



Het karakter van de waterstofboog

<https://hdl.handle.net/1874/323188>

A. gw. 192. 1937.

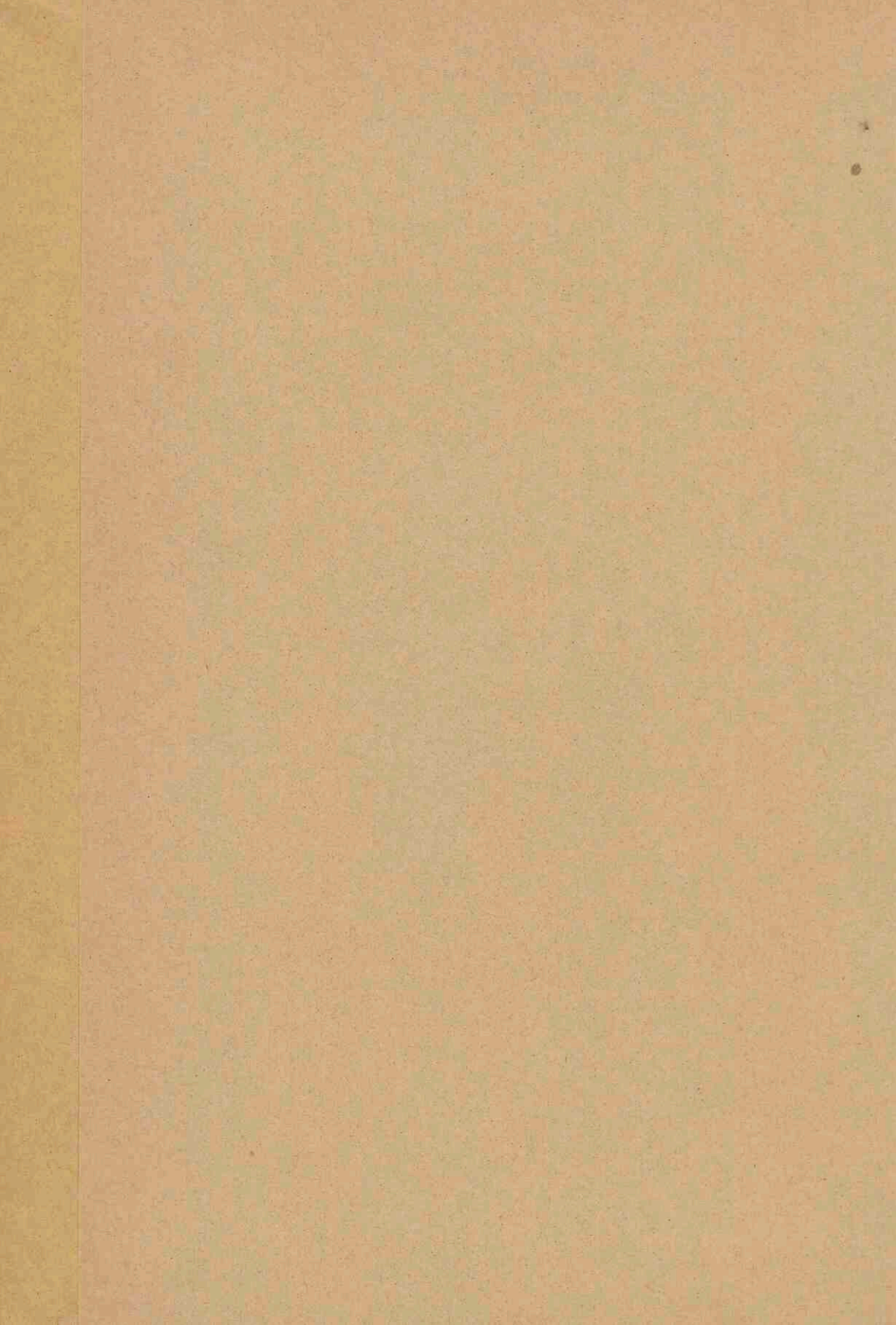
HET KARAKTER VAN DE WATERSTOFBOOG

W. R. VIJVERBERG

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

s.
cht

7



HET KARAKTER VAN DE WATERSTOFBOOG

RIJKSUNIVERSITEIT TE UTRECHT



2299 712 0

Diss. Utrecht 1937

HET KARAKTER VAN DE WATERSTOFBOOG

PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN
DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE
AAN DE RIJKSUNIVERSITEIT TE UTRECHT,
OP GEZAG VAN DEN RECTOR MAGNIFICUS
Dr. W. E. RINGER, HOOGLEERAAR IN DE
FACULTEIT DER GENEESKUNDE, VOLGENS
BESLUIT VAN DEN SENAAAT DER UNIVERSI-
TEIT TEGEN DE BEDENKINGEN VAN DE FA-
CULTEIT DER WIS- EN NATUURKUNDE TE
VERDEDIGEN OP MAANDAG 21 JUNI 1937,
DES NAMIDDAGS TE 3 UUR

DOOR

WILLEM RUDOLPH VIJVERBERG

GEBOREN TE HILVERSUM

1937

N.V. DRUKKERIJ EN UITGEVERSAK DE MERCUUR - HILVERSUM

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

AAN MIJN OUDERS

PROMOTOR:
PROF. Dr. L. S. ORNSTEIN

INHOUD

BLADZ.

INLEIDING	1
HOOFDSTUK I. Opstelling en optische meetmethode.	
§ 1. De opstelling	3
§ 2. De schakeling voor gelijk- en wisselstroom ..	5
§ 3. De fotografisch-fotometrische methode	6
§ 4. De temperatuurbepaling uit het bandenspectrum	8
§ 5. De absolute intensiteit der $H\alpha$ lijn	8
§ 6. De relatieve intensiteiten der <i>Balmer</i> lijnen	12
§ 7. De bepaling der diameters	13
HOOFDSTUK II. De metingen aan de gelijkstroomboog.	
§ 1. De kool-wolfraamboog bij 5 ampère en 1 atmosfeer	14
§ 2. De kool-wolfraamboog bij 6 ampère en 8 c.m. druk	16
§ 3. De gelijkstroomkarakteristiek	17
§ 4. De diameter en de stroomdichtheid	18
HOOFDSTUK III. De wolframwisselstroomboog.	
§ 1. De boog van 6 ampère en 1 atmosfeer	20
§ 2. De boog van $17\frac{1}{2}$ ampère en 1 atmosfeer	22
§ 3. De boog van $17\frac{1}{2}$ ampère en 68, 40, 30, 20 c.m. druk	22
§ 4. De diameters	24
HOOFDSTUK IV. De koolwisselstroomboog.	
§ 1. Bijzonderheden der metingen	25
§ 2. De verschijnselen bij de verschillende stroomsterkten	27
§ 3. De resultaten	29

**HOOFDSTUK V. De elektrische metingen aan de wissel-
stroomboog.**

§ 1. Apparatuur en methode	35
§ 2. Het verloop van stroom en spanning gedurende de periode	38
§ 3. De veldsterktemetingen bij de koolboog	42
§ 4. De veldsterktemetingen bij de wolframboog .	47

HOOFDSTUK VI. Discussie der resultaten.

§ 1. Het karakter van de boog	48
§ 2. De thermische theorie	52
§ 3. De aanslag door electronen	55
§ 4. Conclusie	56

LITERATUUR	58
------------------	----

INLEIDING.

Gedurende de laatste jaren zijn er in het Fysisch Laboratorium der Rijks Universiteit te Utrecht onderzoekingen gedaan over de boogontladingen (¹). Voor de gelijkstroomboog tussen 2 koolpolen in lucht en stikstof is door ORNSTEIN en BRINKMAN bewezen, dat deze zich gedraagt als een Boltzmann-straler (^{2, 3, 4}). Volgens heeft TER HORST (^{5, 6}) aangetoond, dat ook de wisselstroomboog tussen koolpolen in lucht met de thermische boogtheorie te beschrijven is. VAN LINGEN (⁷) liet zien, dat de koperboog in lucht en stikstof bij lage stroom electronenaanslag vertoonde, maar bij hogere stroom in een thermische boog overging.

De bedoeling van deze dissertatie is nu het karakter der boogontlading in waterstof nader te onderzoeken. Metingen aan een waterstofboog door ORNSTEIN, Mej. EYMERS en WOUDA (⁸) bij 6 ampère en 1 atmosfeer verricht, deden een thermische boog verwachten. We hebben om, ook bij lager druk te kunnen meten, de waterstofvlam, waarin de boog werd getrokken, vervangen door een dichte ballon. Tevens hebben we zo nodig de wolfraampolen door kool vervangen, om uit het dan optredende bandenspectrum de temperatuur te kunnen bepalen.

In Hoofdstuk II zijn beschreven de metingen, verricht aan een gelijkstroomboog tussen een wolfram en een koolpool, zowel bij 1 atmosfeer als bij een druk van 8 c.m. Het is opmerkelijk, dat het spectrum van het waterstofmolecuul geheel ontbreekt en ook bij geen enkele stroom en druk gevonden is. Bij 1 atmosfeer vonden we bij 6 ampère een bandentemperatuur van 4700 ° uit de banden van CN en 3500 ° uit die van C₂. Uit de verhouding van de intensiteiten der Balmerlijnen volgde met behulp der theoretisch berekende overgangswaarschijnlijkheden een temperatuur van ongeveer 3500 °. Bij 8 c.m. was er een CN bandentemperatuur onder de 4000 °, terwijl van een temperatuur uit de Balmerlijnen niet meer gesproken kon worden. De absolute-temperatuur, die uit

de intensiteit der $H\alpha$ volgde, was veel hoger dan de bandentemperatuur. Bij meting bleek dat zowel de veldsterkte als de stroomdichtheid van de waterstofboog veel groter waren dan bij de koolboog in lucht.

Om een overzicht van het karakter van de boog te verkrijgen zijn metingen gedaan aan een boog tussen wolfraamelectroden (Hoofdstuk III). Bij deze boog bleek, dat men steeds kon spreken over de temperatuur uit de verhouding van de intensiteiten der Balmer serie. Bij 7 ampère verliep deze temperatuur echter met de phase van $10.000-3000^\circ$. Het intensiteitsverloop met de phase was echter veel te gering om dit grote verschil uit de thermische theorie te kunnen begrijpen. We hebben daarna metingen uitgevoerd bij 17 ampère en drukken van 76, 68, 45, 30 en 20 c.m.

In Hoofdstuk IV is nagegaan, of de wolfraampolen de oorzaak van de door ons gevonden afwijkingen konden zijn. We hebben daarom de wisselstroomboog met koolpolen systematisch onderzocht van 2,5—40 ampère en van 1 atmosfeer tot 8 c.m. druk, steeds in 4 fasen van de boog. Hierbij bleek, dat er zeker voor een deel ook bij de koolpolen electronenaanslag aanwezig moest zijn en het werd dus van belang de daarvoor maatgevende grootheden als de veldsterkte en de stroomdichtheid in de verschillende fasen te bepalen.

Deze metingen, met een oscillograaf uitgevoerd, zijn in Hoofdstuk V beschreven. Hierbij bleek, dat er zowel quantitatief als kwalitatief verschillen met de koolboog in lucht optraden.

Tenslotte hebben we in Hoofdstuk VI de voor de boog karakteristieke resultaten samengevat en hebben nagegaan in hoeverre deze met de verschillende aanslagmogelijkheden zijn te verklaren.

HOOFDSTUK I.

Opstelling en optische meetmethode.

§ 1. De opstelling.

De boog brandt in een glazen ballon. De opstelling van de glazen ballon, die met zijn uiteinden rust op twee dwarssteunen in een zinken bak van 55 bij 35 c.m., is aangegeven in fig. 1. Voor de koeling circuleerde water door de bak en de poolbussen A en

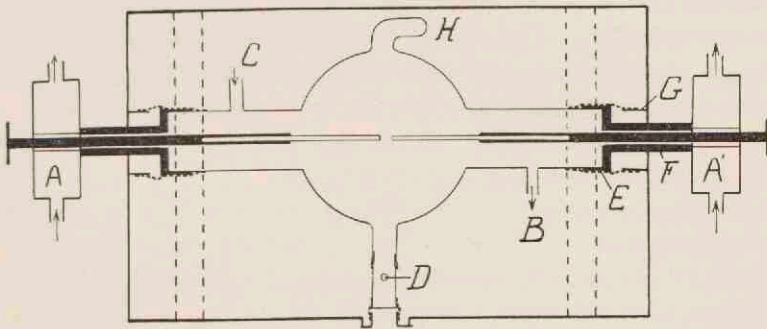


Fig. 1. Opstelling van de boog.

A¹. De ballon zelf, die een diameter van 14 c.m. had, bleef nu zo koel, dat alle dichtingen met piceïne konden geschieden. Bij B en C bevonden zich de aan- en de afvoer van de waterstof, terwijl bij D nog een extra gelegenheid voor afzuigen was aangebracht. Het bleek namelijk, dat bij doorspoeling der ballon met waterstof in de tuit altijd nog lucht overbleef. In de koperen sluitbussen (E) der ballon werden verlengstukken (F) geschroefd, waardoor de polen naar buiten de bak werden uitgevoerd. Aan de bak was een buis G van 3 c.m. lengte en 4 c.m. diameter gesoldeerd

en een stuk fietsband, dat nu zowel om E als G werd geschoven, dichtte het geheel af. Aanvankelijk verliet het licht door een slijpstuk met opgekit glasvenster via een waterlaag van 2 à 3 c.m. en een 2e glasvenster de bak. Later werd ook hier een soortgelijke dichting als bij de polen aangebracht, zodat het licht dadelijk van de ballon in de buitenlucht kwam door één enkel glasvenster. De polen waren ieder over een afstand van 3 c.m. uitschroefbaar, waardoor gedurende het branden de booglenkte bijgeregeld kon worden. De koperen poolhouders bevatten de koolpool van 5 m.m. of de wolfraampool van 3 m.m. diameter. De homogene koolpool (Conradty Noris) werd zo dun gekozen om het verlopen van de boog over de pool te beperken. Het uitgeblazen gedeelte H der ballon diende om reflectie tegen de achterwand te verhinderen. Door het verdampen der koolpolen werd de ballon echter spoedig geheel zwart.

De waterstof werd nu van de cylinder via een manometer naar de ballon gevoerd en vandaar naar een glazen vat van 6 l., om de drukvariaties in de ballon te verminderen. Langs een uitlaat-inrichting onder water, die bij 1 atmosfeer gebruikt werd om een overdruk te voorkomen en die anders afgesloten was, ging de waterstof naar een wasfles, die op een oliepomp was aangesloten. Als manometer werd een gesloten kwikmanometer gebruikt. Voor alle verbindingen was vacuumslang gekozen. Zij waren met piceïne gedicht.

In fig. 2 is de optische opstelling getekend, zoals die bij de meeste opnamen werd gebruikt. De boog B werd door middel van een achromaat L ($f = 20$ c.m.) afgebeeld op de spleet van een spectrograaf, die ongeveer 160 c.m. daarvan verwijderd was. Een diafragma

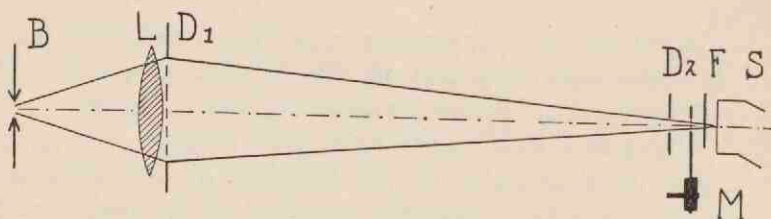


Fig. 2. Optische opstelling.

D_1 diende om de boog ten opzichte van de bandlamp, die later op dezelfde plaats gezet werd, te kunnen verzwakken. Het licht

viel dan eerst op een scherm D_2 , waarin een opening was aangebracht, die al het licht van de polen afschermd. Door de boog, die op dit scherm al een vrij scherp beeld vormde, midden op de opening af te beelden, wisten wij dan tevens, dat zij ook op het midden van de spleet stond. De synchroonmotor M , die bij de wisselstroomboog gebruikt werd, stelde ons in staat in de phase te meten. Hierna volgt de sluiting F , waarin tevens een blauw glas als filter was aangebracht, dat diende om de intensiteit der $H\alpha$ lijn ten opzichte van het overige spectrum te verzwakken. Als spectrograaf werden 3 verschillende apparaten gebruikt, waarvan de gegevens bij de afzonderlijke metingen medegedeeld zullen worden.

§ 2. De schakeling voor gelijk- en wisselstroom.

De schakeling is in fig. 3 weergegeven. Een transformator T werd primair op 220 V aangesloten. Zij was zo gewikkeld, dat we naar verkiezing 660, 550, 440 of 330 V secundair konden verkrijgen. Door middel van de schakelaars 1—6 en de kortsluitweerstand A, B, C en D , die tevens als voorweerstand voor de boog

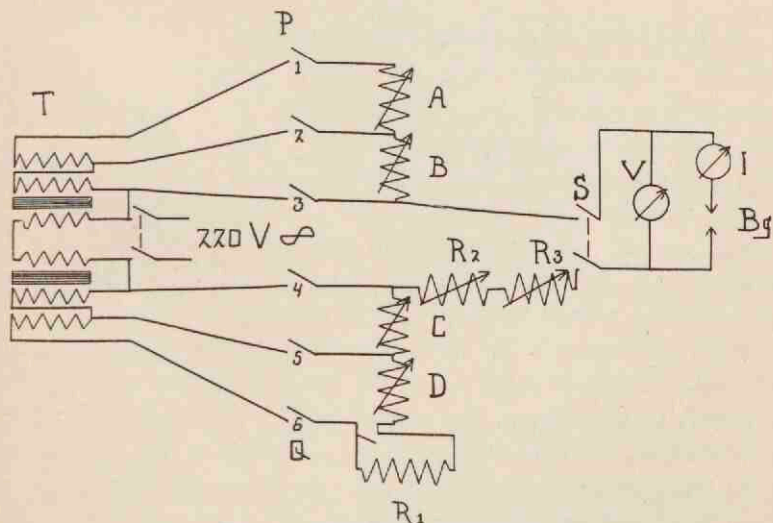


Fig. 3. Electricale schakeling.

dienst deden, konden we nu tijdens het branden van de boog de spanning verminderen, terwijl tegelijk de stroom toenam. De boog

werd aangestoken op 660 V (1 en 6 gesloten), waarbij de stroom ongeveer 2 ampère bedroeg. Kortsluiting van de lampenweerstand R_1 bracht de stroom op 5 A. Boven de 10 ampère gingen we over op 440 V (2 en 5 gesloten) en boven de 20 ampère eerst op 330 V en dan op 220 V, waarbij dan de transformator buiten werking gesteld was. De tussengelegen stromen konden verkregen worden door bijregeling der weerstanden R_2 en R_3 . Op 220 V kon een boog branden van 35 ampère, maar met een booglengte kleiner dan 2 m.m. Bij het overschakelen op groter stroom kwamen we echter boven de 40 A uit en daar de toevoerleidingen daarop niet berekend waren, gaf dit moeilijkheden, ten gevolge waarvan bij 40 A niet veel waarnemingen zijn gedaan. De tweepolige schakelaar S diende om de boog Bg stroomloos te kunnen maken, wat bij de oscillograafmetingen soms voordeel had. De ampère- en de voltmeter door I en V aangegeven, stelden ons in staat op elk gewenst ogenblik de stroom en de spanning af te lezen.

