



Boogontladingen met wisselstroom

<https://hdl.handle.net/1874/319571>

Agm 192-1934

BOOGONTLADINGEN MET WISSELSTROOM

D. TH. J. TER HORST

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

ht
4

A-9a-192-1934

BOOGONTLADINGEN MET WISSELSTROOM

BOOGONTLADINGEN MET WISSELSTROOM

PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN
DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE AAN
DE RIJKS-UNIVERSITEIT TE UTRECHT, OP
GEZAG VAN DEN RECTOR MAGNIFICUS
DR. H. BOLKESTEIN, HOOGLEERAAR IN DE
FACULTEIT DER LETTEREN EN WIJSBE-
GEERTE, VOLGENS BESLUIT VAN DEN SENAA
DER UNIVERSITEIT TEGEN DE BEDENKINGEN
VAN DE FACULTEIT DER WIS- EN NATUUR-
KUNDE TE VERDEDIGEN OP MAANDAG
5 NOVEMBER 1934 DES NAMIDDAGS TE 4 UUR

DOOR

DIEDERIK THOMAS JAN TER HORST

GEBOREN TE BEERTA (GR.)

N.V. NOORD-HOLLANDSCHE UITGEVERSMAATSCHAPPIJ
AMSTERDAM 1934

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

Aan de nagedachtenis van mijn Vader.

Aan mijn Moeder.

Bij de beëindiging van m'n universitaire opleiding gevoel ik het als een aangename plicht, U, Hoogleraren en Oud-Hoogleraren in de Faculteit der Wis- en Natuurkunde, te bedanken voor het genoten onderwijs.

In het bijzonder geldt die dank U, Hooggeleerde ORNSTEIN, Hooggeachte Promotor. De jaren dat ik in Uw laboratorium onder Uw leiding heb mogen werken zijn de schoonste van m'n studententijd geweest.

Voor de belangstelling die gij hebt getoond in m'n particuliere leven ben ik U in het bijzonder dankbaar.

De „Stichting Fonds voor toegepast natuurwetenschappelijk onderzoek ter bevordering van volkswelvaart” ben ik zeer dankbaar voor de mij verleende steun.

Dat onze vriendschap van zeer groote beteekenis is geweest voor de totstandkoming van dit proefschrift, beste BRINKMAN, behoeft nauwelijks betoogd te worden. Ik ben je veel dank verschuldigd voor de raad en de steun die je me altijd gegeven hebt.

Waarde Willemse, ik ben U erkentelijk voor de mij verleende technische hulp.

Tenslotte ben ik VAN OS dankbaar voor de hulp mij bij dit onderzoek verleend.

INHOUD

	BLADZ.
Inleiding	1
HOOFDSTUK I. De principes van de meetmethoden.	
§ 1. Het principe der optische metingen	3
§ 2. Het principe der electriche metingen	5
HOOFDSTUK II. De optische metingen van de temperatuur als functie van de tijd.	
§ 1. De opstelling	7
§ 2. De metingen	11
§ 3. Resultaten	12
HOOFDSTUK III. De electriche metingen.	
§ 1. De oscillograaf	18
§ 2. De schakeling	20
§ 3. De bepaling van de veldsterkte als functie van de tijd	22
§ 4. De bepaling van de stroomdichtheid en de energieproductie per volume-eenheid als functie van de tijd	29
HOOFDSTUK IV. Discussie van de resultaten.	
§ 1. Opstelling van de energiebalans	34
§ 2. De temperatuurafhankelijkheid van de warmte-inhoud q	38
§ 3. De warmtegeleiding als functie van de temperatuur	45
§ 4. Toetsing van de differentiaalvergelijking	48
Samenvatting	56

INLEIDING.

Gedurende de laatste jaren zijn in het Fysisch Laboratorium der Rijks Universiteit te Utrecht spectroscopische onderzoeken gedaan over boogontladingen. Daarbij werd uit het molecule- of atoomspectrum dat de boog emitteerde de temperatuur bepaald. Immers de verdeling der moleculen of atomen over de energieniveau's wordt door de temperatuur bepaald (BOLTZMANN-verdeeling), zoodat de intensiteitsverdeling in het spectrum daarmee rechtstreeks samenhangt.

De lichtboog is, voor zoover zelfabsorptie buiten beschouwing gelaten kan worden, volgens ORNSTEIN en BRINKMAN, een BOLTZMANN-straler.

De gevonden temperaturen en de electriche grootheden die op de lichtboog betrekking hebben zijn gebruikt om op de basis van een thermische theorie, een quantitative beschrijving van de verschijnselen die in een lichtboog optreden te geven¹).

De genoemde onderzoeken werden verricht met gelijkstroombogen. Gevonden werd o.a. dat de temperatuur, zeer weinig varieerde met de booglengthe en met de stroomsterkte, althans in het vrij groote gebied waarin gemeten werd. De energie-ontwikkeling, tengevolge van de stroomdoorgang, was daarbij in ieder volume-element van het lichtende booggas onafhankelijk van de tijd, zoodat zich een stationaire toestand instelde.

Wanneer men echter aan de electroden een wisselspanning legt, zal de energieproductie in ieder volume-element van het booggas een periodieke functie van de tijd zijn.

Het is nu van belang na te gaan, of uit het bandspectrum, dat in dit geval door het booggas geëmitteerd wordt, een bepaalde temperatuur volgt die thans een periodieke functie van de tijd is; m.a.w. of de temperatuur een functie van de phase van de wisselspanning is.

¹) Een overzicht van deze onderzoeken vindt men in: L. S. ORNSTEIN, A survey of his work, 1933; L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, Physica I, 797, 1934.

ORNSTEIN, BRINKMAN en VERMEULEN¹⁾ vonden bij een wisselspanning van 50∞ dat de temperatuur varieerde als functie van de phase.

In dit proefschrift zullen een aantal metingen worden beschreven, verricht aan een boog gevoed met een wisselstroom van 50∞ en hogere frequenties, liggende in het gebied van $50-500 \infty$. De boog brandde steeds in lucht van normale druk tusschen kool-electroden.

Er zal getracht worden een verband te zoeken tusschen de gemeten temperaturen en de electriche grootheden die de boogontlading karakteriseeren.

In het eerste hoofdstuk zullen de gebruikte methoden beschreven worden, in het tweede en derde de metingen; terwijl in het laatste hoofdstuk de interpretatie van deze metingen zal worden behandeld²⁾.

¹⁾ L. S. ORNSTEIN, H. BRINKMAN en D. VERMEULEN, *Proceedings Amsterdam*, 34, 764, 1931.

²⁾ Voor vroegere onderzoekingen op het gebied van boogontladingen met wisselstroom, zie: A. HAGENBACH, *Handbuch der Physik XIV*, p. 331; R. SEELIGER, *Handbuch der Experimental Physik XIII*, 3, p. 687; R. SEELIGER, *Gasentladungen*, Leipzig 1927, p. 365.

HOOFDSTUK I.

De principes van de meetmethoden.

Het onderzoek heeft, zooals in de Inleiding reeds is medegedeeld, ten doel een verband te leggen tusschen de temperatuur van het booggas eenerzijds en de elektrische grootheden, die de boogontlading karakteriseeren, anderzijds. De temperatuur werd langs optische weg bepaald.

Het onderzoek zal dus moeten bestaan uit twee gedeelten, de optische metingen en de elektrische metingen.

§ 1. *Het principe der optische metingen.*

Het spectrum, dat door een lichtboog, met homogene koolectroden, brandende in lucht, wordt uitgezonden, bestaat in hoofdzaak uit het bandenspectrum van CN en C₂.

In principe zijn beide spectra voor het gestelde doel, nl. de bepaling van de temperatuur, bruikbaar. Het spectrum van het molecule CN is echter lichtsterker en is daarom gekozen, en wel het violette CN spectrum¹⁾.

Het violette bandensysteem van CN ontstaat door de electronenovergang ${}^2\Sigma - {}^2\Sigma$. Het eindniveau is het grondniveau van het molecule. Van dit bandensysteem is de groep, beantwoordende aan een verandering Δv van het vibratie-quantengetal v , waarin $\Delta v = 0$, de lichtsterkste.

Bijna steeds werd dan ook deze bandengroep liggende bij $\lambda 3883 \text{ \AA}$ gebruikt, een enkele keer werd ook de groep $\Delta v = 1$ bij $\lambda 4216 \text{ \AA}$ gebezigd.

De intensiteit I van een spectraallijn kan worden voorgesteld door:

$$I = h\nu A N_i \dots \dots \dots (1)$$

waarin :

- h de constante van PLANCK,
- ν de frequentie van de spectraallijn,

¹⁾ Voor temperatuurbepaling uit het spectrum van C₂, vergelijkte men : D. TH. J. TER HORST en C. KRIJGSMAN, *Physica* 1, 115, 1934.

A de overgangswaarschijnlijkheid van de beschouwde spectraallijn,

N_i het aantal deeltjes (atomen, ionen of moleculen, al naar gelang men met atoom-, ion- of molecuul-lijnen te maken heeft) in de beschouwde begintoestand.

Wanneer we onderstellen dat de aanslag thermisch is, kunnen we N_i voorstellen door

$$N_i = N \frac{g_i e^{-\frac{E_i}{kT}}}{\sum g_i e^{-\frac{E_i}{kT}}}$$

waarin :

N het totaal aantal deeltjes per volume-eenheid,

g_i het statistisch gewicht van de beschouwde begintoestand,

E_i de energie van het deeltje in de aangeslagen toestand,

k de constante van BOLTZMANN,

T de absolute temperatuur is.

De sommatie moet worden uitgestrekt over alle energie-toestanden van het deeltje.

De intensiteit I kan dus worden voorgesteld door :

$$I = h\nu AN \frac{g_i e^{-\frac{E_i}{kT}}}{\sum g_i e^{-\frac{E_i}{kT}}}$$

Deze formule geldt voor de rotatielijnen waaruit een band is opgebouwd.

De intensiteiten der trillingsovergangen in het spectrum van een molecule worden, bij thermische aanslag, door dezelfde formules beheerscht.

Voor de intensiteitsverhouding $\frac{I_1}{I_2}$ van een aantal bandenlijnen van een band 1 tot een overeenkomstig aantal bandenlijnen van een andere band 2 van dezelfde bandengroep, dus ook voor de verhouding van twee bandenkoppen 1 en 2, kan men schrijven :

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{A_1 \nu_1}{A_2 \nu_2} e^{-\frac{E_{\nu_1} - E_{\nu_2}}{kT}}$$

waarin E_{ν_1} en E_{ν_2} de trillingsenergieën van het molecule voorstellen met trillingsquantengetallen ν_1 en ν_2 .

Zijn nu de relatieve overgangswaarschijnlijkheden van de trillingsovergangen bekend, dan kan men de temperatuur uit de gemeten intensiteitsverhouding bepalen.

Deze relatieve overgangswaarschijnlijkheden zijn voor het spectrum van het molecule CN bepaald door ORNSTEIN en BRINKMAN¹⁾, terwijl deze meting voor het molecule C₂ in bewerking is²⁾.

Wanneer men dus in een aantal fasen van de wisselstroomboog het spectrum fotografeert, kan men uit de intensiteitsverhouding van de bandenkoppen in het spectrum van het molecule CN de temperatuur berekenen. Deze temperatuur bepaalt dan de BOLTZMANN-verdeeling van de vibratie-niveau's.

In het geval van een gelijkstroomboog werd voor deze temperatuur dezelfde waarde gevonden als men op analoge wijze uit de rotatiestructuur van een band kan bepalen³⁾. Tevens werd geverifieerd dat dit de temperatuur van het booggas was, op de plaats waar de CN-banden werden geëmitteerd⁴⁾.

§ 2. *Het principe der elektrische metingen.*

De energieproductie per volume-eenheid en per tijdseenheid, tengevolge van de stroomdoorgang, in het gas van een boogontlading, zal men kunnen bepalen uit het product van de veldsterkte en de stroomdichtheid in het lichtende booggas. Het is echter de vraag of men over de geheele booglengte van een constante veldsterkte zal kunnen spreken, afgezien dan van de anode- en de kathode-val.

Bij een gelijkstroomboog tusschen koolectroden blijkt dit het geval te zijn⁴⁾, overeenkomstig de formule van AYRTON

$$V = a + bl + \frac{c + dl}{i}$$

¹⁾ L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, *Proceedings Amsterdam* **34**, 33, 1931.

²⁾ Verg.: D. TH. J. TER HORST en C. KRIJGSMAN, *Physica* **1**, 115, 1934.

³⁾ L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, *Proceedings Amsterdam*, loc. cit.
L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, *Proceedings Amsterdam*, **34**, 498, 1931.

⁴⁾ L. S. ORNSTEIN, H. BRINKMAN en A. BEUNES, *Zs. f. Physik*, **77**, 72, 1932.
L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, *Physica*, **1**, 797, 1934.

waarin: V de spanning is, die tusschen de electroden bestaat,
 l de booglengte,
 i de stroomsterkte,
 en a , b , c en d constanten zijn.

De veldsterkte

$$E = \frac{dV}{dl} = b + \frac{d}{i}.$$

Het is nu noodig na te gaan in hoeverre bij een boog met wisselstroom gevoed, ook van een constante veldsterkte als functie van de booglengte gesproken kan worden.

Daartoe is het noodig, bij verschillende booglengten en verschillende stroomsterkten de spanning aan de boog en de stroom door de boog oscillografisch op te nemen als functie van de tijd.

Verder moet men dan tevens in iedere phase van de wisselspanning, die aan de boog gelegd wordt, de stroomverdeeling over de diameter van de boog bepalen. Op deze wijze vindt men de energieproductie per volume-eenheid en per tijdseenheid in het booggas. Deze grootte is een periodieke functie van de tijd. Zij hangt met de temperatuurfluctuatie in een wisselstroomboog direct samen.

De optische metingen zullen in bijzonderheden in Hoofdstuk II, de electriche in Hoofdstuk III beschreven worden.

HOOFDSTUK II.

De optische metingen.

§ 1. De opstelling.

De apparatuur, die we gebruikten, moest aan de volgende eischen voldoen :

1. We moeten opnamen van het spectrum van de boog kunnen maken in iedere phase van de wisselspanning.
2. De belichtingstijden moeten niet te lang zijn. De apparatuur moet dus lichtsterk zijn.
3. De opstelling moet zoodanig zijn dat deze voor alle frequenties in het gebied van 50—500 ∞ zonder ingrijpende veranderingen bruikbaar is.

Om aan de eerste eisch te voldoen wordt stroboskopisch waargenomen. We gebruikten een methode die analoog was aan die van ORNSTEIN, BRINKMAN en VERMEULEN¹⁾), zooals die ook gebruikt is door ORNSTEIN en KEY²⁾) en door CHAMALAUN³⁾).

Onze opstelling was in zooverre afwijkend van de genoemde, dat we niet beschikten over synchroonmotoren voor frequenties boven 50 ∞ . Wij namen daarom onze toevlucht tot de volgende methode :

De generator, die de wisselspanning leverde, werd door een gelijkstroommotor aangedreven. Generator en motor waren op één as gekoppeld. Door variatie van de magneetstroom van deze motor kon het toerental van de motor en daarmee de frequentie van de door de generator geleverde wisselspanning binnen wijde grenzen veranderd worden. De frequentie was van 100—600 ∞ vrijwel continue instelbaar. Hiermee is aan de derde eisch voldaan. Op de as van dit aggregaat werd nu een schijf gemonteerd met 5 spleetvormige gaten. De generator had 20 polen, de tijd die er verloopt voor $\frac{1}{5}$ omwente-

¹⁾ L. S. ORNSTEIN, H. BRINKMAN en D. VERMEULEN, Proc. Amsterdam, loc. cit.

²⁾ L. S. ORNSTEIN en JAC. KEY, Zs. für Physik, 85, 565, 1933.

³⁾ F. J. CHAMALAUN, Dissertatie Utrecht 1934.

ling van de schijf is dus de tijdsduur van 2 perioden van de door de generator geleverde wisselspanning. De schijf was ten opzichte van de generatorpolen verstelbaar, zoodat in iedere phase van de wisselspanning kon worden waargenomen.

De optische opstelling staat afgebeeld in fig. 1. Het licht van de boog B wordt met een lens L_1 afgebeeld op de schijf S , die bij A op de as van het aggregaat gemonteerd is. Daarna wordt de schijf met de lens L_2 op de spleet van de spectrograaf F afgebeeld. Tusschen de schijf en de lens L_2 is een rechthoekig prisma P geplaatst, zoodanig dat van de verticaal staande boog een horizontaal beeld op de spleet van de spectrograaf gevormd werd ¹⁾. De spleet stond verticaal midden tusschen de electroden. Wij verkregen op deze wijze langs iedere spectraallijn het intensiteitsverloop over een doorsnede van het lichtende booggas loodrecht op de electrodenrichting. We kunnen dit „dwarsboogopnamen” noemen.

