



# **De Geigerteller en zijn bruikbaarheid voor intensiteitsmetingen**

<https://hdl.handle.net/1874/322664>

DE GEIGERTELLER EN ZIJN  
BRUIKBAARHEID VOOR  
INTENSITEITSMETINGEN

ss.  
ht

6







DE GEIGERTELLER EN ZIJN BRUIKBAARHEID  
VOOR INTENSITEITSMETINGEN



*Diss Utrecht, 1936*

# DE GEIGERTELLER EN ZIJN BRUIKBAARHEID VOOR INTENSITEITSMETINGEN

## 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. C. W. VOLLGRAFF, HOOGLEERAAR IN DE  
FACULTEIT DER LETTEREN EN WIJSBEGEERTE,  
VOLGENS BESLUIT VAN DEN SENAAAT DER  
UNIVERSITEIT TEGEN DE BEDENKINGEN VAN DE  
FACULTEIT DER WIS- EN NATUURKUNDE TE VER-  
DEDIGEN OP **MAANDAG 8 JUNI 1936,**  
DES NAMIDDAGS TE 4 UUR, DOOR

**MACHIEL WILLEM FREDERIK SCHREGARDUS**

GEBOREN TE KOEDOES (JAVA)



1936

DRIUKKERIJ Fa. SCHOTANUS & JENS — UTRECHT





*Aan mijn Vrouw.*  
*Aan mijn Ouders.*



Bij het beëindigen van mijn universitaire opleiding is het mij een behoefte, U, Hoogleraren en oud-Hoogleraren in de Faculteit der Wis- en Natuurkunde, mijn dank te betuigen voor het genoten onderwijs.

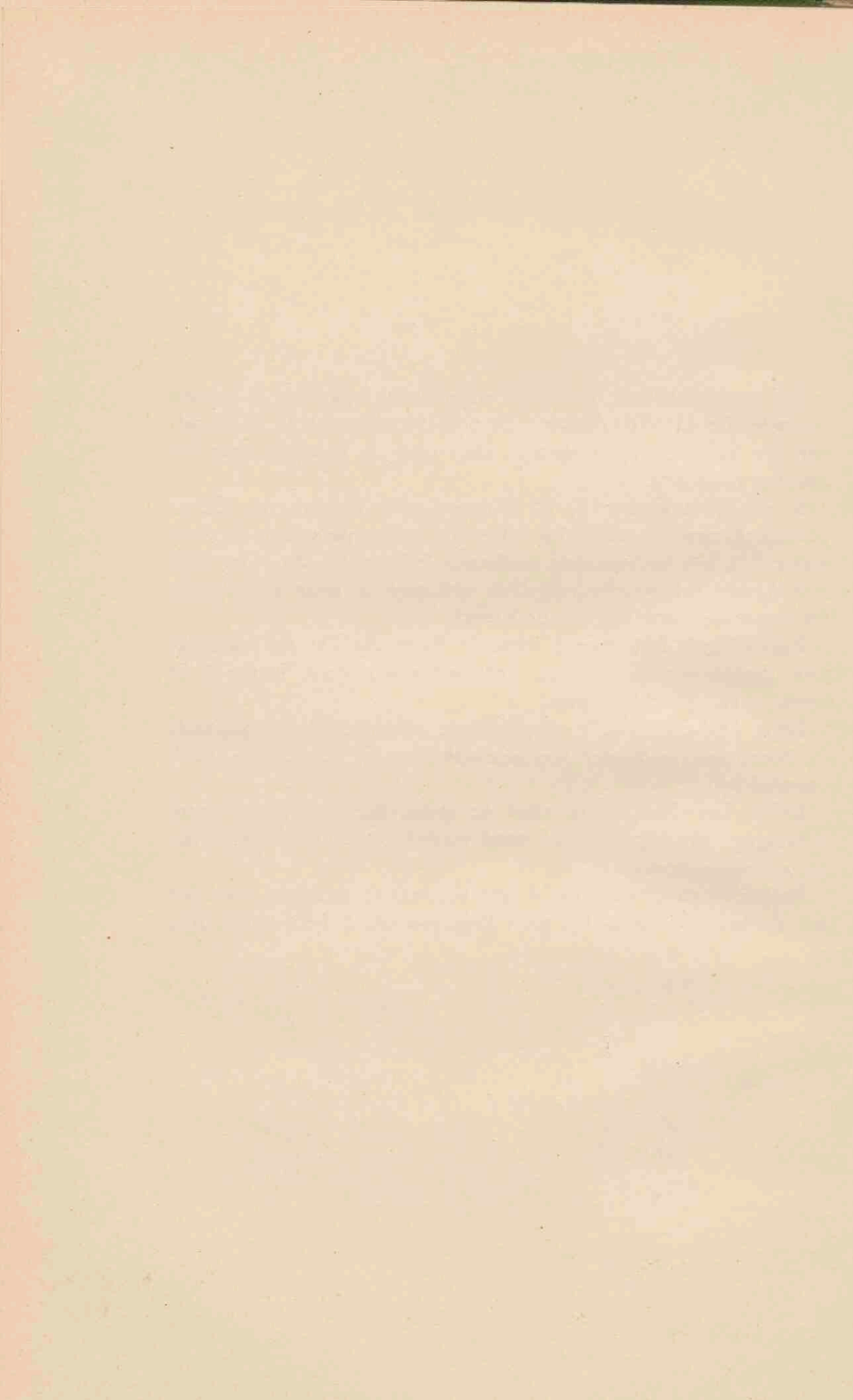
In het bijzonder ben ik U, Hooggeleerde Ornstein, Hooggeachte Promotor, erkentelijk voor Uw leiding gedurende de jaren welke ik in Uw laboratorium werkzaam heb mogen zijn. Uw aanmoedigende belangstelling heeft in niet geringe mate bijgedragen tot het volbrengen van dit onderzoek.

Zeergeleerde Minnaert, voor de hulp, die Gij mij, ondanks Uw drukke werkzaamheden, hebt willen verlenen, betuig ik U hierbij mijn oprechten dank.

Beste Milatz, voor je altijd-bereide behulpzaamheid gedurende de jaren, dat we hebben samengewerkt, ben ik je grooten dank verschuldigd.

Beste Ter Horst, de raad en steun, die ik van jou mocht ontvangen, zijn voor het tot stand komen van dit proefschrift van groot belang geweest.

Rutgers en Frederik, ik ben ten zeerste dankbaar voor het feit, dat jullie beiden mij ten allen tijde van dienst hebt willen zijn.



## INLEIDING

De Geigerteller werd in den aanvang eerst gebruikt voor het meten van  $\alpha$  deeltjes. Zij is langzamerhand een instrument geworden, dat behalve voor kernfysisch werk, ook geschikt scheen voor het verrichten van lichtmetingen.

Bij dit onderzoek is het doel niet zoo zeer geweest, te trachten de tellerwerking te onderzoeken, als wel om de geschiktheid van het instrument als intensiteitsmeter voor licht na te gaan. Te dien einde werd in dit proefschrift in de eerste plaats een aantal eischen onderzocht, waaraan een Geigerteller als intensiteitsmeter heeft te voldoen.

Daar echter de fouten van een instrument eerst in het gebruik aan het licht komen, moet echter tevens door dit gebruik zijn deugdelijkheid bewezen worden. In de tweede plaats werd met een Geigerteller de optische aanslagfunctie van de resonantielijnen van kwik, — de  $2^1P_1-1^1S_0$  overgang —, gemeten.

Deze aanslagfunctie is alleen langs elektrische weg gemeten. Hierbij deden zich belangrijke onderlinge verschillen voor. Het bleek n.l., dat door sommige auteurs vlak boven de kritische aanslagspanning, een scherp maximum werd gevonden. Een tweede maximum trad 15 Volt later op. Anderen vonden dit eerste maximum niet. Het tweede maximum echter werd door allen gemeten.

Het is nu belangrijk om langs optische weg, hoewel men op deze wijze niet volkomen hetzelfde meet, te trachten uit te maken of dit eerste maximum werkelijk bestaat. De twee maxima lagen ver genoeg uiteen om langs optische weg, waarbij de nauwkeurigheid om snelheden te meten minder groot is als bij de elektrische methode, gemeten te worden.

---



## HOOFDSTUK I

# HISTORISCHE ONTWIKKELING EN DE GEIGERTELLER IN HET ALGEMEEN

### § 1. *Principe van Rutherford en Geiger.*

Om de totale hoeveelheid  $\alpha$  deeltjes te bepalen, welke door een gram radium wordt geëmitteerd, werd door Rutherford en Geiger in 1908<sup>1)</sup> een toestel ontworpen, dat in staat was geheel automatisch elk  $\alpha$  deeltje, dat een zeker volume, — de telruimte —, doorliep, aan te geven.

Nu kan de ionisatie door een  $\alpha$  deeltje veroorzaakt direct met een gevoelige electrometer gemeten worden<sup>2)</sup>, mits de dracht van dit  $\alpha$  deeltje niet te kort is. Deze methode heeft echter een nadeel, n.l. dat de groote aanwinstijd van de electrometer het snel tellen van deeltjes onmogelijk maakt. Evenwel gelukte het deze primaire ionisatie door middel van stootionisatie eenige duizenden malen te vergrooten, zoodat de oorspronkelijke ionisatie, met een ongevoeliger doch sneller instrument, direct aantoonbaar wordt. Het hooge veld, vereischt om de primaire ionen een snelheid te geven, noodig voor deze secundaire ionisatie, werd verkregen door op een draad, axiaal gespannen in een metalen cylinder, een spanning varieerende tusschen 1000 en 2000 Volt, t.o.v. de cylinder aan te leggen. De potentiaal van de draad was hierbij positief ten opzichte van de cylinder, terwijl de druk van het gas waarin het geheel zich bevond, eenige cm kwik bedroeg.

<sup>1)</sup> Rutherford en Geiger. Proc. Royal Soc. 81 - 141 - 1908.

<sup>2)</sup> Ziegert. Zeits. f. Physik, 46 - 668 - 1928.



Om de juiste spanning te vinden, noodig tusschen de draad en de cylinder, werd een bundel  $\gamma$  stralen door de cylinder gestuurd. De spanning werd nu zoover opgevoerd tot de primaire ionisatiestroom voldoende vergroot was.

Met dit instrument gelukte het inderdaad voor de eerste maal op directe wijze, door middel van zijn lading, het  $\alpha$  deeltje individueel aan te toonen.

Dit principe van Rutherford en Geiger heeft zich nu op twee wijzen verder ontwikkeld:

1. tot de Geigerteller, waarmee het ook mogelijk is  $\beta$ -deeltjes aan te toonen.
2. tot de ionisatiekamer.

## § 2. De Geigerteller.

Het in § 1 beschreven toestel bleek op  $\beta$  en  $\gamma$  stralen slechts zeer weinig te reageeren. Wel kon elk  $\beta$  deeltje een uitslag teweeg brengen, echter was deze zoo klein, dat zij vaak aan de aandacht ontsnapte. Het gelukte Geiger<sup>1)</sup> om het vorige type als detector zoowel voor  $\beta$  deeltjes als voor  $\gamma$  stralen geschikt te maken. Hij gebruikte hiertoe niet de cilindervorm, doch een plaat waartegenover zich een metalen punt bevond. De aangelegde spanning werd vlak onder de doorslagspanning van het vulgas gekozen. Indien nu een geladen deeltje in de ruimte tusschen punt en plaat trad, werd, — zelfs al had het oorspronkelijk een zeer geringe snelheid en dus een zeer gering ioniseerend vermogen —, een ontlading ingeleid, welke echter onmiddellijk daarop uitdoofde. Deze ontladingsduur bleek nu onafhankelijk te zijn, of men met een  $\alpha$  deeltje, dan wel met een losgeslagen photoelectron te doen had.

Het eerste gevolg hiervan is, dat men niet meer kan nagaan of het deeltje, dat de ontlading deed ontstaan van klein, dan wel van groot ioniseerend vermogen was, aangezien de doorgegangene hoeveelheid electriciteit in beide gevallen dezelfde was. Het apparaat heeft

<sup>1)</sup> Geiger, Phys. Zeit. 14-1129-1913.

dus, hoewel het gevoeliger is dan het oorspronkelijke type, zijn vermogen om naar het ionisatievermogen te differentieëren, verloren.

Het tweede gevolg hiervan is, dat men met dit soort teller in principe in staat is intensiteitsmetingen te doen, daar n.l. ook photo-electronen een dergelijke ontladingsstoot teweeg kunnen brengen.

Onder de „Geiger-teller” wordt nu het beschreven apparaat verstaan. Van principieel belang is het, dat men de stroomstoot welke bij de ontlading ontstaat, verder langs elektrische weg, kan versterken, door middel van radio-versterkers <sup>1)</sup>. Hierdoor wordt het mogelijk relais te bedienen, zoodat men in de eerste plaats snel, — het oplossend vermogen van het telapparaat kon nu zeer opgevoerd worden —, en in de tweede plaats automatisch kon gaan tellen, hetgeen vanzelfsprekend een tijdsbesparing geeft <sup>2)</sup>.

Door het toepassen van een kunstgreep is het echter aan Geiger en Klempere <sup>3)</sup> gelukt, om bij het tellen een scheiding te maken tusschen  $\alpha$  deeltjes en protonen aan de eene en  $\beta$  deeltjes aan de andere kant. Het bleek n.l. dat er een potentiaalgebied te kiezen viel, zoodanig dat de teller nog werkte, terwijl alleen  $\alpha$ -deeltjes en protonen aangegeven werden, doch geen  $\beta$  deeltjes. Daarboven lag een potentiaal gebied, waardoor de drie soorten deeltjes de ontlading inzetten.

### § 3. De Ionisatiekamer.

De tweede ontwikkeling, de ionisatiekamer, zal hier slechts volledigheidshalve, en daarom kort, besproken worden. Behalve dat men hiermede deeltjes door middel van hun elektrische lading kan aantoonen, verkrijgt men enkele gegevens omtrent hun ioniseerend vermogen, daar hier verschillende primaire ioniseerende stroomen niet tot dezelfde totale hoeveelheid doorgevoerde electriciteit leiden. Hiertoe is uit de aard der zaak noodig, dat men of de primaire ionisatie direct meet dan wel na eerst volkomen evenredig versterkt

<sup>1)</sup> Greinacher, Phys. Zeit. 23-361-1924.

