting de waarnemer zelf een nauwkeurige discussie van de mogelijke fouten geeft.

In het bijzonder is een juiste opgave van belang waar het de bepaling van natuurconstanten betreft.

Sten von Friesen, Proc. Roy. Soc. 160, 424, 1937.

R. T. Birge, Phys. Rev. 52, 241, 1937.

Sten von Friesen, Phys. Rev. 52, 886, 1937.

R. T. Birge, " " 52, 886, 1937.











D  
Ut  
1