Oorspronkelijk werd gewerkt met een horizontaal staande boog en dan was het prisma P overbodig. Deze boog was echter zeer moeilijk rustig te houden en bovendien ging de cylindersymmetrie verloren. De achromatische lenzen hadden een brandpuntsafstand van ongeveer 20 c.M. De diafragma's D_1 en D_2 waren noodig om de sferische aberratie van de lenzen zoo weinig mogelijk merkbaar te maken.

Het gebruikte spectraalapparaat was een FUESS-glasspectrograaf (N^o. 51080) waarvan de dispersie in het gebied waar we werkten, nl. bij λ 3880 Å, 20 Å/m.M. bedroeg.

Deze apparatuur voldeed aan de drie gestelde eischen. De belichtingstijden waren ten hoogste 30 minuten. De kleine bewegingen van de lichtboog werden gedurende de belichting zoo goed mogelijk gecorrigeerd, zoodat het beeld van de boog op de spleet van de spectrograaf vrijwel stil bleef staan.

Aan de schijf S moest de grootste zorg besteed worden wat z'n constructie betreft ²⁾. Het hoogste toerental was 3600 per minuut, en de spleten van de schijf moesten verstelbaar zijn t.o.v. de polen

¹⁾ Voor het in aanmerking komende spectraalgebied kan met glas-lenzen en glas-prisma's gewerkt worden.

²⁾ Deze schijf werd in de werkplaats van het laboratorium vervaardigd. Voor de uitvoering ben ik de heer VAN STRATEN zeer dankbaar.

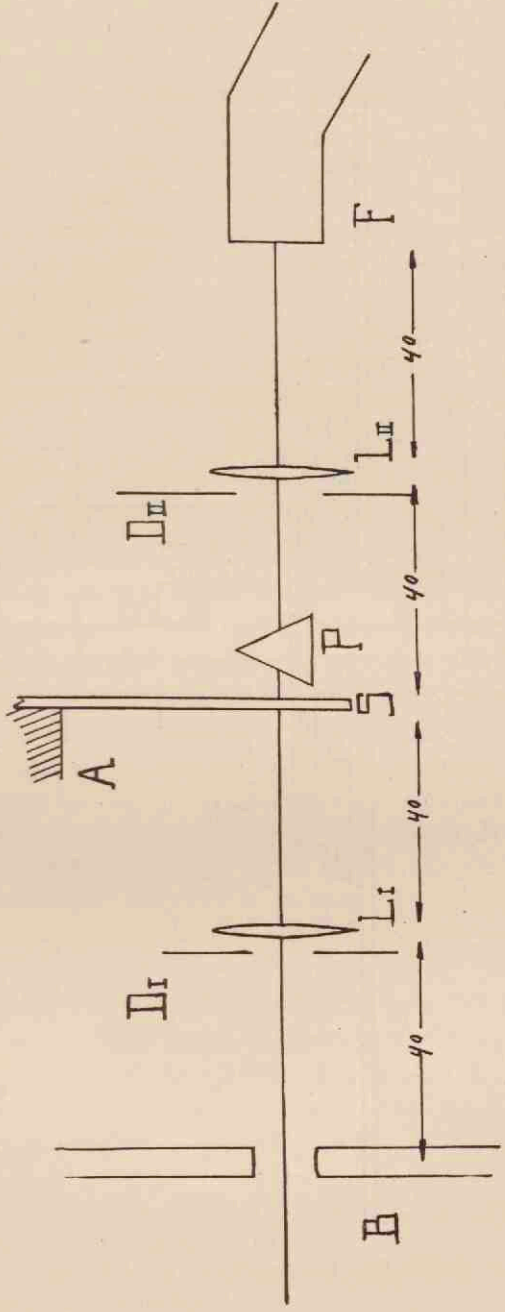


Fig. 1

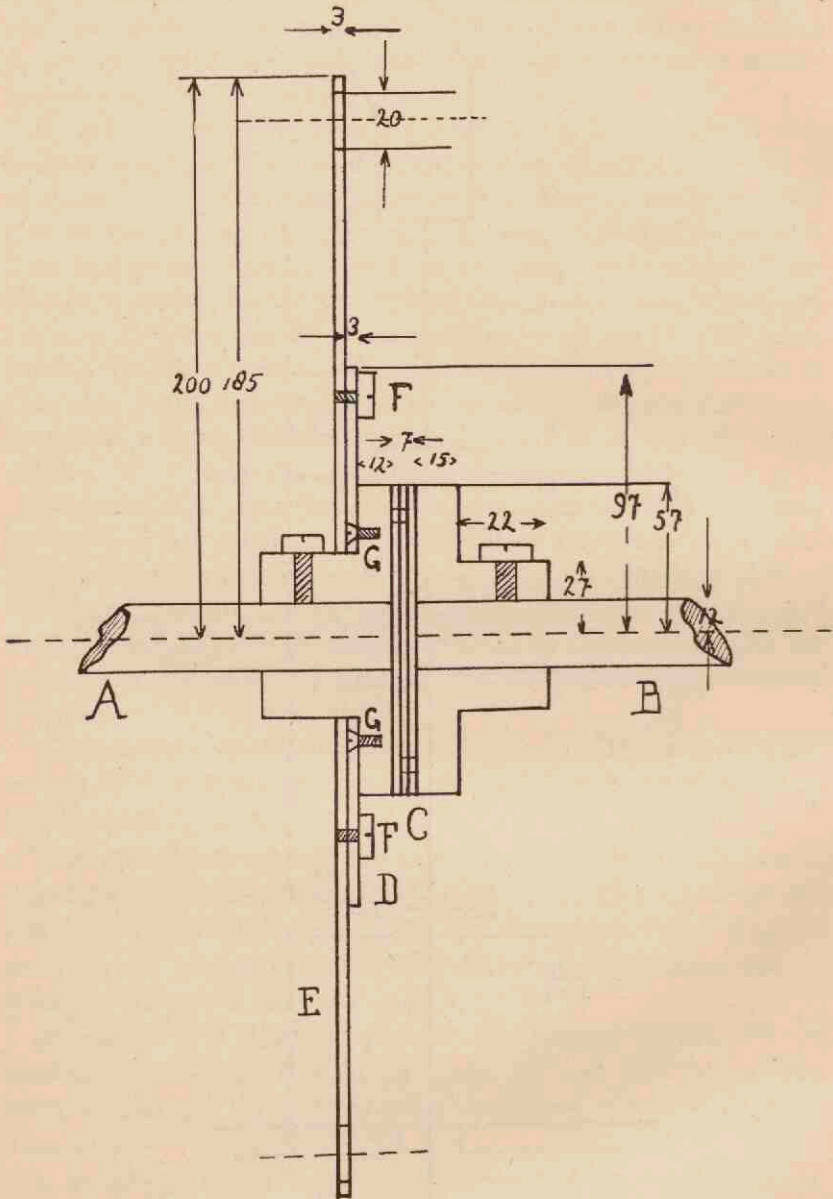


Fig. 2

van de generator. Men kon namelijk bezwaarlijk het geheele aggregaat om z'n as laten draaien.

In fig. 2 staat een schematische afbeelding van de schijf, benevens enkele maten, alle in m.M.

A is de as van de generator, *B* die van de motor. *C* is de koppeling van beide assen. Op die koppeling is een schijf *D* bevestigd door middel van de schroeven *G*. Een andere schijf *E* was met de schroeven *F* op de schijf *D* gemonteerd, zoodanig dat de schijf *E* t.o.v. schijf *D* reproduceerbaar versteld kon worden. In de schijf *E* zaten de 5 radiale spleten. De hoogte daarvan bedroeg 20 m.M. en de breedte 2 m.M., zoodat steeds het licht afkomstig van ongeveer $\frac{1}{60}$ gedeelte van 1 periode werd doorgelaten.

§ 2. De metingen.

De intensiteitsmetingen werden geheel volgens de gebruikelijke Utrechtsche methoden uitgevoerd ¹⁾.

De zwartingsmerken en de spectra werden steeds op dezelfde plaat gefotografeerd. Als ontwikkelaar gebruikten we Rodinal 1:20. [Ontwikkeltijd 7 minuten bij 18° C.]. De gebruikte platen waren Ilford Panchromatic Plates of Ilford Special Rapid *H*. en *D*. 400.

De spectra werden uiteraard steeds intermitterent opgenomen. Er werd gezorgd dat de zwartingsmerken steeds met dezelfde intermitterentie werden opgenomen. Dit geschiedt door de constante lichtbron [Wolfram Bandlamp] in de plaats van de boog te stellen.

De verschillende intensiteiten noodig voor de zwartingsmerken werden verkregen door variatie van de stroomsterkte door de geijkte bandlamp ²⁾.

De verkregen zwartingskrommen liepen in het golflengtegebied van 3800 Å tot 3900 Å bij belichtingstijden van 2—30 minuten evenwijdig. Voor belichtingstijden korter dan 2 minuten bestond in ons geval de parallelliteit niet meer. Met behulp van een glasverzwakker werden alle expositietijden binnen het gebied van 2—30

¹⁾ Verg. L. S. ORNSTEIN, W. J. H. MOLL en H. C. BURGER, Objektive Spektralphotometrie, Braunschweig 1932.

²⁾ Voor de uitvoering van de ijkingen van de bandlamp ben ik Mej. Dra. J. G. EYMERS veel dank verschuldigd.

minuten gebracht, zoodat steeds met éézelfde zwartingskromme voor alle spectra van één plaat kon worden volstaan. De glasverzwakker was, blijkens meting, in het gebied waar we werkten λ 3855 Å— λ 3883 Å niet selectief.

De doorlaatbaarheid van het glazen prisma *P* in fig. I en van het prisma in de spectrograaf, alsmede van de lenzen verandert in dit kleine golflengtegebied echter aanzienlijk. Van λ 3883 Å tot λ 3871 Å met een bedrag van 25 %. Van λ 3883 Å tot λ 3862 Å zelfs met een bedrag van 45 %. Deze doorlaatbaarheid werd bij iedere opname opnieuw bepaald.

We onderzochten in deze opstelling bogen met wisselspanning van 125, 250 en 500 perioden per seconde.

De effectieve stroomsterkte varieerde bij de verschillende frequenties van 2—4 Ampère. De effectieve boogspanning bedroeg steeds 60—85 Volt. De booglengte was 5 m.M. Als electroden dienden homogene koolstaven (Conradty Noris) van 5 m.M. diameter. Bij de boog met wisselspanning van 50 perioden per sec. bedroeg de stroomsterkte 16 Ampère, de booglengte 8 m.M., de diameter der koelelectroden 12 m.M. De spectra van deze lichtboog zijn opgenomen door ORNSTEIN, BRINKMAN en VERMEULEN¹⁾, maar zijn door mij opnieuw uitgemeten.

§ 3. Resultaten.

De bepaling van de temperatuur uit de intensiteitsverhouding van twee trillingsbanden hebben we in Hoofdstuk I, § 1, uiteengezet.

De „intensiteit van een bandenkop” is echter een grootheid, die nadere preciseering behoeft. Wij hebben in plaats van de maximale intensiteit van de kop van een band, de oppervlakte van een zeer bepaald deel van het intensiteit-golflengtediagram als maat voor de intensiteit van de band genomen. De bepaling van de temperatuur uit de verhouding van de „oppervlakte-intensiteiten” van twee banden wordt door het onderstaande toegelicht.

De intensiteit *I* van een rotatielijns van het violette bandensysteem van CN is bij thermische aanslag bepaald door:

$$I \sim j e^{-\frac{Bhc_j(j \pm 1)}{kT}} \dots \dots \dots (1)$$

¹⁾ L. S. ORNSTEIN, H. BRINKMAN en D. VERMEULEN, Proceedings Amsterdam, 34, 764, 1934.

waarin: j het rotatiequantengetal van de aangeslagen toestand,

$$B = \frac{h}{8\pi^2 I c}$$

h de constante van PLANCK,

I het traagheidsmoment van het molecule in de aangeslagen toestand,

c de lichtsnelheid,

k de constante van BOLTZMANN,

T de absolute temperatuur is.

Het \pm teeken heeft resp. betrekking op lijnen van de R - of de P -tak.

In de eerste band van de groep $\Delta v = 0$, dus in de 0—0 band, vallen — gerekend tot aan de tweede bandenkop — de P -lijnen $j = 1$ t/m 61 en de R -lijnen $j = 0$ t/m 4.

In de tweede band, gerekend tot aan de derde kop, vallen van de 0—0 band de P -lijnen $j = 62$ t/m 73 en de R -lijnen $j = 5$ t/m 16. In de derde band, gerekend tot aan de vierde kop, vallen van de 0—0 band de P -lijnen $j = 74$ t/m 81 en de R -lijnen $j = 17$ t/m 23.

In de tweede band, gerekend tot aan de derde kop, vallen van de 1—1 band de P -lijnen $j = 1$ t/m 64 en de R -lijnen $j = 0$ t/m 2.

In de derde band, gerekend tot aan de vierde bandenkop, vallen van de 1—1 band de P -lijnen $j = 65$ t/m 72 en de R -lijnen $j = 3$ t/m 12.

In de derde band, gerekend tot aan de vierde bandenkop, vallen van de 2—2 band de P -lijnen $j = 3$ t/m 58 en van de R -lijnen gene¹⁾.

Voor al deze lijnen kunnen we met behulp van de formule (1) de relatieve intensiteit als functie van de temperatuur T berekenen. We kennen dus ook de totaalintensiteit van de band 0—0, gerekend tot aan de kop van de band 1—1, als functie van T . Rekening houdende met de relatieve overgangswaarschijnlijkheden van de band 1—1 en de band 2—2 en ook rekening houdende met de verschillende bezettingen der niveau's $v = 0, 1$ en 2 , kunnen we ook de totaalintensiteit van de bandenkop 1—1, gerekend tot aan de kop van de band 2—2, en die van de kop 2—2 tot aan de kop van de

¹⁾ Berekend naar gegevens uit W. JEVONS, Report on Bandspectra of Diatomic Molecules, Cambridge Press, 1931.

band 3—3, als functie van T berekenen. De oppervlakte-intensiteiten bij onze metingen hebben betrekking op dezelfde deelen van de diverse banden.

We zetten nu de verhouding van de intensiteiten van de tweede en de eerste bandenkop, die we met $\frac{1-1}{0-0}$ aanduiden, uit tegen de absolute temperatuur. Evenzoo de verhouding van de derde en de eerste bandenkop, die we met $\frac{2-2}{0-0}$ aangeven (fig. 3).

Met behulp van deze grafieken kunnen we dus uit de gemeten oppervlakte-intensiteiten direct de temperaturen bepalen.

Door de verkregen spectra door te meten op de plaats, die met het

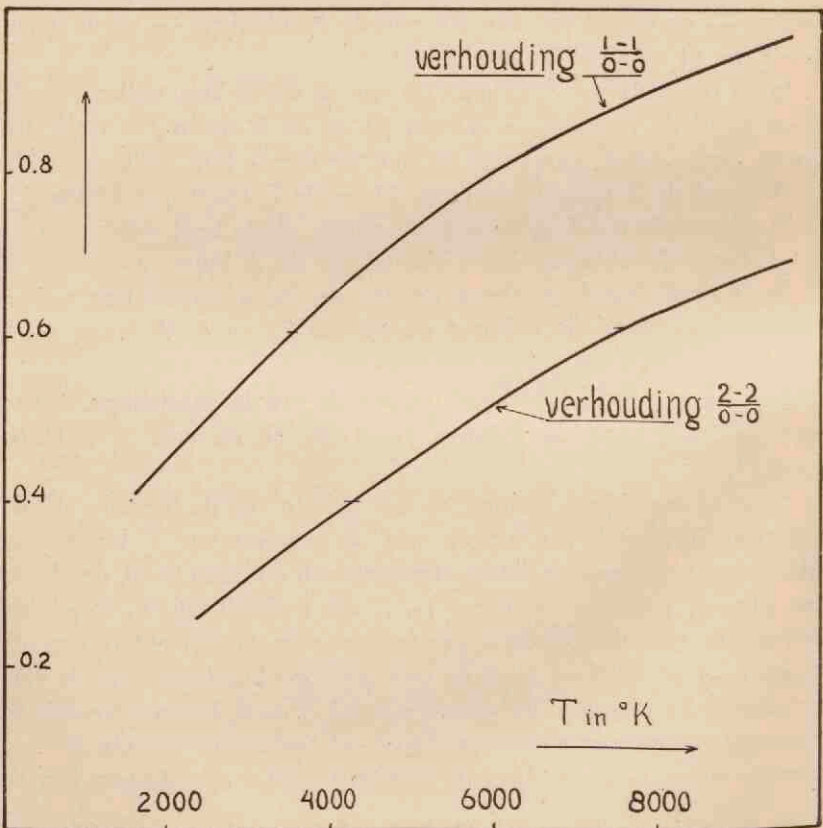


Fig. 3

centrum van de boog correspondeerde vonden wij op deze wijze de temperatuur in de as van de boog midden tusschen de electroden.

Bestaat er echter in de boog een temperatuurverval langs de straal, in de zônes waarin de CN-banden geëmitteerd worden, dan zal dit zich bij de rotatielijnen met de groote rangnummers het sterkst doen gevoelen, zoodat de „staarten” van de banden relatief te sterk zullen worden. Dit zal zich in versterkte mate bij de derde kop kenbaar maken.