Voor de gelijkstroomboog werd dezelfde schakeling gebruikt. De schakelaars 1 t/m 6 bleven open staan en de 440 V gelijkstroombron werd bij P en Q aangesloten.

§ 3. De fotografisch-fotometrische intensiteitsmeting.

Bij de intensiteitsmeting, die geheel volgens de Utrechtse methode⁽⁹⁾ geschiedde, werd het spectrum van boog en standaardlamp (bandlamp) opgenomen op Ilford Special Rapid Panchromatic Plates, die voor het golflengtegebied van 6500—3860 Å het best voldeden. De banden en lijnen werden in hetzelfde spectrum of vlak na elkaar met alleen een diafragma-verandering opgenomen. De belichtingstijd van boog en lamp werd door die diafragmering zoveel mogelijk gelijk gekozen en verschilde nooit meer dan een factor 3. De spleet der spectrograaf moest soms voor de standaardlamp 2 maal zo breed worden genomen om genoeg intensiteit te verkrijgen. De platen werden in Rodinal 1 : 20 of in Metolborax gedurende 6 minuten ontwikkeld. Bij het fotometreren werd er bijzonder opgelet, dat de lijnen op dezelfde plaats in het spectrum doorgemeten werden. Als regel werden boog en lamp beide door het filter opgenomen, zodat daarvoor niet gecorrigeerd behoefde te worden. In de gevallen, dat de intensiteit der bandlamp dan echter onvoldoende was, werd het filter afzon-

derlijk fotografisch in de opstelling geijkt. Zo nodig werd na elke serie metingen de doorlating van het glas der buis bepaald, terwijl tevens eenmaal werd geconstateerd, dat de waterlaag voor $H\alpha$ en $H\delta$ eenzelfde verzwakking teweegbracht.

De bandlamp was volgens de Utrechtse methode geijkt (¹⁰*), zodat bij iedere stroomsterkte de ware temperatuur bekend was. Door de stralingsenergie volgens de formule van Planck te vermenigvuldigen met de emissiecoëfficiënt van wolfram voor de betrokken golflengte en temperatuur vonden we de energie, die door de lamp werd uitgezonden. Door een aantal opnamen met stroomsterktevariatie te maken, verkregen we dus voor iedere plaat het verband tussen zwarting en opgevallen energie.

De fotogrammen van lijnen en banden werden met behulp van het toestel van WOUDA (¹¹) omgezet in intensiteitskrommen en hiervan werden na correctie voor de aanwezige ondergrond de oppervlakten met de planimeter bepaald. Het meten van deze oppervlakte-intensiteiten was noodzakelijk door het grote verschil in lijnvorm tussen de verschillende lijnen der Balmer serie. Bij de verhouding der lijnen is gecorrigeerd voor de dispersie. De nauwkeurigheid van een lijnverhouding zal bij $H\alpha/H\beta$ ongeveer 10 % zijn geweest. Voor $H\gamma$ en $H\delta$ is zij kleiner door de grotere lijnbreedte en het minder goed bekend zijn der continue-grond, waarvoor gecorrigeerd moest worden.

Bij de berekening der absolute intensiteit der $H\alpha$ -lijn werd de energie in ergen bepaald uit het oppervlak der intensiteitskromme. Verder werden in rekening gebracht de factoren, die bij de afbeelding van boog en lamp verschilden:

- a. de ruimtehoek waaruit de straling afkomstig is (bepaald door de diameter van het diafragma en de afstand van de lens tot de boog);
- b. het verschil in spleetbreedte;
- c. het verschil in vergroting;
- d. het verschil in belichtingstijd (deze factor, die altijd < 3 was, is evenredig met de tijd genomen);
- e. een factor voor een filter, dat slechts bij de boog werd gebruikt;
- f. een correctie voor het glas van de bak, de waterlaag, en het glas der buis.

*) Voor het uitvoeren van deze ijkingen ben ik Dr. D. Vermeulen zeer erkentelijk.

Nadat deze factoren in rekening zijn gebracht, kennen we de straling die komt van een gaszuiltje van de boog met 1 c.m.² oppervlak en als diepte de dikte der stralende gaszuil. Voor deze diepte namen we bij een bewegende boog $\frac{3}{4}$ van de diameter. Bij een stilstaande boog hangt zij af van de plaats, waar de boog doorgefotometreerd is. Door de onnauwkeurigheid van de factor $\frac{3}{4}$, door de onzekerheid in de diameter en het niet stilstaan van de boog is een fout van een factor 2 hier wel mogelijk, maar in § 6 zal blijken, dat de absolute-temperatuur daardoor niet veel verandert.

§ 4. De temperatuurbepaling uit het bandenspectrum.

De temperatuurbepaling geschiedde volgens de methode van ORNSTEIN en BRINKMAN (¹⁵, ¹⁶) uit de verhouding der intensiteiten der bandenkoppen van de CN bandengroep bij 3880 en 4220 Å en voor de C₂ groep bij 5165 Å. Uitvoerig is deze methode voor CN 3880 reeds beschreven door TER HORST (⁵). Men kan bij verschillende gegeven temperaturen, rekening houdende met de overgangswaarschijnlijkheden der trillingsniveau's en met de temperatuurbezetting daarvan, de verhouding berekenen voor de gezamenlijke intensiteit van alle rotatielijnen, afkomstig van verschillende vibratieovergangen, die tussen 2 bandenkoppen liggen.

Wanneer we dus omgekeerd de verhouding der intensiteiten uit het spectrum bepalen, kunnen we uit onze berekende kromme de temperatuur aflezen. Voor de CNband bij 4220 Å (overgangen 0—1; 1—2; 2—3) en de C₂ groep bij 5165 Å (overgangen 0—0 en 1—1), waarvan de overgangswaarschijnlijkheden gemeten waren (¹⁴, ¹⁵), hebben wij deze berekeningen uitgevoerd. De rangnummers der rotatielijnen, die in de desbetreffende koppen voorkomen, zijn berekend naar de gegevens van JEVONS (¹³) en SHEA (¹²). De resultaten zijn samengevat in fig. 4. Bij de CN-banden waren 3 en bij de C₂ banden 2 koppen beschikbaar. Bij het uitmeten bleek de 3e kop altijd minder nauwkeurig bepaald dan de beide andere. De nauwkeurigheid der temperatuurbepaling kan per meting gesteld worden op 500 ° K.

§ 5. De absolute intensiteit der H α lijn.

De intensiteit der H α lijn kan worden voorgesteld door:

$$I_{\alpha} = \sum_k h \nu_k A_{\alpha k} N_{\alpha k}$$

erges per sec. per c.m.³ in alle richtingen uitgezonden.

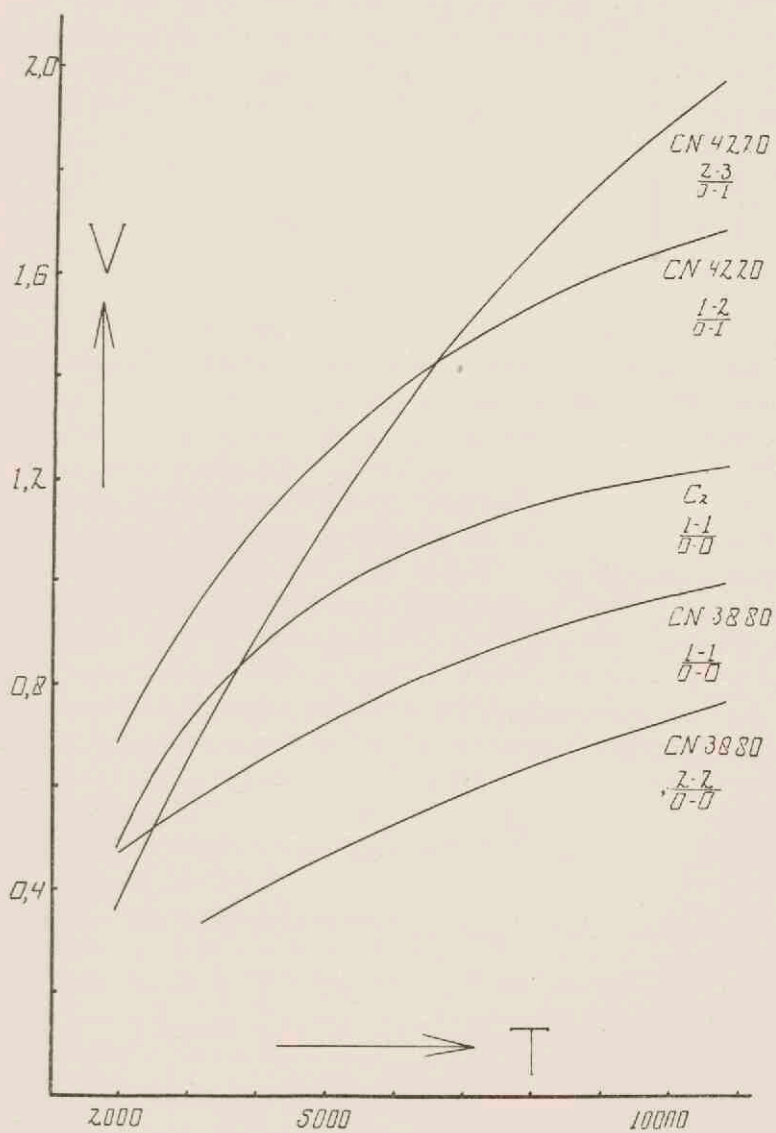


Fig. 4. Verloop van de intensiteitsverhouding der bandenkoppen met de temperatuur.

Hierin is ν_k de frequentie,
 $A_{\alpha k}$ de overgangswaarschijnlijkheid,
 $N_{\alpha k}$ het aantal deeltjes aanwezig in de begintoestand,
 h de constante van Planck,
 gesommeerd over k , omdat iedere Balmerlijn uit 3 componenten bestaat.

In het geval van de Boltzmann-straling is:

$$N_{\alpha} = N \frac{g_{\alpha} e^{-\frac{E_{\alpha}}{kT}}}{\sum_i g_i e^{-\frac{E_i}{kT}}}$$

waarin N het totale aantal deeltjes per c.m.³ en g het statistisch gewicht van de beschouwde toestand.

Voor de grondtoestand geldt:

$$N_0 = N \frac{g_0}{\sum_i g_i e^{-\frac{E_i}{kT}}}$$

zodat

$$N_{\alpha} = N_0 \frac{g_{\alpha}}{g_0} e^{-\frac{E_{\alpha}}{kT}}$$

en daar het eerste niveau bij waterstof reeds 10 volt boven het grondniveau ligt, mogen we N_0 zeker vervangen door N .

$$I_{\alpha} = \frac{N h \nu_{\alpha}}{g_0} e^{-\frac{E_{\alpha}}{kT}} \sum_k g_{\alpha k} A_{\alpha k}$$

als we het geringe energie- en frequentieverschil der componenten weglaten.

De $\sum g_{\alpha k} A_{\alpha k}$ is berekend uit de door BETHE (18) gegeven waarden der A_k . We vonden dan $0,43 \cdot 10^8$.

Nu vullen we voor $N = P k T$ in ($k =$ constante van Boltzmann) en wanneer we dan de druk P in c.m. kwik en de T in $^{\circ}K$ uitdrukken komt er:

$$I_{\alpha} = 1,14 \cdot 10^{17} \frac{P}{T} 10^{-\frac{60600}{T}}$$

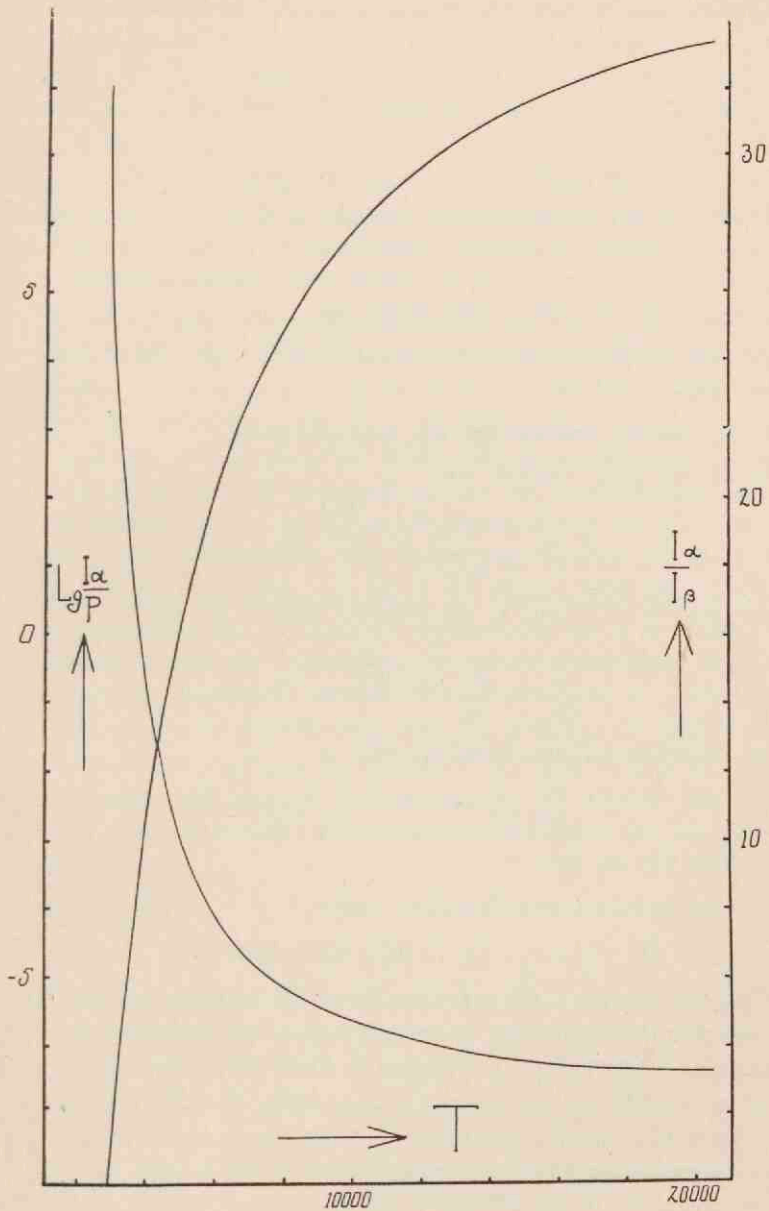


Fig. 5. De absolute- en de bezettingstemperatuur als functie van de intensiteit der Balmerlijnen.

Omdat met het oog op de gegevens der bandlamp de straling per ruimtehoek nodig is, delen we dit door 4π en vinden dus:

$$\frac{I_a}{P} = \frac{9,110^{15}}{T} 10^{-\frac{60600}{T}}$$

(per c.m.³, per ruimtehoek, per secunde).

Deze functie hebben we in fig. 5 tegen T uitgezet. We zullen de aldus gevonden temperatuur in het vervolg als de absolute-temperatuur aanduiden. De kromme loopt zeer steil met de absolute-temperatuur op, zodat zelfs een factor 2 toch nog slechts een temperatuurverschil van 150° geeft (bij 5000° K).

§ 6. De relatieve intensiteiten der Balmerlijnen.

In de vorige § vonden we:

$$I_a = \frac{N h \nu_a}{g_o} e^{-\frac{E_a}{kT}} \sum_k g_{ak} A_{ak}$$

Als we $O = \nu \sum_k g_k A_k$ stellen, vinden we dus:

$$\frac{I_a}{O_a} = \frac{N h}{g_o} e^{-\frac{E_a}{kT}} = c e^{-\frac{E_a}{kT}}$$

Voor de andere lijnen komt er dan:

$$\frac{I_\beta}{O_\beta} = c e^{-\frac{E_\beta}{kT}}$$

enz. voor $H\gamma$ en $H\delta$.

Uit de getallen van Bethe volgt:

$$O_\alpha : O_\beta : O_\gamma : O_\delta = 10 : 4,6 : 2,42 : 1,37.$$

Indien we dus log. I/O uitzetten tegen de energie van het beginniveau der Balmerlijn, moet een rechte lijn ontstaan, uit welke helling de temperatuur te bepalen is. Deze lijn zullen we in 't vervolg aanduiden als de bezettingslijn, de bijbehorende temperatuur als de bezettingstemperatuur. Deze bezettingstemperatuur ($T_{\alpha\beta\gamma}$) bepaalden we in de meeste gevallen uit de verhouding I_α/I_β . Hiervoor geldt

$$\frac{I_\alpha}{I_\beta} = \frac{O_\alpha}{O_\beta} e^{\frac{E_\beta - E_\alpha}{kT}} = 2,16 10^{\frac{3320}{T}}$$

Ook deze verhouding hebben we in fig. 5 tegen de temperatuur uitgezet.

Wanneer de relatieve intensiteiten der B a l m e r lijnen bekend zijn, benevens de absolute intensiteit der H_{α} , dan is natuurlijk ook de absolute intensiteit der andere lijnen bekend. Deze geven echter een andere absolute-temperatuur, zodra de bezettings-temperatuur en de absolute-temperatuur der H_{α} verschillen.

§ 7. De bepaling der diameters.

Bij het berekenen der absolute intensiteit is het nodig te weten van welke ruimte de straling afkomstig is, waarvan we de energie meten. Daar de boog dwars op de spectrograafspleet afgebeeld werd, is in het midden de straling afkomstig van een gaszuiltje, met de diameter van de boog als dikte. Om deze diameter te bepalen werd de boog $6 \times$ vergroot op een vel m.m. papier afgebeeld. De diameter werd nu bij gelijkstroom direct en bij wisselstroom na tussenplaatsing van de synchroonmotor visueel gemeten. Een fotografische methode was door de bewegelijkheid van de boog niet mogelijk. Bij de wolframboog werd de rode kern en indien aanwezig ook de blauwe wolframzoom gemeten. Bij de koolboog altijd de groene bandendiameter en indien zichtbaar ook de rode kern. In tegenstelling met de straling, die altijd van de zichtbare diameter afkomstig is, kan de diameter van de stroomdoorgang groter zijn dan het zichtbare deel. We vinden dus met behulp van deze diameters voor de stroomdichtheid een bovenste grens.

HOOFDSTUK II.

De metingen aan de gelijkstroomboog.

§ 1. De kool-wolfraamboog bij 5 ampère en 1 atmosfeer.