<sup>2)</sup> H. Alfén en Per Ohlin, Zeit. f. Phys. 90-416-1934.

<sup>3)</sup> Geiger en Klempere, Zeit. f. Phys. 49-753-1928.

te hebben. De opstelling is in beginsel geheel dezelfde als bij de oorspronkelijke proef van Rutherford en Geiger, echter is de spanning veel lager. Was men daar in het gebied van de stoot-ionisatie, hier werkt men in het gebied van de verzadigingsstroom. De metingen geschieden op twee wijzen; zoowel direct met een zeer gevoelige electrometer <sup>1)</sup> <sup>2)</sup> als met een zeer gevoelige versterkingsinstallatie <sup>3)</sup> <sup>4)</sup>. De ionisatie van een  $\beta$  deeltje kan men hiermede echter nog niet meten.

De ionisatiekamer heeft tegenover de Wilsoncamera dit voordeel, dat men gedurende zekere tijd continu meten kan, terwijl men met de Wilsoncamera telkens momentopnamen maakt. Men kan slechts eenige expansies per minuut maken terwijl bij elke expansie slechts een fractie van een secunde nuttig effect heeft. Voor dat men tot de volgende opname overgaat, moet eerst de expansieruimte weer tot rust komen en moeten de nevelresten verdwenen zijn.

Het nadeel van de ionisatiekamer echter is, dat men een snel proton niet van een langzaam  $\alpha$  deeltje kan onderscheiden, aangezien het ioniseerend vermogen, — wat hier uitsluitend gemeten wordt —, van beide gelijk is.

#### § 4. *Algemeene Eigenschappen van de Geigerteller.*

Het principe van de algemeene schakeling is afgebeeld in fig. 1. Hierbij is T de teller welke bestaat uit een metalen cylinder C en een daarin axiaal gespannen draad D. Inplaats van een volle cylinder mag men zich ook een halve cylinder denken, terwijl de teller eveneens de vorm: punt tegenover plaat, hebben kan. Principieel maakt dit geen verschil. De potentiaal van de draad is positief ten opzichte van de cylinder. Draad en cylinder bevinden zich in een luchtdicht-afgesloten buis, waarin de gasdruk enkele cm kwik bedraagt. De benoodigde spanning wordt geleverd door de spannings-

<sup>1)</sup> Bruno Zipprich. Zeit. f. Phys. 96 - 328 - 1935.

<sup>2)</sup> Bruno Zipprich. Zeit. f. Phys. 96 - 337 - 1935.

<sup>3)</sup> Greinacher. Zeit. f. Phys. 36 - 364 - 1926; 44 - 319 - 1927.

<sup>4)</sup> Fränzl. Zeit. f. Phys. 63 - 370 - 1930.

bron S, welke uit batterijen, echter even goed uit een gelijkrichterinstallatie kan bestaan. Tusschen deze spanningsbron en de cylinder draad is een hooge weerstand  $R_1$  ( $10^8$  à  $10^{10} \Omega$ ) geschakeld. Tusschen draad en aarde bevindt zich de weerstand  $R_2$  ( $10^7$  à  $10^8 \Omega$ ). De stroomstoot, welke bij een ontlading tusschen C en D ontstaat, wekt een spanningsverschil tusschen de uiteinden van  $R_2$  op. Dit spanningsverschil wordt door middel van een versterker F vergroot en registreerbaar gemaakt.

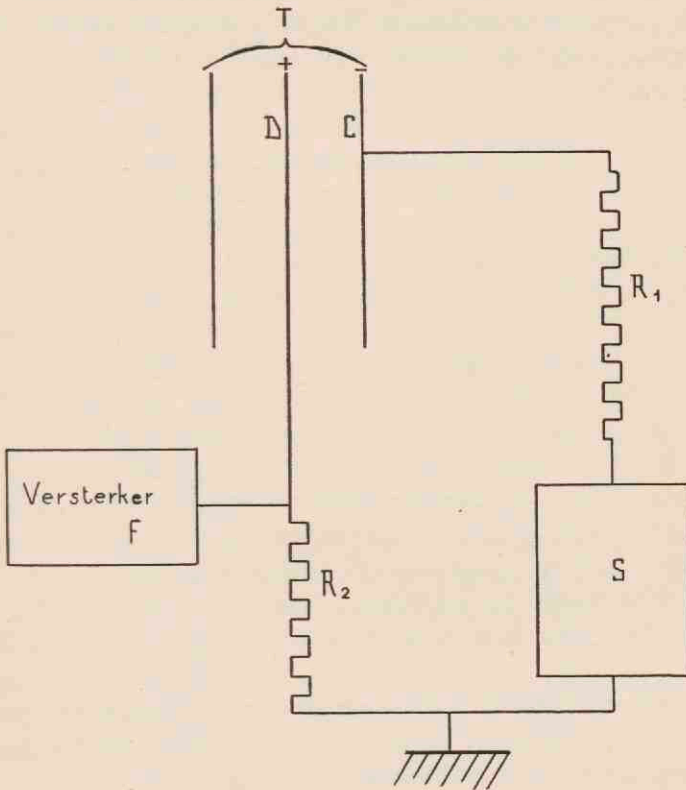


Fig. 1.

Belangrijk is nu, de afhankelijkheid na te gaan van het gemiddeld aantal ontladingen per tijdseenheid als functie van de tusschen D

en C aangelegde spanning. Om deze ontladingen te weeg te brengen kan men een  $\gamma$  straler in de nabijheid van de teller plaatsen, of wel ultraviolet licht op de binnenwand van de cylinder werpen, waardoor photo-electronen vrijkomen. Men verkrijgt dan de curve, welke door fig. 2 wordt weergegeven. Het blijkt dan, dat bij een bepaalde spanning  $V_B$  de ontladingen beginnen op te treden, dat daarna het aantal sterk met de spanning toeneemt en vanaf een zekere spanning  $V_P$  constant blijft tot  $V_Q$ . De toename van het gemiddelde over het stuk  $V_P - V_Q$  behoeft niet meer dan slechts enkele procenten te bedragen. Van  $V_Q$  af neemt het gemiddelde weer snel toe met de spanning. Ten slotte treedt de continue ontlading op.

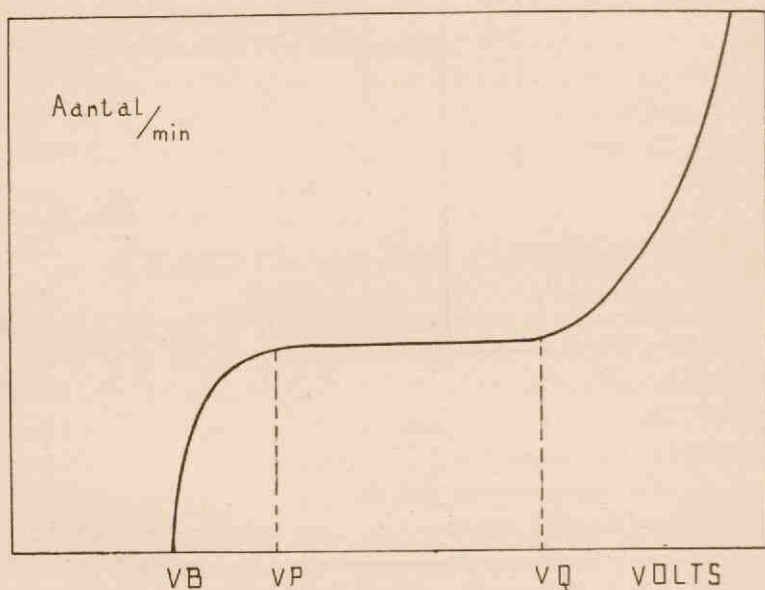


Fig. 2.

Dit van de spanning onafhankelijke gedeelte  $V_P - V_Q$  is voor het werken met tellers van het allergrootste belang. Immers hierdoor behoeft de spanning niet volkomen constant te zijn, wordt het ver-

richten der waarnemingen zeer vergemakkelijkt en tevens het vertrouwen in de teller vergroot.

De breedte van het horizontale stuk, — wat het telgebied genoemd wordt —, varieert nu van enkele tot eenige honderden Volts en hangt af van de gasdruk, buitenweerstand  $R_1$  (zie fig. 1), draaddikte en gasvulling.

In het algemeen kan men zeggen dat door verhooging van de druk het telgebied vergroot zal worden <sup>2)</sup> echter zal de werkspanning eveneens verhoogd worden wat als een nadeel valt aan te merken. Bij het verhoogen der weerstand  $R_1$  zal ook het telgebied vergroot worden.

Men beschikt nu over een elegante methode om een variabele weerstand te krijgen: men neemt n.l. inplaats van de weerstand  $R_1$  een radiolamp in de keten op, die in zijn verzadigingsgebied werkt. Door middel van de gloeistroom van die lamp kan men dan de anodestroom tusschen wijde grenzen variëeren. De lamp neemt dan, wat stroombegrenzing betreft de rol van  $R_1$  over, echter met dit voordeel, dat men continu en zonder veel moeite van weerstand kan veranderen <sup>1)</sup>.

Ook door verdikking van de draad verkrijgt men vergrooting van het telgebied echter gepaard gaande met hetzelfde nadeel als bij de verhooging van de druk. Naar aanleiding hiervan zij nog opgemerkt dat er reeds lange tijd verschil van meening bestaat over het al dan niet, van een kunstmatige oxydhuid voorzien van draad en cylinder of een van beide. Onderzoekingen door ons en door Henning en Schade verricht <sup>2)</sup> hebben echter uitgemaakt dat er geen verschil behoeft te bestaan tusschen tellers met en tellers zonder oxydhuid. De werking van deze oxydhuid is nl. geen andere dan die van de buitenweerstand  $R_1$ .

Over de invloed van de gasvulling kan in het algemeen weinig gezegd worden. Waterstof levert goede gebieden en betrekkelijk lage werkspanningen. Stikstof daarentegen levert geen goede gebieden. Bij de edele gassen, indien vrij van verontreinigingen, krijgt

<sup>1)</sup> H. Kniepkamp. Phys. Zeit. 30-237-1929.

<sup>2)</sup> E. Henning en R. Schade. Zeit. f. Phys. 90-597-1934.

men, als er een hooge gasdruk gebruikt wordt, buitengewoon lange gebieden. Tevens is de werkspanning dan laag <sup>1)</sup>). Door de minste verontreiniging wordt deze echter weer zeer verhoogd.

Ook indien een teller niet kunstmatig tot ontladingen gebracht wordt, treden deze af en toe op. Dit zoogenaamde nuleffect of donkereffect wordt voor het grootste gedeelte veroorzaakt door cosmische straling en  $\gamma$  stralen der omgeving. Het donkereffect vertoont, zooals ook wel te verwachten valt, dezelfde afhankelijkheid van de spanning, als bij kunstmatige ontladingsstooten.

### § 5. Tellerwerking.

Het zijn Werner <sup>1)</sup>, Schulze <sup>2)</sup> en A. von Hippel <sup>3)</sup> geweest die de voornaamste bijdragen geleverd hebben tot de verklaring van de tellerwerking.

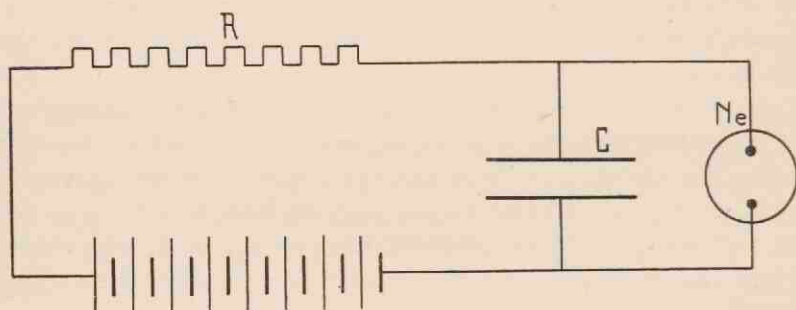


Fig. 3.

Schulze heeft ingezien, dat men de tellerwerking als volgt kon opvatten. Denkt een neonlamp (zie fig. 3)  $Ne$  parallel over een condensator  $C$  geschakeld. Deze condensator verkrijgt zijn spanning van een batterij via een hooge weerstand  $R$ . De capaciteit van

<sup>1)</sup> S. Werner, Zeit. f. Phys. 90 - 384 - 1934; 92 - 705 - 1934.

<sup>2)</sup> W. Schulze, Zeit. f. Phys. 78 - 92 - 1932.

<sup>3)</sup> H. von Hippel, Zeit. f. Phys. 97 - 455 - 1935.

de neonlamp denke men zich opgenomen in die van C. Is nu de doorslagspanning van Ne,  $V_d$ , dan zal, wanneer de condensator C de spanning  $V_d$  verkregen heeft, de neonlamp gaan branden. Indien nu de weerstand R zoo groot gekozen is, dat de stroom welke door de lamp Ne afgenomen wordt, grooter is dan die waarmee de condensator door de batterij gevoed wordt, dan zal C zich ontladen totdat de spanning zoo ver gezakt is, dat de neonlamp uitgaat. C zal dan weer opgeladen worden tot  $V_d$ , waarop weer doorslag zal plaats hebben. Kiest men nu echter de batterij zoodanig, dat C een spanning  $V$  krijgt, welke onder  $V_d$  ligt, dus  $V < V_d$ , dan kan er toch doorslag van Ne optreden, mits er een oorzaak van buitenaf komt, b.v. ionisatie van het gas. De neonlamp zal dan wel gaan branden, echter door de oorzaken, welke hierboven reeds uiteen zijn gezet, vanzelf weer uit moeten gaan.

Bij een Geigerteller zijn C en Ne ineengebouwd, terwijl men, bij oxydatie van de draad, tevens de weerstand R ingebouwd heeft.