Bestaat er een inhomogeniteit in de temperatuur dan zal de derde kop, dus de verhouding $\frac{2-2}{0-0}$ een te hooge temperatuur geven t.o.v. de $\frac{1-1}{0-0}$.

Een inhomogeniteit in de temperatuur van 500° heeft reeds een belangrijke afwijkende waarde van de verhouding $\frac{2-2}{0-0}$ tengevolge.

We moeten dus aan de uitkomsten van de verhouding $\frac{1-1}{0-0}$ de grootste waarde hechten.

Onderstaande tabel illustreert het verschijnsel.

Uitkomst uit $\frac{1-1}{0-0}$	Uitkomst $\frac{2-2}{0-0}$
6750° K.	7250° K.
6500	7300
6000	7600
6250	7900
6700	7700
7000	7500
6400	7250
7600	8000

De nauwkeurigheid der temperatuurmeting kan, mede in verband hiermee, op 10 % geschat worden.

In fig. 4 zijn de gemeten temperaturen, in graden Kelvin, als functie van de phase van de aangelegde wisselspanning voor een

aantal frequenties uitgezet. Het nulpunt der tijdas is willekeurig aangenomen.

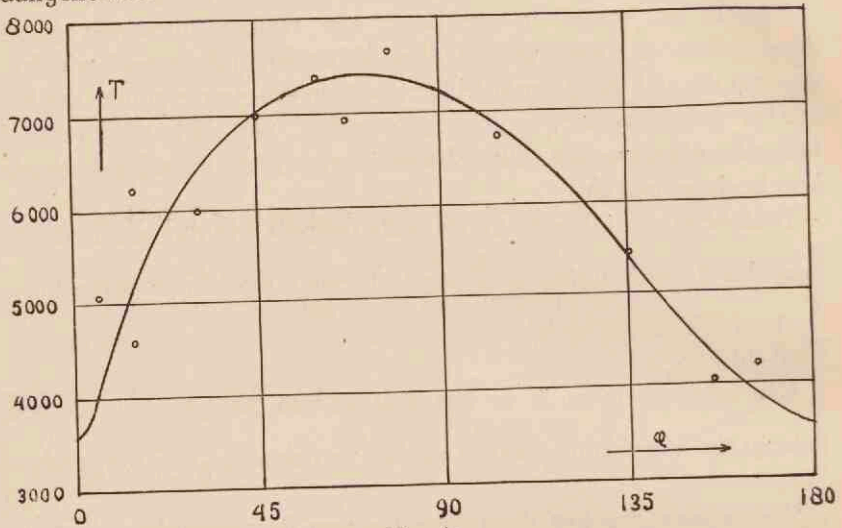


Fig. 4a

Frequentie: 50 perioden. Eff. stroomsterkte: 16 Ampère.
Eff. boogspanning: 58 Volt. Booglengte: 8 mM.

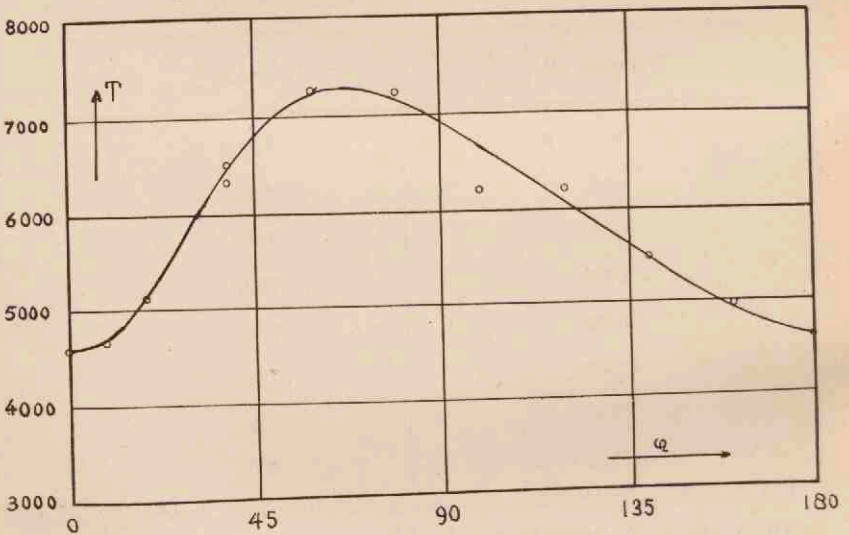


Fig. 4b

Frequentie: 125 perioden. Eff. stroomsterkte: 2 Ampère.
Eff. spanning: 85 Volt. Booglengte: 5 mM.

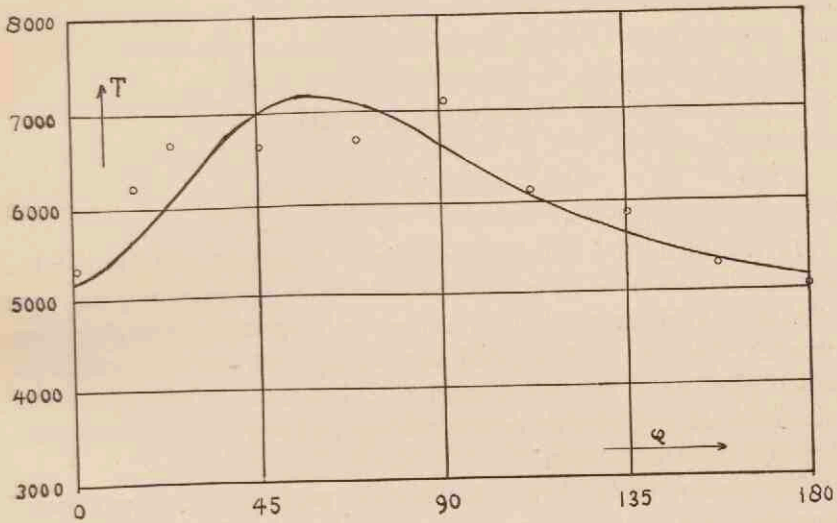


Fig. 4c

Frequentie: 250 perioden.
Eff. spanning: 68 Volt.

Eff. stroomsterkte: 4 Ampère.
Booglengthe: 5 mM.

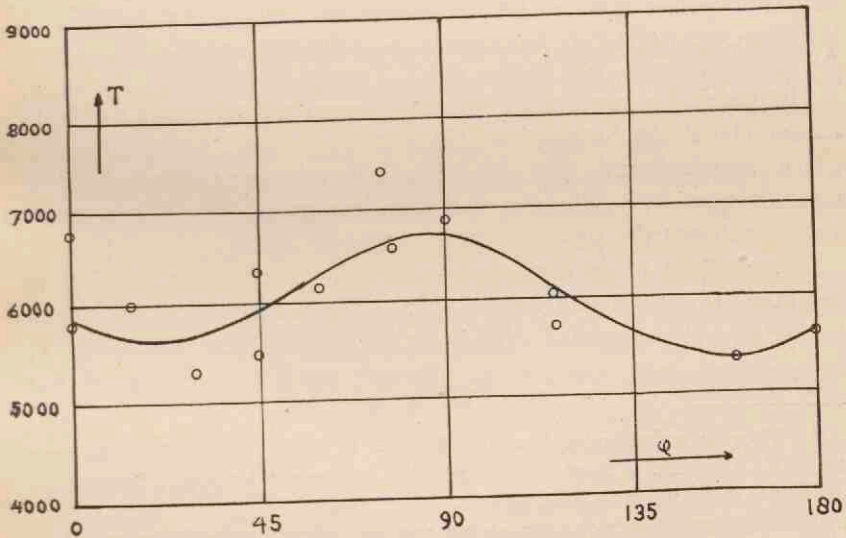


Fig. 4d

Frequentie: 500 perioden.
Eff. spanning: 60 Volt.

Eff. stroomsterkte: 4 Ampère.
Booglengthe: 5 mM.

HOOFDSTUK III.

De elektrische metingen.

In Hoofdstuk I § 2 hebben wij reeds opgemerkt, dat het noodig is te onderzoeken of bij een met wisselstroom gevoede boog van een constante veldsterkte als functie van de booglengte gesproken kan worden. En zoo dit het geval is wenschen wij die veldsterkte in ieder fasepunt van de spanning te kennen; terwijl tevens de stroomverdeling over de doorsnede van de boog in ieder fasepunt bepaald dient te worden.

Om hiertoe te geraken is het noodig zoodanige oscillografische opnamen van spanning en stroom te maken dat deze beide gelijktijdig worden geregistreerd.

We zullen een korte beschrijving van de hierbij gebruikte oscillograaf geven ¹⁾.

§ 1. De oscillograaf.

Het gebruikte instrument was een lusoscillograaf voorzien van 3 lussen (fabrikaat SIEMENS en HALSKE) ²⁾.

De eigenfrequentie van elk der gebruikte lussen bedroeg 6000 of meer, zoodat bij aanleggen van een frequentie van 250 ∞ geen verteekeningen der oscillogrammen optrad.

Ter contrôle of de oscillogrammen ook verteekening vertoonden maakten we een opname waarbij gelijktijdig de lusoscillograaf en een kathodestraaloscillograaf (fabrikaat MANFRED VON ARDENNE) ³⁾ bij een frequentie van 250 ∞ gebruikt werden. Fig. 5 geeft het

¹⁾ Voor de welwillendheid, waarmede Prof. Ir. J. C. v. STAVEREN, directeur der N.V. K.E.M.A. te Arnhem, het gebruikte instrument ter mijner beschikking stelde, wil ik hem ook op deze plaats wel zeer danken.

²⁾ Voor een uitvoerige beschrijving van de technische inrichting van deze instrumenten verwijs ik naar E. ARNOLD, „Die Wechselstromtechnik“, Berlin 1910, pag. 367.

³⁾ Voor een uitvoerige beschrijving zie: MANFRED VON ARDENNE, Die Kathodenstrahlröhre, Berlin 1933.

resultaat. De getrokken kromme werd opgenomen met de kathodestraaloscillograaf, de daarin geteekende punten zijn afkomstig van de opname met de lusoscillograaf, nadat deze op dezelfde schaal gebracht was.

De demping der lussen geschiedde met paraffine-olie.

De toelaatbare stroomsterkte door de lussen bedroeg 100 m.A.

De gelijkstroom die voor verkrijging van het magneetveld voor de lussen benodigd was bedroeg 1 Ampère.

De registreertrommel werd door een synchronomotor aangedreven. De expositietijd van het papier op de trommel is zoodanig dat in die tijd de trommel één omwenteling maakte.

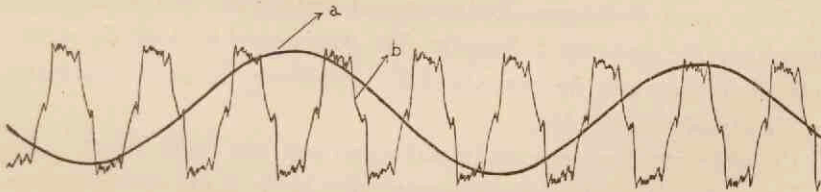
Aan de eerste lus werd via een potentiometerschakeling de spanning, die aan de elektroden van de lichtboog heerschte, gelegd.

Door de tweede lus werd door middel van een zelfinductie vrije shunt een gedeelte van de stroom, die door de boog loopt, gevoerd.

De derde lus werd steeds aangesloten op een wisselspanning van 50∞ [hiervoor werd het stadsnet gebruikt] zoodat ook steeds een nauwkeurige frequentiemeting mogelijk was (zie fig. 8).

Men verkreeg op één opname zodoende drie oscillogrammen. De spanning van het stadsnet, die gebruikt werd voor de metingen bij een frequentie van 50∞ , was zeer goed sinusvormig.

De spanning voor de hogere frequenties, die door de generator geleverd werd, echter geenszins. Zie fig. 6.



a. Oscillogram van de gebruikte spanning bij de frequentie 50∞ .

b. Oscillogram van de gebruikte spanning bij de frequentie 250∞ .

Fig. 6.

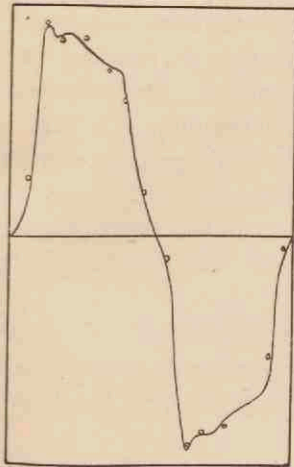


Fig. 5

§ 2. De schakeling.

We zullen hier allereerst een beschrijving geven van de geheele elektrische schakeling. In fig. 7 staat het schakelschema afgebeeld.

Hierin zijn A en M respectievelijk het anker en de magneet van de motor die de wisselstroomgenerator aandrijft. De magneetwikkeling was aangesloten op 220 Volt gelijkspanning. De regelbare weerstand R_{IV} maakte een variatie binnen wijde grenzen van de stroomsterkte mogelijk en hiermee dus een variatie van het toeren-tal. De stroom door de magneetwikkeling kon op de Ampèremeter A_I worden afgelezen; zij was van de orde van enkele tiende Ampères.

De magneetwikkeling kon door twee in serie geschakelde gloeilampen L geshunt worden, zoodat bij uitschakeling de grootte van de inductiestroom zoodanig beperkt kon worden dat geen beschadiging van de magneetwikkeling optrad.

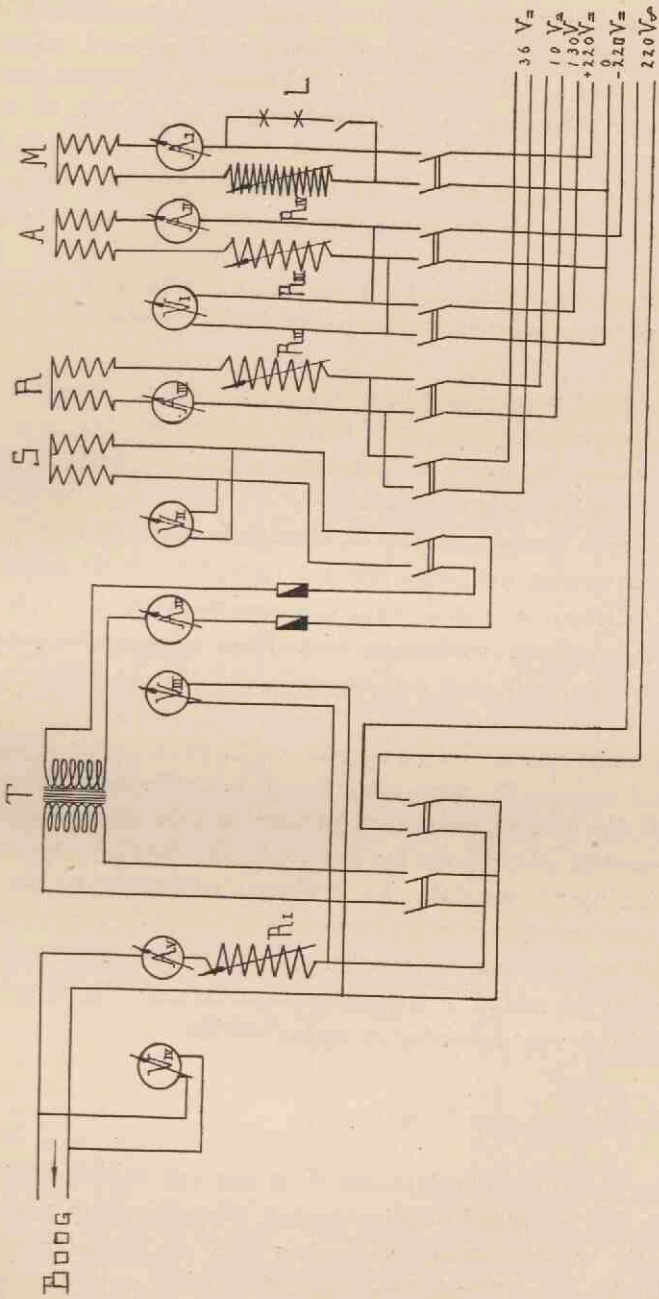
Het anker A kon door middel van een tweetal scheidingschakelaars zoowel op 130 als op 220 Volt gelijkspanning worden aangesloten, al naar de belasting van de motor door de generator dit eischte. R_{III} is de aanloopweerstand die tijdens het bedrijf uitgeschakeld staat. De stroom door de ankerwikkeling kon op de Ampèremeter A_{II} worden afgelezen, terwijl de Voltmeter V_I steeds de netspanning aangaf. De stroomsterkte door de ankerwikkeling was bij volle belasting van de orde van enkele Ampères.

In de figuur stellen R en S respectievelijk de rotor en de stator voor van de wisselstroomgenerator.

De bekrachtigingsstroom door de rotorwikkeling werd verkregen uit een accumulatorenbatterij van 12 Volt, terwijl deze bij groote belasting van de generator van een gelijkstroomgenerator van 36 Volt werd verkregen. De maximaal toelaatbare bekrachtigingsstroomsterkte bedroeg 6 Ampère. De stroomsterkte door de rotorwikkeling was met de weerstand R_{II} instelbaar en werd afgelezen op de Ampèremeter A_{III} .