De boog bestond uit een rode kern van 0,3 m.m. en een groene zoom van 1,2 m.m. straal. De diameter van de groene zoom is veranderlijk, omdat de koolpool niet altijd even snel verdampt. De stikstof voor het CN spectrum is gedeeltelijk bij de doorspoeling in de ballon achtergebleven, gedeeltelijk wordt zij als verontreiniging in de waterstof aangevoerd en voor het overige deel is zij uit de polen afkomstig. De boog en de bandlamp werden vanaf dezelfde plaats met een kwarts-fluorieth achromaat ($f = 25$ c.m.) afgebeeld op de spleet van een Hilger E_1 kwartsspectrograaf. De spleetbreedte was in beide gevallen 50μ . Door het aanbrengen van een diafragma op de lens, waartegen bij deze spleetbreedte geen bezwaar was (¹⁹), kon zowel voor boog als lamp een belichtingstijd tussen 10 en 30 seconden gebruikt worden. De dispersie der spectrograaf verliep van $52,5 \text{ \AA}/\text{m.m.}$ voor $H\alpha$ tot $10,4 \text{ \AA}/\text{m.m.}$ voor 3850 \AA . Bij de temperatuurbepaling werd voor iedere bandenkop een afzonderlijke zwartingskromme gemaakt, terwijl met het dispersieverloop rekening werd gehouden. De veldsterkte werd bepaald uit de spanningstoename bij vergroting der booglengte, terwijl de stroom constant gehouden werd. Indien de koolpool anode was, stond de boog vrij rustig, maar met de wolframpool als anode maakte zij een sterk draaiende beweging. Het wolframspectrum was dan sterker en als gevolg daarvan was de verbrede $H\delta$ niet meer te meten. De wolfraamlijn bij 4346 \AA , die in de $H\gamma$ ligt, is zo goed mogelijk afgetrokken. In dit geval zijn de CN banden bij 4220 \AA te zeer door wolfraamlijnen gestoord, om voor een temperatuurbepaling gebruikt te kunnen worden. In fig. 6 hebben we de bezettingslijn voor de beide gevallen getekend. De energie der niveau's is geteld vanaf het eindniveau

der Balmer serie bij 10,15 volt. In Tabel I zijn de uitkomsten van deze metingen samengevat. Opvallend is het grote verschil tussen de beide bandentemperaturen. De mogelijkheid, dat de C_2 van een andere plaats uit de boog kwam als de CN, kon door de

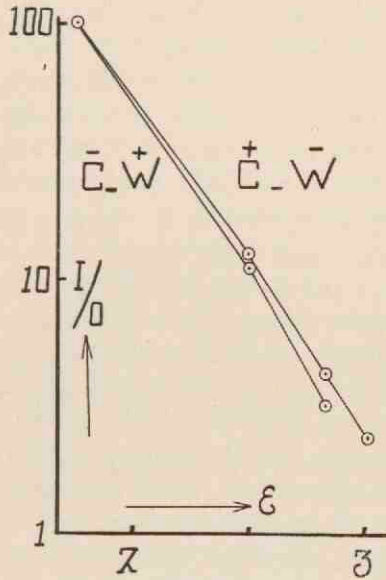


Fig. 6. Bezettingslijn der C-W boog.

bewegelijkheid van de boog niet getoetst worden. Het niet recht zijn der bezettingslijn treedt in alle spectra op. Bij de bepaling der absolute-temperatuur is aangenomen, dat de straling alleen afkomstig was van de zichtbare rode kern. Nemen we de groene kern als maat voor het stralend oppervlak, dan wordt zij 600° lager.

TABEL I

P76 5A	$E \text{ V/cm}$	W	$T_{\alpha\beta}$	$T_{\beta\gamma}$	T_{C_2}	$T_{CN_{38}}$	$T_{CN_{42}}$	T_{abs}
$\begin{matrix} + - \\ C-W \end{matrix}$	126	weinig	3650	3250	3400	4600	4800	8000
$\begin{matrix} + - \\ C-W \end{matrix}$	192	veel	3450	2850	3500	4800	—	7800

§ 2. De kool-wolframboog bij 6 ampère en 8 c.m. druk.

Indien electronenaanslag de oorzaak is van het niet overeenstemmen der verschillende temperaturen in § 1, zullen deze verschillen bij lager druk nog sterker moeten zijn. We zijn daarom overgegaan tot een druk van 8 c.m. In dit geval was het tevens mogelijk bij een belichtingstijd van 1 seconde een stilstaande boog op te nemen, waardoor we in staat waren langs grafische weg (⁴) het verloop van de intensiteit met de straal van de boog te berekenen, waarbij de cylindersymetrie van de boog ondersteld moet worden. De intensiteit van het bandspectrum is sterk afgenomen, zodat alleen CN 3880 nog intensief genoeg waren om voor een temperatuurbepaling te worden gebruikt. De rode diameter van de boog is tot ongeveer 1 m.m. toegenomen, terwijl de blauwe diameter, afkomstig van de cyaanbanden, niet veel breder is. Bij 4 ampère waren er nog striae in de boog zichtbaar, die echter bij 6 ampère verdwenen waren. De veldsterkte nam met de druk af en bedroeg nog 92 V/c.m. Om in 1 sec. een opname te kunnen maken, gebruikten we een F ü s s' glasspectrograaf, met een dispersie van 79 Å/m.m. bij H α en 10,8 Å/m.m. bij CN 3880. Het boogspectrum werd opgenomen bij een spleet van 15 μ . Om ook de zwartingsmerken in 1 sec. sterk genoeg te kunnen verkrijgen, werd het filter verwijderd en de spleet op 50 μ gebracht. Het filter werd bij langere belichtingstijd gebruikt, terwijl nagegaan werd of de spleetbreedte-variatie geoorloofd was. De temperatuur verliep van het midden der afbeelding naar de rand over een afstand overeenkomende met de zichtbare boogstraal van 3800—3650 ° K. De temperatuur in het centrum van de boog zal dus zeer waarschijnlijk onder de 4000 ° blijven. Van de waterstoflijnen en de eerste bandenkop der CN 3880 geeft fig. 8 het verloop van centrum naar rand weer. We zien, dat de diameter der banden toch nog breder is dan die der waterstoflijnen.

In fig. 7 is op 6 verschillende plaatsen van de boog de bezettingslijn getekend. Het blijkt, dat het verloop van I_{α}/I_{β} van kern naar rand sterk is. Afgezien van een kleine daling, die op de grens der meetnauwkeurigheid ligt, neemt de I_{α}/I_{β} steeds toe, dus de $T_{\alpha\beta}$ steeds af. De $T_{\alpha\beta}$ verloopt van 9500—3500 ° K. De bezettingslijn is sterker gekromd dan bij 1 atmosfeer het geval was.

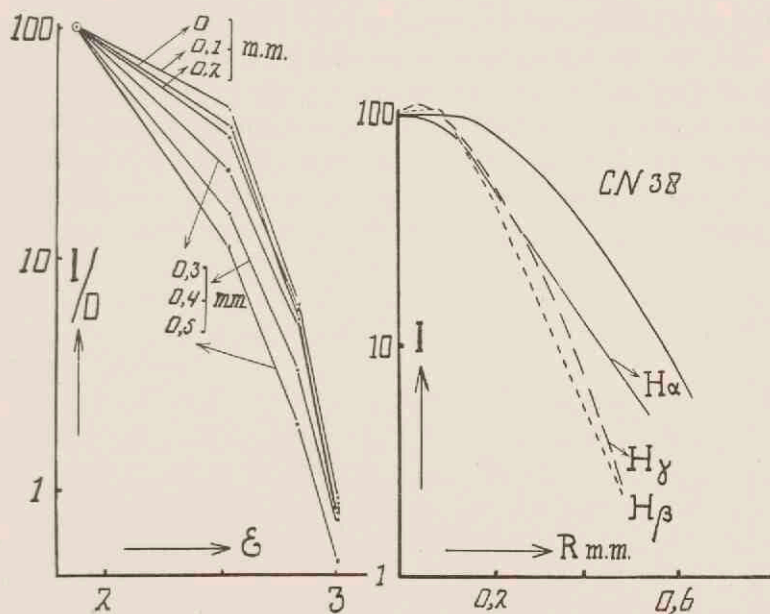


Fig. 7. Verandering der bezettingslijn met de straal. Fig. 8. Radiale intensiteitsafval.

De berekende absolute intensiteit geeft een absolute-temperatuur van 10500°K . Voor de boogdiameter, die bij deze berekening gebruikt wordt, is de waarde van de rode kern en de blauwe bandenzoom gemiddeld. Bij de lage druk is het verschil tussen bandentemperatuur en absolute-temperatuur nog groter geworden.

§ 3. De gelijkstroomkarakteristiek.

Daar de veldsterkte bij electronenaanslag een zeer belangrijke rol speelt, hebben we haar als functie van stroom en druk bepaald. De booglengthe werd bij constante stroom gevarieerd van 1 tot 6 m.m., in welk gebied de spanning lineair met de lengte toenam. Bij hoge stroom en druk ontstonden moeilijkheden door de kromming van de boog, waardoor de lengte niet goed te bepalen was. In fig. 9 en 10 hebben we de gevonden waarden voor de wolfram en de koolpolen afzonderlijk samengevat. We zien, dat er quantitative verschillen bestaan, die echter niet zeer groot zijn.

Wanneer we één wolfraampool en één koolpool namen, kregen we waarden, die tussen de waarden van fig. 9 en 10 inlagen. Wanneer men de rechte, die het verband geeft tussen boogspanning en booglengte, extrapoleert tot lengte nul, vindt men de som van anode en kathodeval. Hierbij bleek, dat er boven 5 A geen duidelijk verschil tussen de wolframboog en de koolboog bestond. Bij stromen lager dan 5 A bleef de waarde van deze som bij de

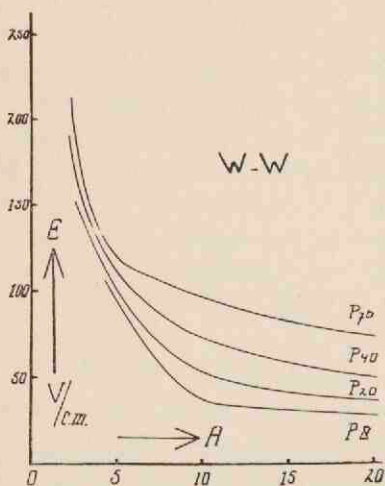


Fig. 9.

Veldsterkten van de gelijkstroomboog.

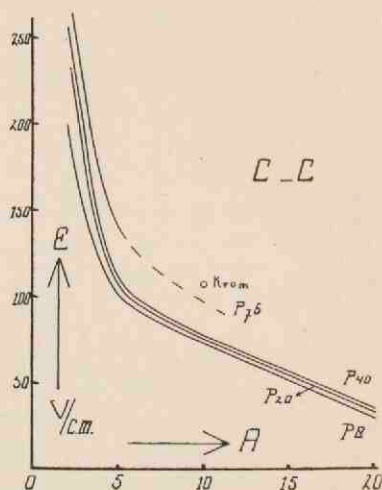


Fig. 10.

koolboog ongeveer 50 V, terwijl ze bij de wolframboog opliep en bij 2 A reeds 90 V bedroeg. Wanneer we deze veldsterkten vergelijken met de koolboog in lucht (⁴) blijkt, dat de waarden in ons geval veel hoger zijn.

We krijgen hier dus wel de indruk, dat de metaalpolen de afwijkende resultaten van lucht en waterstofboog niet veroorzaken.

§ 4. De diameter en de stroomdichtheid.

Om de gemiddelde stroomdichtheid te kunnen bepalen, hebben we de diameter nodig. Deze werd visueel bepaald. We zullen hier volstaan met het geven van enkele getallen, omdat de diameters van de wisselstroomboog in Hoofdstuk III en IV gecombineerd werden met optische metingen en dus veel belangrijker zijn. Het is

natuurlijk de vraag, of alleen de zichtbare diameter de stroom voert, maar bij de koolboog in lucht, waarmede we onze gegevens willen vergelijken, is hetzelfde ondersteld (⁵).

Voor de wolfram boog komen we dan tot stroomdichtheden van 2500 A/c.m.² (bij 1 atmosfeer) en 600 A/c.m.² bij 8 c.m. druk, indien de rode kern alle stroom zou voeren. Bij lagere druk treedt echter een blauwe zoom op, waarin het wolframspectrum wordt uitgezonden. Nemen we aan dat de stroom over deze blauwe diameter verdeeld wordt, dan is de stroomdichtheid bij 1 atmosfeer nog steeds 2500 A/c.m.² (geen blauwe zoom zichtbaar), maar dan is zij bij 8 c.m. druk tot 150 A/c.m.² gedaald.

Bij de koolboog komen we bij 1 atmosfeer voor de rode kern op 1000 A/c.m.² en voor de groene op 150 A/c.m.². Bij 8 c.m. druk gaat de boog, waarin bijna geen banden meer optreden en een gemiddelde stroomdichtheid van 200 A/c.m.² bestaat, over in een striae-ontlading, waarbij de stroomdichtheid daalt.

Vergelijkt men deze waarden met de koolboog in lucht, dan blijkt in ons geval, zelfs als we de grootste diameter aannemen, de stroomdichtheid steeds een factor 3—4 groter te zijn.

HOOFDSTUK III.

De wolframwisselstroomboog.

Toen uit de metingen aan de gelijkstroomboog bleek, dat de wolfraampolen ongeveer dezelfde resultaten gaven als de koolpolen, zijn we er toe overgegaan met 2 wolfraampolen te meten. Dit heeft het voordeel, dat de Balmer serie bij 1 atmosfeer in het geheel niet en bij lager druk alleen door het wolfraamspectrum gestoord wordt. Om de verandering van het intensiteitsverval langs de serie eenvoudig voor verschillende stroomsterkte en druk te kunnen bepalen, werden de metingen uitgevoerd in de verschillende fasen van een wisselstroomboog *).

§ 1. De boog van 6 ampère en 1 atmosfeer.

Om een bandenspectrum van regelbare intensiteit te verkrijgen, werd een deel der waterstof door benzol geleid. Door toevoeging van een geringe hoeveelheid benzoldamp nam de groene diameter van de boog sterk toe, totdat deze als een bol tussen de polen stond. De rode diameter veranderde daarbij in het geheel niet. De boog brandde op een wisselspanning van 660 V. Als motor werd een kleine synchronomotor met 3000 toeren per minuut gebruikt, voorzien van een schijf met één opening. Daar we niets afwisten van het verloop van stroom en spanning met de tijd, onderstelden we dat symmetrisch. Midden tussen de beide punten, waar, in de phase gezien, de boog verdween, namen we het maximum aan. Later bleek, dat onze motor tegen de phasetijd indraaide, zodat onze metingen in het maximum en 30, 50 en 61° daarvoor plaats vonden.

Om de boog voor het maximum en -30° niet al te veel te moeten diaframeren, werd de bandlamp door middel van een 2e lens zo afgebeeld, dat nog een vergroting 3 overbleef.

*) Aan O. Koefoed betuig ik mijn dank voor zijn hulp bij de in dit hoofdstuk beschreven metingen.

Als spectrograaf werd een Hilger E₂ kwartsspectrograaf gebruikt met een dispersie van 135 Å/m.m. bij H α en 31 Å/m.m. bij CN 3880. Alle verder nog te beschrijven spectra zijn met deze spectrograaf opgenomen. Voor de boog werd een spleet van 17½ en voor de zwartingsmerken een spleet van 35 μ gebruikt. Achteraf werd door het opnemen van 2 volledige zwartingskrommen nagegaan, of dit geoorloofd was. Zowel de boog als de lamp werden door het blauwe filter opgenomen. Tengevolge van de grote breedte der Balmerlijnen en de aanwezigheid van een continue-grond, was de H δ slecht te meten. De absorptie van de combinatie glas van de buis, water, glas van de bak werd in rekening gebracht.

De bandentemperaturen bleken met deze variabele benzolconcentratie onbetrouwbaar. Als gemiddelde kunnen we zeggen, dat deze temperatuur tussen 4500 en 5500° K gelegen zal hebben.

De bezettingslijn was overal een rechte, waaromheen bij H γ een 10 % en bij H δ een 20 % spreiding optrad, als gevolg der onzekerheid in de continue-grond. De spreiding voor de verschillende spectra voor éénzelfde fase was veel groter. De oorzaak hiervan is, dat de boog niet stilstaat maar verspringt, zodat we de éne maal gemiddeld meer in de kern en de andere meer in de rand zullen meten. Tevens zal later blijken, dat de stroom en spanningsverdeling over de periode afhangt van de booglengthe. Een verschil in booglengthe bij de opnamen heeft dus hetzelfde effect als een verschil in fase.

In tabel II hebben we de uitkomsten samengevat. Voor elke fase werden gemiddeld 4 spectra uitgemeten. Het gemiddelde van de gevonden absolute-temperaturen is opgegeven. Van de bezettingstemperaturen zijn de uiterste waarden opgegeven, benevens de daarbij behorende waarden van I_{α}/I_{β} .

TABEL II

P76 6A	T_{abs}	$T_{\alpha\beta\gamma}$	I_{α}/I_{β}
Max	10100	11500—9500	4.3— 4.9
— 30°	10200	7500—6500	6.0 · 7.0
— 50°	8800	5500—4000	9.5—15.3
— 61°	8200	3200—3000	24 —27.5

We zien hier, dat de absolute-temperatuur wel met de fase afneemt, maar lang niet zo snel als de bezettingstemperatuur.

§ 2. De boog bij $17\frac{1}{2}$ ampère en 1 atmosfeer.

Nu gebleken was, dat de bandtemperatuur door de benzolbijmenging toch niet nauwkeurig bepaald kon worden, hebben we de benzol weggelaten, waardoor tevens de kans op continuegronden minder werd. In het maximum was er nu ook bij een sterk overbelicht spectrum geen continue-grond op de plaat te zien. Bij deze sterke stroom begonnen ook reeds bij 1 atmosfeer de wolfraampolen te verdampen, waardoor een zwakke blauwe zoom om de boog zichtbaar werd en enige smalle wolframlijnen in het spectrum verschenen. Bij -70° moest voor $H\beta$, $H\gamma$ en $H\delta$ een continue-grond afgetrokken worden. De belichtingstijd was voor de lamp 30 sec. en voor de boog, die hier op 440 V. brandde, 15—60 sec.

De resultaten zijn samengevat in tabel III.

TABEL III

P76, $17\frac{1}{2}$ A	T_{abs}	$T_{bez.}$	I_a/I_β
Max	11500	23000—13000	3.1—4.1
-70°	9600	6800—5800	6.7—8.3

Ook hier was het verschil in helling tussen de bezettingslijnen van één phase onderling veel groter dan de afwijking van de punten voor de enkele lijn. Bij de berekening van de absolute-temperatuur is het gemiddelde voor de rode en de blauwe diameter gebruikt. Opvallend is hier, dat in het maximum de bezettingstemperatuur boven de absolute-temperatuur uitkomt.

§ 3. De boog bij $17\frac{1}{2}$ A en 68, 40, 30 en 20 c.m. druk.

Bij deze en de volgende metingen is een andere synchronomotor gebruikt, eveneens van 3000 toeren per minuut en voorzien van een schijf met 1 opening. Bij de opstelling van deze motor bleek, dat de vroegere metingen in de oplopende stroomhelft der phase waren gedaan. Daar bij enige oscillogrammen reeds was gebleken, dat de boog in de dalende stroomhelft stabielier was, werd deze nu voortaan gebruikt.

Met afnemende druk neemt zowel de rode diameter als de blauwe wolframzoom toe. De lijnverbreding neemt met de druk

af. Bij 10 c.m. druk overheersten de wolfraamlijnen het spectrum zodanig, dat de Balmerlijnen niet meer meetbaar waren.

Om de invloed van de voeten der lijnen te verminderen, zijn deze metingen gedaan met een brede spleet van 80μ , wat hier mogelijk was, daar geen bandenspectrum optrad. De bandlamp kwam op de plaats van de boog en werd nu met dezelfde lens en spleet door het filter heen opgenomen. Een diafragmering op de lens was het enige verschil tussen boog en lamp. De belichtingstijd liep van 15 tot 60 seconden. Wanneer de continue-grond niet goed meetbaar was, werd haar verhouding tot de topintensiteit der lijn in een donkerder spectrum bepaald. Al deze 55 spectra- en 28 zwartingsmerken zijn opgenomen op 2 tegen elkaar verpakte 10×15 panchromatische platen, waarvan steeds de helft werd belicht en die samen ontwikkeld werden. In tabel IV geven we een overzicht der metingen. Wanneer meer dan één spectrum uitgemeten is, geven we de gemiddelde waarde.