Werner heeft de eigenschappen van de teller bestudeerd, in afhankelijkheid van gasinvloed, draaddikte en druk, in verband met de stroomspanningskarakteristiek van de coronaontlading en opgemerkt, dat voor het blijven bestaan van deze coronaontlading een zekere minimale stroomsterkte vereischt is.

Von Hippel liet zien, dat voor de telwerking zooals Schulze zich die voorstelde, een verschil tusschen doorslagspanning en brandspanning noodzakelijk is en verklaarde dit tevens door middel van ruimteladingen. Het gelukte hem de waarnemingen van Werner vanuit dit gezichtspunt te begrijpen.

---



## HOOFDSTUK II.

### DE GEIGERTELLER ALS INTENSITEITSMETER

#### § 1. *Te onderzoeken eigenschappen.*

Een der eersten, die van de teller gebruik maakte om intensiteiten te meten, is R a j e w s k i <sup>1)</sup> geweest, die dit principe op mitoginestische stralingsmetingen toepaste. Tevens probeerde hij eenige photo-electrische lagen in de tellers te bouwen.

Door L o c h e r <sup>2)</sup> is echter het probleem van de photo-electrische lagen in tellers onderzocht, voor het ultraviolette zoowel als voor het zichtbare licht. Helaas vermeldt hij echter geen gegevens in absolute maat omtrent de door hem behaalde gevoeligheden, zoodat men nog niet kan beoordeelen of men met deze lagen tegen de bestaande methoden kan concurreeren.

Latere onderzoekingen van B. Sturm <sup>3)</sup> en van K. H. Kreuchen <sup>4)</sup> leveren absolute gegevens over de gevoeligheden van metaallagen in tellers gebouwd.

Het groote voordeel dat een Geigerteller heeft boven andere electriche meetapparaten, is wel aan de groote stroomgevoeligheid, gepaard gaande met zijn vermogen om te accumuleeren, te danken. Ter vergelijking der verschillende methoden kan men het volgende opmerken: Met een photocel waarvan de photostroom door een ver-

---

<sup>1)</sup> R a j e w s k i, Phys. Zeit. 32 - 121 - 1931.

<sup>2)</sup> L o c h e r, Phys. Rev. 525 - 42 - 1932.

<sup>3)</sup> B. Sturm, Zeit. f. Phys. 94 - 85 - 1935.

<sup>4)</sup> K. H. Kreuchen, Zeit. f. Phys. 94 - 549 - 1935; 97 - 625 - 1935.

sterker vergroot en vervolgens met een galvanometer gemeten wordt, zijn ongeveer 1000 electronen per sec. als photostroom noodig, om dit tenslotte als waarneembaar effect op de galvanometerschaal, bij de gebruikelijke opstellingen waar te nemen. Zijn er nu gemiddeld 50 lichtquanten noodig om 1 electron uit de photoelectrische laag vrij te maken, dan is dus de kleinst aantoonbare intensiteit gegeven door  $5 \times 10^4$  quanten per secunde. De storing door de thermische emissie is hierbij eenvoudigheidshalve verwaarloosd.

Een teller echter, welke een donkereffect van 7 per minuut heeft, kan gemakkelijk 1 tik in de minuut aantoonen. Of wel met een nuttig effect van  $10^{-6}$  voor de photo-electrische laag, d.w.z. dat er  $10^6$  quanten noodig zijn om 1 electron los te maken, kan men alreeds een zelfde minimaal effect juist aantoonen. Om eenige nauwkeurigheid te bereiken, zou men, dank zij de statistische fluctuaties, lang moeten waarnemen.

Door Teves<sup>1)</sup> is nu een opstelling gepubliceerd, waarmee hij zeer kleine lichtintensiteiten meten kon. Een electrometer werd door de photostroom van een photocel opgeladen. Kende men de ladingsgevoeligheid van de electrometer dan was daaruit te vinden, hoe groot de werkelijke lading geweest was, die door de electrometer aangewezen werd. Deze lading zal dus een maat zijn voor de hoeveelheid licht, welke op de photocel gevallen is. De methode is zeer gevoelig, heeft echter tot nadeel dat het experimenteel zeer lastig is, door de gecompliceerdheid van de opstelling en door de gevoeligheid van lekstroomen. Vergelijkt men daarbij de betrekkelijke eenvoudigheid van een Geigerteller, dan is het dus de moeite waard, hem op eigenschappen, die hem geschikt kunnen maken als intensiteitsmeter, te toetsen.

De tot dit doel te onderzoeken punten zijn de volgende:

1. Het nuleffect zoo klein mogelijk maken.
2. Onderzoek van het telgebied.
3. Evenredigheid tusschen invallende intensiteit en het aantal der daardoor ontstane ontladingsstooten toetsen.

<sup>1)</sup> Teves, Ann. der Phys., 14 - 57 - 1932.

4. De statistische verdeling der ontladingen over voorgeschreven tijdsintervallen nagaan.

§ 2. *Nuleffect en Gebiedsonderzoek.*

Dat het nuleffect van een teller zoo klein mogelijk moet zijn is duidelijk. Immers, het is een storend effect, waar het eigenlijke effect nog bovenuit moet komen. Zoowel het nuleffect als het te meten effect hebben beide hun statistische schommelingen. De nauwkeurigheid van de meting in een bepaalde tijd zal dus kleiner worden, naarmate het nuleffect grooter is.

Ziet men af van het aantal donkerstooten, dat door cosmische straling veroorzaakt wordt, — dit aantal is n.l. zoo klein dat het slechts een gering gedeelte van het totale donker effect is —, dan blijft  $\gamma$  straling der omgeving over, die men door middel van lood kan afschermen. Het Fysisch Laboratorium te Utrecht verkeerde in de gunstige omstandigheid, dat geen  $\gamma$  straling in de omgeving aanwezig was. Het bleek nu, dat, indien twee tellers gemaakt worden uit hetzelfde materiaal, van hetzelfde stuk en dezelfde grootte, hierbij verschillend nuleffect op te merken viel. Verschil in verontreiniging door radio-actieve stoffen in het materiaal van de teller aanwezig mocht derhalve uitgesloten geacht worden. Het bleek nu tevens dat dit verschillend nuleffect toegeschreven moest worden aan onregelmatigheden op het oppervlak van cylinder en draad zelf. In het algemeen zal het nuleffect dus zijn minimum waarde bereiken, indien zoowel draad als cylinder zoo glad mogelijk gepolijst zijn. Dit in acht nemende, kan men tellers vervaardigen met een nuleffect van  $\frac{1}{2}$  à 2 tikken per minuut per  $\text{cm}^2$  oppervlak van de cylinder (zie § 3). Indien een teller, bestaand uit punt tegenover plaat gebruikt wordt, is eveneens een glad gepolijste plaat een vereischte, terwijl de punt een regelmatige vorm dient te hebben, wil goede werking met klein nuleffect plaats vinden.

Bij de onderzoekingen betreffende het telgebied werden de experimenten van Werner<sup>1)</sup>, Henning en Schade<sup>2)</sup> volkomen

<sup>1)</sup> Werner. L. c.

<sup>2)</sup> Henning en Schade. L. c.

bevestigd; derhalve kan volstaan worden met daarnaar te verwijzen. Slechts zij nog opgemerkt dat een buitengewoon groote invloed op het telgebied wordt uitgeoefend door het al of niet axiaal loopen van de draad in de cylinder. Bij niet voldoende centreeren van de draad kan zelfs het geheele telgebied verdwijnen.

§ 3. *Lineairiteit der teller en statistische verdeeling der ontladingen over de tijdsintervallen.*

Aangezien er verschil van meening bestond omtrent de lineairiteit<sup>1)</sup> maakte dit een onderzoek hiernaar noodzakelijk. Voor de intensiteitsvariatie werd zoowel de afstandsvariatie als de methode van stroomsterktevariatie met een geijkte bandlamp toegepast<sup>2)</sup>. Bij beide methoden bleek lineairiteit te bestaan, tot een bepaald gemiddeld aantal ontladingen per tijdseenheid. De afwijkingen die bij groote aantallen ontladingen optraden moesten echter worden toegeschreven aan het onvoldoende oplossend vermogen van het telapparaat. Daar ook de teller zelf een zeker oplossend vermogen heeft, zouden daardoor eveneens afwijkingen van de evenredigheid kunnen optreden. Aangezien deze echter van de capaciteit der teller en van de buitenweerstand afhangen, n.l. het product  $R \times C$  is hiervoor bepalend, — waarbij  $R$  de weerstand en  $C$  de capaciteit —, kan men deze altijd wel zoo kiezen dat hierdoor geen afwijkingen van de lineairiteit kunnen voorkomen.

Wil men met een teller behoorlijk kunnen werken, zoo moet een statistiek van de verdeeling over tijdsintervallen aan toevalswetten voldoen. Of anders gezegd: er mag geen invloed zijn van de eene ontlading op de volgende [Rückzündwahrscheinlichkeit<sup>3)</sup>]. Om hierop een teller te toetsen wordt van de volgende twee waarschijnlijkheidsbeschouwingen gebruik gemaakt.

a. Stelt men het gemiddeld aantal ontladingen per tijdseenheid voor door  $\mu$ , dan zal de kans, dat een ontlading in een klein tijds-

<sup>1)</sup> H. W. Karev en S. F. Rodionov, Zeits. f. Phys. 92 - 615 - 1934.

<sup>2)</sup> Ornstein—Moll—Burger. Objektive Spektral photometrie.

<sup>3)</sup> W. Christoph. Ann. der Phys. 23 - 747 - 1935.

interval  $t$  zal plaats hebben gegeven zijn door  $\mu t$ <sup>1)</sup>. De kans nu, dat de tijdsduur tusschen twee ontladingen grooter zal zijn dan  $mt$  en kleiner zal zijn dan  $(m + l)t$  wordt dan gegeven door

$$(1 - \mu t)^m \mu l t.$$

Laat men nu  $t$  naar nul naderen, terwijl men  $mt = T$  en  $lt = dT$  eindig houdt, dan vinden we voor de limiet van de bovengenoemde kans:

$$\begin{aligned} \lim_{t \rightarrow 0} (1 - \mu t)^m \mu l t &= \\ \lim_{t \rightarrow 0} (1 - \mu t)^{\frac{\mu T}{\mu t}} \mu dT &= e^{-\mu T} \mu dT \end{aligned}$$

waardoor dan de kans, dat één ontlading zal liggen in een interval tusschen  $T$  en  $T + dT$  gegeven wordt. Wil men nu echter de kans hebben dat de ontlading valt tusschen de tijdstippen 0 en  $T_1$  dan wordt die gegeven door

$$\int_0^{T_1} e^{-\mu T} \mu dT = 1 - e^{-\mu T_1}$$

Is nu het aantal ontladingen gedurende de zeer lange waarneemtijd (lang t.o.v.  $T_1$ )  $N$  geweest, dan is het aantal dat gevallen zal zijn tusschen de tijden 0 en  $T_1$  gegeven door

$$N \left( 1 - e^{-\mu T_1} \right)$$

volgens de wet van Bernoulli.

Voor de toetsing van deze formule werden de ontladingen geregistreerd. Op een zich met constante snelheid voortbewegende papieren strook werden telkens door een relais fijne puntjes gezet welke met de ontlading overeenkwamen. De afstand tusschen twee

<sup>1)</sup> Marshden en Barratt, Proc. Phys. Soc. 23 - 367 - 1911; 24 - 50 - 1911.

van die punten is nu evenredig met het tijdsinterval tusschen twee ontladingen. De statistische verdeeling werd nu getoetst door deze afstanden uit te meten en in de formule te substitueeren.

b. Bij deze tweede afleiding denke men zich de tijd verdeeld in  $N$  intervallen. Het gemiddelde aantal ontladingen per interval is  $\nu$  <sup>1)</sup> <sup>2)</sup>). De kans, dat  $n$  ontladingen van het totale aantal  $N\nu$  in een interval der verdeeling valt wordt nu gegeven door

$$\binom{N\nu}{n} \left(\frac{1}{N}\right)^n \left(1 - \frac{1}{N}\right)^{N\nu-n} =$$

$$\left(\frac{1}{N}\right)^n \left(1 - \frac{1}{N}\right)^{N\nu-n} \frac{(N\nu)!}{n! (N\nu-n)!}$$

Is  $N$  zeer groot, zoodat men  $n$  verwaarloozen mag ten opzichte van  $N\nu$  dan zal deze kans gegeven worden door:

$$N e^{-\nu} \frac{\nu^n}{n!}$$

Bij deze tweede toetsing werden de ontladingen op dezelfde wijze geregistreerd als bij de vorige. Ook hier werden de tijdsintervallen uitgemeten als afstanden op de strook.

Het bleek nu inderdaad zoo te zijn, dat er tellers waren, die niet aan deze wetten voldoen, b.v. indien men buiten het telgebied komt, in de tweede stijgende tak van fig. 1. Hier blijkt een verhoogde kans op een ontlading te bestaan, gedurende de tijd, onmiddellijk volgende op de afgelopen ontlading. Echter bleken er ook tellers te zijn, waarbij zich dit reeds in het telgebied voordeed. Periodiciteit in de ontladingen kwam veelvuldig voor. Deze tellers bestonden uit een halve cylinder met daarin een axiaal loopende draad. Genoemde moeilijkheden traden voor het eerst op toen getracht werd de tellers te ontgassen. Voordat zij ontgast werden bleken zij aan alle eischen te voldoen, daarna echter hadden zij alle teleigenschappen verloren.

<sup>1)</sup> Rutherford, Geiger en Bateman. Phil. Mag. 20 - 698 - 1910.

<sup>2)</sup> Rutgers van der Loeff. Physica. 668 - 1 - 1934.