De generator had een maximaal vermogen van 1500 Watt.

De maximaal toelaatbare stroomsterkte in de statorwikkeling bedroeg 15 Ampère. De spanning die de onbelaste generator leverde was 220 Volt, maar bij belasting daalde deze vrij veel. Om echter toch voldoende spanning te hebben voor een rustig branden van de



SCHAKELSCHEMA

Fig. 7

lichtboog werd de wisselstroom, die de statorwikkeling leverde, naar de primaire wikkeling van de transformator T gevoerd, nadat de stroom een tweetal zekeringen van 15 Ampère was gepasseerd. De transformatieverhouding van de transformator T bedroeg 1 : 3. De secundaire wikkeling werd nu via een schakelaar, een regelweerstand R_I en een Ampèremeter A_V op de boog aangesloten, terwijl de Voltmeter V_{IV} de spanning aan de electroden van de boog aangaf.

De geheele schakeling was op een bord gemonteerd zoodat de verschillende manipulaties snel en overzichtelijk konden worden uitgevoerd.

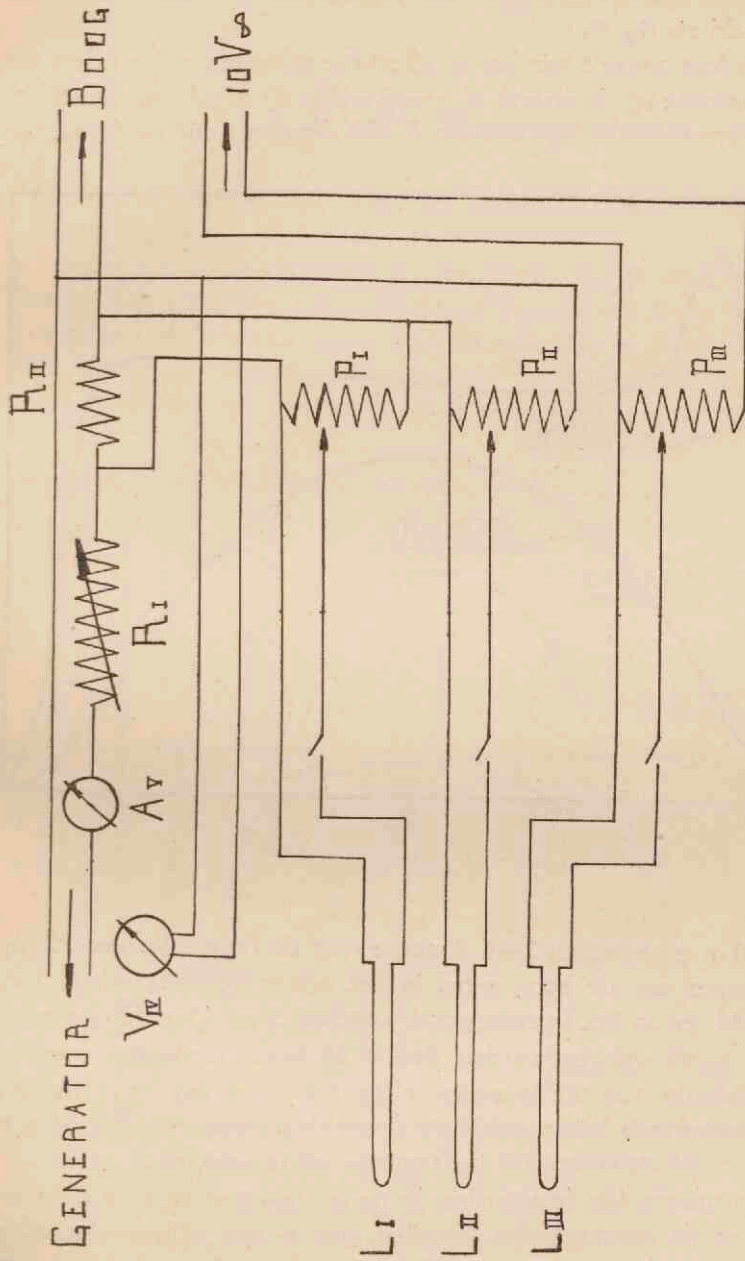
De generator was geplaatst op een zware steenen bank, zoodat lichtbron, lenzen en spectrograaf trilvrij konden worden opgesteld. De rails waarop de motor en generator waren gemonteerd, waren bovendien nog op rubber geplaatst.

Hoewel geen voorzorgen voor de constantheid van de beschikbare spanningen werden genomen was het toerental van de motor (en daarmee de frequentie) gedurende een opname binnen 2 % constant; hetgeen ruimschoots voldoende was. Door verandering van de magneetstroomsterkte was de frequentie van 100∞ — 600∞ regelbaar.

Fig. 8 toont hoe de lussen van de oscillograaf in de opstelling geschakeld waren. De weerstand R_{II} is de zelfinductievrije weerstand. De lus L_I leverde ons de grootte van de stroomsterkte op ieder oogenblik, de lus L_{II} de spanning. De lus L_{III} was op het wisselspanningsnet van 50∞ aangesloten; en diende, zooals reeds gezegd, voor een nauwkeurige frequentiebepaling. De frequenties op deze wijze bepaald waren steeds in goede overeenstemming met die berekend uit het aantal omwentelingen per seconde die de gemeenschappelijke as van generator en motor maakte.

§ 3. De bepaling van de veldsterkte.

Om nu te kunnen constateeren of er van een veldsterkte in een lichtboog die op wisselspanning brandt gesproken kan worden is het noodig oscillogrammen te maken van de spanning aan de electroden bij verschillende booglengten. Bij elke booglengte werden



SCHAKELING OSCILLOGRAAF
Fig. 8

een aantal opnamen gemaakt met verschillende stroomsterkten [als voorbeeld zie fig. 9a].

Bij iedere opname werden de effectieve spanning en de effectieve stroomsterkte op de meters V_{IV} en A_V (fig. 8) afgelezen. De effectieve stroomsterkte lag tusschen 5—20 Ampère voor de frequentie

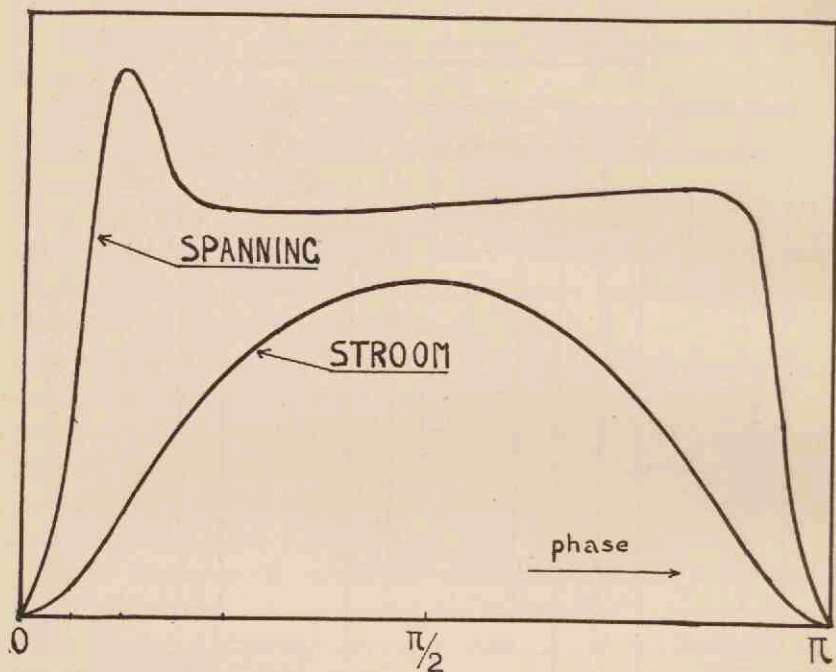


Fig. 9a

van 50∞ en tusschen 2—6 Ampère voor de frequentie van 250∞ . De lengte van de boog werd in het eerste geval tusschen 3 en 12 m.M. en in het tweede geval tusschen 3 en 15 m.M. gekozen.

De waarnemingen werden slechts bij twee frequenties verricht. Met behulp van de gemeten effectieve spanning en effectieve stroomsterkte is het mogelijk uit de oscillogrammen de spanning in Volts en de stroomsterkte in Ampères, uit te drukken.

Daartoe werden de waarden die de oscillogrammen voor de spanning en de stroomsterkte leverden [en in een willekeurige maat waren uitgedrukt, aangezien de maximale uitslag van de lussen

steeds willekeurig was ingesteld] gequadrateerd. We berekenden dan de integralen

$$\frac{1}{T} \int_0^T V^2 dt \quad \text{en} \quad \frac{1}{T} \int_0^T I^2 dt$$

[waarin T de tijdsduur van één periode, V de spanning, I de stroomsterkte en t de tijd voorstelt].

Deze integralen zijn resp. de quadraten van de effectieve spanning en de effectieve stroomsterkte. Hun waarden lezen we dus op de meters af. We zijn dus in staat de spanning en de stroomsterkte als functie van de phase in resp. Volts en Ampères uit te drukken. Een voorbeeld ziet men in fig. 9b, waardoor het nu ook mogelijk is

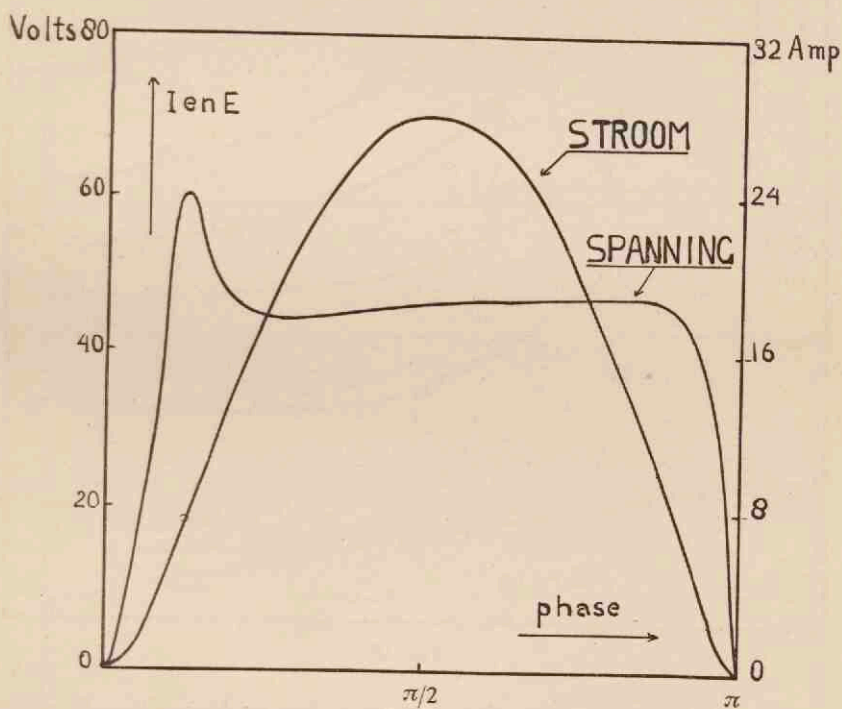


Fig. 9b

de spanning V aan de electroden uit te zetten tegen de stroomsterkte I in ieder fasepunt.

In fig. 10 is dit voor een aantal booglengten uitgevoerd in een bepaald fasepunt. De frequentie bedroeg hierbij 50∞ . In fig. 11 hebben we de spanning V uitgezet tegen de booglengte l , waarbij nu de stroomsterkte als parameter gekozen is. Het verband tusschen lengte van de boog en spanning blijkt door rechte lijnen voorgesteld te kunnen worden. Er is dus sprake van een bepaalde veldsterkte in de boog.

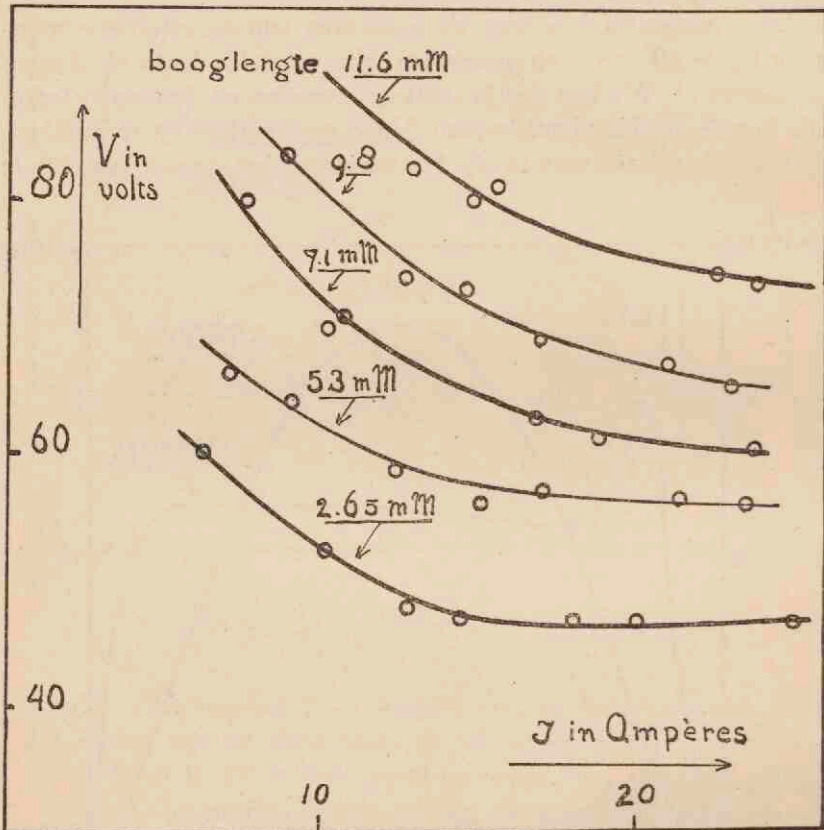


Fig. 10

Fig. 12 toont tenslotte dat de veldsterkte op bevredigende wijze aan de formule van AYRTON voldoet (zie pag. 5).

Voeren we dit uit voor een aantal fasepunten, dan kunnen we dus de veldsterkte in ieder fasepunt, als functie van de stroom-

sterkte berekenen. We kunnen dus ook de veldsterkte berekenen die optreedt in ieder phasepunt bij de op dat tijdstip heerschende stroomsterkte.

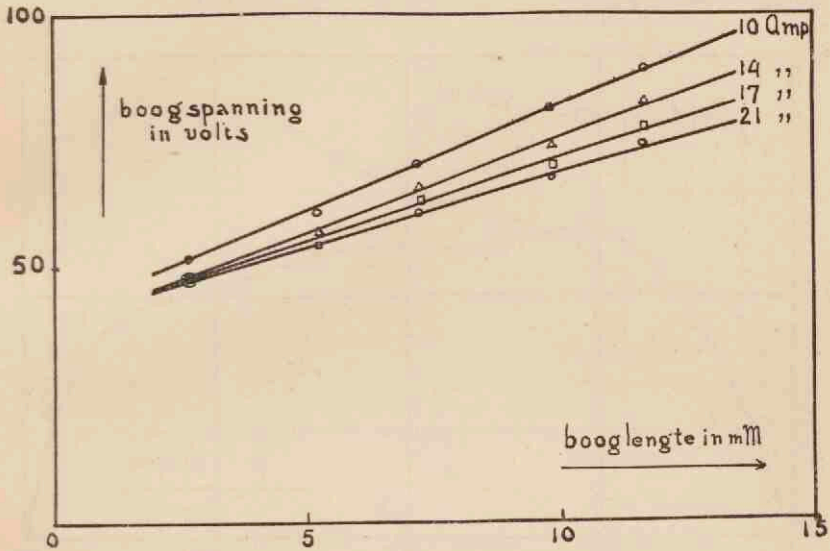


Fig. 11

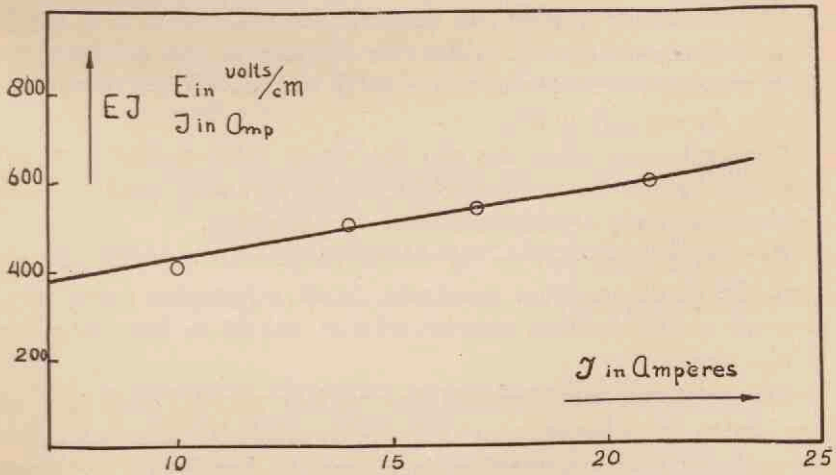


Fig. 12

In fig. 13 hebben we deze veldsterkte voor verschillende fasepunten uitgezet bij die effectieve stroomsterkte, waarmee we de spectrografische opnamen maakten. In fig. 13 is dit voor de frequentie van 50∞ gedaan, terwijl in fig. 14 hetzelfde bij de frequentie van 250∞ is geschied.