TABEL IV

P68	T_{abs}	T_{bez}
Max.	11500	9100
+ 40°	10500	7900
+ 60°	9100	6000

P40	T_{abs}	T_{bez}
Max.	10400	7200
+ 40°	9400	6600
+ 60°	8900	5100

P30	T_{abs}	T_{bez}
Max.	9500	9300
+ 40°	9600	6200
+ 60°	9500	3350

P20	T_{abs}	T_{bez}
Max.	10300	6800
+ 40°	9300	4700
+ 60°	9900	3450

De absolute-temperatuur voor H_{α} is gemiddeld over de rode en de blauwe diameter. Het verschil bedroeg echter nooit meer dan 700° . We zien dus, dat de absolute-temperatuur met de druk niet zo veel verandert. Daar de grootheid I/P deze temperatuur bepaalt, betekent dit, dat I ongeveer evenredig is met P . De bezettingstemperatuur neemt sterk met P af.

§ 4. De diameters.

Van een 6 maal vergroot beeld werd de diameter in m.m. nauwkeurig bepaald. Groter nauwkeurigheid was wegens de beweeglijkheid van het beeld en het feit, dat de omtrekken niet scherp zijn, niet te bereiken. De fout in de diameter zelf is 0,2 m.m.

Deze diameters zijn gemeten in aansluiting op de oscillogrammen van hoofdstuk V, om dan met behulp van de momentaanstroom ook de momentane stroomdichtheid van de wisselstroomboog te kunnen bepalen.

De wolframboom heeft op de koolboom voor, dat ook bij lagere druk de rode diameter nog bepaald kan worden. De diameter van de blauwe zoom is een onderste grens, want deze eindigt zeer onscherp.

Het opmerkelijke van de diameters, die in fig. 11 zijn samengevat, is, dat ze bij extrapolatie naar phase 0 en 180 de waarde nul geven. Dit is geheel in afwijking met de koolboom in lucht (⁵), waar de diameter veel trager schijnt te reageren.

De stroomdichtheden, die met deze diameters overeenkwamen, bleken van dezelfde orde als bij de wolframgelijkstroomboog.

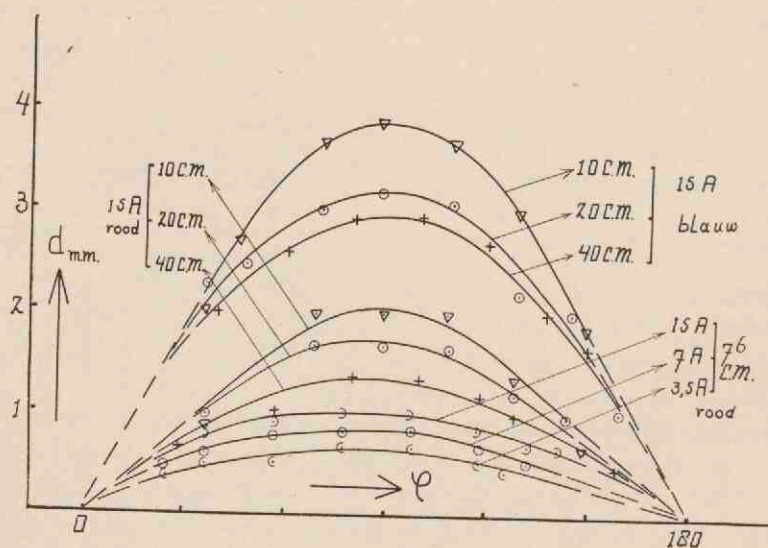


Fig. 11. Diameters van de wisselstroomboog.

HOOFDSTUK IV.

De koolwisselstroomboog.

§ 1. Bijzonderheden der metingen. *)

Het sterke verloop der bezettingstemperatuur met de phase bij de wolframwisselstroomboog maakte het van groot belang na te gaan, of ook de bandentemperatuur zulk een variatie vertoonde. We keerden daarom terug tot de koolboog, om uit het bandenspectrum de temperatuur te kunnen bepalen. Daar het niet mogelijk was banden en lijnen in hetzelfde spectrum te meten, werden steeds vlak na elkaar een serie spectra opgenomen, waarbij alleen het diafragma op de lens veranderde. De opstelling was geheel die van fig. 2. De bandlamp werd op de plaats van de boog geplaatst en opgenomen met een spleet van 80μ , terwijl bij de boog de spleet 35μ was, wat bij contrôle geoorloofd bleek. De kritische spleetbreedte bedroeg voor $H\alpha$ 17,5 en voor $H\delta$ $7,5 \mu$ ⁽¹⁹⁾. Dat het werken met verschillende diafragma's geoorloofd was, hebben we gecontroleerd door voor de bandlamp het quotient der intensiteit voor 6500 en 4100 Å te bepalen voor een diafragma van 6, 12 en 24 m.m. diameter. Deze verhouding gaf geen boven de meetfouten gelegen verloop te zien. Behalve de waarnemingen bij 40 A en 1 atmosfeer zijn alle spectra alleen met het enkele ballonvenster opgenomen. De dispersiekromme der spectrograaf kon uit het boogspectrum zelf bepaald worden, aangevuld in het rood met een rubidiumspectrum.

Om een goed overzicht over 't gedrag van de boog te verkrijgen, werden metingen gedaan bij 76, 40, 20 en 8 c.m. druk steeds bij 2, 5, 10, 20 en 40 A en elk bij 4 phasen, nl. maximum, $+ 25^\circ$, $+ 45^\circ$

*) A. M. Kruithof ben ik veel dank verschuldigd voor zijn goede en prettige hulp, die hij mij bij de vele metingen van Hoofdstuk IV en V verleende.

en $+60^\circ$. Daar niet de nauwkeurigheid maar een overzicht ons hoofddoel was, werden als regel 2, doch soms slechts 1 spectrum van een bepaald geval uitgemeten. Bij lage stroom en druk was het mogelijk $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ en $H\delta$ te meten, maar naarmate het bandenspectrum in intensiteit toenam, viel eerst $H\delta$ en daarna ook $H\gamma$ af.

Om zoveel mogelijk onder dezelfde omstandigheden te werken, lieten we bij 76 c.m. druk altijd waterstof doorborrelen en pompten bij 40 c.m. na elke 2 minuten branden tot ± 15 c.m. leeg. Bij 20 en 8 c.m. pompten we waterstof door, waarvan we bij 20 c.m. de snelheid regelden met een kraan in de pompleiding, terwijl bij 8 c.m. de pomp op volle capaciteit werkte en de waterstoftoevoer werd geregeld.

Het op pag. 5 genoemde blauwe filter kon bij alle stroomsterkten gebruikt worden, niettegenstaande zal blijken, dat de factor I_α/I_β varieert van 3,5 tot 27. De oorzaak hiervan vinden we in de lijnverbreding, die bij de kleine verhoudingen voor de $H\beta$ in veel sterker mate optreedt dan voor de $H\alpha$, zodat de zwarting voor beide toch tegelijk meetbaar bleef.

Om wat sneller te kunnen werken, werden meestal 3 of 4 platen tegelijk ontwikkeld. Zij waren gesneden uit 2 tegen elkaar verpakte 10×25 panchromatische platen en werden steeds voor de helft belicht. Op het ene tweetal namen we dan een volledig stel zwartingsmerken op en op het andere enige contrôle-opnamen, om na te gaan, of de energieverhouding voor de golflengten der B a l m e r lijnen dezelfde bleef. Dit bleek steeds binnen de meetfouten het geval te zijn. Voor de banden was deze contrôle niet nodig, omdat we daar te doen hebben met 2 zwartingskrommen, waarvan de golflengten weinig verschillen. De bandenkoppen werden voor hun verschil in dispersie en plaatgevoeligheid gecorrigeerd.

Een bijzonder geval trad op, wanneer we bij een druk van 20 of 8 c.m. een stroom van 5 of 10 ampère lieten doorgaan, terwijl de waterstoftoevoer afgesloten was. De kleur van de boog werd blauwer, de rode kern verdween en de boog werd breder. Uit het spectrum bleek, dat de B a l m e r lijnen verdwenen waren. Er verschenen echter bandenkoppen bij 4500 Å en 4000 Å, die respectievelijk tot het spectrum van CN en N₂ behoorden. Het meest

waarschijnlijke is dus, dat door een lek in de opstelling de stikstofconcentratie in de ballon steeg en de boog overging in een koolboog in stikstof. De onderstelling omtrent een lek maakt het tevens begrijpelijk, waarom we tijdens het opnemen der oscillogrammen te vergeefs hebben geprobeerd om de bedoelde boog terug te krijgen. Dat er nog waterstof in de ballon over was, bleek uit het aanwezig zijn der CH band in het spectrum. In deze boog hebben we de bandentemperatuur uit CN 4220 Å bepaald en deze lag altijd boven die van de waterstofboog. Het meest waarschijnlijke is dus, dat door afname der warmtegeleidingscoëfficiënt de temperatuur stijgt, terwijl door een afnemen der vrije weglengte de electronenaanslag der Balmerlijnen verdwijnt.

§ 2. De verschijnselen bij de verschillende stroomsterkten.

Bij de serie van 2 ampère is de stroom voor alle drukken niet precies gelijk, omdat alle weerstand der opstelling ingeschakeld was en de boogweerstand zelf met de druk varieert. De phase van $+60^\circ$ is hier vervangen door $+50^\circ$ of $+55^\circ$, omdat de Balmerlijnen niet meer in het spectrum zichtbaar waren. De diameters zijn op dezelfde wijze als bij de wolframboog bepaald. Al spoedig is door het sterke bandenspectrum de rode kern niet meer te meten en dan blijft alleen de groene over. Ook hier blijkt, dat de diameter na extrapolatie in het minimum tot nul afneemt. Voor de absolute intensiteit is overal de groene kerndiameter gebruikt. Banden waren hier weinig aanwezig en verschenen bij vlagen als de koolpool soms op een bepaald ogenblik eens extra verdampste. Verder is de halfwaardebreedte van $H\beta$ in Å bepaald, omdat zij samenhangt met de electronendruk en tevens een goed denkbeeld geeft van de aanblik der Balmer-serie, als functie van stroom en druk. Bij lage stroom en druk nadert de lijnvorm tot die door het apparaat veroorzaakt. Het was onmogelijk de druk van 8 c.m. te gebruiken, omdat de boog reeds bij ongeveer 12 c.m. in een glimontlading overging. De bezettingslijn is voor 13 en 20 c.m. overal krom, bij 40 c.m. recht in het maximum en bij 76 c.m. overal recht. Waar een rechte bezettingslijn aanwezig is, vinden we, evenals bij de wolframboog, een sterke daling der bezettingstemperatuur in de fasen van de boog. Bij de kromme bezettingslijn neemt $I\alpha/I\beta$ soms af met de phase

en blijft soms ongeveer gelijk. Als voorbeeld geven we in fig. 12 de bezettingsrechten bij 1 atmosfeer en 2 ampère. Als voorbeeld van een kromme bezettingslijn is in fig. 13 de toestand voor 8 c.m. en 5 ampère aangegeven. Dit voorbeeld is gekozen, omdat hieruit zo duidelijk de afname van $I\alpha/I\beta$ met de phase blijkt. Meestal is ook de lijn $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$ nog gekromd.

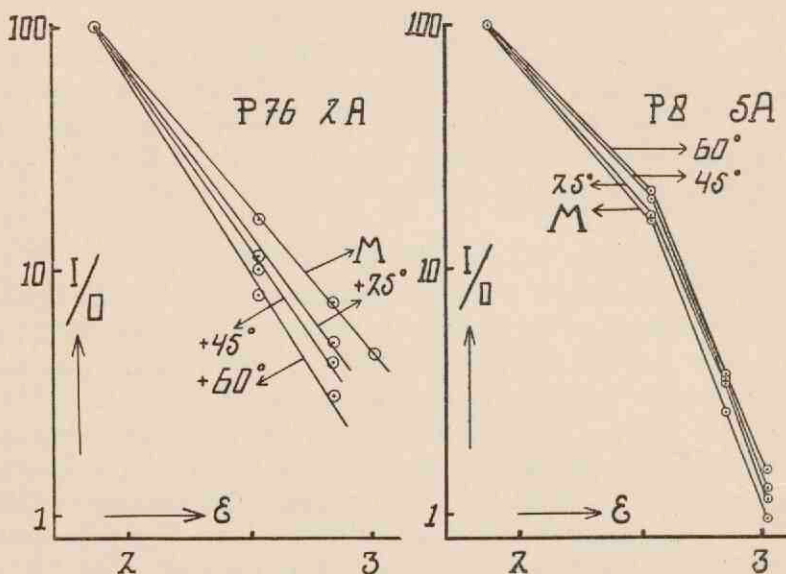


Fig. 12.

Voorbeelden van bezettingslijnen.

Fig. 13.

Bij de serie van 5 ampère heeft de boog door de grotere bandenemissie reeds een veel groener aanzien. Deze groene banden ontstaan vooral aan de polen en daarom is de diameter bij grote booglengte bepaald. Bij 1 atmosfeer is de diameter der rode kern kleiner dan de groene, maar bij lager druk krijgt men de indruk, dat ze ongeveer even groot zijn. De diameter, die bij grote booglengte gemeten werd, verliep niet symmetrisch met de phase, omdat de stroomsterkte dat ook niet deed. De bezettingslijn is bij lage druk nog gekromd. Bij 40 c.m. druk is zij recht in het maximum en verder krom. Het afnemen der $I\alpha/I\beta$ verhouding met de phase voor de kromme bezettingslijnen schijnt minder te worden.

Bij de serie van 10 ampère overheerst de groene bandenzoom ook bij lage druk. De bezettingslijn is, afgezien van een

te lage $H\delta$, nu ook bij 20 c.m. al recht. Het is mogelijk, dat dit aan de meting ligt, omdat door de sterke CN 4220 band de $H\delta$ moeilijk te meten is. Een enkele maal hebben we hier een boog met 2 waterstofkernen waargenomen, die bij 20 en 40 ampère herhaaldelijk optrad.

Bij de serie van 20 ampère begint de meting van $H\gamma$ in sommige gevallen onzeker te worden. De breedte der lijn neemt sterk toe en tegelijkertijd ook de intensiteit der omliggende C_2 en CH banden. Bij lagere stroomsterkte komt de intensiteit der $H\gamma$ als het ware boven de banden te liggen en zijn beiden te scheiden. In het max. en bij $+25^\circ$ bij 1 atmosfeer overheerst de $H\gamma$ de banden zodanig, dat de intensiteiten weer te scheiden zijn, maar daartussen is de toestand zeer onzeker.

Bij de serie van 40 ampère kan bij 1 atmosfeer en 40 c.m. de boog niet langer dan 2 m.m. getrokken worden (bedrijfs-spanning 220 V.). Hierdoor neemt de continue-grond toe. Als gevolg van de moeilijkheden met de apparatuur bij deze stroomsterkte hebben we slechts één serie fotografiën gemaakt. Hierbij zijn de banden toen in de meeste gevallen te donker uitgevallen. Bij 1 atmosfeer en 40 c.m. was de continue-grond onder de banden groot. De CN 3880 band bedroeg soms slechts 30 % der totale intensiteit bij die golflengte. Mogelijk is daaraan de hoge temperatuur uit deze banden toe te schrijven.

§ 3. De resultaten.

We geven de uitkomsten van deze metingen in de tabellen V t/m IX. Allereerst de groene en zo mogelijk de rode diameter, beide in m.m. Daarna komt de absolute intensiteit der $H\alpha$ lijn, uitgedrukt in ergen per c.m.³ gas per sec. per eenheid van ruimtehoek. De absolute-temperatuur, die daarop volgt, is uit deze intensiteit berekend met behulp van de groene diameter. We geven dan de intensiteit der lijnen gedeeld door de desbetreffende O . Dit is het getal der bezettingslijn en omgerekend zodanig, dat $I_\alpha/O_\alpha = 100$. De bezettingstemperatuur $T_{\alpha\beta}$ is berekend uit de I_α/I_β verhouding en $T_{\beta\gamma\delta}$ uit de helling van het overige stuk der bezettingskromme. Voor de bandentemperaturen zijn de gevonden uitkomsten gemiddeld. Tussen haakjes geplaatste waarden en de laatste kolom van tabel VII zijn van de boog zonder Balmerlijnen afkomstig.

TABEL V.

	Diam. gr. r.	$I\alpha$	$T_{abs.}$	$I\beta/O\beta$	$I\gamma/O\gamma$	$I\delta/O\delta$	$I\alpha/I\beta$	$T_{\alpha\beta}$	$T\beta\gamma\delta$	$H_{w.b.}$ β	Bandentemperatuur		
											C_2	CN_{42}	CN_{35}
P_{76}	Max.	1.0 0.7	$2.5 \cdot 10^6$	16.0	7.3	4.5	13.6	4200	id.	8,9	3500	5000	5200
	+ 25°	0.9 0.6	1.5 "	11.4	5.0	—	19.2	3500	id.	8.5	3100	4800	5100
	+ 45°	0.8 0.5	1.6 "	10.1	4.2	—	25.3	3200	id.	7,8	3000	4600	—
	+ 55°	0.6 0.4	1.4 "	7.9	3.1	—	27.1	3000	id.	6.5	3100	4400	4900
P_{40}	Max.	0.8	$3.3 \cdot 10^6$	10.1	2.8	—	21.7	3400	id.	5.5	3100	4800	5300
	+ 25°	0.7	5.0 "	10.0	3.2	—	21.6	3400	id.	5.7	3400	4500	4100*)
	+ 45°	0.5	2.2 "	9.5	2.9	1.0	20.8	3400	3100	5.2	3300	4400	4600
	+ 50°	0.3	3.4 "	12.0	3.7	—	18.1	3600	3100	5.0	3300	4100	3500
P_{20}	Max.	1.1	$4.1 \cdot 10^6$	12.2	4.6	1.0	17.8	3700	2500	5.2	—	⁽⁷⁷⁰⁰⁾ 4600	4800
	+ 25°	0.9	4.9 "	13.2	3.8	1.1	16.4	3800	2400	4.4	—	4500	4400
	+ 45°	0.7	1.4 "	15.6	3.8	1.1	13.9	4200	2300	5.2	—	4200	4000
	+ 50°	0.4	0.9 "	17.8	3.7	1.3	12.2	4600	2200	5.0	—	3800	3400
P_{13}	Max.	1.7	$2.1 \cdot 10^6$	12.8	2.7	0.9	17.0	3700	2200	4.4	2700	4100	4600
	+ 25°	1.3	2.0 "	12.3	3.5	1.3	17.8	3700	2300	4.2	—	4200	4300
	+ 45°	0.8	1.4 "	14.4	3.8	1.5	15.2	4000	2400	5.2	—	4000	4000
	+ 50°	0.5	0.4 "	17.2	6.0	2.3	12.6	4400	2900	5.4	—	3500	3200

*) bepaald als gemiddelde van 2 spectra, die beiden laag waren.

TABEL VI.