Het vermoeden rees, dat hierbij wandontladingen een rol spelen. Derhalve werd om de buitenkant van een goedwerkende teller (zie fig. 4) een koperen mantel M aangebracht, welke vervolgens met een electrometer E werd verbonden. Bij aanzetten van de spanning tusschen D en C gaf E slechts een geringe uitslag, welke door electrostatische inductie werd teweeg gebracht. Bij de eerste ontlading nam echter de uitslag plotseling toe, de daarop volgende ontlading vergrootte de uitslag nog meer. Hetgeen doorging totdat een maximale uitslag bereikt was, wat na een aantal van 4 à 5 ontladingen het geval is. Verdere ontladingen droegen daarna niet meer aan de uitslag bij. De electrometer werd vervolgens geaard en daarna de spanning tusschen C en D afgezet, waarop E uitsloeg en pas na eenige minuten in zijn ruststand terugkeerde.

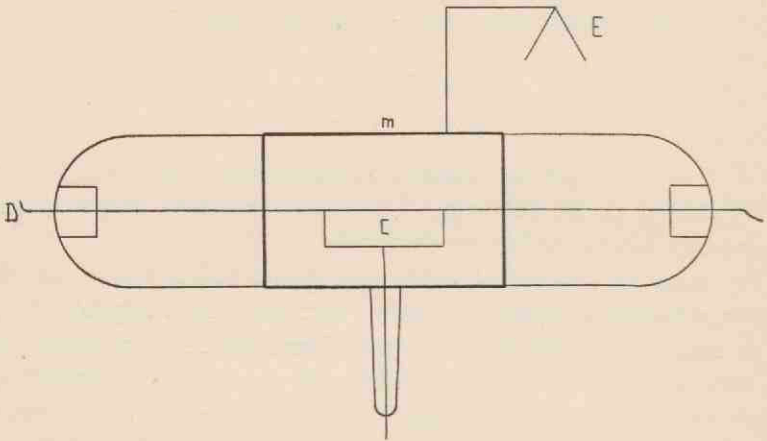


Fig. 4.

Er werd dus aan de binnenkant van het glas een wandlading opgebouwd, die betrekkelijk langzaam weer weg kon lekken. Het teeken van deze lading bleek positief te zijn, wat op positieve ionen wees (het vulgas was waterstof). Bij de ontgaste tellers bleek nu echter, dat die ionenbergen zich tot veel grootere hoogten konden opwerken en ze tevens, — wat ook wel voor de hand lag —, langer

konden standhouden. Immers, bij het ontgassen wordt het glas op een temperatuur van  $300^{\circ}$  gebracht, zoodat het waterhuidje aan de binnenzijde van het glas verdwijnt, waardoor de lekweerstand dus zeer vergroot wordt. Nu moest aangenomen worden, dat deze wandladingen instabiel werden ten gevolge van het feit, dat ze niet meer weg konden lekken, waardoor de bovengenoemde periodiciteit optrad.

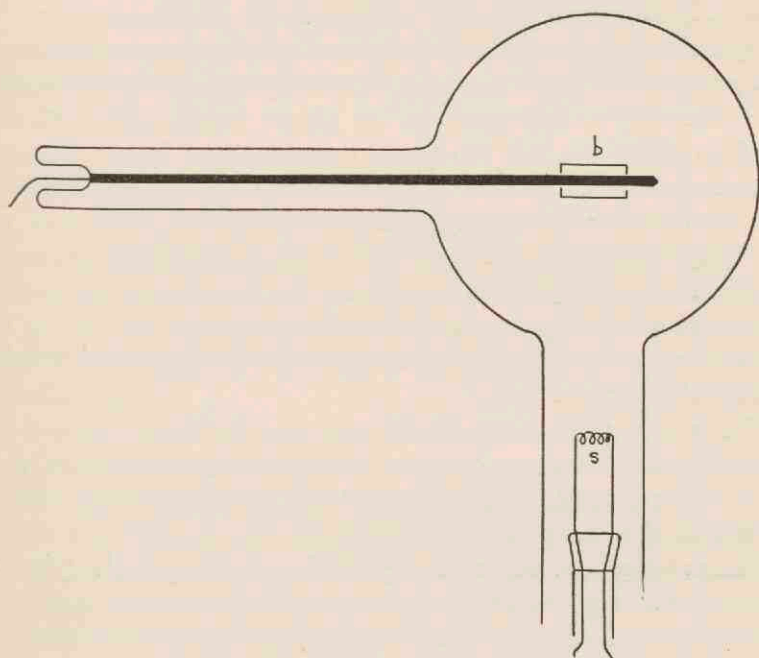


Fig. 5.

Er werd nu door verdampen op de binnenwand van het glas een metalen mantel gebracht, zoodanig dat de weerstand tusschen de electroden hoog bleef. Van buitenaf kon deze mantel op spanning gebracht worden. Inderdaad bleken nu de tellers vóór en na het ontgassen even goed te werken indien de inwendige mantel op een



bepaalde positieve spanning, die overigens tusschen ruime grenzen gevarieerd kon worden, gebracht werd. Het feit deed zich voor, dat bij deze tellers het nuleffect ongewoon klein was. Naar aanleiding hiervan werden verdere proeven gedaan met tellers welke uit een bol bestonden. Hierin werd tegenover de binnenwand een metalen punt van een stift aangebracht. Deze stift ging door het middelpunt van de bol. De afstand van de punt tot de binnenwand was niet aan vaste afmetingen gebonden (fig. 5). De bol werd door middel van de spiraal S, — waarin een zilverstaafje —, verzilverd. Deze spiraal kon met behulp van een magneet in en uit de bol getrokken worden. Om de punt kon een glazen buisje *b* geschoven worden. Het bleek weer, dat de geheele tellerwerking verstoord werd door het aanbrengen van het glazen buisje, indien dit zeer goed gereinigd was, dus een hooge weerstand had. Werd dit buisje mee verzilverd en kon men het van buitenaf op spanning brengen, dan werkte de teller normaal. Had dit glasbuisje echter niet een zoo hooge weerstand dan trad de storende werking niet op; echter vertoonde de teller een hoog nuleffect. Bij verzilvering en met het geven van uitwendige spanning liep dit sterk terug.

Het toenemen van het nuleffect moet dus toegeschreven worden aan instabiele ionenlagen.

Het is niet noodzakelijk bij het type van de halve cylinder een inwendige mantel aan te brengen. Door niet te ontgassen en geen al te droog vulgas in te brengen wordt hetzelfde bereikt. Dit is reeds door K n i e p k a m p <sup>1)</sup> opgemerkt.

Hieruit volgt, dat een teller bestaande uit een geheele cylinder, ten opzichte van bovengenoemde ruimteladingen een gunstiger positie inneemt; trouwens ook wat telgebieden betreft, kan men met dit type bredere gebieden verkrijgen dan met de halve cylinder.

Het blijkt dus mogelijk tellers te maken waarvan de statistische verdeeling over voorgeschreven tijdsintervallen geheel door toevalswetten beschreven kan worden. Derhalve mogen ook de resultaten statistisch behandeld worden.

---

<sup>1)</sup> H. Kniepkamp. L. c.

§ 4. *Lichtgevoelige lagen en vergelijking van de teller met de fotografische plaat.*

De gevoeligheid van de teller kan men, door de volgende punten in aanmerking te nemen, opvoeren:

- a. Het nuleffect verkleinen.
- b. De opening vergrooten.
- c. Het nuttig effect van de photo-electrische laag verhoogen.

a. Hiervoor wordt naar § 2 van dit hoofdstuk verwezen en bij de volgende overwegingen wordt het nuleffect reeds zoo laag mogelijk gedacht.

b. Om zoo groot mogelijke opening te verkrijgen is het Geigertellertype, welk uit de halve cylinder bestaat, het voordeeligt. Immers, niet alleen is het te belichten oppervlak het grootst, ook is de verhouding van nuttig tot totaal oppervlak het grootst. Dit heeft tot gevolg, dat bij dit type het nuleffect zeer sterk kan worden gedrukt, zoodat ook dit de aangewezen vorm voor een teller is als intensiteitsmeter.

c. In het ultraviolet is het zeer eenvoudig photo-electrische lagen te verkrijgen. Elke stof heeft zijn drempelwaarde ongeveer in het gebied van 2200 tot 3000 Å liggen, terwijl men deze natuurlijke gevoeligheid door middel van ontladingen in waterstof kan verhoogen. Het nadeel hiervan is, dat men lagen krijgt, welke met de tijd in gevoeligheid veranderen. Indien deze verandering discontinu en onreproduceerbaar is, is de laag voor een Geigerteller onbruikbaar, juist door het feit, dat men hierbij geruimen tijd noodig heeft om een meting te verrichten.

Bij koper als photo-electrische laag bleef, dat gedurende lange tijd de gevoeligheid constant bleef. Om dit te toetsen werd voor de teller een gloeilampje gezet. De gloeistroom werd bij de verschillende belichtingen op dezelfde waarde gehouden. Het ultra-violette licht, dat dit lampje uitstraalde, ondanks het feit dat de ballon van

glas was, was reeds voldoende om de teller te doen werken. Het bleek nu, dat binnen de meetfout gedurende 8 uren geen verloop te constateeren viel. Dit is in overeenstemming met de metingen van K. H. Kreuchen<sup>1)</sup>. Bij zink werd gedurende de eerste dagen na het vervaardigen van de teller een groote verandering van de gevoeligheid geconstateerd. Daarna bleef ook deze vrijwel constant.

De groote moeilijkheid is echter, ook in het zichtbare gebied photo-emissie te verkrijgen. Men moet dan overgaan tot de alkali-metalen, zal van eenige gevoeligheid sprake zijn. Locher<sup>2)</sup> vervaardigde deze lagen door de alkali-cyaniden op de cylinder te smelten en daarna door middel van een ontlading in waterstof te activeeren. Aangezien door hem geen gegevens verstrekt zijn in absolute maat over de gevoeligheid van dergelijke lagen, werden dezelfde lagen door ons geprepareerd. Behalve het feit, dat zij betrekkelijk ongevoelig waren, bleken zij, wat hun gevoeligheid betreft, zeer instabiel te zijn, zoodat deze lagen ons onbruikbaar voorkomen.

Het mislukken van het maken van tellers door direct indampen der alkali-metalen door Locher, wat hij toeschreef aan het verlagen van de glasweerstand tusschen de ingesmolten elektroden, moet, daar deze lagen zeer dun te houden zijn, een andere grond hebben. Weerstandsmetingen aan photo-cellen en aan dunne alkali-lagen bevestigden dat de weerstand voldoende hoog bleef. Men moet Locher's mislukking toeschrijven aan de thermische emissie, die bij de alkalimetalen bijzonder hoog is<sup>3)</sup>.

De kans op slagen bij het inbouwen in tellers van lagen, met photo-electrische emissie in het zichtbare gebied zal dan ook afhangen van de mogelijkheid, deze thermische emissie eenige tientallen malen te verkleinen.

Om de fotografische plaat met de teller te vergelijken, moet men bedenken, dat bij de fotografische plaat de energie per  $\text{cm}^2$  voor de zwarting maatgevend is; bij de teller daarentegen is de energie per oppervlakte-eenheid van geen belang. Hierbij speelt alleen de

<sup>1)</sup> K. H. Kreuchen. L. c.

<sup>2)</sup> Locher. L. c.

<sup>3)</sup> de Boer. Electron Emission and Adsorption Phenomena, bl. 344.

totale, in de teller vallende, energie een rol. Een spectraal-apparaat, lichtsterk voor de fotografische plaat, zal lichtzwak zijn voor de teller. Bij de volgende vergelijking zal derhalve opgegeven worden de energie per tijdseenheid per  $\text{cm}^2$  noodig, ten einde in dezelfde tijd die voor de teller vereischt is, om tot de nauwkeurigheid van 3 % te komen, een zwarting van 50 % te krijgen, bij 2200 Å.

De teller, welke uit koper bestond had bij 2200 Å  $10^7$  quanten noodig om 1 electron los te maken. Dat wil zeggen, dat bij een lichtintensiteit van  $10^7$  quanten per seconde na 15 minuten een aantal van 900 ontladingen is geregistreerd, dus een nauwkeurigheid van 3 % behaald is. Om bij 2200 Å een zwarting van 50 % in 15 minuten te verkrijgen, is noodig een energie van  $4 \cdot 10^{-3}$  erg. per  $\text{cm}^2$  per tijdseenheid, d.i.  $4 \times 10^8$  quanten per seconde per  $\text{cm}^2$ . 1)

Als fotografische plaat is de gevoeligste voor het ultraviolet gebruikt, n.l. Ilford „Q” 1 plaat. Als ontwikkelaar metholborax, terwijl gedurende 6 minuten bij kamertemperatuur ontwikkeld werd. De teller, welke zeer ongevoelig was, kan men direct door middel van een andere laag zooals zink, platina, cadmium en zilver eenige factoren in gevoeligheid doen toenemen.

Uit de voorafgaande paragrafen mag de conclusie getrokken worden, dat een teller bruikbaar is voor intensiteitsmetingen. In het volgende gedeelte zullen intensiteitsmetingen met behulp van Geigertellers gedaan worden omtrent de aanslagfunctie van de kwikresonantielijnen 1849 Å ( $2^1P_1 - 1^1S_0$ ). Bij deze korte golflengte zijn fotografische intensiteitsmetingen uiterst bezwaarlijk. De teller is hier het aangewezen meetinstrument.

In het tegenwoordige ontwikkelingsstadium van de tellers kan men zeggen, dat het golflengtegebied, waar men met de teller voordeliger uitkomt, begint bij 2500 Å, naar kleinere golflengten toe.

---

<sup>1)</sup> De heeren Krijgsman en Zaalberg betuig ik hierbij mijn dank voor hun hulp bij deze intensiteitsmetingen.

## HOOFDSTUK III

### APPARATUUR

In dit hoofdstuk zal de apparatuur beschreven worden zooals deze bij de intensiteitsmetingen gebruikt werd. In punten weergegeven, omvatte deze de volgende onderdeelen:

1. Spanningsbron voor de teller (hoogspanningsinstallatie).
2. Versterker en telapparaten.
3. De gebruikte buis.
4. De elektrische schakeling van de buis.