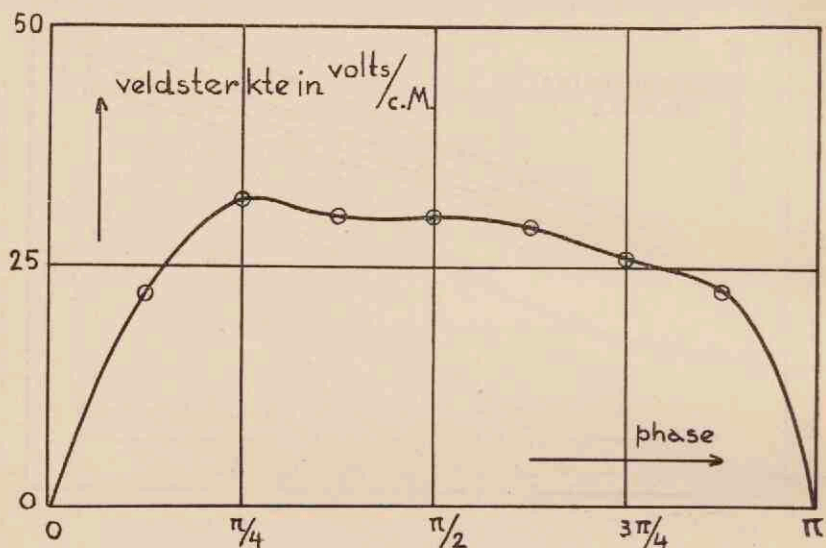


Fig. 13

De gemiddelde grootte van de gevonden veldsterkte is in goede overeenstemming met de veldsterkte die men in een gelijkstroomboog vindt bij een stroomsterkte gelijk aan de effectieve stroomsterkte die wij gebruikten.

Ons onderzoek toont dus aan dat we op ieder moment van een bepaalde veldsterkte in de wisselstroomboog kunnen spreken. Deze veldsterkte is een periodieke functie van de phase.

Een vergelijking van de fig. 9b en 13 doet zien dat de scherpe piek die in de spanning voorkomt, in de veldsterkte geheel verdwenen is. Een analoog verschijnsel doet zich bij de frequentie van 250∞ voor.

De veldsterkte werd bepaald door variatie van de booglenkte, en we vinden dat, afgezien van kathode- en anodeval, de spanning op de zuil van de boogontlading lineair met de booglenkte toeneemt. We berekenden de veldsterkte in die zuil van de boogontlading.

Hier treedt in de kromme die de afhankelijkheid van de veldsterkte van de phase aangeeft geen scherpe piek op. We kunnen daaruit

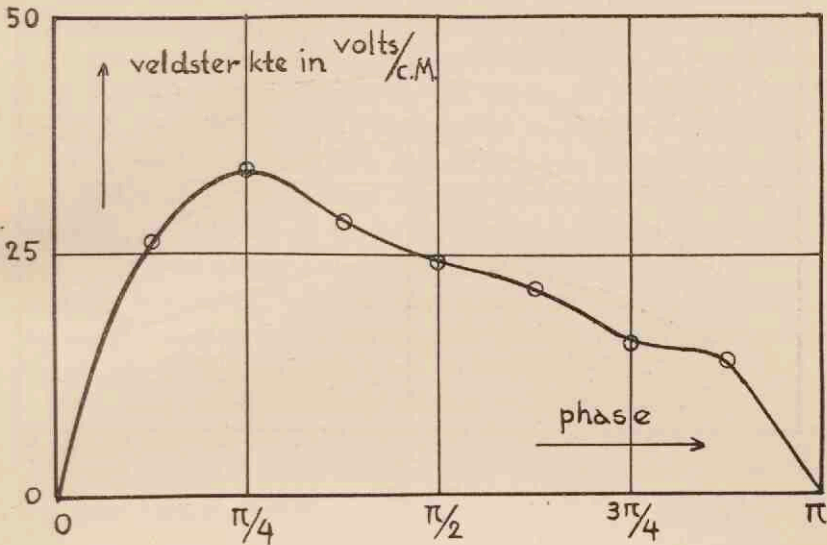


Fig. 14

concludeeren, dat die piek met de ontlading in de zuil van de boog niets te maken heeft, maar waarschijnlijk aan effecten bij de electroden moet worden toegeschreven.

§ 4. De bepaling van de stroomdichtheid en de energieproductie per volume-eenheid.

Voor de bepaling van de stroomdichtheid is het noodig de doorsnede O te weten van dat gedeelte van de zuil van de boogontlading dat de stroom I voert. Wanneer men nu op ieder tijdstip het quotient $\frac{I}{O}$ opmaakt, heeft men een waarde voor de gemiddelde stroomdichtheid.

Voor de doorsnede O hebben we de doorsnede van de violette kern van de boogontlading genomen.

De violette kern is in een gelijkstroomboog het gebied waar de temperatuur als functie van de straal van de kerndoorsnede weinig

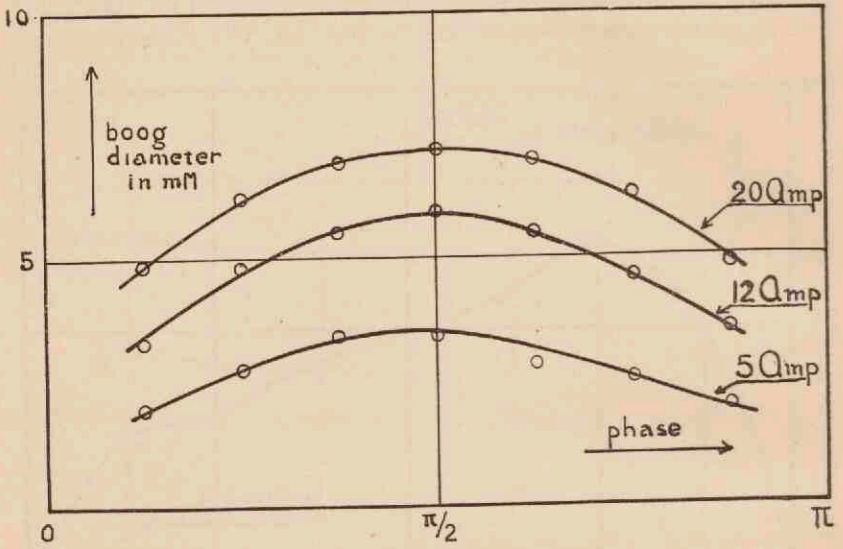


Fig. 15

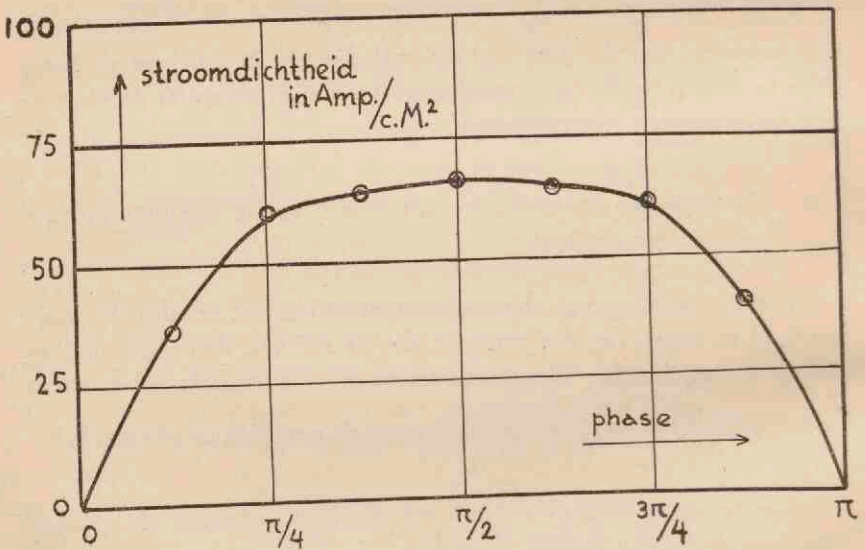


Fig. 16

varieert¹⁾). Buiten deze kern daalt de temperatuur vrij snel. We nemen aan, dat dit gebied van hoogere temperatuur in hoofdzaak de stroom voert; waarschijnlijk is dit niet geheel juist en zal dus de gemiddelde stroomdichtheid overeenkomstig kleiner zijn. We vinden dus door onze metingen een maximale waarde van de stroomdichtheid. Het is dus niet uitgesloten, dat we bij de berekening van de energieproductie per volume-eenheid een te groote waarde vinden.

We hebben deze doorsnede bepaald door de boog stroboscopisch op een scherm af te beelden, en dan visueel de doorsnede op te meten. In fig. 15 zien we het resultaat voor de frequentie van 50∞ . Hetzelfde werd uitgevoerd voor de frequentie van 250∞ .

In fig. 16 staat de, uit deze doorsnede en de oscillografisch opgenomen stroomsterkte, berekende gemiddelde stroomdichtheid als functie van de tijd uitgezet, voor de frequentie van 50∞ .

De gemeten stroomdichtheid bleek geen functie van de booglengte te zijn en volgens onderstaande tabel (voor 50∞) ook niet van de effectieve stroomsterkte, althans niet in het gebied waarin we metingen hebben gedaan.

<i>effectieve stroomsterkte</i> Phasehoek	5 Amp.	8 Amp.	11 Amp.	15 Amp.	19.5 Amp.	gemid- deld.
$\pi/8$	44	40	31	28	39	36
$\pi/4$	82	53	48	63	59	61
$3\pi/8$	72	51	62	67	70	64
$\pi/2$	83	51	60	66	76	67
$5\pi/8$	—	58	67	63	70	65
$3\pi/4$	—	58	69	59	63	62
$7\pi/8$	40	37	53	28	41	41

De stroomdichtheden in deze tabel zijn uitgedrukt in Amp./cm².

De stroomdichtheid is niet constant over de doorsnede, zal dus

¹⁾ Dit blijkt uit nog niet gepubliceerde metingen van H. BRINKMAN en J. GENARD; en ook uit die van G. RIGHINI.

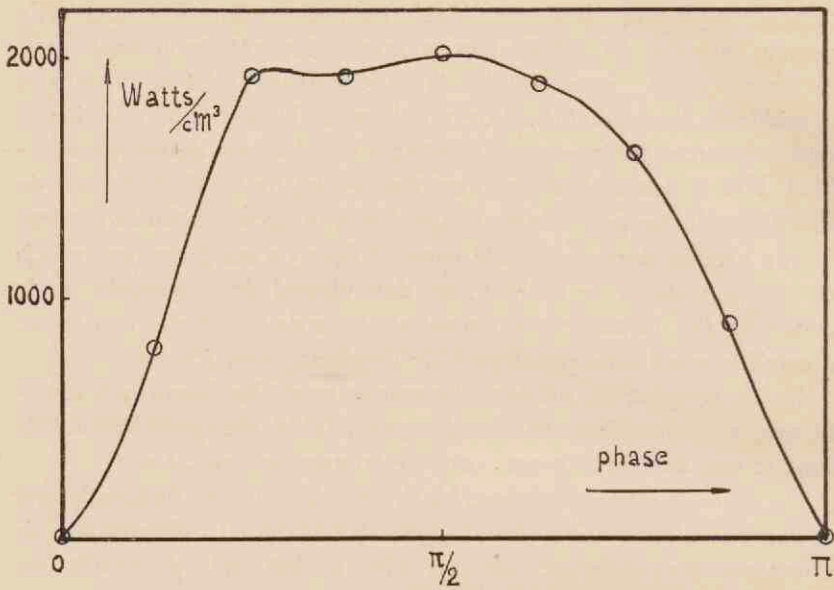


Fig. 17

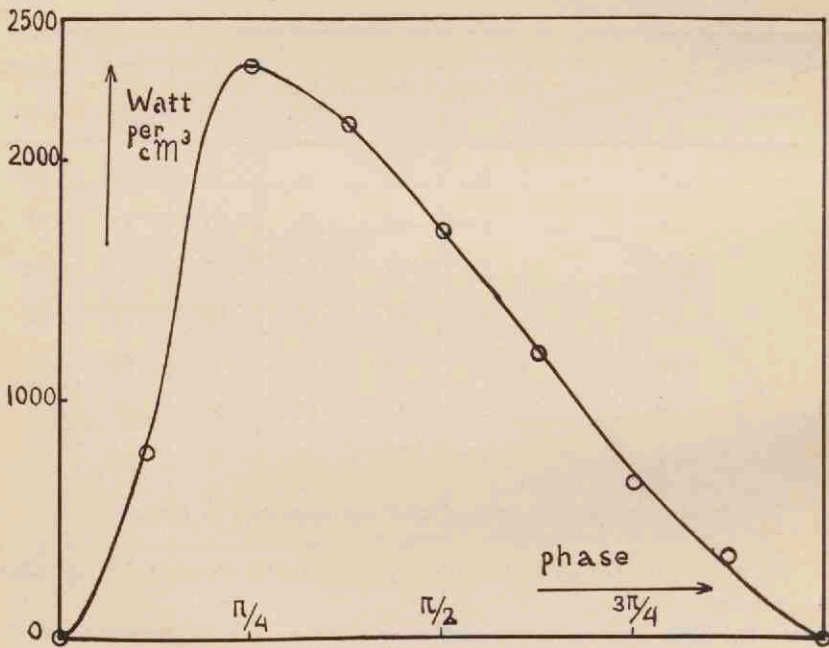


Fig. 18

een functie zijn van de straal van de doorsnede van het gebied, dat de stroom voert. We hebben echter steeds met de gemiddelde stroomdichtheid gewerkt en verkrijgen dus uit het product van veldsterkte en gemiddelde stroomdichtheid ook de gemiddelde energieproductie per volume-eenheid en per tijdseenheid. In fig. 17 staat deze afgebeeld voor 50∞ , in fig. 18 bij 250∞ .

De bepaalde temperatuur zal met de gemiddelde energieproductie in verband gebracht moeten worden.

HOOFDSTUK IV.

Discussie van de resultaten.

§ 1. *Opstelling van de energiebalans.*

Bij het opstellen van de energiebalans voor de gaszuil van de boogontlading mogen we haar als een cylinder opvatten. We bekijken nu de energieproductie en energieconsumptie in een volume-element van die cylinder, tusschen de stralen r en $r + dr$. De hoogte van het beschouwde cilindrische volume-element zij gelijk aan de lengte-eenheid.

In dit volume-element bedraagt de energieproductie, tengevolge van de stroomdoorgang, $d\varepsilon$, in de tijd dt

$$d\varepsilon = 2\pi r dr A dt \quad (1)$$

waarin A de energieproductie per volume-eenheid en per tijdseenheid voorstelt. Deze toevoer van energie wordt gebruikt om:

- 1°. het gas tusschen de electroden te verwarmen,
- 2°. de warmteverliezen, t.g.v. de warmtegeleiding, straling en convectie te compenseeren.

De energie dQ , benodigd voor de verwarming van het gas, bedraagt in de tijd dt

$$dQ = 2\pi r dr \frac{\partial q}{\partial t} dt \quad (2)$$

waarin q de warmte-inhoud per volume-eenheid van het gas voorstelt.

De grootheid q is een functie van de temperatuur T , zoodat dus geldt:

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\partial q}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t}.$$

Behalve voor de verwarming van het gas, dat in het beschouwde volume-element aanwezig is, is er ook nog energie noodig voor het volgende verschijnsel.

Tijdens het stijgen van de temperatuur in de boog zullen er gas-

deeltjes naar buiten stroomen en tijdens het dalen van de temperatuur zullen er gasdeeltjes naar het centrum van de cilindervormige gaszuil stroomen, daar de druk van het gas overal constant zal blijven.

Aan deze periodieke strooming van het gas is een transport van energie in radiale richting verbonden. Het aantal deeltjes dat na de tijd dt in het cilindrische volume-element is achtergebleven tengevolge van dit effect bedraagt:

$$-2\pi dt \frac{d}{dr} (r \varrho w) dr = 2\pi r dr \frac{d\varrho}{dt} dt,$$

waarin ϱ de dichtheid en w de gemiddelde voortschrijdingssnelheid van het gas is.

De druk p is in de boog overal constant, en wel is

$$p = \varrho k T \text{ (waarin } k \text{ de constante van BOLTZMANN)}$$

zoodat:

$$\frac{d}{dr} (r \varrho w) = r \frac{\varrho}{T} \frac{dT}{dt}.$$

De energie, die deze deeltjes meenemen, bedraagt

$$dw = -2\pi dt \frac{d}{dr} (r \varrho w \varepsilon) dr,$$

waarin ε de gemiddelde energie-inhoud per deeltje voorstelt.