5A	Diam. gr. r.	$I\alpha$	$T_{abs.}$	$I\beta/O\beta$	$I\gamma/O\gamma$	$I\delta/O\delta$	$I\alpha/I\beta$	$T_{\alpha\beta}$	$T\beta\gamma\delta$	$H_{w.b.}$ β	Bandentemperatuur		
											C_2	CN_{42}	CN_{35}
P_{76}	Max.	1.7 1.1	$1.9 \cdot 10^6$	33	19.3	—	6.3	7300	id.	10.7	3800	te	5000
	+ 25°	1.6 1.0	2.0 "	29	14.9	—	7.4	6300	id.	10.4	3700	zwak	4100
	+ 45°	1.5 0.8	0.9 "	19.6	10.9	—	11.1	4800	id.	10.1	3700	—	4300
	+ 60°	1.3 0.5	0.7 "	12.0	3.5	—	18.4	3600	id.	9.1	3400	3700	3800
P_{40}	Max.	1.3	$3.0 \cdot 10^6$	11.0	3.7	1.9	20.1	3400	id.	7.6	3700	5400	5300
	+ 25°	1.1	1.9 "	17.2	4.7	—*)	12.7	4400	3100	7.3	3400	5200	—
	+ 45°	0.9	2.6 "	11.9	3.0	—	18.2	3600	2700	7.3	3500	5100	5200
	+ 60°	0.7	2.7 "	11.4	2.7	—	19.1	3500	2700	6.3	3500	4800	5000
P_{20}	Max.	1.7	$5.8 \cdot 10^6$	12.3	3.0	1.2	17.6	3700	2400	5.5	4100	⁽⁶⁹⁰⁰⁾ 5100	5000
	+ 25°	1.4	4.6 "	10.1	2.3	0.6	21.6	3400	2000	5.5	3800	4800	4900
	+ 45°	1.1	6.7 "	11.7	2.2	0.8	18.7	3500	2200	4.7	3500	⁽⁷⁰⁰⁰⁾ 4300	4700
	+ 60°	0.8	2.0 "	13.1	4.0	2.6	16.9	3700	3000	4.9	3200	4100	3800
P_8	Max.	2.0	$3.3 \cdot 10^6$	15.8	2.6	1.0	13.8	4200	± 2000	3.9	3700	5100	5100
	+ 25°	1.7	3.1 "	16.0	3.5	1.2	13.6	4200	± 2000	3.9	3600	4600	4500
	+ 45°	1.2	3.0 "	19.2	3.5	1.3	11.4	4700	± 2000	3.7	3400	4400	4100
	+ 60°	0.8	0.9 "	20.1	3.6	1.5	10.8	4900	± 2000	4.1	—	4100	3800

*) Dit wijkt geheel af van het maximum en 45°. Twee spectra leverden echter ook na overfotometren binnen 5% hetzelfde resultaat.

TABEL V.

	Diam. gr. r.	$I\alpha$	T _{abs.}	$I\beta/O\beta$	$I\gamma/O\gamma$	$I\delta/O\delta$	$I\alpha/I\beta$	$T\alpha\beta$	$T\beta\gamma\delta$	$H_{w.b.}$ β	Bandentemperatuur		
											C_2	CN_{12}	CN_{38}
P_{76}	Max.	1.0 0.7	8000	16.0	7.3	4.5	13.6	4200	id.	8,9	3500	5000	5200
	+ 25°	0.9 0.6	7800	11.4	5.0	—	19.2	3500	id.	8.5	3100	4800	5100
	+ 45°	0.8 0.5	7800	10.1	4.2	—	25.3	3200	id.	7,8	3000	4600	—
	+ 55°	0.6 0.4	7700	7.9	3.1	—	27.1	3000	id.	6.5	3100	4400	4900
P_{40}	Max.	0.8	8500	10.1	2.8	—	21.7	3400	id.	5.5	3100	4800	5300
	+ 25°	0.7	8700	10.0	3.2	—	21.6	3400	id.	5.7	3400	4500	4100*
	+ 45°	0.5	8300	9.5	2.9	1.0	20.8	3400	3100	5.2	3300	4400	4600
	+ 50°	0.3	8500	12.0	3.7	—	18.1	3600	3100	5.0	3300	4100	3500
P_{20}	Max.	1.1	9100	12.2	4.6	1.0	17.8	3700	2500	5.2	—	⁽⁷⁷⁰⁰⁾ 4600	4800
	+ 25°	0.9	9200	13.2	3.8	1.1	16.4	3800	2400	4.4	—	4500	4400
	+ 45°	0.7	8400	15.6	3.8	1.1	13.9	4200	2300	5.2	—	4200	4000
	+ 50°	0.4	8200	17.8	3.7	1.3	12.2	4600	2200	5.0	—	3800	3400
P_{13}	Max.	1.7	8900	12.8	2.7	0.9	17.0	3700	2200	4.4	2700	4400	4600
	+ 25°	1.3	8900	12.3	3.5	1.3	17.8	3700	2300	4.2	—	4200	4300
	+ 45°	0.8	8600	14.4	3.8	1.5	15.2	4000	2400	5.2	—	4000	4000
	+ 50°	0.5	8200	17.2	6.0	2.3	12.6	4400	2900	5.4	—	3500	3200

*) bepaald als gemiddelde van 2 spectra, die beiden laag waren.

TABEL VI.

5A	Diam. gr. r.	$I\alpha$	T _{abs.}	$I\beta/O\beta$	$I\gamma/O\gamma$	$I\delta/O\delta$	$I\alpha/I\beta$	$T\alpha\beta$	$T\beta\gamma\delta$	$H_{w.b.}$ β	Bandentemperatuur		
											C_2	CN_{12}	CN_{38}
P_{76}	Max.	1.7 1.1	7900	33	19.3	—	6.3	7300	id.	10.7	3800	te	5000
	+ 25°	1.6 1.0	7900	29	14.9	—	7.4	6300	id.	10.4	3700	zwak	4100
	+ 45°	1.5 0.8	7600	19.6	10.9	—	11.1	4800	id.	10.1	3700	—	4300
	+ 60°	1.3 0.5	7500	12.0	3.5	—	18.4	3600	id.	9.1	3400	3700	3800
P_{40}	Max.	1.3	8500	11.0	3.7	1.9	20.1	3400	id.	7.6	3700	5400	5300
	+ 25°	1.1	8200	17.2	4.7	—*	12.7	4400	3100	7.3	3400	5200	—
	+ 45°	0.9	8400	11.9	3.0	—	18.2	3600	2700	7.3	3500	5100	5200
	+ 60°	0.7	8400	11.4	2.7	—	19.1	3500	2700	6.3	3300	4800	5000
P_{20}	Max.	1.7	9300	12.3	3.0	1.2	17.6	3700	2400	5.5	4100	⁽⁶⁹⁰⁰⁾ 5100	5000
	+ 25°	1.4	9100	10.1	2.3	0.6	21.6	3400	2000	5.5	3800	4800	4300
	+ 45°	1.1	9300	11.7	2.2	0.8	18.7	3500	2200	4.7	3500	⁽⁷⁰⁰⁰⁾ 4300	4700
	+ 60°	0.8	8600	13.1	4.0	2.6	16.9	3700	3000	4.9	3200	4100	3800
P_8	Max.	2.0	9500	15.8	2.6	1.0	13.8	4200	± 2000	3.9	3700	5100	5100
	+ 25°	1.7	9500	16.0	3.5	1.2	13.6	4200	± 2000	3.9	3600	4600	4500
	+ 45°	1.2	9500	19.2	3.5	1.3	11.4	4700	± 2000	3.7	3400	4400	4100
	+ 60°	0.8	8600	20.1	3.6	1.5	10.8	4900	± 2000	4.1	—	4100	3800

*) Dit wijkt geheel af van het maximum en 45°. Twee spectra leverden echter ook na overfotometren binnen 5% hetzelfde resultaat.

TABEL VII.

10A	Diam. gr. r.	I α	T _{abs.}	I β /O β	I γ /O γ	I δ /O δ	I α /I β	T $\alpha\beta$	T $\beta\gamma\delta$	H.w.b. β	Bandentemperatuur			H loos
											C ₂	CN ₁₂	CN ₃₈	
P ₇₆	Max.	3.3 1.3	8100	46	32	16	4.8	10000	id.	14.6	3800	te veel	4800	—
	+ 25°	3.0 1.2	8000	36	24	10	6.1	7400	id.	13.5	3800	cont.	4400	—
	+ 45°	2.7 0.9	7300	39	28	6.8	5.6	8100	id.	10.7	3900	gr.	4700	—
	+ 60°	2.3 0.7	7300	14.5	2.7	—	14.9	4000	2200	8.9	3300	4400	4700	—
P ₄₀	Max.	2.2	8100	29.5	15.0	10	7.4	6300	id.	9.6	4100	4800	5800	—
	+ 25°	1.9	8200	20	10.2	—	10.8	4900	id.	8.9	3900	5100	6100	—
	+ 45°	1.5	7900	16.6	8.9	4.6	13.1	4400	id.	7.0	3700	5100	5900	—
	+ 60°	1.1	7800	9.9	4.0	—	22.5	3400	id.	7.0	3300	4700	5400	—
P ₂₀	Max.	2.0	8900	17.5	8.6	3.6	12.5	4500	id.	5.7	3700	5100	5200	6500
	+ 25°	1.8	9200	10.1	3.8	1.3	21.5	3400	maar	5.2	3500	5400	5200	6600
	+ 45°	1.5	8900	10.8	4.4	1.6	20.0	3400	δ	5.5	3300	5000	5100	6100
	+ 60°	1.1	9100	8.8	2.9	1.5	25.0	3200	te laag	5.9	3200	4700	4700	5100
P ₈	Max.	2.4	10100	13.5	3.0	0.9	16.3	3800	\pm 2200	5.2	3800	5200	5200	9600
	+ 25°	2.1	10400	14.0	3.6	1.2	15.5	3900	"	4.7	3500	5100	5200	7800*
	+ 45°	1.6	10300	14.5	3.6	1.1	14.8	4000	"	4.4	3500	4700	4600	6800
	+ 60°	1.0	10500	19.1	4.6	1.6	11.3	4700	"	4.4	3000	4600	4100	6200

*) De verhouding $\frac{N_2}{H_2}$ zal, als het een lek was, bij lagere druk groter zijn, zodat de uitkomsten bij 8 c.m. dichter bij de echte stikstofboog liggen.

TABEL VIII.

20A	Diam. gr.	I α	T _{abs.}	I β /O β	I γ /O γ	I α /I β	T $\alpha\beta$	H.w.b. β	Bandentemperatuur		
									C ₂	CN ₁₂	CN ₃₈
P ₇₆	Max.	5.0	9000	64	50.5	3.5	16500	33.0	4200	6200	6300
	+ 25°	4.7	8500	52.5	33.5	4.2	11500	25.5	3600	4700	5500
	+ 45°	4.1	8300	40	—	5.4	8500	27.0	3800	4400	4500
	+ 60°	3.3	8200	37.5	—	5.8	7900	19.3	3600	4400	—
P ₄₀	Max.	4.7	8200	46.5	—	4.7	10000	16.9	3300	5500	5900
	+ 25°	4.3	8200	46	—	4.7	10000	14.9	3200	5800	6100
	+ 45°	3.8	8100	44.5	—	4.8	9800	12.1	3200	5800	5900
	+ 60°	2.8	7600	38	—	5.7	8000	9.1	3300	5300	5700
P ₂₀	Max.	5.0	8100	54.5	22	6.3	7200	8.1	3400	5600	6200
	+ 25°	4.2	8100	26.5	13.5	8.2	5800	8.3	3300	5400	6600*
	+ 45°	3.1	7700	20.5	11.0	10.6	4900	7.5	3300	5800	5700
	+ 60°	2.2	7700	12.5	—	17.7	3700	6.0	3300	5200	5100
P ₈	Max.	4.2	7800	14.2	—	15.3	4000	6.3	3500	6300	5900
	+ 25°	3.9	8300	14.9	7.0	14.6	4100	6.0	3500	6000	5500
	+ 45°	3.0	8400	14	—	14.8	4000	6.3	—	5800	5400
	+ 60°	2.1	8600	12.9	—	16.9	3700	6.8	3100	4800	4700

*) Slechts één spectrum was uit te meten.

TABEL VII.

10A	Diam. gr. r.	I_{α}	T _{abs.}	I_{β}/O_{β}	I_{γ}/O_{γ}	I_{δ}/O_{δ}	I_{α}/I_{β}	$T_{\alpha\beta}$	$T_{\beta\gamma\delta}$	$H_{w.b.}$ β	Bandentemperatuur			H loos
											C ₂	CN ₄₂	CN ₃₈	
P ₇₆	Max.	3.3 1.3	8100	46	32	16	4.8	10000	id.	14.6	3800	te veel	4800	—
	+25°	3.0 1.2	8000	36	24	10	6.1	7400	id.	13.5	3800	cont.	4400	—
	+45°	2.7 0.9	7300	39	28	6.8	5.6	8100	id.	10.7	3900	gr.	4700	—
	+60°	2.3 0.7	7300	14.5	2.7	—	14.9	4000	2200	8.9	3300	4400	4700	—
P ₄₀	Max.	2.2	8100	29.5	15.0	10	7.4	6300	id.	9.6	4100	4800	5800	—
	+25°	1.9	8200	20	10.2	—	10.8	4900	id.	8.9	3900	5100	6100	—
	+45°	1.5	7900	16.6	8.9	4.6	13.1	4400	id.	7.0	3700	5100	5900	—
	+60°	1.1	7800	9.9	4.0	—	22.5	3400	id.	7.9	3300	4700	5400	—
P ₂₀	Max.	2.0	8900	17.5	8.6	3.6	12.5	4500	id.	5.7	3700	5100	5200	6500
	+25°	1.8	9200	10.1	3.8	1.3	21.5	3400	maar	5.2	3500	5400	5200	6600
	+45°	1.5	8900	10.8	4.4	1.6	20.0	3400	δ	5.5	3300	5000	5100	6100
	+60°	1.1	9100	8.8	2.9	1.5	25.0	3200	te laag	5.9	3200	4700	4700	5100
P ₈	Max.	2.4	10100	13.5	3.0	0.9	16.3	3800	± 2200	5.2	3800	5200	5200	9600
	+25°	2.1	10400	14.0	3.6	1.2	15.5	3900	"	4.7	3500	5100	5200	7800*
	+45°	1.6	10300	14.5	3.6	1.1	14.8	4000	"	4.4	3500	4700	4600	6800
	+60°	1.0	10500	19.1	4.6	1.6	11.3	4700	"	4.4	3000	4600	4100	6200

*) De verhouding $\frac{N_2}{H_2}$ zal, als het een lek was, bij lagere druk groter zijn, zodat de uitkomsten bij 8 c.m. dichter bij de echte stikstofboog liggen.

TABEL VIII.

20A	Diam. gr.	I_{α}	T _{abs.}	I_{β}/O_{β}	I_{γ}/O_{γ}	I_{α}/I_{β}	$T_{\alpha\beta}$	$H_{w.b.}$ β	Bandentemperatuur		
									C ₂	CN ₄₂	CN ₃₈
P ₇₆	Max.	5.0	9000	64	50.5	3.5	16500	33.0	4200	6200	6300
	+25°	4.7	8500	52.5	33.5	4.2	11500	25.5	3600	4700	5500
	+45°	4.1	8300	40	—	5.4	8500	27.0	3800	4400	4500
	+60°	3.3	8200	37.5	—	5.8	7900	19.3	3600	4400	—
P ₄₀	Max.	4.7	8200	46.5	—	4.7	10000	16.9	3300	5500	5900
	+25°	4.3	8200	46	—	4.7	10000	14.9	3200	5800	6100
	+45°	3.8	8100	44.5	—	4.8	9800	12.1	3200	5800	5900
	+60°	2.8	7600	38	—	5.7	8000	9.1	3300	5300	5700
P ₂₀	Max.	5.0	8100	34.5	22	6.3	7200	8.1	3400	5600	6200
	+25°	4.2	8100	26.5	13.5	8.2	5800	8.3	3300	5400	6600*
	+45°	3.1	7700	20.5	11.0	10.6	4900	7.6	3300	5800	5700
	+60°	2.2	7700	12.6	—	17.7	3700	6.0	3300	5200	5100
P ₈	Max.	4.2	7800	14.2	—	15.3	4000	6.3	3500	6300	5900
	+25°	3.9	8300	14.9	7.0	14.6	4100	6.0	3500	6000	5500
	+45°	3.0	8400	14	—	14.8	4000	6.3	—	5800	5400
	+60°	2.1	8600	12.9	—	16.9	3700	6.8	3100	4800	4700

*) Slechts één spectrum was uit te meten.

TABEL IX.

	Diam. gr.	$l\alpha$	$T_{abs.}$	$I\beta/O\beta$	$I\gamma/O\gamma$	$I\delta/O\delta$	$T_{a\beta}$	$H.w.b.$ β	Bandentemperatuur.		
									C_2	CN_{42}	CN_{38}
40A P_{76}	Max.	25 10 ⁶	9400	65.5	—	3.3	19000	37.5	5100	4700	14000
	+ 25 ^o	16 "	8900	46.5	—	4.7	10000	34	5800	4700	18000
	+ 45 ^o	10 "	8700	49	—	4.4	11800	33.5	5700	4700	16000
	+ 60 ^o	5.5 "	8700	48.5	—	4.5	11000	33.5	5400	4700	13000
P_{40}	Max.	2.5 10 ⁶	8300	45	—	4.8	9800	26.5	3600	—	—
	+ 25 ^o	8.8 "	8800	41.5	—	5.3	8900	23	3900	—	5800
	+ 45 ^o	7.8 "	8100	39	—	5.6	8200	21.5	—	—	—
	+ 60 ^o	5.2 "	7500	31	18	7.1	6600	12.2	3600	—	—
P_{20}	Max.	0.6 10 ⁶	8000	40.5	—	5.4	8500	16.5	3600	—	—
	+ 25 ^o	7.2 "	8100	40.5	—	5.4	8500	12.7	—	—	—
	+ 45 ^o	5.5 "	7700	34	—	6.4	7100	8.6	—	—	—
	+ 60 ^o	4.0 "	6900	20	—	10.8	4900	4.6	—	—	—
P_8	Max.	6.8	8100	19.0	9.2	11.7	4600	5.7	3700	—	—
	+ 25 ^o	6.3 "	8000	16.5	9.1	13.1	4300	5.5	3700	—	—
	+ 45 ^o	5.1 "	7600	14.5	7.1	15.2	3900	5.2	4100	—	—
	+ 60 ^o	3.7 "	7500	12.0	—	17.9	3600	5.2	—	—	—

HOOFDSTUK V.

De elektrische metingen aan de wisselstroomboog.

§ 1. Apparatuur en methode.

De eerste metingen zijn gedaan met een kathodestraal-oscillograaf (volgens MANFRED VON ARDENNE⁽²⁰⁾). De buis bezat 2 stel afbuigingsplaten, waarvan er van elk stel telkens één gesplitst was, waardoor we met behulp van een 220 V. gelijkspanning de nulpuntsfout konden corrigeren⁽²¹⁾. Het éne stel platen was over een potentiometerschakeling verbonden met de boogpolen en op het andere stel werd de spanningsafval langs een deel van de voorweerstand van de boog aangebracht. De Lissajousfiguur, die nu op de bodem der kathodestraalbuis ontstond, werd 1 : 1 afgebeeld op een Ilford Special Rapid H en D 400 en 1 à 2 sec. belicht. Hiermede was dus de spanning als functie van de stroom bepaald. We namen daarna nog één van beide met de bewegende fotografische plaat als functie van de tijd op en konden dan ook de andere vinden. Het feit, dat we bij een onrustige boog na elkaar moeten meten en het feit, dat de beide opnamen steeds op een verschillende schaal opgenomen werden, waren ernstige nadelen van deze methode. De buis had echter het grote voordeel, dat er op het ogenblik, dat de boog uitging, niets anders gebeurde dan dat de electronenbundel tegen de buiswand liep.