#### § 1. *De hoogspanningsinstallatie.*

Gedurende het meten met tellers behoeft de spanning niet absoluut constant te zijn, daar immers gelijk in Hoofdstuk II is uiteengezet slechts in het telgebied, waar kleine spanningsvariatiën geen invloed hebben op het aantal ontladingen, met tellers gewerkt wordt. In verband met deze spanningsvariatiën is het echter noodzakelijk, dat de breedte van dit telgebied minstens 10 Volt bedraagt, zelfs indien met de zoo constante batterijen gewerkt wordt. Het is nu evenwel mogelijk de wisselspanning van het stadsnet, door middel van een transformator te verhoogen, gelijk te richten en op  $\frac{1}{4}$  % te stabiliseeren.

Fig. 6 geef de schakeling van de gebruikte installatie weer. Hierbij is HT een hoogspanningstransformator van 220 op 2000 Volt. Door middel van een potentiometerschakeling, waartoe de weerstanden  $R_1$  en  $r_1$ , in de keten zijn opgenomen, kan de primaire

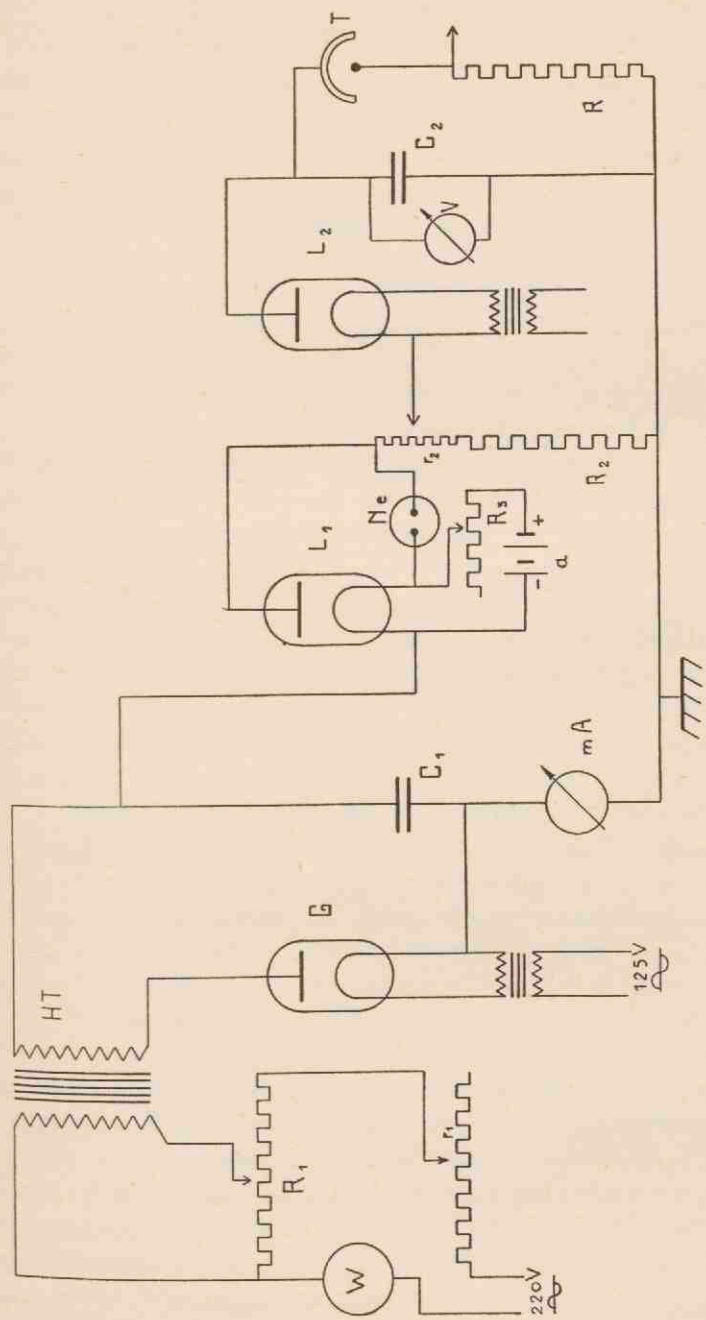


Fig. 6.

spanning van deze transformator zoodanig geregeld worden, dat men de secundaire op elke willekeurige waarde tusschen 0 en 2000 Volt kan instellen. Deze secundaire wisselspanning wordt nu door de lamp G gelijkgericht en door de condensator  $C_1$  gedeeltelijk afgevlakt. De gloeidraad van G is geaard. De condensator  $C_1$  kan als nieuwe spanningsbron beschouwd worden, voor de kring bestaande uit de weerstand  $R_2$  ( $3 \cdot 10^6 \Omega$ ),  $r_2$  en een radiolamp  $L_1$ . Een milliampèremeter maakt het mogelijk de stroom voortdurend te controleren. De lamp  $L_1$  wordt in zijn verzadigingsgebied gebruikt. Om dit te bereiken, bleek een anodespanning van 120 Volt, tot bij de grootste gloeistroom 0,5 ampère welke gebruikt is, voldoende te zijn. Door middel van de weerstand  $R_3$  kan men de gloeistroom van  $L_1$  zoo regelen, dat de anodestroom die grootte heeft, om het aan de uiteinden van  $R_2$  en  $r_2$  optredende spanningsverschil juist de waarde te geven, welke noodig is om de spanning boven 120 Volt weg te nemen. Ter controle hiervan is een neonlamp Ne tusschen de gloeidraad van  $L_1$  en het eindpunt van  $r_2$  aangebracht. Alles werd nu zoo ingesteld, dat de neonlamp op het punt stond te gaan branden.

Het spanningsverschil aan de uiteinden van  $R_2$  en  $r_2$  bestaat nu uit een gelijkspanning, waarop een zwakke 50-perioden wisselspanning gesuperponeerd is („rimpel“.) De condensator  $C_2$  wordt hiermede opgeladen. Doordat echter de lamp  $L_2$  in de keten opgenomen is, verkrijgt  $C_2$  de hoogste spanning  $V_m$ , welke verkregen kan worden uit de combinatie van de gelijk- en wisselspanning. Immers, de lamp  $L_2$  laat slechts in één richting stroom door. Is derhalve de condensator éénmaal tot  $V_m$  opgeladen, dan is ontladen hiervan niet mogelijk. Elke vijftigste seconde herhaalt de spanning  $V_m$  zich.

De condensator  $C_2$  dient als spanningsbron voor de Geigerteller T. Bovengenoemde beschouwingen over de spanning van  $C_2$  gelden echter alleen dan, indien het stroomverbruik klein is. Aan deze voorwaarde is door de Geigerteller voldaan: bij elke stroomstoot is de doorgestroomde hoeveelheid electriciteit van de orde van  $10^{-8}$  Coulomb. Het bleek, dat zelfs indien de spanning zoover opgevoerd werd, dat de coronaontlading optrad, geen spanningsvermindering op de statische voltmeters  $V$  te constateeren viel, welke over de

condensator  $C_2$  geschakeld was. De lekweerstand van de condensator zelf bleek zoo klein te zijn, dat zij geen invloed op de gelijkmatigheid der spanning uitoefent.

Door middel van een glijcontact over de weerstand  $r_2$  ( $10^5 \Omega$ ) werd de spanning op  $C_2$  bijgeregeld.

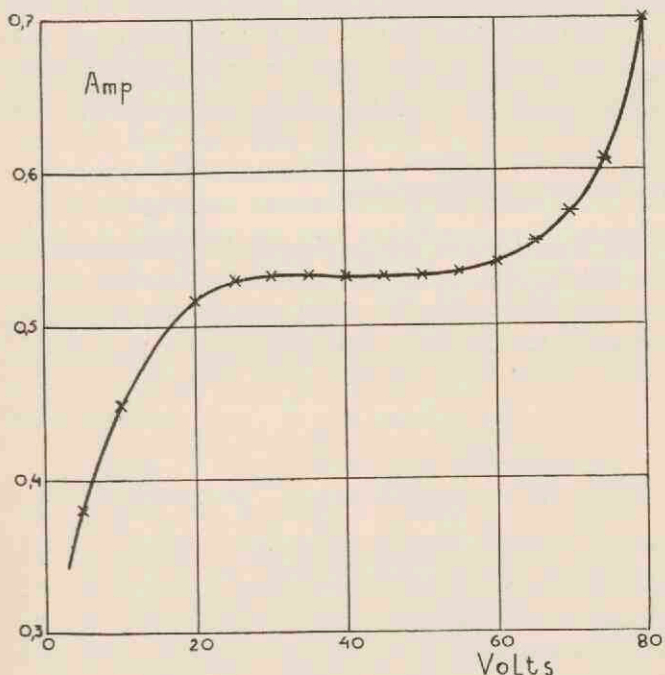


Fig. 7.

De beschreven schakeling levert een constante gelijkspanning van hoog voltage, niettegenstaande de toegevoerde wisselspanning kleine variaties vertoont. De oorzaak hiervan is het feit, dat de verzadigingsstroom van  $L_1$  vrijwel onafhankelijk is van de aangelegde spanning op de lamp. Het stadsnet vertoont zulke groote spanningsvariaties, — verandering van 10 % zijn geen uitzondering —, dat hierdoor de eindspanning niet voldoende constant te houden was.



Om deze netschommelingen zoo goed mogelijk te elimineeren diende een ijzer-waterstof weerstandlamp *W*, welke opgenomen werd in de primaire kring van de hoogspanningstransformator. Spanningsvariatiës van 30 Volt (zie fig. 7) geven slechts tot stroomvariatiës van 1 % aanleiding. Daar echter dit stabiliseeringsvermogen op een weerstandsverhooging bij temperatuursverhooging berust, mogen deze spanningsfluctuatiës niet al te snel plaats vinden. De weerstand  $r_1$  diende om de lamp *W* van de juiste stroom te voorzien.

Spanningsfluctuatiës grooter dan 2 Volt werden op de voltmeter niet waargenomen, bij een totale eindspanning van 800 Volt.

## § 2. Versterker en telapparaten.

Om de stroomimpulsen van de Geigerteller te kunnen registreeren werd een drietrappige versterker gebouwd, waarvan de schakeling door fig. 8 weergegeven is. Een luidspreker *L* werd aangebracht om een voortdurende controle op het telapparaat te kunnen uitoefenen.

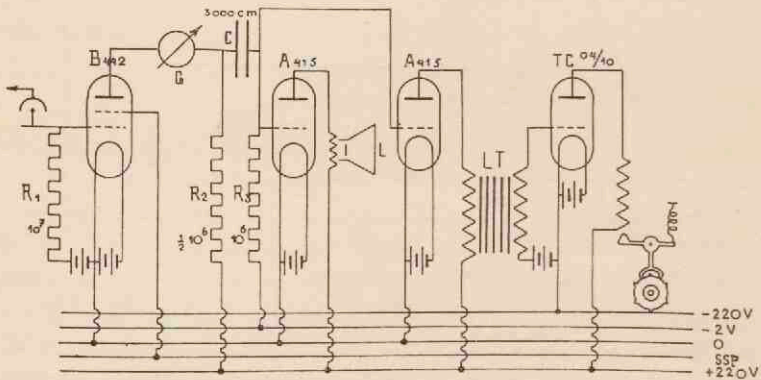


Fig. 8.

Deze verkreeg zijn stroomstroom van een aparte lamp, zoodat een storing van de luidspreker door het telapparaat en omgekeerd, was uitgesloten.

De ontladingen konden automatisch door middel van twee soor-

ten telmechanismen geregistreerd worden. In de eerste plaats werd een wekker gebruikt, waarvan de onrust verwijderd was. Het anker was met een relais verbonden, welk door de versterkte ontladingsstooten in de eindketen van de versterker bedreven werd. Met de secondewijzer, die precies in 100 tikken eenmaal rondliep, werden de stroomstooten geteld; de honderdtallen door middel van de minutenwijzer. Met dit toestel was het mogelijk een oplossend vermogen van  $\frac{1}{10}$  seconde te verkrijgen. Werd nu echter een hooger oplossend vermogen vereischt, dan werd een ander principe toegepast: een papieren strook werd door middel van een elektrische gramfoonmotor met constante snelheid, — de omwentelingsnelheid van een dergelijke motor kan op  $10/00$  constant gehouden worden —, voortbewogen. Met een relais, dat weer in de eindketen van de versterker opgenomen was, werd bij iedere ontlading een fijn puntje op deze strook gezet. Aangezien de strook een snelheid van 4 m per minuut en het relais een oplossend vermogen van  $\frac{1}{50}$  sec. had, was het mogelijk met de combinatie lint-relais ontladingen te onderscheiden, welke met een tijdsverschil van  $\frac{1}{50}$  sec. op elkander volgden.

### § 3. *De gebruikte teller.*

Deze bestaat (fig. 9) uit een halve koperen cylinder C, van 2 cm diameter en 2 cm lengte, aan binnen- en buitenkant glanzend gepolijst. De axiaal gespannen draad D is uit platina vervaardigd met een doorsnede van 0,1 mm. Ook bij deze constructie is tegen onregelmatigheden gewaakt. Een spiraalveer, aan een der uiteinden van de draad aangebracht, dient om deze op eenvoudige wijze te kunnen spannen. Bij het insmelten van de cylinder, hetgeen na het inbrengen van de draad geschiedde, kan licht tegen de draad gestooten worden zoodat hierin, ondanks alle voorzorgen toch nog onregelmatigheden kunnen ontstaan. Dit euvel is op de volgende wijze te verhelpen: men verhit de draad electrisch, waardoor het platina week wordt, hetgeen de spiraalveer in staat stelt de kleine bochten uit de draad te rekken.

De openingen, bij a en b aangebracht, maken het mogelijk, de

draad te centreeren, indien dit bij het insmelten niet voldoende was geschied, waarna ze worden dichtgesmolten.

Ten einde het ultra-violette licht op de cylinder te kunnen werpen is in de glaswand tegenover de holle kant van de kathode een soort van tuit aangebracht, waaromheen zich een slijpstuk bevindt. Op deze tuit is met piceïne een plaatje fluoriet gekit. De gasvulling bestaat uit waterstof van  $1\frac{1}{2}$  cm druk.