Nu is:

$$\frac{d}{dr} (r \varrho w \varepsilon) = \varepsilon \frac{d}{dr} (\varrho w r) + \varrho w r \frac{d\varepsilon}{dT} \frac{\partial T}{\partial r}$$

of:

$$\frac{d}{dr} (r \varrho w \varepsilon) = \varepsilon r \frac{\varrho}{T} \frac{\partial T}{\partial t} + \varrho w r \frac{d\varepsilon}{dT} \frac{\partial T}{\partial r}.$$

De energie dW , die tengevolge van de warmtegeleiding door de wand van de cylinder in de tijd dt verloren gaat, kan worden voorgesteld door:

$$dW = -2\pi dr \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) dt. \quad \dots \quad (3)$$

waarin λ de warmtegeleidingscoëfficiënt van het gas is. De warmtegeleidingscoëfficiënt is ook een functie van de temperatuur T . We nemen aan dat een temperatuurverval in de lengterichting van de cylinder niet bestaat.

De energie, die door straling verloren gaat, kan volgens metingen, gemeenschappelijk uitgevoerd met H. BRINKMAN, verwaarloosd worden¹⁾. Dit werd aangetoond door de totale straling te meten met thermoziuil en galvanometer. Bij de meting werd voor zorgvuldige afscherming van het licht, dat van de polen afkomstig was, zorg gedragen.

Uit de meting der straling in bepaalde richting hebben wij de totale straling berekend van een cilindrische zuil van de boog ter lengte van 1 c.M. midden tusschen de electrodën. Zij is als functie van de toegevoerde electriche energie bepaald, welke energieproductie in Watts per c.M. van de boogzuil werd uitgedrukt. De verkregen resultaten zijn in onderstaande tabel weergegeven.

De metingen werden uitgevoerd aan een gelijkstroomboog.

Stroomsterkte in Amp.	Toegevoerde energie in Watts/cM.	Stralingsenergie in Watt/cM.	% van de toe- gevoerde energie
5.0	131	1.00	0.76
7.5	172	1.70	1.00
11.0	215	3.65	1.70
15.2	270	11.70	4.30

Behalve de reeds behandelde vormen van warmte-overdracht moet ook die door convectie van warmte worden beschouwd.

Warmteconvectie kan optreden in de richting van de as van de boog en in die van de straal.

De convectie langs de as van de boogontlading kan weinig invloed hebben op de energiebalans, daar het temperatuurverval langs de

¹⁾ Reeds medegedeeld in: L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, Physica I, 821, 1934.

as van de boog, gelijk de waarnemingen bij gelijkstroom leeren, zeer gering is¹⁾).

De warmteconvectie zal sterk afhankelijk van de druk zijn.

De bepalende grootheden van een boog nl., temperatuur en veldsterkte, zijn zeer weinig afhankelijk van de druk, zoolang deze druk niet daalt beneden 0.2 atmosfeer²⁾); hierin kan men een argument voor de geringe beteekenis van de convectie bij gelijkstroombogen zien.

We hebben gemeend in ons geval van wisselstroombogen de convectie eveneens buiten beschouwing te mogen laten. Gegevens over de grootte-orde van een eventuele warmteconvectie in boogontladingen zijn ook niet beschikbaar. De goede beschrijving, die onderstaande theorie van de experimenten geeft, doet vermoeden, dat de warmteconvectie inderdaad een te verwaarloozen term in de vergelijking voor de energiebalans is.

Vatten we het tot nu toe gezegde tezamen, zoo vinden wij als differentiaalvergelijking voor het energie-evenwicht in het beschouwde volume-element:

$$dw + d\varepsilon = d\varphi + dW$$

$$A = \frac{\partial q}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} + \varepsilon \frac{\partial}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} + \varrho w \frac{d\varepsilon}{dT} \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (4)$$

Ten einde deze differentiaalvergelijking te behandelen, maken we een onderstelling omtrent het verloop van de temperatuur van de boogontlading met de straal van de beschouwde cylinder.

We onderstellen dat de temperatuur T in de boog vanuit de as van de ontlading naar de rand parabolisch daalt. Dit zal alleen gelden voor kleine waarden van r , voor groote waarden van r zal hieraan niet meer voldaan zijn.

Wanneer T_c de temperatuur in de as voorstelt, is

$$T_c - T = \beta r^2 \dots \dots \dots (5)$$

waarin β nog een functie van T_c zal zijn.

¹⁾ L. S. ORNSTEIN en H. BRINKMAN, *Proceedings Amsterdam*, 34, 764, 1931.

²⁾ L. S. ORNSTEIN, H. BRINKMAN en A. BEUNES, *Zeitschrift für Physik*, 77, 72, 1932.

Dus:

$$\frac{\partial T}{\partial r} = -2\beta r \quad \text{en} \quad \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} = -2\beta.$$

Substitutie in (4) levert:

$$A = \left(\frac{\partial q}{\partial T} + \frac{\varepsilon \varrho}{T} \right) \frac{\partial T}{\partial t} + 4\beta\lambda + 2\beta r \frac{\partial \lambda}{\partial r} - 2\varrho w \beta r \frac{d\varepsilon}{dT}$$

of

$$A = \left(\frac{\partial q}{\partial T} + \frac{\varepsilon \varrho}{T} \right) \frac{\partial T}{\partial t} + 4\beta\lambda + 2\beta r \frac{\partial \lambda}{\partial r} \frac{\partial T}{\partial r} - 2\varrho w \beta r \frac{d\varepsilon}{dT}. \quad (6)$$

We onderstellen nog dat de constante β in (5) gegeven wordt door:

$$\beta = a T_c$$

waarin a een constante. Deze onderstelling berust op de overweging dat het temperatuurverval kleiner is naarmate T_c lager is.

We wenschen de differentiaalvergelijking van de energiebalans in een volume-eenheid in de as van de boogontlading, dus voor $r=0$, We vinden dus:

$$A = \left(\varepsilon \frac{\varrho}{T} + \frac{dq}{dT} \right) \frac{dT}{dt} + 4a T \lambda \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

waarin q en λ nog functies van de temperatuur zijn. Deze differentiaalvergelijking is een goede benadering van de energiebalans in de axiale zônes van de boogontlading.

Voor wij de toetsing van de verkregen resultaten kunnen uitvoeren, moeten wij de wijze, waarop de warmte-inhoud van de temperatuur afhangt, nader in oogenschouw nemen. Het zelfde is noodig voor de coëfficiënt λ . Wij zullen dit in de beide volgende paragrafen doen.

§ 2. De temperatuurafhankelijkheid van de warmte-inhoud q .

De warmte-inhoud q wordt in de eerste plaats bepaald door de soortelijke warmte per molecule van het booggas.

We onderstellen dat het booggas bestaat uit twee-atomige moleculen AB , gedeeltelijk gedissocieerd in de atomen A en B . In het

algemeen kan de energie van een molecule voorgesteld worden door de som van de translatie-energie, de rotatie-energie, de vibratie-energie en de electronen-energie.

De soortelijke warmte bij constant volume c voor de moleculen kan dus worden voorgesteld door :

$$c = c_t + c_r + c_v + c_e (1)$$

waarin :

c_t de bijdrage tot de soortelijke warmte is t.g.v. de translatie,
 c_r die van de rotatie, c_v die van de vibratie en c_e die tengevolge van de verandering in de bezetting van de electronen-toestanden met de temperatuur.

Voor temperaturen hooger dan 3000° K. is

$$c_t = k$$

waarin k de constante van BOLTZMANN¹⁾.

We beschouwen nu het bedrag c_v .

Bij thermische aanslag is het aantal deeltjes N_v in de vibratie-toestand met quantengetal v :

$$N_v = N_0 e^{-\frac{\varepsilon v}{kT}}$$

waarin ε het energieverval tusschen twee vibratieniveau's is,

N_0 het aantal deeltjes in de grondtoestand,

k de constante van BOLTZMANN en T de absolute temperatuur voorstelt.

We hebben dus ondersteld, dat de energieniveau's aequidistant zijn. Volgen we nu het beeld dat EINSTEIN voor de soortelijke warmte van gassen opstelde, dan vinden we voor de totale vibratie-energie E :

$$E = N_0 \varepsilon \sum v e^{-\frac{\varepsilon v}{kT}}$$

De sommatie moet worden uitgestrekt over alle vibratieniveau's.

Indien $\varepsilon = h\nu$ gesteld wordt, waarin h de constante van PLANCK en ν de trillingsfrequentie is, dan is c_v

$$c_v = \left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2 \frac{e^{\frac{h\nu}{kT}}}{\left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1\right)^2} k.$$

¹⁾ Verg.: R. H. FOWLER, Statistical Mechanics, Cambridge 1929, p. 50 e.v.

We nemen voor ν b.v. de waarde voor N_2 waar

$$\frac{\nu}{hc} = \tilde{\nu} = 2360 \text{ c.M.}^{-1} \text{ 1).}$$

Is de temperatuur $T = 5000^\circ \text{ K.}$, dan is $\frac{h\nu}{kT} \sim 0.6$.

Voor $\frac{h\nu}{kT} \sim 0.6$ is $c_p \sim k^2$).

Wat de electronen-energie betreft, kunnen we aannemen, dat zelfs bij een temperatuur van 10.000° K. practisch alle moleculen in de grondtoestand zijn.

We krijgen dus als totaal bedrag van de soortelijke warmte per molecule bij constante druk c_p volgens (1)

$$c_p = 9/2 k. \text{ 3)}$$

Voor de atomen bedraagt $c_p = 5/2 k$.

Wanneer men nu de dissociatiegraad voor het molecule AB berekent als functie van de temperatuur volgens de formule:

$${}^{10}\log \frac{x^2}{1-x^2} P = -\frac{5040}{T} W + \frac{1}{2} {}^{10}\log T + 3.974 \text{ 4)}$$

waarin: x de dissociatiegraad,

P de gasdruk in atmosferen [hier 1 atmosfeer],

W de dissociatie-energie in Volts, [voor b.v. N_2 is $W = 7.87 \text{ Volt}$ 5)],

T de absolute temperatuur is,

1) Vergelijk: R. S. MULLIKEN, Review of Modern Physics, 4, 82, 1932.

2) Vergelijk: A. EINSTEIN, Annalen der Physik, 22, 180, 1907.

3) Vergelijk: R. DE LAER KRONIG, Bandspectra and Molecular Structure, Cambridge 1930, p. 139.

4) Vergelijk: R. H. FOWLER, loc. cit., pag. 107 [formule 321].

De constante 3.974 is berekend voor het geval van stikstof.

In deze formule is rekening gehouden met de vibratietoestandsfunctie. Indien we hier geen rekening mee houden, dan ontstaat de formule

$${}^{10}\log \frac{1-x^2}{x^2} P = -\frac{5040}{T} W + \frac{3}{2} {}^{10}\log T + 0.445 \text{ [FOWLER formule 320]}$$

in goede overeenstemming met de experimenten gemeten bij lagere temperaturen, waar de vibratietoestandsfunctie niet in aanmerking behoeft te worden genomen [verg. A. EUCKEN, Zeitschrift für Physik, 29, 1 en 36, 1924].

5) Vergelijk: D. COSTER, F. BRONS en A. V. D. ZIEL, Zeitschrift für Physik, 84, 304, 1933; A. V. D. ZIEL, Dissertatie Groningen 1934.

dan vindt men de kromme geteekend in fig. 19.

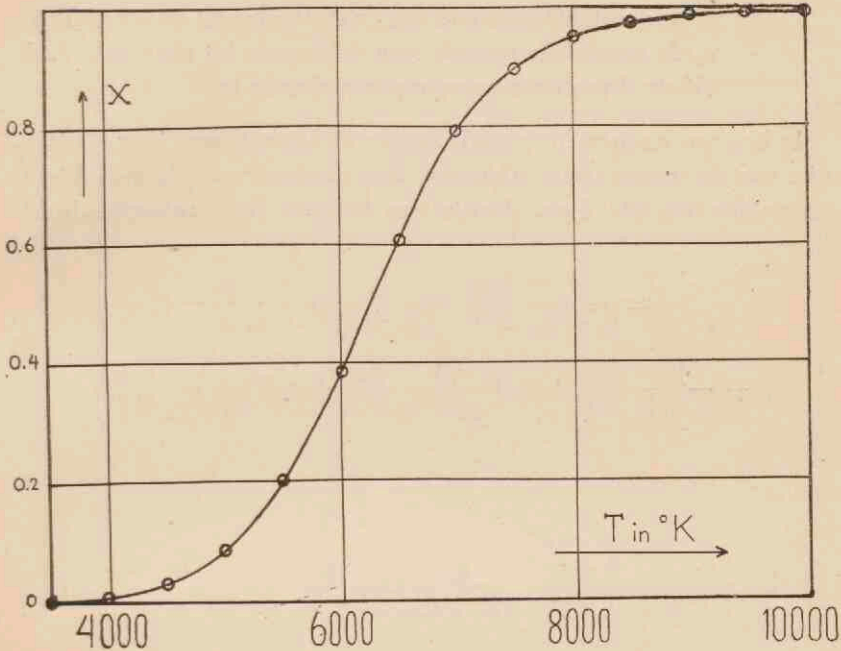
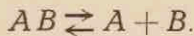


Fig. 19

We hebben nu na te gaan hoe de soortelijke warmte van het gas verandert als functie van de temperatuur indien er dissociatie optreedt.

We onderstellen te doen te hebben met het evenwicht



De energietoevoer Δq benodigd om van een hoeveelheid gas de temperatuur van T tot $T + \Delta T$ te verhoogen (bij constante druk), bedraagt

$$\Delta q = \varrho_1 c_1 \Delta T + \varrho_2 c_2 \Delta T - W \frac{d\varrho_1}{dT} \Delta T + \\ + \Delta \varrho_1 \int_0^T c_1 dT + \Delta \varrho_2 \int_0^T c_2 dT$$

waarin : ϱ_1 het aantal moleculen,
 ϱ_2 het aantal atomen,
 c_1 de soortelijke warmte van de moleculen bij constante druk,
 c_2 de soortelijke warmte van de atomen bij constante druk,
 W de dissociatie-energie per molecule is.

Indien we aannemen (zooals boven is uiteengezet) dat c_1 en c_2 niet van de temperatuur afhangen, dan ontstaat voor de gemiddelde soortelijke warmte \bar{c} per deeltje van het gas (bij constante druk):

$$\left. \begin{aligned} \bar{c} &= \frac{1}{\varrho_1 + \varrho_2} \frac{\Delta q_1}{\Delta T} = \frac{\varrho_1}{\varrho_1 + \varrho_2} c_1 + \frac{\varrho_2}{\varrho_1 + \varrho_2} c_2 - \\ &- \frac{W}{\varrho_1 + \varrho_2} \frac{d\varrho_1}{dT} + c_1 T \frac{1}{\varrho_1 + \varrho_2} \frac{d\varrho_1}{dT} + c_2 T \frac{1}{\varrho_1 + \varrho_2} \frac{d\varrho_2}{dT} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Nu is:

$$\frac{\varrho_1}{\varrho_1 + \varrho_2} = \frac{1-x}{1+x}, \quad \frac{\varrho_2}{\varrho_1 + \varrho_2} = \frac{2x}{1+x}.$$

$$\frac{d\varrho_1}{dT} = \frac{d}{dT} \left(\frac{1-x}{1+x} \varrho \right) \text{ wanneer } \varrho = \varrho_1 + \varrho_2.$$

$$\frac{d\varrho_1}{dT} = \varrho \frac{d}{dT} \left(\frac{1-x}{1+x} \right) + \frac{1-x}{1+x} \frac{d\varrho}{dT} \text{ en } \frac{d\varrho}{dT} = -\frac{d\varrho_1}{dT}$$

dus:

$$\frac{d\varrho_1}{dT} = -\frac{\varrho}{1+x} \frac{dx}{dT}.$$

terwijl:

$$\frac{d\varrho_2}{dT} = -2 \frac{d\varrho_1}{dT}.$$

Dit gesubstitueerd in (2) levert ons :

$$\bar{c} = \frac{1-x}{1+x} c_1 + \frac{2x}{1+x} c_2 - (c_1 T - 2c_2 T - W) \frac{1}{1+x} \frac{dx}{dT}$$

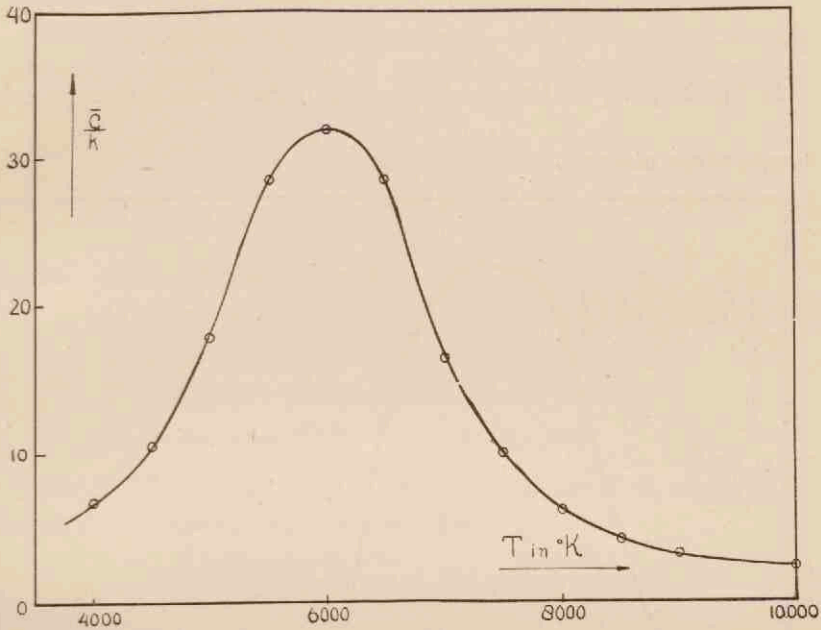


Fig. 20

Daar $c_1 T$ en $2c_2 T \ll W$, wordt:

$$\bar{c} = \frac{1-x}{1+x} c_1 + \frac{2x}{1+x} c_2 + W \cdot \frac{1}{1+x} \cdot \frac{dx}{dT}$$

In fig. 20 hebben wij $\frac{\bar{c}}{k}$ als functie van T uitgezet.