We hebben deze oscillograaf gebruikt om bij 3 en 6,5 A en drukken kleiner dan 1 atmosfeer de wolfraamboog op te nemen. Op de opnamen der spanning met de bewegende plaat was duidelijk te zien, dat de vorm der spaningskromme soms van periode tot periode veranderde. De ampère- en de voltmeter bewogen bij deze opnamen dan ook voortdurend heen en weer. De krommen, die wij aldus op de fotografische plaat verkregen, werden vergroot op m.m. papier geprojecteerd en overgetekend.

Om ook de waarde van stroom en spanning in elk fasepunt te kunnen aflezen, is het nodig de schaal te bepalen door het kwadratische gemiddelde over de periode gelijk te stellen aan de opgemeten effectieve waarde.

We hebben met deze oscillograaf de transformatorspanning onbelast opgenomen bij 220, 440 en 660 V. Ook hebben we de stroom- en spanningskromme opgenomen van een weerstand, die op de plaats van de boog was gezet. De opgenomen krommen weken nooit meer dan 3 % van de sinusvormen af, wat neerkomt op een fout van 1 m.m. op de 8 c.m. uitslag. Deze fout kan door de onscherpe bundel, het overtekenen en vergroten gemakkelijk gemaakt worden.

Veldsterktemetingen hebben we met deze oscillograaf niet uitgevoerd.

Voor de meeste metingen werd gebruik gemaakt van een lusoscillograaf*) (fabrikaat Siemens en Halske⁽²²⁾). De gebruikte lussen hadden een eigenfrequentie van 4600 en 3800. De demping geschiedde met paraffine-olie. Bij een plotselinge grote verandering van de uitslag bleek de eigentrilling der lus toch nog enige invloed te hebben, wat echter eenvoudig in de kromme te corrigeren was. De registreertrommel werd aangedreven door een synchroonmotor, waardoor de lengte der oscillogrammen steeds dezelfde was (halve periode 5,3—5,4 c.m.). De uitslag werd steeds op ongeveer 3 c.m. ingesteld en we namen dan met 2 lussen de spanning en de stroom tegelijk op. Indien de boog onrustig brandde, werd slechts 1 trommelomwenteling (2 perioden) belicht, maar anders namen we er een tiental, waarbij de lijn op het oscillogram practisch niet breder werd. De opgenomen krommen werden met behulp van het apparaat van WOUDE⁽¹¹⁾ op m.m. papier overgebracht, waarbij de lengte der halve periode 10,6—10,8 c.m. werd. De om de 2 m.m. afgelezen waarden van deze kromme werden gekwadrateerd en opgeteld, waarna met behulp van de afgelezen effectieve stroom en spanning de schaal werd aangebracht.

*) Prof. Ir. J. C. van Staveren, dir. der N.V. K.E.M.A. te Arnhem, dank ik zeer voor de welwillendheid, waarmede hij het apparaat ter beschikking stelde.

Ter verduidelijking geeft fig. 14 nog een overzicht der schakeling. Lus 1 takt door middel van een inductievrije weerstand R_1 een deel van de stroom af en voert dus een stroom, die evenredig is met die van de boog. Lus 2 was door middel van een

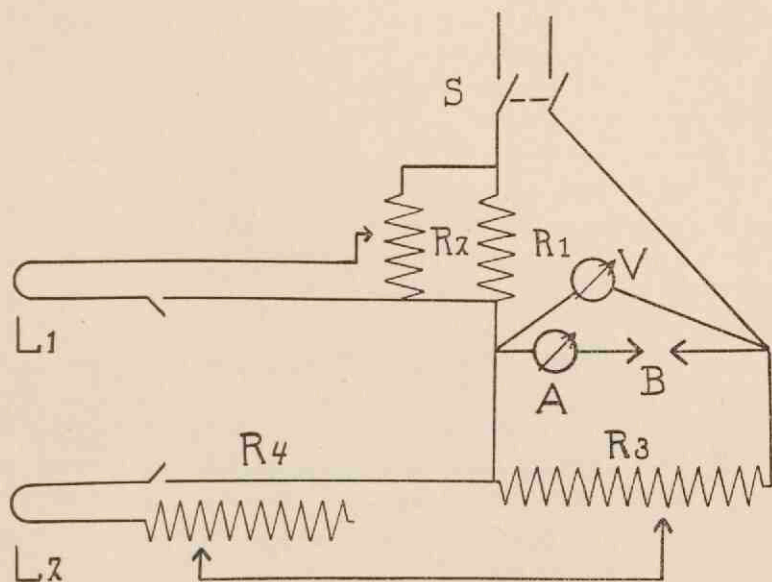


Fig. 14. Schakeling der oscillograaf.

potentiometerschakeling van een weerstand van 4500Ω aangesloten op de boogelectroden. Om de lussen te beveiligen waren voorweerstanden aangebracht.

We hebben nog gepoogd om de opnamen van de wolframboog, die met de kathodestraalbuis opgenomen waren, te controleren. Indien de boog uitgaat, krijgt echter de spanningslus de transformatorspanning. Wanneer we nu deze hoge waarde binnen de veiligheidsstroom der lus moeten houden, blijft er voor de zoveel lagere boogspanning geen uitslag over.

Als we aannemen, dat er door het uitmeten (lijndikte, trekken der nullijn) en het niet geheel constant zijn van de boog een onzekerheid van 1 m.m. in de oscillogrammen optreedt, dan komt dat ongeveer overeen met 6 à 7 % voor de effectieve stroom- en spanningswaarde.

§ 2. Het verloop van stroom en spanning gedurende de periode.

Het algemene karakter van een oscillogram hebben we in fig. 15 aangegeven (²³, ²⁶).

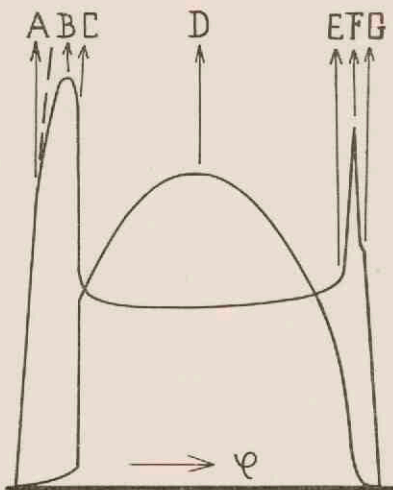


Fig. 15.

Voorbeeld van een oscillogram.

Bij A verlaat de spanning de sinus-kromme en begint een kleine stroom te lopen. De spanning buigt steeds meer van de sinuslijn af, bereikt bij B zijn maximum en valt dan meestal steil naar beneden, terwijl de stroom dan plotseling tot de sinusstroom toeneemt. Op dat ogenblik begint de eigenlijke boog. De spanning verandert weinig en de stroom volgt ongeveer de sinuslijn. Aan het eind der periode neemt de spanning weer toe, de inwendige weerstand van de boog stijgt en de stroom neemt sneller dan de sinus-kromme af. Als de spanning de 2e top heeft bereikt, is de stroom reeds zeer gering en de boog niet meer zichtbaar. Soms treedt in de spanningskromme na de top F nog een hakkel G op. In dat geval gaat de spanning dan verder langs de sinus-kromme en is de stroom nul.

Er zal blijken, dat met de spanning bij C ook de veldsterkte sterk daalt. Er vindt een doorslag plaats, waarbij de boog ontstaat. Tot het maximum neemt de opgenomen energie toe en

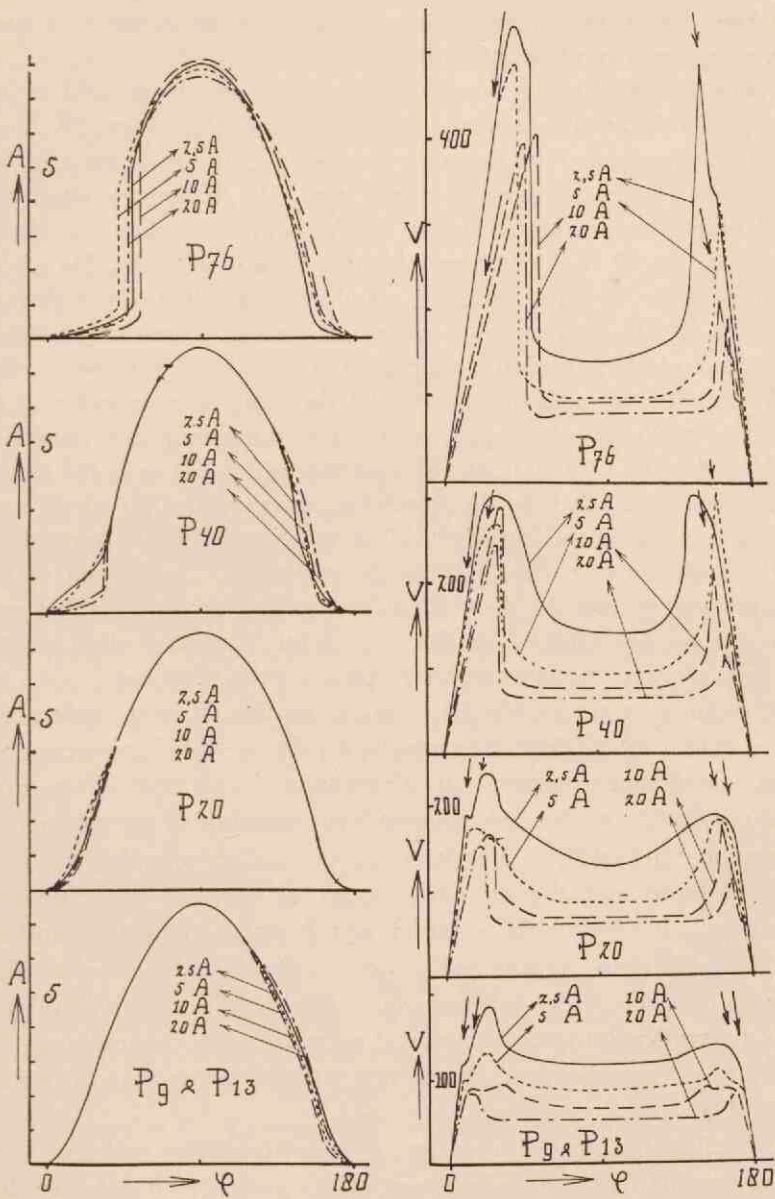


Fig. 16. Oscillogrammen van de koolboog.

daarna neemt zij af, niettegenstaande de veldsterkte toeneemt. De diameter neemt dan eveneens af.

Voor het verkrijgen van een algemeen overzicht hebben we in fig. 16 de oscillogrammen getekend van 2, 5, 10 en 20 A bij 4 verschillende drukken van de koolboog. Alle krommen zijn opgenomen bij een booglengte van 4 m.m. De stroomkrommen zijn met elkaar vergeleken door de 2,5 A met 2 te vermenigvuldigen en de 10 en 20 A respectievelijk door 2 en 4 te delen. De afwijkingen voor de verschillende stromen zijn klein en zodra ze binnen de 5 % bleven, hebben we slechts één kromme getekend. Vormverschillen treden hoofdzakelijk op aan het begin der periode. Eén oorzaak hiervan is, dat de plaats van doorslag in de periode verloopt als gevolg van de verandering der doorslagveldsterkte (zie § 3, fig. 20). Een 2e oorzaak is het verschil tussen de uitwendige (R_u) en de inwendige weerstand (R_i) in de verschillende gevallen. Bij P 76, 20 A is $R_u = 17 \Omega$, terwijl R_i tijdens de periode van 2—250 Ω verandert. De stroom wordt voornamelijk bepaald door R_i en verandert bij de doorslag met een sprong. Bij P 9 20 A is $R_u = 19 \Omega$ en R_i maximaal 40 Ω . Bij de doorslag is de stroomsprong dus nu veel geringer.

Beschouwen we nu de 16 spanningskrommen eens nader. We zien, dat zowel de doorslagspanning als de normale brandspanning met toenemende stroom en afnemende druk kleiner worden. Aangezien blijkt, dat het oplopen der spanning bijna volgens de sinusspanning gaat, is het voor de vorm der spanningskromme dus niet onverschillig op welke spanning men de wisselstroomboog brandt, omdat het ogenblik van doorslag daarbij verandert.

We willen nu nagaan, of er nog karakteristieke verschillen tussen de kool en de wolframboog bestaan. We vergeleken daartoe het wolframoscillogram met die opname van de koolboog, die er het best mee overeen kwam wat stroom en booglengte betreft (fig. 17).

Bij 20 ampère zijn er geen vormverschillen; alleen is de doorslagspanning van de koolboog bij 1 atmosfeer 40 % hoger dan die van de wolframboog. Dit percentage neemt met de druk af en bij 8 c.m. druk bestaat er geen verschil meer.

Bij 10 ampère bestaat hetzelfde verschijnsel (A). Bij 10 c.m.

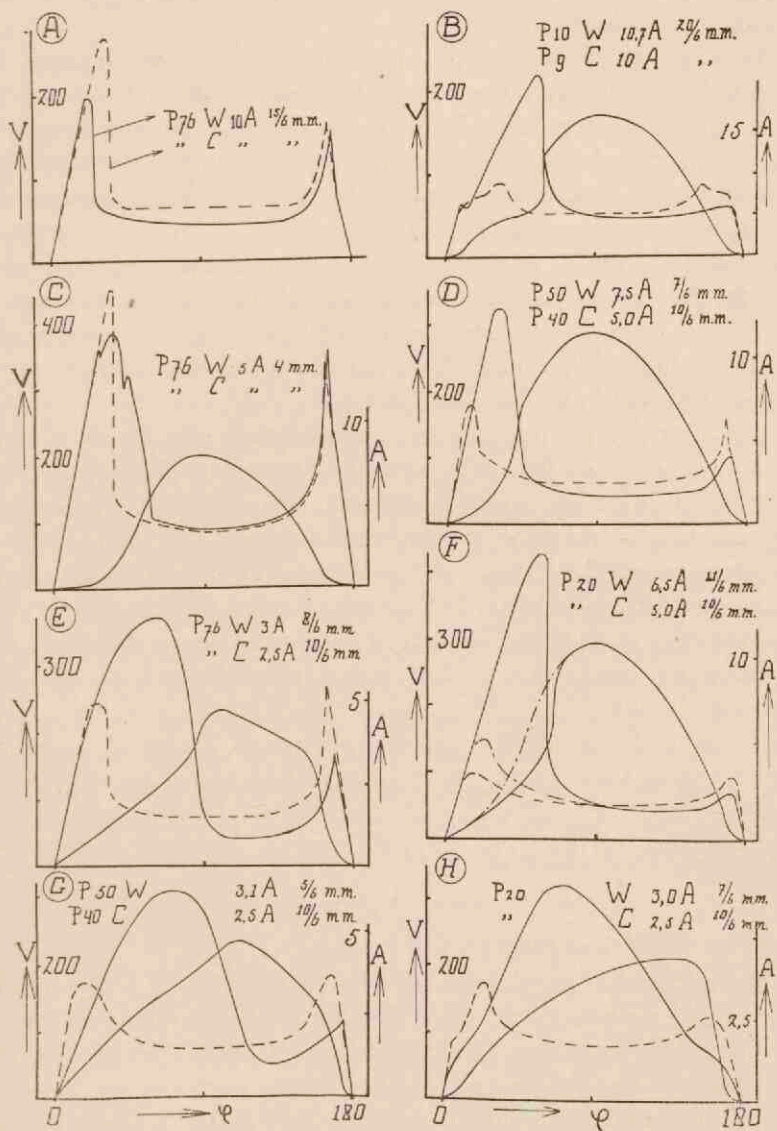


Fig. 17. Vergelijking van de wolfram- en de koolboog.

druk treedt voor 't eerst een bredere spanningstop bij de wolframboom op (B).

Wanneer we de stroom nu tot 6 à 7 ampère verminderen, dan is bij 1 atmosfeer de top van de wolframboom reeds sterker dan bij de koolboom (C geeft de toestand voor 5 A) en dit wordt bij lager druk steeds erger (D en F). Dit uitgroeien van de spanningstop gaat met een toename der effectieve spanning gepaard. De stroom- en spanningskurve van de boom verandert van periode tot periode, zodat volt- en ampèremeter geen constante waarde aangeven. Een gevolg hiervan was het ons reeds bekende feit, dat de effectieve karakteristiek tussen 7 en 10 ampère een spanningsval van 40—60 volt vertoonde. Een dergelijk verschijnsel hebben we bij de koolboom nooit kunnen vinden.

Bij 3 ampère neemt deze spanningstop nog steeds aan invloed toe (E, G en H) en bij verlaging van de druk verdwijnt het horizontale deel der spanningskromme geheel. We zien dan geen waterstoflijnen meer: er is een wolframboom ontstaan.

Samengevat blijkt dus, dat in de gevallen, waarin we optische metingen gedaan hebben, het verschil tussen beide bogen slechts quantitatief is. Bij lage stroom en druk treden kwalitatieve verschillen op, maar dan is het waterstofspectrum practisch niet meer te meten.

De aandacht vestigen we nog even op C. Dit is nl. bijna het geval van de meting van § 1, Hoofdstuk III, en we zien nu, dat het verschil uitmaakt, of we in de dalende of de stijgende stroomhelft meten. Bij de $17\frac{1}{2}$ A was er van -60° tot $+60^\circ$ geen verschil.

§ 3. De veldsterktemetingen bij de koolboom.

De veldsterkte werd bepaald volgens hetzelfde principe als bij de gelijkstroomboom, nl. door de lengte bij constante stroom te variëren. De spanning bleek in bijna alle gevallen een lineaire functie der booglengte te zijn. Er traden echter enige gevallen op (P 76 5 en 10 A, P 40 15 en 20 A, P 20 20 A), waarbij de helling bij grote lengte (soms alleen het laatste meetpunt) afnam. In die gevallen is de veldsterkte bepaald bij korte booglengte, waarbij toch ook de optische metingen gedaan zijn.