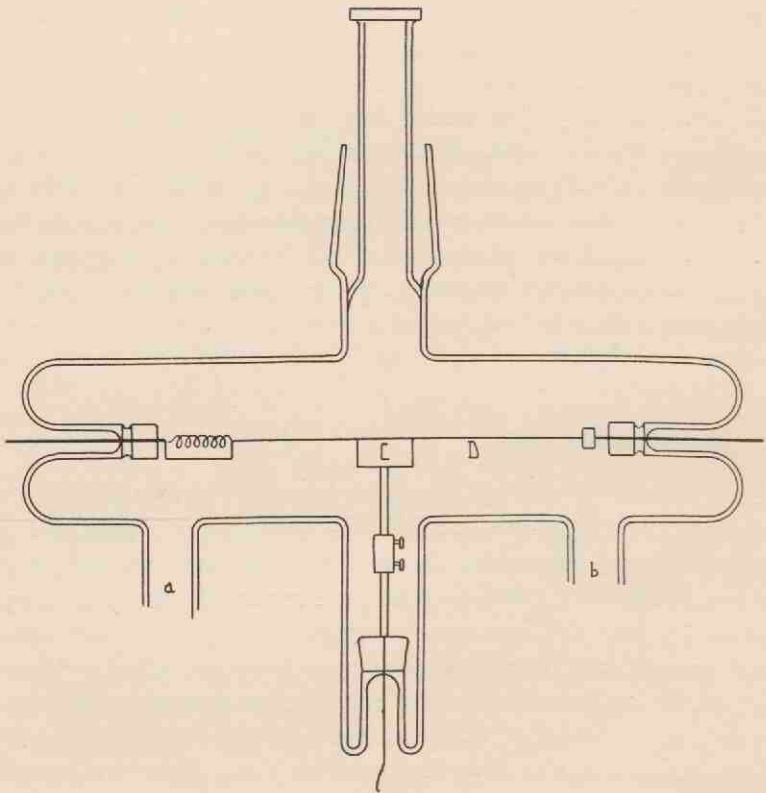


Fig. 9.

Het telgebied werd bepaald door vóór de teller een kwartsbandlamp te plaatsen, waarvan de gloeistroom op  $10/100$  constant gehouden werd. Bij een voorgeschakelde weerstand van  $2 \cdot 10^9 \Omega$  bleek het

telgebied 80 V te bedragen (fig. 10). De aangelegde hoogspanning in aanmerking genomen, was deze breedte voldoende.

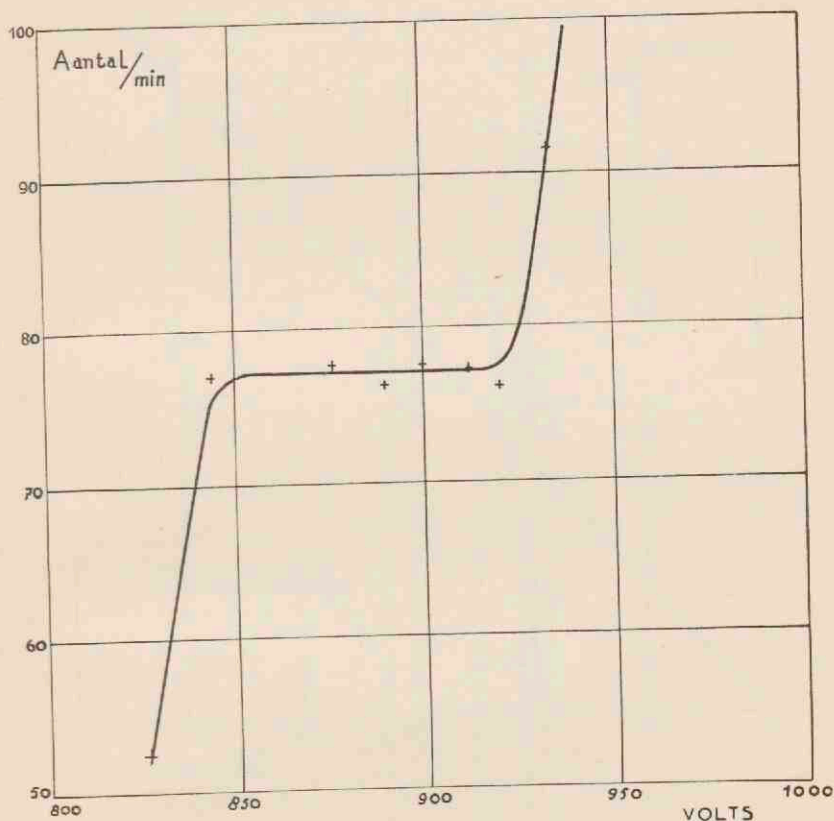


Fig. 10.

Met behulp van de methode van de stroomsterktevariatiën van een op stroomsterkte-intensiteit geijkte lamp werd de lineariteit, tusschen invallend licht en geregistreerd aantal ontladingsstooten, nagegaan. Uit fig. 11 ziet men, dat deze lineariteit vervuld is tot een gemiddelde van 150 tikken per minuut. Bij de metingen werd dit gemiddelde dus nooit overschreden. De wekker werd gebruikt

om deze lineairiteit te bepalen. Bij het in grafiek brengen van de geregistreerde gemiddelden zijn deze op het nuleffect gecorrigeerd.

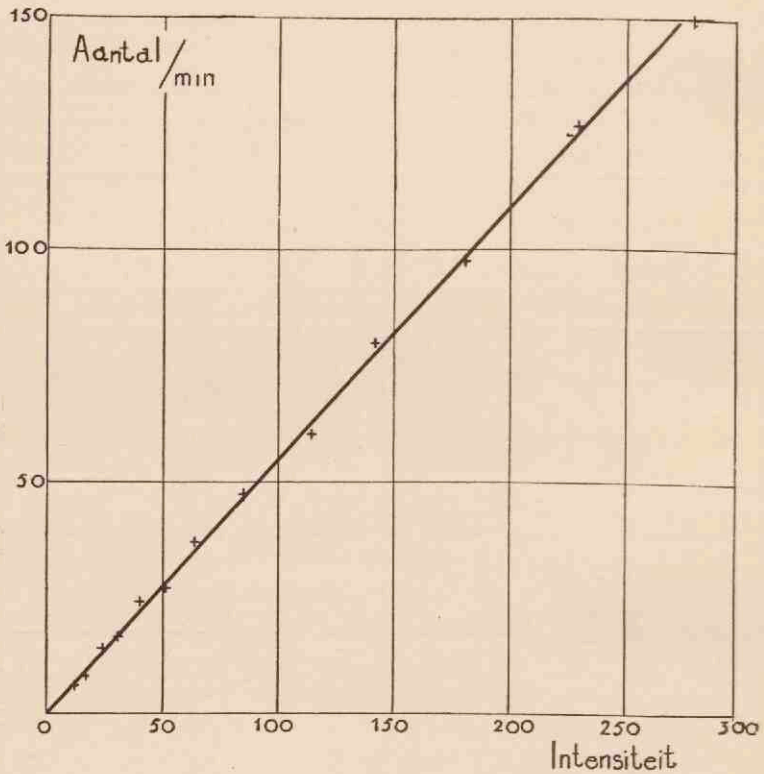


Fig. 11.

#### § 4. Keuze en beschrijving van de gebruikte buis. <sup>1)</sup>

Alvorens tot de beschrijving van de buis over te gaan is het, met het oog op de eischen waaraan deze buis zal moeten voldoen, noodzakelijk, kort het principe aan te geven, waarop het meten van de aanslagfunctie berust.

<sup>1)</sup> Het is hier de plaats de glasblazer H. C. van der Ley voor zijn onvermoeide hulp mijn dank te brengen.

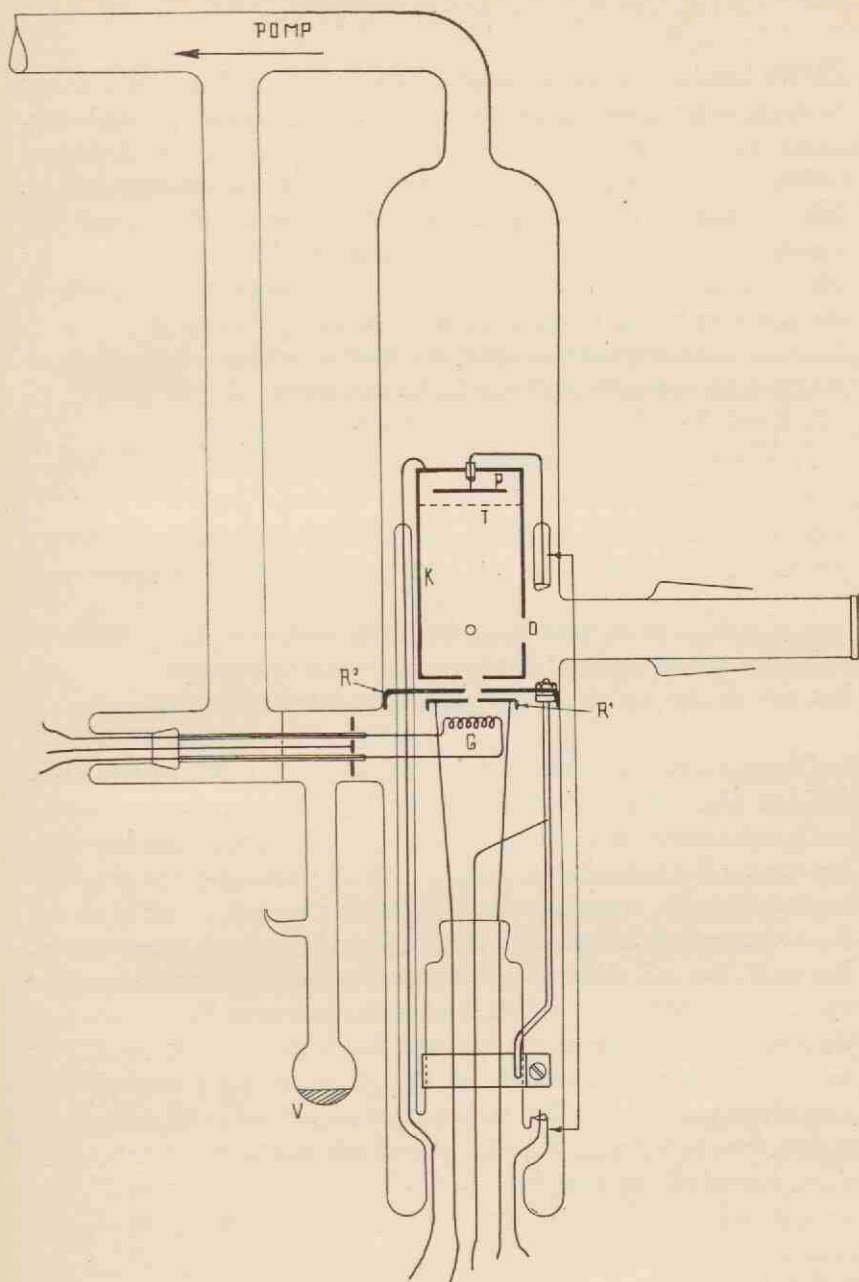


Fig. 12.

Een bundel electronen beweegt zich met bepaalde snelheid in een veldvrije ruimte, waarin het te onderzoeken gas van lage druk, hier dus kwik, zich bevindt. Deze electronen worden door een gloeidraad geleverd. Door middel van roosters wordt uit het totale aantal, in alle richtingen door de gloeidraad geëmitteerde electronen, een bundel afgezonderd. De intensiteit van het licht door de aangeslagen atomen uitgezonden, wordt nu als functie van de snelheid der electronen onderzocht.

De eischen waaraan de buis zal moeten voldoen, kunnen in de volgende drie punten kort worden samengevat:

a. De electronenbundel moet een gedefinieerde en bekende snelheid hebben.

b. De electronen, waaruit de bundel bestaat, moeten in iedere doorsnede loodrecht op de bundel, dezelfde snelheid hebben.

c. Op de plaats, waar men de electronenbundel in de veldvrije ruimte waarneemt, moet het aantal electronen evenredig zijn met het aantal, dat op de kooi opgevangen wordt.

De gebruikte buis, welke gebouwd is volgens het principe van Milatz<sup>1)</sup>, zal nu aan de hand van fig. 12 besproken worden.

De electronen, door de gloeidraad G geëmitteerd, worden door het rooster  $R_1$ , hetwelk ten opzichte van de gloeidraad een positieve potentiaal heeft, versneld. Een gedeelte van deze electronen zal door een cirkelvormige opening, in  $R_1$  uitgespaard, heenvliegen. Boven  $R_1$  bevindt zich een tweede rooster  $R_2$ , dat eveneens van een opening is voorzien. Onmiddellijk boven dit rooster  $R_2$  bevindt zich de eigenlijke veldvrije ruimte: de kooi K. De intreeopening van deze kooi en de openingen van  $R_1$  en  $R_2$  zijn nauwkeurig ten opzichte van elkaar gecentreerd. Electronen, die de opening in  $R_1$  passeeren, zullen door het rooster  $R_2$ , dat zoowel een positieve als een negatieve potentiaal ten opzichte van  $R_1$  kan bezitten, versneld of vertraagd worden. Zij passeeren vervolgens de opening in  $R_2$  en

<sup>1)</sup> J. M. W. Milatz. Physica. 1 - 355 - 1935.

worden daarop door de intree-opening in de kooi geschoten. De eindsnelheid van de electronen wordt bepaald door de potentiaal van de kooi ten opzichte van de gloeidraad. Om vorming van secundaire electronen, welke bij de botsing van de electronenbundel met het koper, waaruit  $R_1$  en  $R_2$  gemaakt zijn, tegen te gaan, hebben de openingen in  $R_1$ ,  $R_2$  en  $K$  opeenvolgend grooter wordende stralen.