Nu is $\frac{dq}{dT} = \bar{c} \varrho$ en de gemiddelde energie-inhoud per deeltje

$$\varepsilon = \int_0^T \bar{c} dT \text{ dus de vergelijking (7) gaat over in:}$$

$$A = \varrho \frac{dT}{dt} \left(\bar{c} + \frac{1}{T} \int_0^T \bar{c} dT \right) + 4a T \lambda$$

nu was

$$q = \frac{P}{kT}$$

dus

$$A = \frac{P}{kT} \left(\bar{c} + \frac{1}{T} \int_0^T \bar{c} dT \right) \frac{dT}{dt} + 4\alpha T \lambda \quad \dots (8)$$

In fig. 21 staat de functie $\frac{P}{kT} \left[\bar{c} + \frac{1}{T} \int_0^T \bar{c} dT \right]$ als functie van de temperatuur uitgezet.

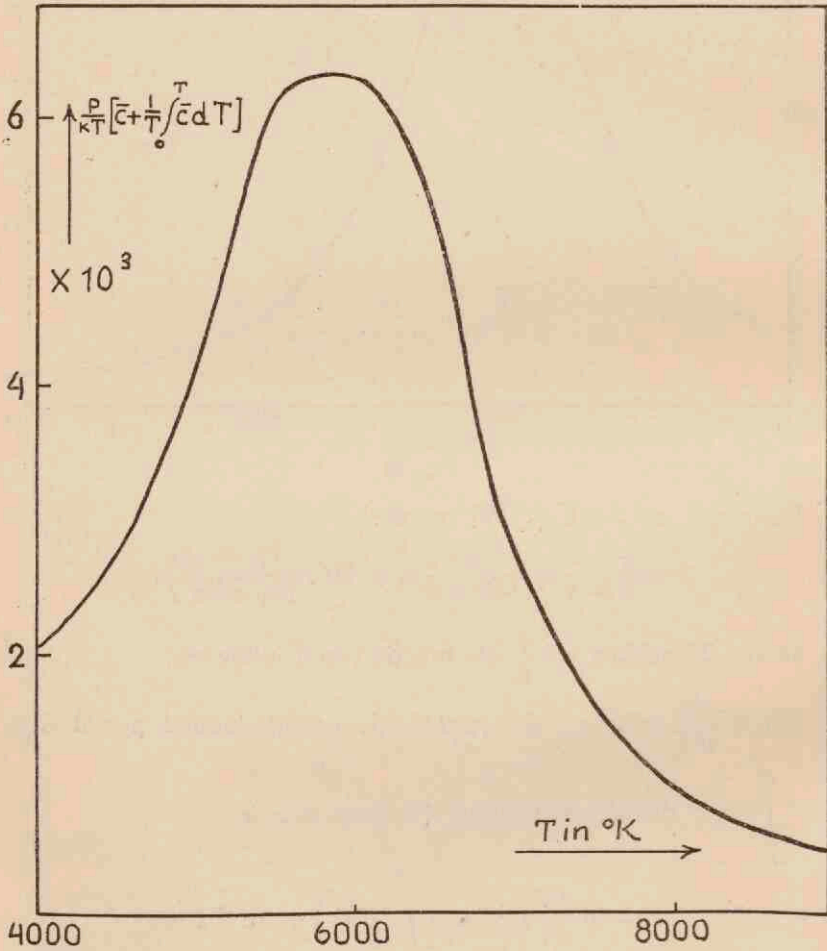


Fig. 21

§ 3. De warmtegeleiding als functie van de temperatuur.

Evenals de soortelijke warmte een abnormaal gedrag vertoont in het temperatuurgebied waar dissociatie optreedt, zal ook de warmtegeleiding dit doen.

W. NERNST¹⁾ berekende de toename λ_x van de warmtegeleidingscoëfficiënt λ , tengevolge van de dissociatie. Hij geeft daarvoor de betrekking:

$$\lambda_x = \frac{D W}{R T} \frac{dp_1}{dT},$$

waarin: D de diffusieconstante,
 W de dissociatie-energie,
 R de gasconstante,
 T de absolute temperatuur,
 p_1 de partieele druk van de moleculen.

Voor de diffusieconstante D in een mengsel van twee gassen [hier moleculen en atomen] kan men schrijven²⁾:

$$D = \frac{1.3}{3} \frac{\varrho_1 l_2 \bar{c}_2 + \varrho_2 l_1 \bar{c}_1}{\varrho_1 + \varrho_2}$$

waarin: ϱ_1 het aantal deeltjes per volume-eenheid van het eerste gas,
 ϱ_2 het aantal deeltjes per volume-eenheid van het tweede gas,
 l_1 en l_2 de resp. vrije weglengten,
 \bar{c}_1 en \bar{c}_2 de resp. gemiddelde snelheden.

¹⁾ W. NERNST, BOLTZMANN Festschrift, Leipzig 1904, p. 904.

²⁾ De diffusieconstante is berekend volgens MEYER [vergelijk J. H. JEANS, Dynamical Theory of Gases, Cambridge 1925, p. 310, formule 832]. MEYER neemt echter de persistentie van snelheden niet in aanmerking. Dit brengt JEANS in rekening. Hij berekent voor een enkelvoudig gas de coëfficiënt van inwendige diffusie. De gecorrigeerde formule [JEANS, loc. cit., p. 312, formule 839] levert, dat de diffusiecoëfficiënt, zooals MEYER die berekent, met een factor 1.33 vermenigvuldigd moet worden. Bij aanname, dat deze correctie voor gasmengsels van dezelfde orde is, nemen we 1.3.

Voor l_1 en l_2 geldt¹⁾:

$$l_1 = \frac{1}{\pi \sqrt{2} \varrho_1 \sigma_1^2 + \pi \sqrt{1 + \frac{m_1}{m_2} \varrho_2 S_{12}^2}}$$

$$l_2 = \frac{1}{\pi \sqrt{2} \varrho_2 \sigma_2^2 + \pi \sqrt{1 + \frac{m_2}{m_1} \varrho_1 S_{12}^2}}$$

waarin σ_1 en σ_2 de resp. diameter van de deeltjes van het eerste en tweede gas.

$$S_{12} = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2}.$$

m_1 en m_2 de resp. massa's per deeltje.

Indien we te maken hebben met het dissocierende stikstofgas, dan is

$$m_1 = 2 m_2$$

en

$$\varrho_1 = \frac{1-x}{1+x} \varrho$$

$$\varrho_2 = \frac{2x}{1+x} \varrho.$$

We zullen voor de grootheden σ_1 en σ_2 resp. nemen:

$$\sigma_1 = 3.10^{-8} \text{ cM.}$$

$$\sigma_2 = 1.5 \cdot 10^{-8} \text{ cM. } ^2)$$

Wanneer we deze waarden in de vergelijking van NERNST voor λ_x substitueeren, ontstaat na eenige berekening:

$$\lambda_x = \frac{8}{3} \frac{1.3}{\pi \sqrt{2}} 10^{18} \sqrt{T} \left[\frac{9.65}{18 \frac{x}{1-x} + 4.36} + \frac{13.68}{9 \frac{1-x}{x} + 12.4} \right] \frac{W}{(1+x)^2} \frac{dx}{dT}.$$

waarbij λ_x is uitgedrukt in $\frac{\text{erg}}{\text{sec. c.M. graad.}}$

¹⁾ J. H. JEANS, loc. cit., p. 325.

²⁾ Vergelijk de tabellen van LANDOLT, BÖRNSTEIN en Critical Tables.

Deze uitdrukking geeft de toename van de warmtegeleiding in het gebied van de dissociatie.

De totale warmtegeleiding zal dus worden voorgesteld door de formule

$$\lambda = 2.5 \frac{k}{2} l_2 \bar{c}_2 \varrho \frac{2x}{1+x} + 1.64 \cdot \frac{7}{6} k l_1 \bar{c}_1 \varrho \frac{1-x}{1+x} + \lambda_x^{(1)}$$

waarin: k de constante van BOLTZMANN voorstelt.

In fig. 22 is λ , uitgedrukt in $\frac{\text{erg}}{\text{sec. cM. graad}}$, als functie van de temperatuur uitgezet.

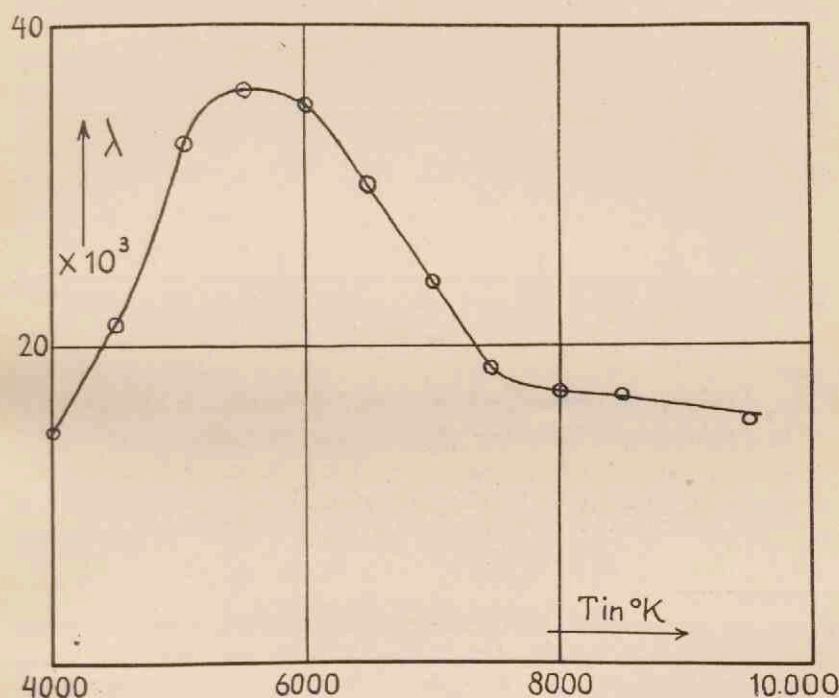


Fig. 22

¹⁾ Volgens J. H. JEANS, Dynamical Theory of Gases (Cambridge 1925), pag. 300, moet de elementaire betrekking van de warmtegeleiding van een monoatomair gas $\lambda = \eta c_v$, waarin η de coëfficiënt van inwendige wrijving, c_v de soortelijke warmte bij constant volume [JEANS, formule 788] vermenigvuldigd

We hebben volgens de differentiaalvergelijking (8) de functie $T\lambda(T)$ nodig. In fig. 23 is deze grootte als functie van de temperatuur uitgezet, waarbij λ is uitgedrukt in $\frac{\text{erg}}{\text{sec. c.M. graad}}$.

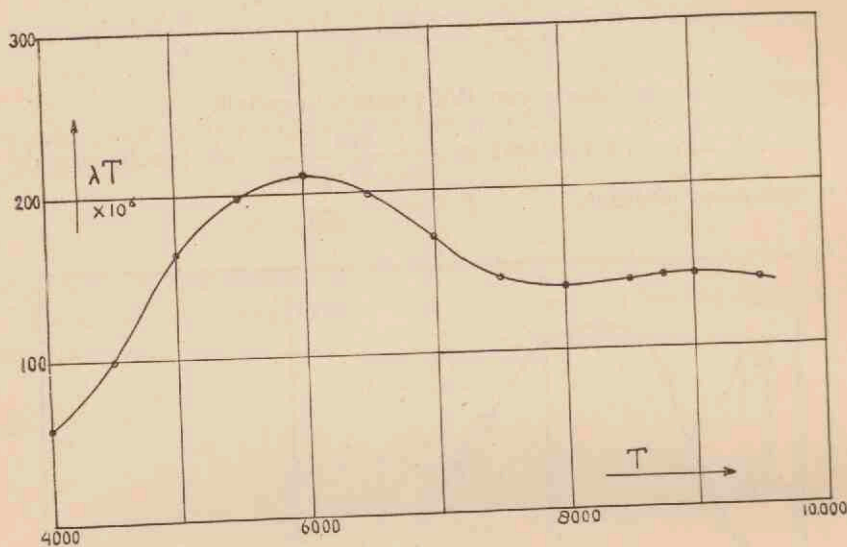


Fig. 23

§ 4. Toetsing van de differentiaalvergelijking.

De differentiaalvergelijking (8) van pag. 44 luidde:

$$A = \left[\bar{c}(T) + \frac{1}{T} \int_0^T \bar{c} dT \right] \frac{p}{kT} \frac{dT}{dt} + 4aT\lambda(T)$$

worden met een factor $\varepsilon = 2.5$, wanneer men de atomen beschouwt als elastische bollen. ENSKOG heeft berekend [JEANS, pag. 300], dat deze factor zeer weinig varieert met de krachtwet, die men gebruikt. Voor de bijdrage tot de warmtegeleiding van de moleculen hebben we bovendien nog te bedenken, dat de moleculen ook inwendige energie [rotaties en vibraties aangeslagen] meenemen. De factor ε bedraagt hier $\varepsilon = 1.64$. [JEANS, pag. 302]. Deze correctiefactoren zijn in de formule voor de warmtegeleiding in de tekst in aanmerking genomen. De waarden voor de warmtegeleiding, met deze formule berekend, zijn in goede overeenstemming met de experimentele gegevens, medegedeeld bij JEANS, pag. 301, en in de tabellen van LANDOLT—BÖRNSTEIN.

waarin $\bar{c} + \frac{1}{T} \int_0^T \bar{c}(dT)$ en $T\lambda(T)$ functies zijn, waarvan we het grafische verloop met de temperatuur hebben gevonden.

We berekenen nu eerst a .

Integreeren we de vergelijking over een halve periode van de wisselspanning, dan vinden we:

$$\int_0^{\tau/2} A dt = \int_0^{\tau/2} \left[c(T) + \frac{1}{T} \int_0^T \bar{c} dT \right] \frac{p}{kT} \frac{dT}{dt} dt + 4a \int_0^{\tau/2} T\lambda(T) dt$$

waarin τ de tijdsduur van 1 periode van de wisselspanning, of door $d\phi = \omega dt$

[wanneer ϕ de phasehoek en ω de cirkelfrequentie van de wisselspanning] vinden we:

$$\int_0^{\pi} A d\phi = \omega \int_0^{\pi} \left[c(T) + \frac{1}{T} \int_0^T \bar{c} dT \right] \frac{p}{kT} \frac{dT}{d\phi} d\phi + 4a \int_0^{\pi} T\lambda(T) d\phi.$$

Wanneer we nu de functies $\left[c(T) + \frac{1}{T} \int_0^T \bar{c} dT \right] \frac{p}{kT} \frac{dT}{d\phi}$ (in absolute waarde!) en $T\lambda(T)$ met behulp van fig. 4 en de fig. 21 en 23 voor de frequentie van 50∞ als functie van de phasehoek uitzetten, vinden we de fig. 24 en 25.