Nadat eerst de effectieve spanning als functie der booglengte

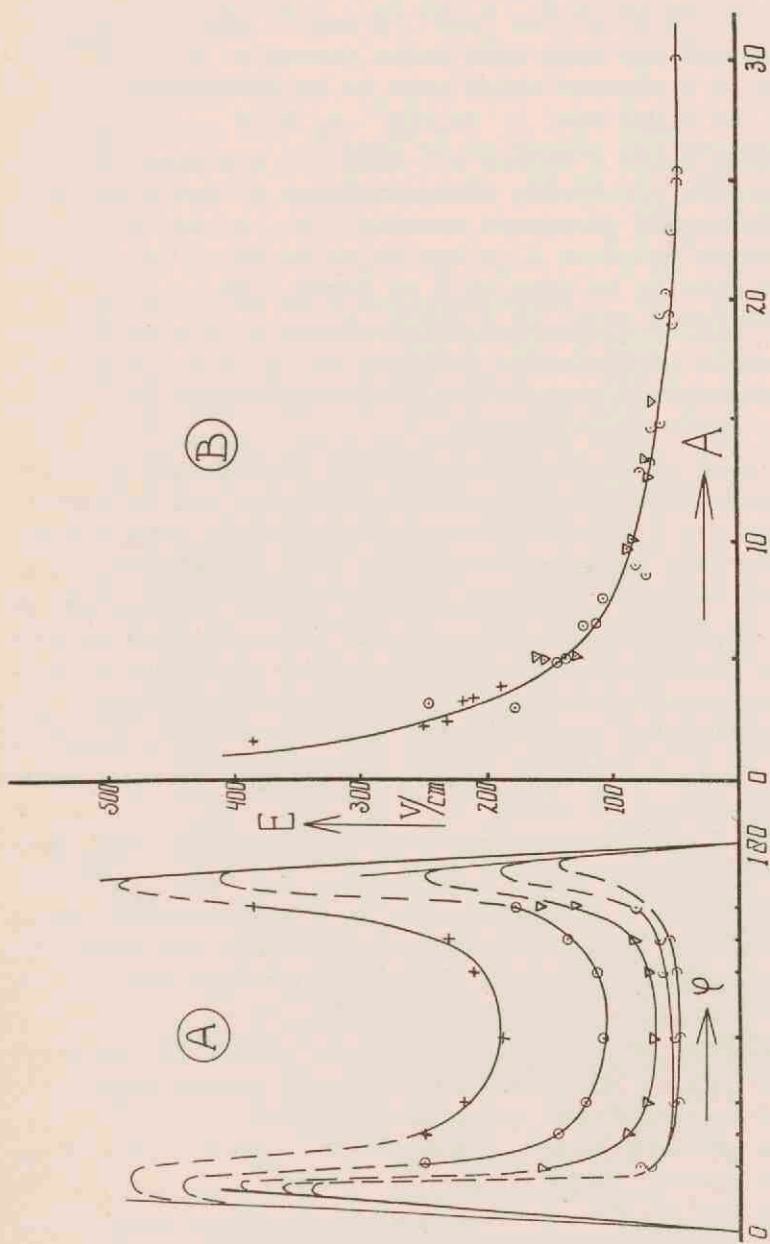


Fig. 18. Verband tussen veldsterkte en momentaanstroom bij 40 c.m. druk.

bepaald was, werd bij de opnamen op een bepaalde spanning ingesteld. Dit geschiedde, omdat het minder goed mogelijk bleek op een bepaalde lengte in te stellen, tengevolge van de afwijkingen in de centrering van de polen en het krombranden van de boog. De lengte werd zo mogelijk van 1—11 m.m. gevarieerd. Nu verandert de stroomkromme echter een weinig met de booglengte, zodat bij dezelfde effectieve stroom de momentaanstroom in een bepaald fasepunt verandert. Om hiervoor te kunnen corrigeren, bepaalden we bij 5 m.m. booglengte de karakteristiek voor ieder punt der phase door om de $2\frac{1}{2}$ ampère tot $22\frac{1}{2}$ A toe een oscillogram op te nemen. Bij elk oscillogram werd de spanning bepaald in het Maximum, $\pm 30^\circ$, $\pm 45^\circ$ en $\pm 60^\circ$. Indien een sterke spanningstop optrad, leverde de phase -60° en soms ook -45° echter geen veldsterkte.

In fig. 18 hebben we voor 40 c.m. druk de gemeten veldsterkten getekend. Dadelijk valt op, dat in tegenstelling met de koolboog in lucht (⁵) de veldsterkte vanuit het maximum sterk oploopt, hetgeen reeds bekend was (²⁴, ²⁵). In de B figuur hebben we de gemeten veldsterkten uitgezet tegen de momentaanstroom van de boog en dan blijkt, dat al deze punten practisch op één kromme liggen. De effectieve stroomsterkte — dus de voorgeschiedenis van de boog — heeft generlei invloed. Bij de lagere drukken was de spreiding iets groter, bij P 76 was ze kleiner. De waterstofboog reageert door haar grotere warmtegeleiding veel sneller dan de koolboog in lucht.

In fig. 19 hebben we de op deze manier gevonden veldsterkten tegen de momentaanstroom uitgezet. Ze blijken in goede overeenstemming met de waarden, die we voor de gelijkstroomboog vonden. De effectieve veldsterkten waren altijd veel hoger. Bij 40 c.m. druk bedroegen ze bij de koolboog respectievelijk 270, 189, 152, 128 en 114 V/c.m. (vergelijk ook fig. 18).

We hebben nagegaan, of we ook in het gebied der spannings toppen nog iets van de veldsterkte zouden kunnen zeggen. We beschikten daarbij over de volgende gegevens:

- a. De veldsterkte is aan 't begin en 't einde van iedere halve periode nul, omdat zij daar van richting wisselt.
- b. Uit het feit, dat de effectieve veldsterkte steeds hoger is dan de door ons gemeten momentaanwaarde volgt, dat er aan het

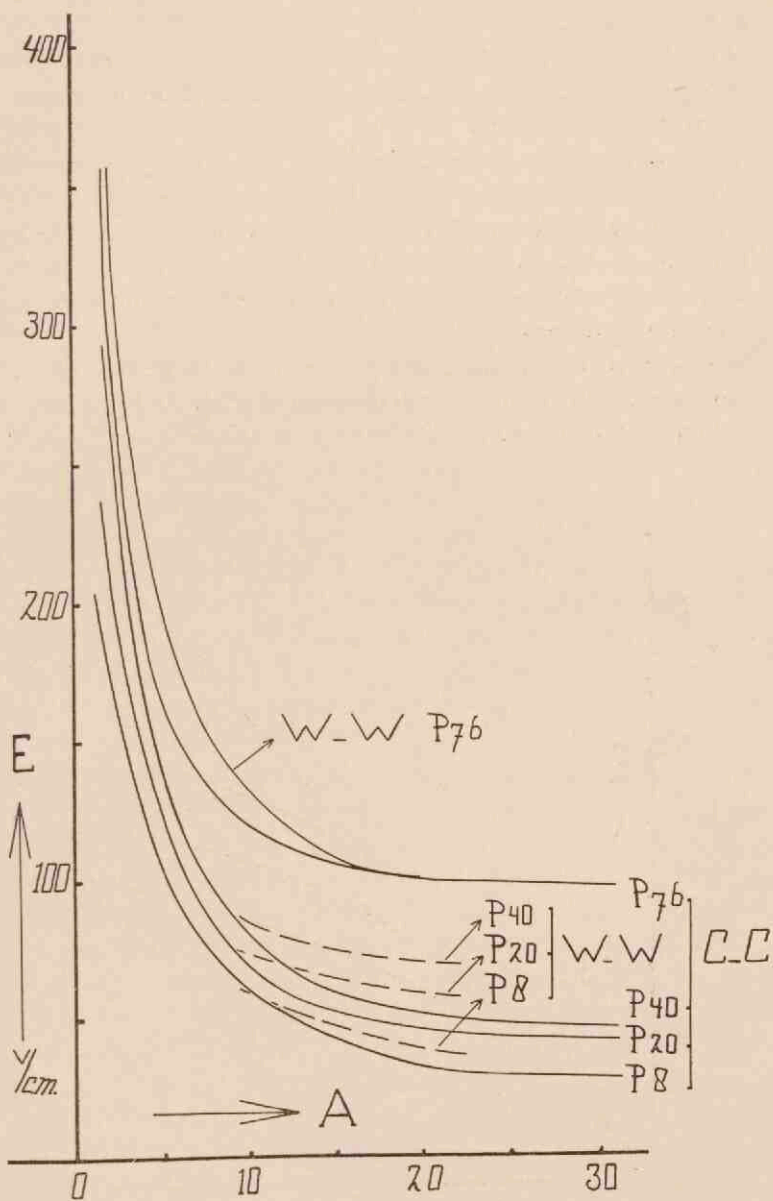


Fig. 19. De veldsterkte als functie van de momentaanstroom.

- begin en het einde der halve periode grote veldsterkten op moeten treden.
- Bij grote effectieve stroomsterkten kunnen we gebruik maken van het verband tussen veldsterkte en momentaanstroom en daaruit de E aflezen.
 - Een grenswaarde voor de veldsterkte verkrijgen we door verwaarlozing der anode- en kathodeval. De veldsterkte is dan het quotiënt van boogspanning en booglengte. We krijgen bij een booglengte van 5 m.m. voor E dus het dubbele der boogspanning (voor kleine stroomsterkte gelijk aan transformatorspanning).
 - We hebben de spanning in de punten A, B, C, F en G (fig. 15) uitgezet tegen de booglengte en vinden in bijna alle gevallen rechte lijnen. Uit de helling van deze lijnen bepaalden

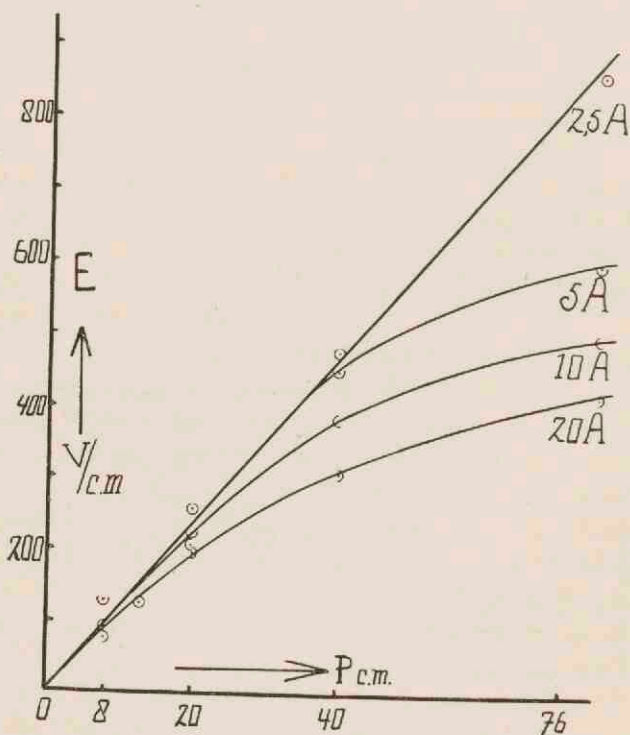


Fig. 20. De doorslagveldsterkte als functie van druk en stroomsterkte.

we de veldsterkte, waarbij dus de verandering van kathode- en anodeval met de phase buiten rekening is gelaten.

Met behulp van deze gegevens hebben we fig. 18 voltooid. Er blijkt nu, dat met de spanningsval ook een veldsterktevermindering gepaard gaat. Daar de plaats hiervan afhangt van de booglengte, moet vermeld worden, dat fig. 18 geldt voor een booglengte van 5 m.m. De veldsterktestoppen nemen met de druk steeds toe, wat overeenkomt met een toenemend verschil tussen effectieve en momentane veldsterkte.

In fig. 20 hebben we de gemeten doorslagveldsterkte tegen de druk uitgezet met de stroom als parameter. We zien, dat ze bij lage stroom evenredig met de druk toeneemt. Bij hoge stroom neemt de temperatuur toe en dan zal door grotere thermische ionisatie de doorslag gemakkelijker worden, waardoor de veldsterkte van doorslag daalt.

§ 4. De veldsterktemetingen bij de wolframboog.

Hier is, aansluitend aan de optische metingen, de veldsterkte bepaald bij $3\frac{1}{2}$, 7 en 15 A (1 atmosfeer) en voor deze laatste stroom ook bij 40, 20 en 10 c.m. druk. We hebben 15 inplaats van $17\frac{1}{2}$ A moeten nemen, omdat de booglengte er door de kromming van de boog niet behoorlijk te bepalen was.

De booglengte kon niet groter dan 5 m.m. gemaakt worden. Het verband tussen de spanning en stroom in ieder fasepunt werd daarom bij $2\frac{1}{2}$ m.m. vastgelegd.

Bij 1 atmosfeer bleek uit de metingen van $3\frac{1}{2}$, 7 en 15 A, dat ook bij de wolframboog de veldsterkte niet van de effectieve stroom, maar alleen van de momentaanstroom afhangt. De gemeten waarden zijn in fig. 19 ingetekend.

Vergelijken we de gemeten veldsterkte met de koolboog, dan blijkt, dat ze bij 1 atmosfeer wat steiler met afnemende stroom afloopt. Bij 10 c.m. druk valt de veldsterkte van beide bogen op 10 % samen en ertussen vinden we voor de koolboog enigszins lagere waarden.

Samengevat kunnen we zeggen, dat er voor het gemeten gebied enig quantitatief verschil in veldsterkte bestaat, maar dat dit op het karakter van de boog geen invloed zal kunnen uitoefenen.

HOOFDSTUK VI.

Discussie der resultaten.

§ 1. Het karakter van de boog *).

In het algemeen kregen we de indruk, dat de wisselstroomboog in waterstof zich ieder moment gedraagt als een gelijkstroomboog van de momentane stroomsterkte.

De argumenten hiervoor zijn:

- a. De veldsterkte wordt bepaald door de momentane stroomsterkte en hangt niet af van de effectieve waarde (fig. 18).
- b. De verschillende diameters nemen met de phase practisch tot nul af (fig. 11).
- c. Vergelijken we de waterstofboog met de koolboog in lucht, dan blijkt, dat de s. w. voor beide de boog dragende gassen niet veel verschilt, maar dat de warmtegeleiding voor waterstof gemiddeld $20 \times$ zo groot is. Hierdoor wordt in de energiebalans van de boog (⁵) de term, die het periodieke karakter bepaalt, overheerst door de warmtegeleidingsterm. Hierdoor gelijkt de wisselstroomboog ieder ogenblik op een gelijkstroomboog van de momentane stroomsterkte.
- d. De halfwaardebreedte der $H\beta$ lijn geeft, uitgezet tegen $I_a/I\beta$ één kromme voor alle phasepunten (maar varieert met de druk).
- e. De CN bandentemperatuur geeft voor 8, 20, 40 c.m. druk, uitgezet tegen de totaal toegevoerde energie $E.I$ voor iedere druk één kromme voor alle phasepunten. (Bij 1 atmosfeer was de spreiding te groot.) Bij uitzetting tegen de stroom alleen was de spreiding veel groter.

*) H. Brinkman zeg ik hartelijk dank voor de vele theoretische hulp die hij mij steeds met zo grote bereidwilligheid verleende.

Hier tegenover staat echter, dat de verhouding $I\alpha/I\beta$ alleen bij 40 c.m. druk, uitgezet tegen de momentaanstroom, een gladde kromme geeft, maar dat bij de andere drukken systematische afwijkingen optreden. Tevens is gebleken, dat de halfwaardebreedte der $H\beta$ niet alleen door de momentaanstroomsterkte, maar mede door de effectieve stroomsterkte wordt bepaald.

Daar in het vervolg van dit hoofdstuk de mogelijkheid van aanslag door electronen zal moeten worden beschouwd, willen we kort nagaan, welke grootheden hiervoor maatgevend zijn.

De verhouding van de veldenergie van het electron over de vrije weglengte tot de gemiddelde energie der gasdeeltjes (²) $V = Ee\lambda/^{3/2}kT$ is een maat voor de aanslag door electronen. De waarde van V_q hebben we voor de verschillende gevallen van de wisselstroomkoolboog berekend. Hierbij is voor de temperatuur, benodigd om de vrije weglengte te berekenen, die gebruikt, welke uit de CN banden volgt. De dissociatie van de waterstof bij die temperatuur is in rekening gebracht, terwijl we de onbekende grootheid $\lambda_{H_1}/\lambda_{H_2}$ gelijk aan q stellen. Uit de metingen van LINDEMAN²⁷) en KRUIITHOF²⁸) en uit de verhouding van de afmetingen van het waterstofmolecuul en het waterstofatoom volgt, dat q ongeveer 3 zal zijn. Een Ramsauer effect wordt hierbij buiten beschouwing gelaten. De waarde van V_q/q verloopt dan bij 1 atmosfeer met toenemende stroomsterkte van 0,16 tot 0,08 en bij 8 c.m. druk van 0,7 tot 0,25.

Indien we een volledige dissociatie mogen onderstellen, is V_q/q evenredig met E/P , omdat de vrije weglengte evenredig met T/P is.

De gemiddelde energietoename der electronen over de vrije weglengte stijgt met $E_q = Ee\lambda$. De waarde van E_q/q in electronvolts verloopt voor 1 atmosfeer met toenemende stroomsterkte van 0,18 tot 0,04 en bij 8 c.m. druk van 0,50 tot 0,20. Indien we onderstellen, dat de electronen gemiddeld 0,5 V M/m vrije weglengten doorlopen, voor ze hun energie afgeven (²⁹), ligt de gemiddelde electronenenergie tussen 1 en 30 electronvolt, wanneer we $q = 3$ nemen.

Om een overzicht over de verhouding $I\alpha/I\beta$ te verkrijgen, hebben we deze uitgezet tegen E/P ; V_q/q ; E_q/q . De uitzetting tegen E/P (E in c.m.; P in c.m.) is getekend in fig. 21. De ver-

schillende drukken vallen niet geheel samen, maar vertonen voor $E/P < 4$ eerst alle een lineaire toename van $I\alpha/I\beta$ met E/P . Voor E/P groter dan ongeveer 4 treedt een grote spreiding op. We zijn dan juist in het gebied gekomen, waar de bezettingslijn een kromming vertoont. Bij uitzetting tegen V_q/q (toevoeging der procentuele dissociatiefactor) werd de spreiding der punten in het lineaire deel der kromme groter. Dit wijst dus op een volledige dissociatie der waterstof. Ook de uitzetting tegen V_q/q (waarbij een temperatuurfactor in rekening komt, omdat de vrije weglengte evenredig is met T/P en deze T hier niet wegvalt, zoals bij V_q/q) gaf een grotere spreiding in het lineaire deel der kromme.

Opmerkelijk was nog de geringe spreiding der E_q waarden voor de verschillende fasepunten van een bepaalde wisselstroomboog. De gemiddelde van deze E_q waarden over de periode verliep ongeveer lineair met het omgekeerde van de effectieve stroomsterkte. De helling van deze lijn was voor de lage drukken groter dan voor de hoge.

De volgende punten zijn karakteristiek voor de boog:

- I. Het niet optreden van het waterstofmolecuulspectrum.
- II. Het verschil tussen de absolute-temperatuur en de bandentemperatuur.
- III. Het verschil tussen de uit bandenkoppen bepaalde temperaturen T_{c_2} en T_{c_1} .
- IV. Het verschil tussen absolute-temperatuur en bezettingstemperatuur.
- V. Het verloop der verhouding $I\alpha/I\beta$.
 - a) met de phase (terwijl de bandentemperatuur weinig verandert);
 - b) met stroom en druk;
 - c) het afbuigen van de bezettingslijn bij kleine stroom en druk;
 - d) het verloop met E/P .
- VI. Het optreden van striae bij drukken lager dan 8 c.m. en stromen kleiner dan 5 ampère.