Tenslotte wordt de bundel, na de kooi doorloopen te hebben, opgevangen door een, van de kooi geïsoleerd aangebrachte plaat  $P$ . De secundaire electronen, welke nu ontstaan, worden door middel van een tralierooster  $T$  verhinderd in de kooi te komen. Het tralierooster heeft dezelfde potentiaal als de kooi. Zal de afscherpende werking voldoende zijn, dan moet de potentiaal van de plaat 10 Volt hooger zijn. De openingen in het tralierooster zijn zoo groot gekozen, dat de bundel zoo min mogelijk wordt gestoord.

a. Het is nu de vraag, in hoeverre de buis de vereischte punten benadert. Wil men de snelheid van de bundel op de voltmeter kunnen aflezen, dan moet de ruimte in de kooi werkelijk veldvrij zijn, wat zeker niet het geval is.

De eerste oorzaak hiervoor is het onvoldoende afscherpend vermogen van de roosters. Indien het 1e en 2e rooster niet dezelfde potentiaal als de kooi hebben, zullen door de intree-opening krachtlijnen in de kooi gaan loopen. Om deze storende invloed zooveel mogelijk tegen te gaan, wordt het tweede rooster op dezelfde potentiaal gehouden als de kooi. De taak van het eerste rooster is, om ook wanneer de potentiaal van de kooi laag wordt, voor een voldoende electronenstroom te zorgen.

De tweede oorzaak van het niet veldvrij-zijn van de kooiruimte ligt in het feit dat zich daar ruimteladingen vormen, tengevolge van ionenvorming: de positieve lading en ten gevolge van de electronen, die door onelastische botsing hun snelheid hebben verloren: de negatieve lading. Voor deze ruimtelading kan echter een correctie worden aangebracht. <sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> J. M. W. Milatz. Zeit. f. Phys. 85 - 672 - 1933.



b. Om te beoordeelen of de electronen, waaruit de bundel bestaat in iedere doorsnede loodrecht op de bundel dezelfde snelheid hebben, werd de bundel in een magneetveld gebracht. Hierbij bleek de bundel in zijn geheel om te buigen, waaruit afgeleid mag worden, dat inderdaad aan de tweede eisch is voldaan.

c. Om aan de derde eisch te kunnen voldoen, mogen slechts die electronen op plaat en kooi terecht komen, die de intree-opening zijn gepasseerd. Om nu de electronen hiertoe te dwingen, is de diameter van  $R_2$  zoo groot gekozen, dat  $R_2$  bij de glaswand aansluit. Hierdoor wordt de buis in 2 deelen gescheiden. Electronen afkomstig uit de gloeidraad kunnen alleen dan in de kooi komen, wanneer zij de openingen in roosters en kooi gepasseerd zijn. De uitvoeren van kooi en plaat zijn geïsoleerd, zoodat hierop geen electronen terecht kunnen komen.

Als materiaal is roodkoper gekozen, daar dit het voordeel heeft, gemakkelijker bewerkbaar te zijn dan aluminium, dat wellicht de voorkeur had verdiend, indien ook nog niet zijn smeltpunt zoo laag had gelegen. Bovendien is roodkoper niet ferromagnetisch, zoodat er geen grillig gevormde magneetvelden kunnen voorkomen. Het betrekkelijk hooge smeltpunt maakt degelijk ontgassen mogelijk.

Op dezelfde wijze als bij de teller is een fluorietvenster aangebracht. Hierdoor is het tevens mogelijk, daar het fluorietplaatje buiten de buis uitsteekt, om de buis heen een oven te bouwen en deze te ontgassen, zonder dat de piceïne smelt.

De gloeidraad is zijwaarts uitgevoerd om op eenvoudige wijze vernieuwing mogelijk te maken.

Om de kwikdamp in de ruimte te brengen is er een druppel kwik aanwezig, in een daartoe aangebracht vat V.

Gedurende de metingen werd, om eventueel nog vrijkomende gassen te verwijderen, voortdurend gepompt.

### § 5. *De elektrische Schakeling.*

Fig. 13 geeft de elektrische schakeling weer, zooals die bij de metingen gebruikt werd. De gloeidraad werd door een accu van

6 Volt gevoed. De spanning voor de roosters en kooi werd door een accumulatorenbatterij B geleverd, waarvan door middel van een potentiometer de spanning werd afgetakt. De lampweerstanden L verhinderen de boogvorming. Met een galvanometer G wordt de kooi- en plaatstroom gemeten.

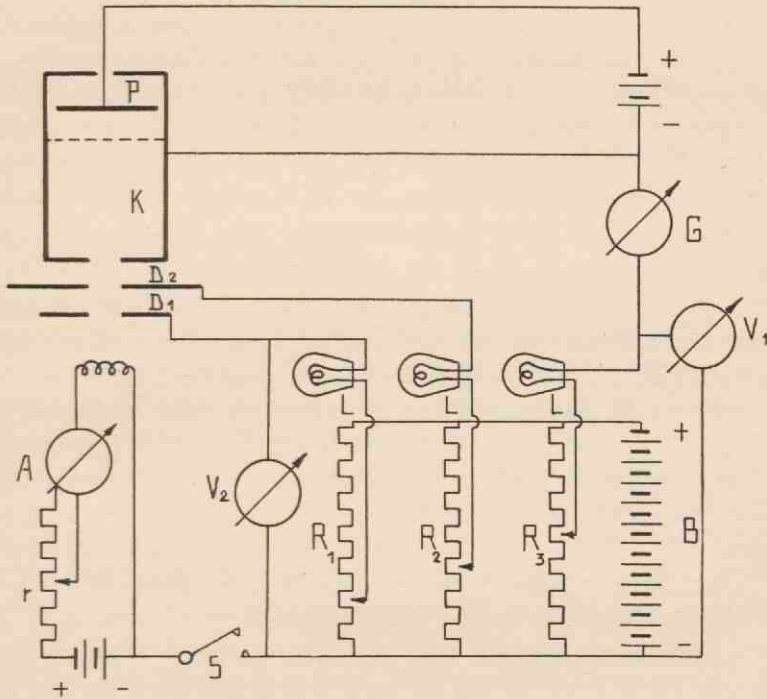


Fig. 13.

De spanning werd met behulp van een precisiemeter „Multiva” van Hartmann en Braun gemeten. Een schakelaar S maakt het mogelijk de verbinding tusschen gloeidraad en batterij B te verbreken, hetgeen tot voordeel heeft, dat men de gloeidraad niet behoeft af te zetten om de anodestroom te doen ophouden.

## HOOFDSTUK IV

### METINGEN

#### § 1. *Meetmethoden en resultaten.*

Onder de optische aanslagfunctie van een lijn verstaat men: de intensiteit van die lijn als functie van de snelheid der aanslaande electronen, bij constante gasdruk en stroomdichtheid.

Om de optische aanslagfunctie van de kwiklijn 1849 Å te meten, is het niet noodzakelijk een spectraal apparaat te gebruiken. Deze lijn ligt immers van de andere kwiklijnen geïsoleerd, waardoor het mogelijk wordt, door middel van geblazen kwarts, deze verre ultraviolette lijn van de andere kwiklijnen te scheiden. Reeds bij 2000 Å bedraagt de doorlating van dit soort kwarts nog slechts enkele procenten, terwijl tusschen 1849 en 2000 Å geen andere kwiklijnen liggen.

De metingen werden nu op de volgende wijze uitgevoerd. Nadat de teller ten opzichte van de buis gefixeerd was, werd eerst gemeten door direct het licht van de buis in de teller te laten vallen. Het gemiddeld aantal tikken per tijdseenheid zal dus evenredig zijn met het licht afkomstig van de overgang  $2^1P_1-1^1S_0$  en van licht, afkomstig van de andere kwiklijnen. Vervolgens werd gemeten terwijl zich een gesmolten kwartsplaatje tusschen buis en teller bevond. Het gemiddeld aantal tikken zal dus nu slechts evenredig zijn met kwiklicht beneden 2000 Å. Op eenvoudige wijze was toen het gemiddelde aantal ontladingen te vinden, dat evenredig is met de intensiteit van de kwikresonantielijn 1849 Å. Voor de berekening heeft men echter noodig, het percentage van het licht beneden 2000 Å dat door absorbtie en reflectie verloren gaat. Bij 2550 Å was dit

bekend, n.l. 10,8 %. Hoewel men echter niet alleen met licht van deze golflengte te maken heeft, bleek toch, dat deze absorptie en reflectie tusschen 10 en 11 % inlag, zoodat men, in verband met de meetnauwkeurigheid, zonder bezwaar met het getal 10,8 % mag blijven rekenen.

Op deze wijze is het mogelijk voor elke willekeurige snelheid der electronenbundel, het gemiddelde aantal ontladingen voor de 1849 Å lijn vast te stellen.

Deze methode nu is echter alleen dan bruikbaar, wanneer dit laatste gemiddelde niet te klein is ten opzichte van het aantal tikken, dat door kwiklicht van langere golflengten veroorzaakt wordt.

Door keuze van de spectrale gevoeligheidsverdeeling van de tellerkathode heeft men het echter in de hand, de grootte van de twee genoemden gemiddelden ten opzichte van elkaar te veranderen. De spectrale gevoeligheidsverdeeling hangt bij metalen af van de grensgevoeligheid. Deze moet men dan zoo ver mogelijk in het violet kiezen. Koper, dat als kathodemateriaal gekozen was, heeft reeds zijn grensgevoeligheid, ten opzichte van de andere metalen, ver in het ultraviolet liggen, bij ongeveer 2800 Å. <sup>1)</sup> Door dit koper tevens van een dikke oxydlaag te voorzien, gelukte het de grensgevoeligheid tot 2650 Å te verschuiven. Deze kunstgreep had tot gevolg, dat inderdaad het aantal ontladingen, toe te schrijven aan de 1849 Å lijn, in de omgeving van de aanslagpotentiaal, van dezelfde orde werd als het aantal ontladingen door kwiklicht boven 2000 Å veroorzaakt.

Bij de metingen werd een kooistroom gebruikt van ongeveer 5—10 micro Amp. Bij deze stroomsterkten is nog geen licht in de buis waar te nemen, zoodat geen controle op de bundelvorm is uit te oefenen. Door nu koper te kiezen is het gevaar voor grillige magneetvelden vermeden. Echter kan de bundel, bij verandering van snelheid, zich gaan verbreden of samentrekken. Kiest men nu de opening in de kooi en de diameter van de fluorietvensters groot

---

<sup>1)</sup> Campbell and Ritchie. Photoelectric Cells.

ten opzichte van de bundelbreedte, dan zullen kleine veranderingen van de bundel geen invloed hebben.

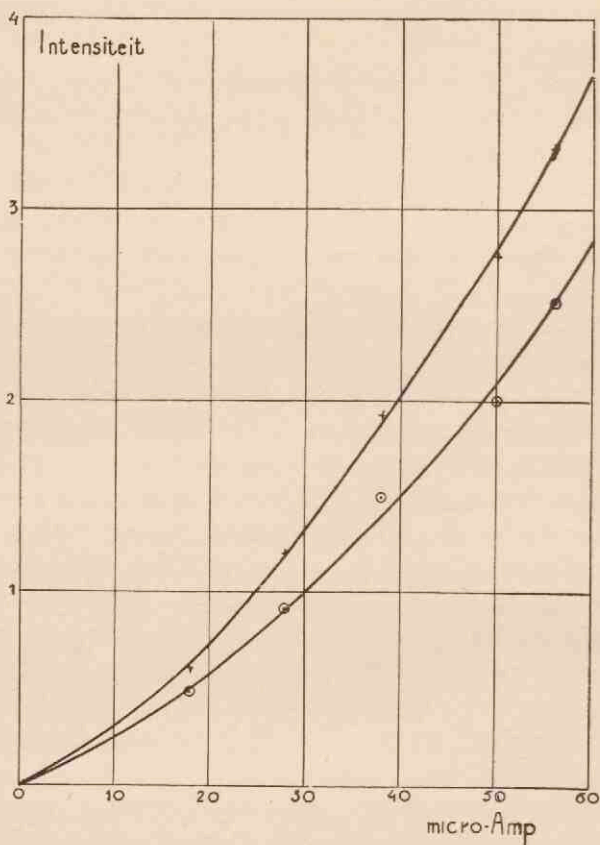


Fig. 14.

Voordat werd overgegaan tot de meting van de aanslagfunctie, werd eerst de evenredigheid tusschen kooistroom en de intensiteit van de bundel getoetst. De kooistroom werd verlaagd door de gloei-stroom te verminderen, waardoor de emissie, tengevolge van de lagere temperatuur, terugliep. De evenredigheid bleek nu echter, zie fig. 14, niet te bestaan. De grootste afwijking kwam bij kleine

stroomsterkten voor. Elk van de volgende drie punten kan voor de afwijking van de evenredigheid verantwoordelijk gesteld worden:

- a. Snelheidsverandering der electronen door veranderende ruimteladingen.
- b. Foutieve stroommetingen tengevolge van groote ionenstromen.
- c. Gasdrukveranderingen.

De eerste twee oorzaken zullen echter pas bij groote stroomsterkten afwijkingen ten gevolge hebben, daar eerst dan groote hoeveelheden ionen gevormd worden. Tevens moet dan het potentiaalverschil van het eerste en tweede rooster van invloed zijn op de evenredigheid. Een dergelijke invloed werd echter niet gevonden. Het mag als onwaarschijnlijk worden aangenomen, dat de afwijking het gevolg was van een der twee eerstgenoemde oorzaken, te meer daar de derde reden van bestaan had. Koper heeft n.l. de eigenschap gemakkelijk te amalgameeren. Hoewel het koper ontgast was, had echter onmiddellijk opnieuw een amalgaamvorming plaats, door de aanwezigheid van kwikdamp. Bij verhitting van het koper gaat het kwik verdampen, waardoor een druk ontstaat, welke zelfs hooger is dan de verzadigingsdruk van het kwik bij kamertemperatuur ( $10^{-3}$  mm).

Verwarming tengevolge van de kooi- en roosterstroom kan men uitsluiten, in aanmerking nemende, dat het eerste rooster, hetwelk de grootste stroom voert, hierdoor  $1^{\circ}$  in temperatuur stijgt. De straling van de gloeidraad is oorzaak van de verwarming van het koper. De temperatuursverhoging bedraagt hierdoor ongeveer  $150^{\circ}$ .