Integreeren we nu de functies uitgezet in fig. 17 en de fig. 24 en 25 grafisch over een halve periode van de wisselspanning, dan vinden we:

$$\int_0^{\pi} A d\phi = 4.11 \cdot 10^{10} \text{ erg/cm}^3 \text{ sec.}$$

$$\omega \int_0^{\pi} \left[c(T) + \frac{1}{T} \int_0^T \bar{c} dT \right] \frac{p}{kT} \frac{dT}{d\phi} d\phi = 0.028 \cdot 10^{10} \text{ erg/cm}^3 \text{ sec.}$$

$$4a \int_0^{\pi} T\lambda(T) d\phi = 0.213 a \cdot 10^{10} \text{ erg/cm}^3 \text{ sec.}$$

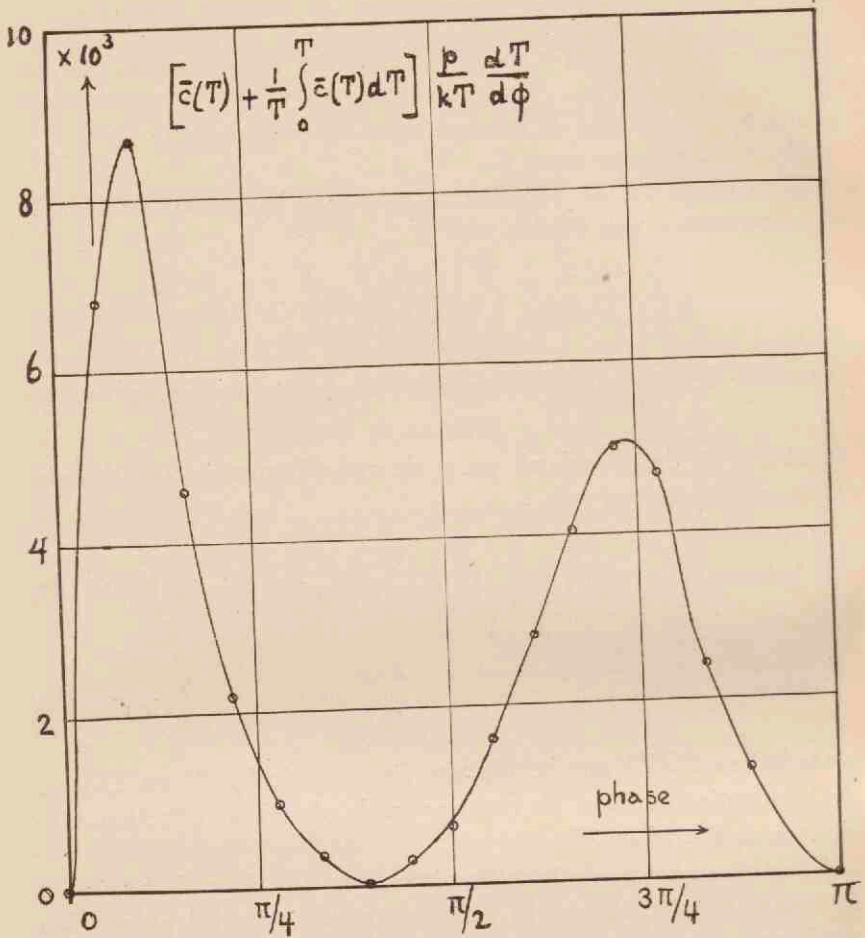


Fig. 24

Geheel analoge berekeningen, uitgevoerd voor de frequentie van 250∞ hadden tot resultaat :

$$\int_0^{\pi} A d\phi = 3.84 \cdot 10^{10} \text{ erg/cm}^3 \text{ sec.}$$

$$\omega \int_0^{\pi} \left[c(T) + \frac{1}{T} \right] \int_0^T \bar{c} dT \frac{p}{kT} \frac{dT}{d\phi} d\phi = 0.035 \cdot 10^{10} \text{ erg/cm}^3 \text{ sec.}$$

$$4a \int_0^{\pi} T \lambda(T) d\phi = 0.224 a 10^{10} \text{ erg/cm}^3 \text{ sec.}$$

Eveneens voor de frequentie van 125∞

$$\omega \int_0^{\pi} \left[c(T) + \frac{1}{T} \int_0^T \bar{c} dT \right] \frac{p}{kT} \frac{dT}{d\phi} d\phi = 0.034 10^{10} \text{ erg/cm}^3 \text{ sec.}$$

$$4a \int_0^{\pi} T \lambda(T) d\phi = 0.227 a 10^{10} \text{ erg/cm}^3 \text{ sec.}$$

Bij deze frequentie werden geen metingen uitgevoerd van de veldsterkte en de stroomdichtheid.

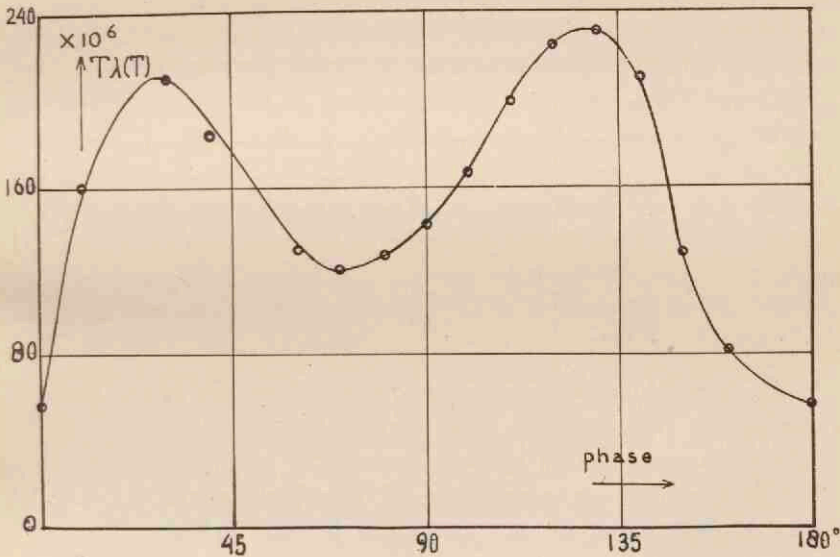


Fig. 25

De variatie in de temperatuur bij de frequentie van 500∞ is niet zoodanig dat er met eenige zekerheid een kromme kan worden getrokken, die het temperatuurverloop als functie van de phase aangeeft. De maximale temperatuurfluctuatie over één periode bedraagt hier slechts 1000° .

Wanneer we nu de verhoudingen berekenen van de overeenkomstige integralen bij 50∞ , 125∞ en 250∞ , vinden we waarden, in onderstaande tabel samengevat.

Hierin is V_I de verhouding van de integralen $\int_0^\pi A d\phi$,

V_{II} die van de integralen

$$\omega \int_0^\pi \frac{p}{k} \left[\bar{c} + \frac{1}{T} \int_0^T \bar{c} dT \right] \cdot \frac{1}{T} \frac{dT}{d\phi} d\phi \text{ en}$$

V_{III} die van de integralen

$$\int_0^\pi T \lambda(T) d\phi.$$

Frequentie	V_I	V_{II}	V_{III}
$\frac{50 \infty}{250 \infty}$	1.07	0.80	0.95
$\frac{50 \infty}{125 \infty}$	—	0.83	0.94
$\frac{125 \infty}{250 \infty}$	—	0.97	1.01

Uit de redelijke overeenstemming van de getallen in een horizontale rij van bovenstaande tabel kunnen we reeds besluiten dat de differentiaalvergelijking in overeenstemming met het experiment is. Tot de graphische integratie van de differentiaalvergelijking zullen we overgaan, nadat we de constante α bepaald hebben.

Door optelling van de integralen op pag. 49 e.v. vinden we een gemiddelde waarde van de constante α , nl.:

$$\alpha = 18.1 \text{ cM}^{-2}.$$

Uit de onderstelling op pag. 37 ingevoerd vindt men voor

$$\alpha = \frac{T_c - T}{T_c} \frac{1}{r^2}.$$

Om deze betrekking te toetsen, zouden metingen van de afhankelijkheid van de temperatuur in de boog van de straal noodig zijn. Deze metingen hebben wij niet verricht. Intusschen hebben H. BRINKMAN en J. GENARD bij een boog gevoed met gelijkstroom gevonden, dat de temperatuur van het gas in het centrum van de boog binnen 500° constant blijft. Deze metingen zijn nog niet gepubliceerd.

Indien men echter in de gevonden differentiaalvergelijking $\omega = 0$ stelt, verkrijgt men de vergelijking, die de energiebalans voor een gelijkstroomboog geeft.

Wij vinden op deze wijze:

$$2\pi r dr EI = 2\pi \frac{d}{dr} \left(r \lambda \frac{dT}{dr} \right) dr$$

waarin E de veldsterkte en I de stroomdichtheid voorstelt.

Indien de veldsterkte bekend is en tevens de electronendruk en de gemiddelde vrije weglengte van de electronen in hun afhankelijkheid van de temperatuur T , en een onderstelling wordt gemaakt omtrent de samenstelling van het booggas, kan men de stroomdichtheid en daarmee dus het product EI als functie van de temperatuur berekenen¹⁾.

Door grafische integratie van deze vergelijking kan men dan de temperatuur T als functie van de straal berekenen.

Voeren we deze berekening uit voor een gelijkstroomboog, gebruik makend van de functies, die ORNSTEIN, BRINKMAN en BEUNES¹⁾ voor de gemiddelde vrije weglengte van de electronen en de electronendruk van de temperatuur aangeven, dan vinden we een verloop van de temperatuur met de straal r , dat althans voor kleine waarden van r ($r < 0.07$ c.M.) door een parabool te beschrijven is. Voor grootere waarden van r daalt de temperatuur langzamer dan deze parabolische functie aangeeft. De berekende temperatuurdaling is zeer gering, zooals de metingen van BRINKMAN en GENARD bevestigen.

De waarde van a , die uit deze parabool volgt, bedraagt

$$a \sim 17 \text{ cM}^{-2}.$$

¹⁾ L. S. ORNSTEIN, H. BRINKMAN en A. BEUNES, Zeitschrift für Physik, 77, 72, 1932.

Deze waarde is dus in overeenstemming met de door ons berekende α , op grond van de gemaakte onderstellingen.

Wij kunnen de toetsing van verg. 8 nog scherper geven door nadere grafische behandeling der differentiaalvergelijking.

In deze differentiaalvergelijking, nl.:

$$A = \left\{ \bar{c}(T) + \frac{1}{T} \int_0^T \bar{c} dT \right\} \frac{P}{kT} \frac{dT}{dt} + 4\alpha T\lambda(T)$$

zijn de functies $\left\{ c(T) + \frac{1}{T} \int_0^T \bar{c} dT \right\} \frac{P}{kT}$, $T\lambda(T)$ en A grafisch

gegeven. De grootheid α is door onze berekening bekend.

Indien we nu deze vergelijking grafisch integreren en dus uit de elektrische energie-ontwikkeling in ieder punt der phase de temperatuur berekenen, vinden we een goede beschrijving van de experimenten, indien we voor 50∞ een phaseverschuiving, tusschen energieproductie en temperatuur, aannemen van 20° en voor 250∞ van 45° . In fig. 26 stelt de getrokken kromme het resultaat van de grafische integratie voor, terwijl de punten de gemeten temperaturen aangeven, voor 50∞ .

In fig. 27 hetzelfde voor 250∞ .

Hieruit blijkt dus in de eerste plaats dat onze differentiaalvergelijking de gemeten resultaten goed beschrijft.

In de tweede plaats blijkt, dat onze onderstellingen omtrent het temperatuurverloop met de straal voor de cilindrische boogontlading, in eerste benadering met de feiten in overeenstemming is, gelijk ook reeds uit de extrapolatie naar gelijkstroombogen bleek.

De gemeten temperatuurfluctuatie bij 500∞ is ongeveer 1000° . Wanneer we voor dit geval de vergelijking grafisch integreren en onderstellen dat de energieproductie niet veel verschilt van die bij 250∞ (de spanning werd geleverd door dezelfde generator) vinden we een temperatuurfluctuatie van 1000° bij een phaseverschuiving van 70° .

Hoewel dus voor dit geval de meetnauwkeurigheid van de temperatuurbeoordeling niet groot genoeg is om met zekerheid het verloop van de temperatuur met de phase van de wisselspanning aan te geven, leert de grafische integratie van de differentiaalvergelijking

eveneens, dat de temperatuurfluctuatie voor een boogontlading met wisselstroom van deze frequentie gevoed, 1000° moet zijn.

Een boog, gevoed met een wisselstroom van hogere frequentie, zal zich steeds meer als een gelijkstroombog gedragen.

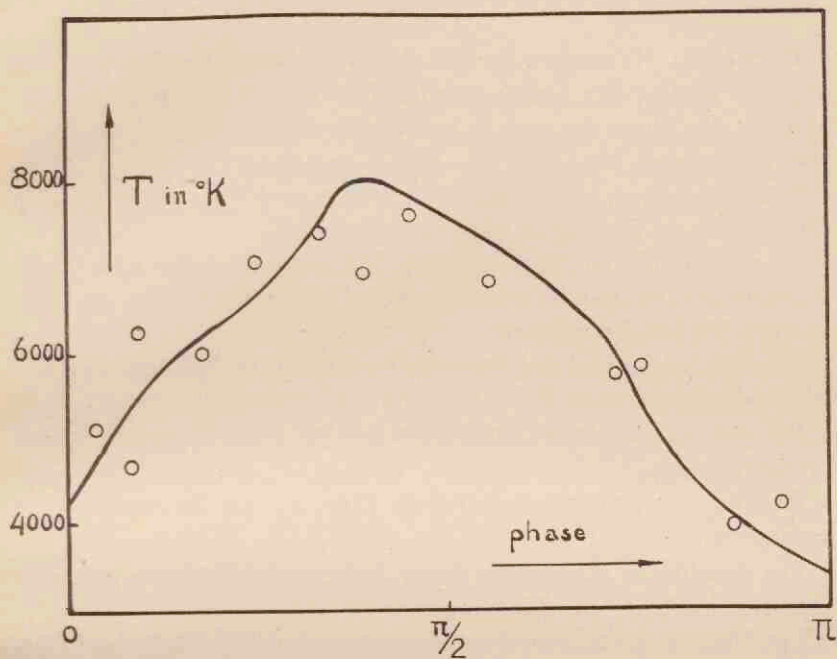


Fig. 26

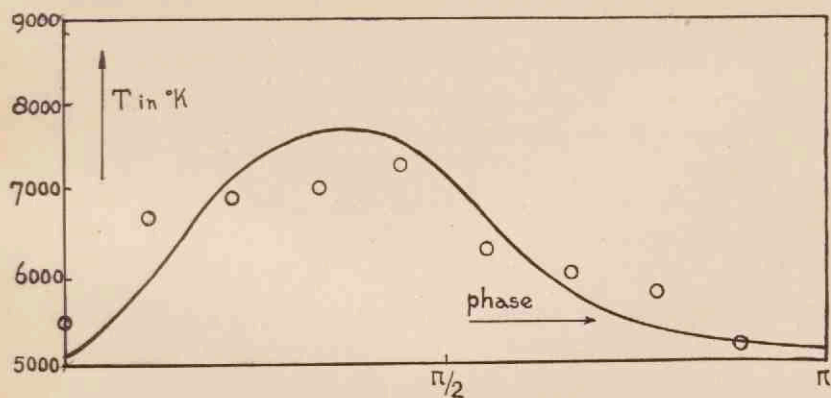


Fig. 27

ZUSAMMENFASSUNG.

Es werden Messungen an Wechselstrombogen beschrieben. Der zeitliche Verlauf der Temperatur des Bogengases wird in Abhängigkeit von der Phase der angelegten Wechselspannung für eine Reihe von Frequenzen zwischen 50—500 ∞ gemessen.

Die Temperatur wird optisch bestimmt nach Methoden die von ORNSTEIN und BRINKMAN entwickelt wurden.

Es wird mittels oscillographischer Messungen gezeigt dass in der Bogenentladung mit Wechselstrom in jedem Zeitpunkt eine bestimmte Feldstärke existiert.

Die Feldstärke und die Stromdichte werden in Abhängigkeit der Phase der angelegten Wechselspannung gemessen.

Die daraus berechnete Energieproduktion pro Volumeinheit wird bestimmt.

Es wird eine Energiebilanz für die Gassäule der Bogenentladung aufgestellt.

Die graphische Integration dieser Differentialgleichung gibt eine gute Beschreibung der Messungen.

Die Theorie des thermischen Mechanismus in der Säule des Lichtbogens von ORNSTEIN und BRINKMAN wird bestätigt.

STELLINGEN

I.

De methode, waarmee RICHTER de temperatuur als functie van de phase in een boogontlading met wisselstroom bepaalt, leidt tot foutieve resultaten.

[E. F. RICHTER, Zeitschrift für Physik, 81, 539, 1933].

II.

Ten onrechte meenen LAU en RITTER uit hun metingen aan de kwiklijn $\lambda 5461 \text{ \AA}$ te mogen concludeeren, dat het door hen gebruikte spectraalapparaat een oplossend vermogen van 5 millioen heeft.

[E. LAU en E. RITTER, Zeitschrift für Physik, 76, 190, 1932].

III.

De opvatting van GROTRIAN over het spectrum van de buitenste deelen van de corona kan nader bevestigd worden door vergelijking van het coronaspectrum van de uitloopers („streamers”) met het spectrum van de normale corona.

[W. GROTRIAN, Zeitschrift für Astrophysik, 8, 124, 1934].

IV.

WEITZENBÖCK's meetkundige interpretatie van de groep der semi-invarianten is onjuist.

[R. WEITZENBÖCK, Invariantentheorie, Groningen 1923, p. 220].

V.

Ten onrechte geeft BIRGE aan de analytische discussie van meetresultaten een absolute voorkeur boven de grafische.

[R. T. BIRGE, Reviews of Modern Physics, I, 1, 1929].

VI.

Voor de verklaring van het oxydatieproces in transformatoroliën verdient de opvatting, dat de reactie begint met de vorming van een peroxyde, de voorkeur boven de opvatting, dat de reactie zou beginnen met de vorming van hydroxylgroepen.

VII.

Het is in principe mogelijk, het oxydatieproces in transformatoroliën te volgen door meting van het gemiddelde dipoolmoment als functie van de tijd.

A529912

Rijksasyls voor Psychopaten
te Avereest