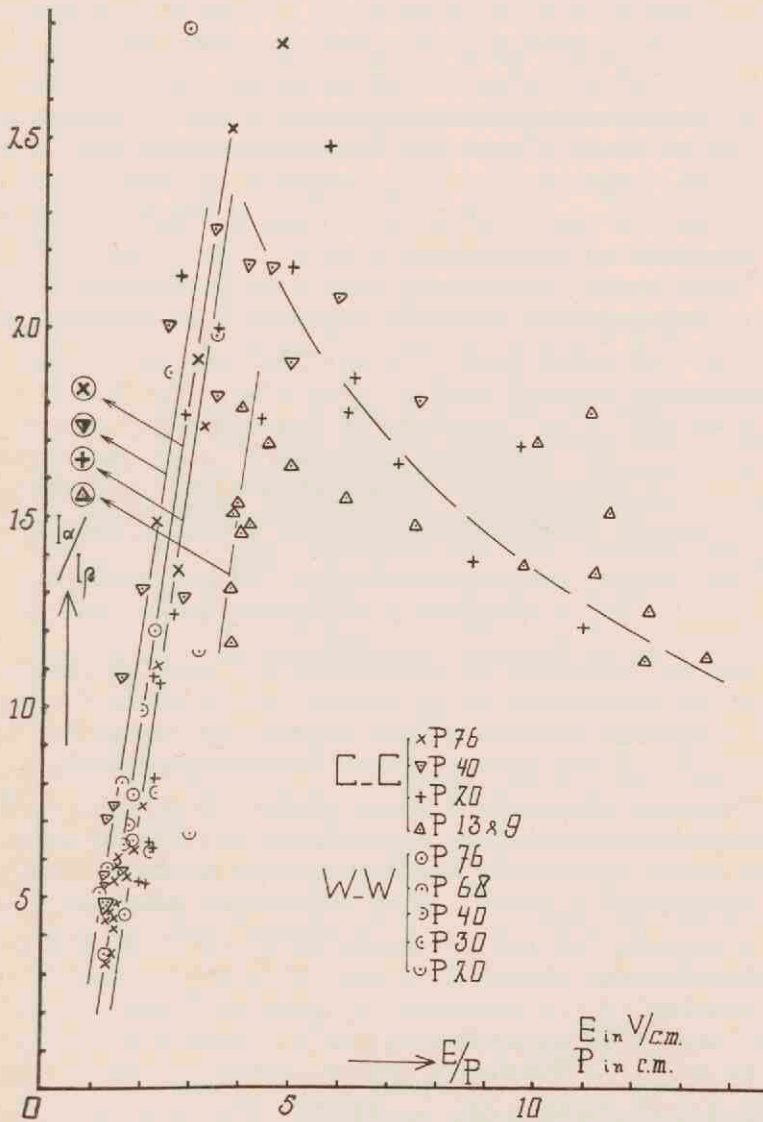


Fig. 21. Het verloop van $la/l\beta$ met E/P .

§ 2. De thermische theorie.

We beginnen de onderstelling te onderzoeken, of de waterstofboog evenals de koolboog in lucht een Boltzmann-straler⁽²⁾ is. De verdeling der gasdeeltjes over de verschillende energieniveau's wordt dan bepaald door de temperatuur van het gas. De door ons gemeten bandentemperatuur is dan de temperatuur van het gas op de plaats, waar de banden worden uitgezonden. Bij de thermische theorie is het mogelijk met behulp van de chemische dissociatievergelijking en de vergelijking van Saha, de dissociatie- en ionisatiegraad en de warmtegeleidingscoëfficiënt als functie van de temperatuur en de druk te berekenen^(17, 4). Uit de ionisatiegraad en de vrije weglengte volgt de electronendruk en de stroomdichtheid. De vrije weglengte werd ondersteld onafhankelijk van de snelheid der electronen te zijn, terwijl voor de verhouding $\lambda_{H_1}/\lambda_{H_2}$ de waarde 3 werd gebruikt. De verschillende termen der energievergelijking van de boog, die aangeeft, dat de energieproductie per volume-element gelijk moet zijn aan het energieverlies door geleiding, zijn nu bekend. Deze vergelijking luidt:

$$2 \pi r dr E I = 2 \pi \frac{d}{dr} (\lambda r \frac{dT}{dr}) dr$$

Door grafische integratie ervan kunnen we bij gegeven veldsterkte en temperatuur in het centrum van de boog het verloop van temperatuur, stroomdichtheid en intensiteit der H α lijn van dit centrum naar de rand berekenen. Door integratie der stroomdichtheid over de doorsnede vinden we dan de totale stroom. Het afwezig zijn van het H₂ spectrum volgt uit het feit, dat een aanslagspanning van 14 volt voor deze niveau's noodzakelijk is. De bezettingsverhouding t.o.v. het H α niveau is bij 4000° gelijk aan $1/280$ en is bij 5000° nog $1/95$, terwijl dan echter de dissociatie reeds volledig is.

A. Voor hoge druk en stroomsterkte vonden we bij 76 c.m. en 16,5 A; $E = 110$ V/c.m., $T_{\alpha\beta} = 10000^\circ$, $T_{cn} = 4900^\circ$, $T_{c_2} = 3800^\circ$ K. Om de totale stroomsterkte en de diameter der waterstofkern met de metingen overeen te laten komen, is het noodzakelijk een kerntemperatuur van 8000° K aan te nemen. Het verschil tussen $T_{\alpha\beta}$ en $T_{\alpha\beta}$ is niet

ernstig, omdat de I_{α}/I_{β} voor deze beide gevallen slechts verloopt van 5,4—4,7. Ook ter verklaring van de metingen over lijnverbreiding door REMAN (³⁰) in het Fysisch Laboratorium aan dezelfde boog verricht, is het nodig een electronendruk te postuleren, die voorkomt bij een temperatuur van het gas van 8000 ° K. Het verschil met de temperatuur, die uit de banden volgt, zou veroorzaakt kunnen worden door het feit, dat de emissie der banden hoofdzakelijk in de mantel plaats vindt, omdat de moleculen in de kern gedissocieerd zijn.

B. Voor hoge druk en lage stroomsterkte b.v. 76 c.m. en 6 A; $E = 130$ V/c.m., $T_{\alpha\beta} = 7800$ °, $T_{\alpha\beta} = 4600$ ° K. De benodigde kerntemperatuur van 7000 ° K is hier niet meer in overeenstemming te brengen met de bezettingstemperatuur.

C. Voor lage druk en lage stroomsterkte b.v. 8 c.m. en 6 A; $E = 87$ V/c.m., $T_{\alpha\beta} = 8000$ °, $T_{\alpha\beta} = 9000$ °— 3000 °, $T_{cn} = 3800$ ° K. Bij deze lage druk stond de boog stil en bleek uit het verval der CN banden van kern naar rand, dat de bandentemperatuur in de kern zeker lager dan 4500 ° K moet zijn. Het is hier dus onmogelijk de bandentemperatuur met de absolute-temperatuur in overeenstemming te brengen.

Er zijn de volgende mogelijkheden om te trachten de moeilijkheden op te lossen:

I. Het gebruik van andere overgangswaarschijnlijkheden.

Een andere absolute waarde voor H_{α} verandert de absolute-temperatuur. Brengen we echter bij lage stroom en druk de $T_{\alpha\beta}$ en de T_{cn} met elkander in overeenstemming, dan is bij hoge stroom en druk $T_{\alpha\beta} < T_{cn}$. Dit is onmogelijk. Een andere verhouding voor H_{α} , H_{β} enz. is in staat de kromme bezettingslijn voor lage stroom en druk in een rechte te veranderen, maar het gevolg is, dat de bezettingslijn voor hoge stroom en druk dan naar de andere zijde kromt.

II. Het gebruik van een andere dan de statistische bezetting over de s, p, d niveau's. Hierbij bleek, dat zelfs in de uiterste gevallen, waarin alleen het s, p of d niveau bezet is, slechts een kleine vertekening der bezettingslijn optreedt. De absolute-temperatuur stijgt in al deze gevallen.

III. De zelfabsorptie. Daar alle lijnen van de Balmer serie hetzelfde eindniveau bezitten, is het aantal atomen, dat de absorptie veroorzaakt, voor alle lijnen hetzelfde. De verhouding van het aantal geabsorbeerde quanten is voor $H\alpha$ en $H\beta$ volgens SCHRÖDINGER 5,4 : 1. De absorptieverhouding der intensiteiten wordt dan als 4:1. Dat wil zeggen, dat bij een verhouding $I\alpha/I\beta > 4$ (zoals ze bijna bij alle metingen voorkomt) de $I\alpha/I\beta$ toeneemt en $T\alpha\beta$ dus afneemt. Bij de wisselstroomboog neemt $T\alpha\beta$ in de periode echter soms toe en soms af. Tevens treden de afwijkingen voornamelijk bij lage druk op, waar de zelfabsorptie minder zou moeten zijn (³⁰).

IV. Een extra terugslag door atomen of electronen.

Daar de afmeting der aangeslagen atomen voor de hogere lijnen der serie sterk toeneemt, zullen deze door de terugslag het meest verzwakt worden, waardoor de bezettingslijn gekromd wordt. Bij constante stroomsterkte en dalende druk neemt de concentratie der atomen en ook hun snelheid af. Daar in deze gevallen juist de kromming optreedt, zal de terugslag niet door atomen veroorzaakt kunnen worden. Met de electronen is het gunstiger, want hoewel de concentratie met de druk afneemt (afnemende lijnverbreding) neemt de snelheid der electronen evenredig met $1/P$ toe (omdat de vrije weglengte dat doet). Dit zou dus een effect in de goede richting zijn. De atomen zouden mede kunnen werken als er extra deeltjes van grote diameter aan het gas werden toegevoegd. Dit verschijnsel doet zich voor bij de gelijkstroomboog tussen een wolfram- en een koolpool en inderdaad vonden we daar de bezettingslijn het meest gekromd, indien het wolframspectrum het sterkst was.

Hoewel het dus door deze IVde onderstelling mogelijk blijkt, dat er afwijkingen tussen $T\alpha\beta$ en $T\alpha\gamma$ optreden en dat ook een afbuigen der bezettingslijn kan voorkomen, is zij niet in staat het grote verschil tussen $T\alpha\beta$ en de bandtemperatuur, begrijpelijk te maken. Het verschil tussch Tc_2 en Tc_n , en ook het optreden der striae vinden geen verklaring.

Wij menen dus te mogen concluderen, dat onze boog geen Boltzmann-straler is.

§ 3. De aanslag door electronen.

Daar de absolute-temperatuur nu nog slechts betekenis heeft als maat voor het aantal aangeslagen atomen, behoeft haar afwijking voor de bezettings- en de bandentemperatuur geen nadere verklaring. Uit de helling der bezettingslijn blijkt, dat de aanslag der hogere niveau's zeer snel afneemt, zodat ook bij een lage temperatuur (geen volledige dissociatie) toch de afwezigheid van het waterstofmolecuulspectrum begrijpelijk is. De gemiddelde electronenenergie zal evenredig zijn met $E_e \lambda$, dus met de gastemperatuur. Ze zal dus van kern naar rand snel afnemen, waardoor een lichtende waterstofkern zal optreden. Door de electronenionisatie zullen we een toename der stroomsterkte verkrijgen, terwijl het dan niet meer nodig is een kerntemperatuur van 8000°K aan te nemen. Het verschil tussen de temperaturen, bepaald uit de bandspectra van C_2 en CN , zal dan teruggebracht kunnen worden tot een verschil in concentratie en dissociatie voor de beide moleculen. Het is echter ook mogelijk, dat de door ons uit de vibratieovergangen bepaalde temperatuur als gevolg der electronenaanslag niet meer met de gastemperatuur overeenkomt. Daar we mogen verwachten, dat de invloed der electronenaanslag op de temperatuur, bepaald uit de rotatielijnen, geringer zal zijn, worden metingen verricht om ook die temperaturen te bepalen.

Stellen we ons nu de vraag, of er bij de waterstofboog sprake is van een electronentemperatuur, d.w.z. of de verdeling der electronen over de verschillende energiewaarden door een Maxwell-verdeling te karakteriseren is.

In het gebied der rechte bezettingslijn neemt in de verschillende fasen van één periode de verhouding I_α/I_β sterk toe, terwijl de E stijgt en de gemiddelde electronenenergie zeker niet daalt. Indien er van een electronentemperatuur sprake was, zouden we juist een daling van I_α/I_β moeten verwachten.

Over de terugslag door atomen kunnen we opmerken, dat de halfwaardebreedte der $\text{H}\beta$ (dus ook de daarmee ongeveer evenredige electronenconcentratie ⁽³⁰⁾) ongeveer evenredig met de druk (atoomconcentratie) verloopt. De verhou-

ding van de concentratie der atomen en electronen verandert met de druk dus weinig. Er is dus geen reden om hierdoor de door ons gevonden kromming te mogen verwachten.

Redenen, waarom geen Maxwell-verdeling der electronen optreedt, kunnen zijn:

I. De grote E/P.

DAVYDOV⁽³¹⁾ en SMIT⁽³²⁾ vonden, dat bij verwaarlozing van de onderlinge invloed der electronen de verhouding $I\alpha/I\beta$ met toenemende E/P daalt. Dit verschijnsel treedt in figuur 21 op voor $E/P > 4$. Dit gebied is dat, waar de lijnverbreding gering is en dus een kleine concentratie van de electronen bestaat. Bij hoge stroom en druk zijn de electronendichtheden in de boog echter zodanig, dat de wisselwerkingsterm der electronen niet meer te verwaarlozen is.

II. Een verloop van de vrije weglengte voor atomaire waterstof met de electronensnelheid (een Ramsauer effect).

Bij de alkaliën is een dergelijk effect bekend. Met het kleiner worden der E/P (dus met de gemiddelde electronenenergie) moet dan een relatieve toename van de bezetting der hogere niveau's gepaard gaan.

Tengevolge van het feit, dat de gemiddelde energie der electronen sterk met E/P toeneemt, is de verhouding $I\alpha/I\beta$ eigenlijk een verhouding van aanslagfuncties.

§ 4. Conclusie.

Aan de hand der metingen kunnen we 3 gebieden onderscheiden:

A. Het Striaegebied. Het treedt op bij drukken lager dan 10 c.m. en stromen kleiner dan 5 A. Hoe lager de druk, des te hoger de stroomsterkte, waarbij nog striae optreden. Bij berekening bleek de waarde van E/P voor al deze gevallen boven 15 te liggen. De afstand van de striae varieerde van 0,6—1,4 m.m. Nemen we 1 m.m., dan is dat $14 \times$ zo groot als de vrije weglengte voor H_2 bij 8 c.m. druk en $5000^\circ K$. Indien we de verhouding $\lambda_{H_1}/\lambda_{H_2}$ weer op 3 stellen, moet dus nog een factor 4 op rekening van een Ramsauer effect geschreven worden. We bevinden ons hier in het gebied der glimontlading.

B. Het gebied van lage stroom en druk.

$$4. < E/P < 15.$$

In dit gebied is de afwijking der electronen van de Maxwell-verdeling zo groot, dat dit reeds in het kleine energiegebied van 12—13,2 electronvolt door een kromming der bezettingslijn merkbaar is. De aanwezigheid van vreemde moleculen als W, CN, C₂, CH kan aan deze kromming medewerken. In dit gebied neemt de verhouding I_{α}/I_{β} met toenemende E/P af.

C. Het gebied van hoge stroom en druk.

$$E/P < 4.$$

In dit gebied is de afwijking der Maxwell-verdeling reeds zoveel geringer geworden, dat de bezettingslijn een rechte is. Haar helling is echter nog niet met een electronentemperatuur te beschrijven. Het blijkt, dat I_{α}/I_{β} lineair met E/P toeneemt. Met de afnemende waarden van E/P zullen de gastemperatuur en de electronentemperatuur elkaar steeds meer naderen en we zien dan ook, dat de afwijkingen van de thermische theorie steeds geringer worden. De electronenconcentratie neemt steeds toe.

LITERATUUR.

1. L. S. ORNSTEIN, A survey of his work from 1908-1933, Utrecht.
2. L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, *Physica* I, 797, 1934.
3. L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, *Physica* III, 131, 1936.
4. H. BRINKMAN, diss. Utrecht, 1937.
5. D. TH. J. TER HORST, diss. Utrecht 1934.
6. D. TH. J. TER HORST, *Physica* III, 131, 1936.
7. D. VAN LINGEN, diss. Utrecht 1936.
8. L. S. ORNSTEIN, Miss. J. G. EYMERS en J. WOUDA, *Proc. Amsterdam*, XXXIV, 4, 1931.
9. L. S. ORNSTEIN, N. J. H. MOLL, H. C. BURGER, *Objective Spectral-photometrie Braunschweig*, 1932.
10. L. S. ORNSTEIN, D. VERMEULEN, E. F. M. VAN DER HELD, *J. O. S. A.*, 20, 573, 1930.
11. J. WOUDA, *Zs. f. Physik*, 79, 511, 1932.
12. J. D. SHEA, *Phys. Rev.* XXX, 825, 1927.
13. W. JEVONS, *Report on Bandspectra of Diatomic Molecules*, Cambridge Press., 1931.
14. D. TH. J. TER HORST en C. KRIJGSMAN, *Physica* I, 115, 1934.
15. L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, *Proc. Amsterdam*, 34, 33, 1931.
16. L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, *Proc. Amsterdam*, 34, 498, 1931.
17. L. S. ORNSTEIN, H. BRINKMAN en A. BEUNES, *Zs. f. Physik*, 77, 72, 1932.
18. H. BETHE, *Handbuch der Physik*, XXIV₁, 1933.
19. P. H. VAN CITTERT, *Zs. f. Physik*, 65, 547, 1930 en 69, 298, 1931.
20. MANFRED VON ARDENNE, *Die Kathodenstrahlröhre*, Berlin, 1933.
21. MANFRED VON ARDENNE, *Proc. Inst. Radio Eng.*, 22, 423, 1934.
22. E. ARNOLD, *Wechselstromtechnik*, Berlin, 1910.
23. G. LANGE, *Ann der Physik*, 32, 589, 1910.
24. A. VON ENGEL en M. STEENBECK, *Gasentladungen*, Berlin, 1934.
25. F. KESSELRING en A. LOTZ, *Electrotechn. Z.*, 55, 92, 1934.
26. J. J. SOMMER, *Phys. Z.* XXXIV 324, 1933.
27. H. LINDEMAN, diss. Utrecht, 1933.
28. A. A. KRUTHOF, diss. Utrecht, 1934.
29. P. M. MORSE, W. P. ALLIS, E. S. LAMAR, *Phys. Rev.* 48, 412, 1935.
30. G. REMAN, diss. Utrecht, 1937.
31. B. DAVYDOV, *Phys. Z. Sow. Union* 8, 59, 1935.
32. J. S. SMIT, *Physica* III, 543, 1936.

STELLINGEN

I.

De methode door N a r a t h gebruikt, voor de sensitometrie van fotografische emulsie's, heeft ernstige nadelen ten opzichte van de gebruikelijke spectrale methoden.

A. N a r a t h, Zs. f. Techn. Physik 17, 70, 1936.

II.

De wijze waarop B a u m b a c h de fotografische opname van de corona corrigeert voor nevelsluier is onjuist.

S. B a u m b a c h, Astr. Nachr. 258, Febr. 1936.

III.

De bepaling van de temperatuur uit de CN banden in een koolboog door L o c h t e-H o l t g r e v e n en M a e c k e r geeft onjuiste waarden.

W. L o c h t e-H o l t g r e v e n en H. M a e c k e r, Zs. f. Physik 105, 1, 1937.

IV.

Het verschijnsel van de roosterdetectie, in draadloze ontvangtoestellen, kan door de theorie van de gelijkrichting van wisselspanning geheel begrepen worden.

V.

Het effect van de dagverlichting van etalageruimten is met behulp van constructieve hulpmiddelen aanmerkelijk te vergroten.

VI.

Met het oog op het veelvuldig voorkomen van een zwakke kleurzin moet het kleerpunt van groene signaalglazen voor het huidige verkeer een effectieve golflengte van 5100 Å bezitten.

VII.

De sterfttekromme voor jonge leeftijden kan gevonden worden door de onderstelling, dat de sterftkans voor de geboren en volgens een uitgebreide wet van Gauss verdeeld is. Op deze wijze verkrijgt men een uitbreiding van de benaderingsformule van Makeham. De formule luidt:

$$L_t = L_0 e^{-at + b e^{-\beta t} - c e^{\gamma t}}$$

U
19