Ten einde dit te verifiëren werd de meting overgedaan, onmiddellijk nadat het 1e rooster gedurende een half uur roodgloeiend was geweest (fig. 15). De potentialen van de roosters hadden dezelfde waarden als die, waarbij de kromme in fig. 15 opgenomen is. Inderdaad bleek nu evenredigheid aanwezig te zijn.

Bij de metingen van de aanslagfunctie trad de moeilijkheid op, dat door het verdampen van het kwik, geen constante druk in de buis aanwezig was. Drukveranderingen, ten gevolge van uitwen-

dige temperatuursveranderingen, (stijging van kamertemperatuur o.a.) werden tegen gegaan door om het kwikvat V (zie fig. 13) ijs aan te brengen. Om de eerstgenoemde drukveranderingen zoo goed mogelijk te onderdrukken, werd op de volgende wijze te werk gegaan. Alvorens met de meting van de aanslagfunctie te beginnen, werd het eerste rooster roodgloeiend gestookt en eenige tijd op deze temperatuur gehouden. Het tweede rooster en de kooi werden zoo hoog mogelijk verwarmd. Verhitting totdat ook deze gloeiden was niet mogelijk.

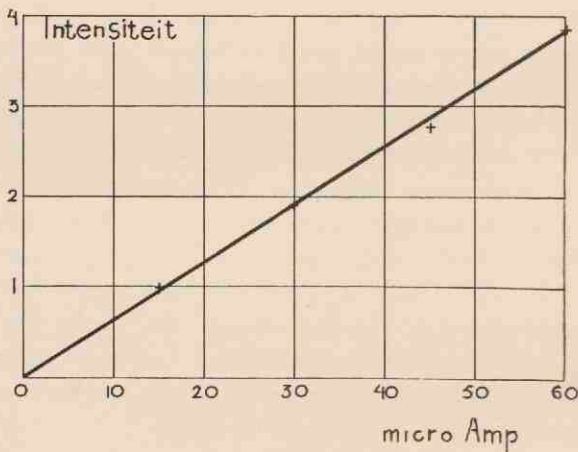


Fig. 15.

Eerst nadat bij een belasting van het eerste rooster van 440 Volt en 100 m Amp. vrijwel geen licht meer in de kooi aanwezig was, werd het ontgassen gestaakt. Gedurende deze tijd bevond zich om het kwikvat V vloeibare lucht, welke, zoodra het ontgassen beëindigd was, door ijs werd vervangen. Ongeveer 4 uren bleken noodig te zijn om het temperatuursevenwicht in de buis te herstellen. Daar nu zelfs dit in vele gevallen niet voldoende bleek te zijn, werd om de eventueel toch nog optredende, drukveranderingen te elimineeren de meting van de aanslagfunctie op de volgende wijze verricht.

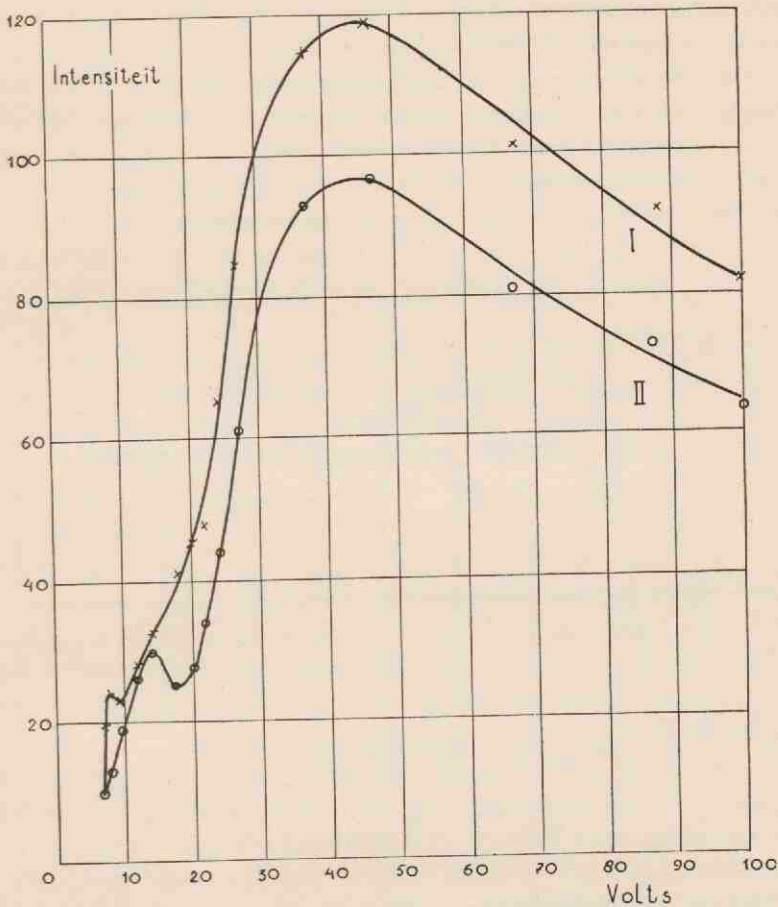


Fig. 16.

Zoodra het temperatuursevenwicht zich had hersteld, werd bij een electronensnelheid  $V_c$  het gemiddelde aantal ontladingen, zoolwel met als zonder kwartsplaatje, nauwkeurig bepaald. De snelheid  $V_c$  was zoo gekozen, dat hier de aanslagfunctie een maximum had, althans geen snelle veranderingen met de electronensnelheid vertoonde. Was dus bij  $V_c$  het aantal stooten voldoende bekend, dan werd naar een andere snelheid overgegaan en daar het aantal ont-



ladingen bepaald met en zonder kwartsplaatje. Onmiddellijk daarop werd tot snelheid  $V_c$  teruggekeerd en hier een aantal ontladingen opgemeten. Dit kon met of zonder kwartsplaatje geschieden. Vervolgens werd een andere snelheid genomen, opnieuw gevolgd door een meting bij  $V_c$  enz. Op deze wijze werd dus voor en na iedere meting bij een bepaalde snelheid, een meting bij  $V_c$  verricht. Dit is noodzakelijk daar deze een toets is voor de druk.



Fig. 17.

Tijdens de geheele meting, die 6 tot 8 uren duurde, werd de gloeistroom constant gehouden, daar deze de temperatuur van de buis en voornamelijk die van het eerste rooster bepaalt. Dit had tot nadeel, dat de kooistroom gedurende de meting niet op dezelfde waarde bleef. De onvoldoende afschermende werking van het eerste rooster heeft n.l. tot gevolg, dat ook door het tweede rooster electronen uit de gloeidraad getrokken zullen worden. Bij grootere spanning van het eerste rooster zal dus de kooistroom gaan stijgen. Voor de aanslagfunctie is echter dezelfde stroomdichtheid een vereischte. Er wordt nu aangenomen, dat men alle metingen tot op

dezelfde kooistroom mag reduceeren, door ze met de reciproke van de stroomverhouding te vermenigvuldigen. Het bleek, dat op deze wijze reproduceerbare resultaten waren te verkrijgen.

In fig. 16 is een meetserie weergegeven. De curven toonen verband aan tusschen intensiteit en electronensnelheid. Bij curve I bevindt het kwartsplaatje zich niet tusschen buis en teller, bij curve II wel. Door aftrekking van deze twee krommen verkrijgt men de aanslagfunctie van de overgang  $2^1P_1-1^1S_0$ . Het gemiddelde van alle gemeten aanslagfuncties van de 1849 Å lijn is in fig. 17 weergegeven.

De aanwezigheid van ruimtelading bleek uit het feit, dat het licht 15 Volt boven de aanslagspanning verscheen. Het is nu geoorloofd, alle electronensnelheden, op de voltmeters afgelezen, met 15 Volt te verminderen. <sup>1)</sup> Bij snelheden boven 100 Volt wordt deze correctie echter onbetrouwbaar, zoodat hogere snelheden dan ook niet gebruikt zijn.

Daar geen spectraalapparaat gebruikt was, kon de mogelijkheid bestaan, dat het gemeten licht slechts voor een gering gedeelte kwiklicht van 1849 Å geweest is. Het fluorietvenster was met piceïne vastgekit, zoodat de damp hiervan in de buis aanwezig was. Het storende licht zou dus afkomstig kunnen zijn van aangeslagen waterstofmoleculen. Dit waterstof ontstaat doordat de piceïnemoleculen door de electronen worden stukgeschoten. De verzadigingsspanning van piceïne bij 20° C is  $10^{-4}$  mm; aangezien bij kwikdrukken van  $10^{-3}$  mm gewerkt werd, is dus een storing niet uitgesloten. Trouwens in de vorm van curve II in fig. 17 is een aanduiding te vinden, dat althans bij het licht, dat nog door het kwartsplaatje werd doorgelaten, niet alleen kwiklicht behoeft te zijn. Immers alle gemeten aanslagfuncties van de in aanmerking komende lijnen van kwik hebben de tripletvorm, dus een scherp maximum vlak boven de aanslagspanning. De kromme II zou dus in zijn begin een maximum moeten vertoonen en daarna afvallen. Inderdaad is wel een maximum aanwezig, doch dit wordt door

<sup>1)</sup> J. M. W. Milatz. Zeits. f. Phys. 85 - 672 - 1933.

een tweede, nog hoger, gevolgd. De verhouding van de hoogten van die twee maxima bleek bovendien bij de verschillende metingen niet constant te zijn.

Hoe ook echter de vorm van de krommen I en II was, steeds was de vorm van de aanslagfunctie van de 1849 Å lijn hetzelfde, zoodat er goede reden is, aan te nemen, dat hier wel kwiklicht is gemeten.

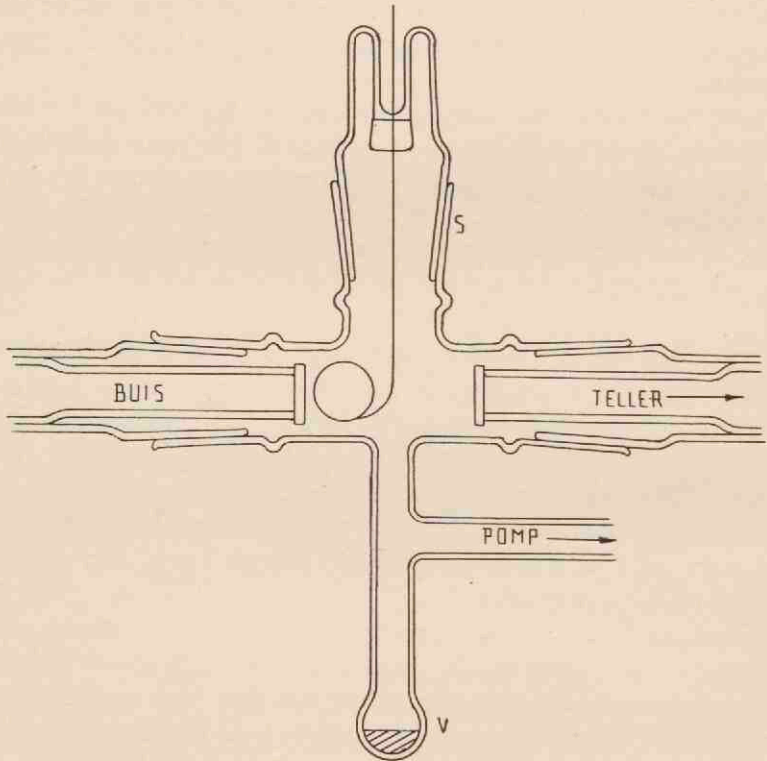


Fig. 18.

## § 2. Absorptiemeting.

Door middel van absorptie is echter direct uit te maken, of het gemeten licht inderdaad kwiklicht is geweest, daar de 1849 Å lijn een resonantielij is.

Op eenvoudige wijze is nu met behulp van de slijpstukken op buis en teller, (zie fig. 9 en 13), een absorbtievat aan te brengen (fig. 18). In V bevindt zich een druppel kwik, zoodat men door middel van koudmakende mengsels, de kwikdruk in het absorbtievat kan regelen. Het slijpstuk S maakt het mogelijk, een kwartsplaatje tusschen buis en teller te draaien.

In verband met de groote absorbtie welke reeds in de buis heeft plaats gehad, verdient het aanbeveling eerst te berekenen bij welke drukken in het absorbtievat, deze te verwachten is.

Als oorzaak voor de lijnverbreding behoeft men hier slechts de Dopplerverbreeding en de verbreding door demping in aanmerking te nemen. Wegens de lage druk speelt, bij de verbreding door demping, slechts de stralingsdemping een rol. De temperatuur van het gas kon op kamertemperatuur gesteld worden. De absorbtiecoëfficiënt per lengteenheid kan men, met groote benadering door de volgende formule voorstellen. <sup>1)</sup>

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{2 \pi \sqrt{\pi} \varepsilon^2 N f}{b m c} e^{-\frac{\mu^2}{b^2}} + \frac{\mu \varepsilon^2 N f \omega^1}{m \mu^2 c} = \\ &= \underbrace{1,9 \cdot 10^{-11} N f e^{-\frac{\mu^2}{b^2}}}_a + \underbrace{1,9 \times 10^7 N f}_{\beta} \end{aligned}$$

Hierin is:

$\varepsilon$  = lading electron

$m$  = massa v.h. electron

$N$  = aantal moleculen per cc

$f$  = oscillatorsterkte

$$\mu = \omega_0 - \omega = -\frac{2 \pi c}{\lambda^2} \Delta \lambda \quad \text{als } \omega = \frac{2 \pi c}{\lambda}$$

$c$  = lichtsnelheid

$$b = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{2 k T}{M}} = 5 \times 10^9.$$

<sup>1)</sup> M. Minnaert en G. F. W. Mulders. Zeits. f. Astrophys. II - 165 - 1931.

- $k$  = constante van Boltzmann  
 $M$  = atoomgewicht  
 $w^1$  = dempingsconstante =  $7 \times 10^8$ .

Deze formule laat zich op de volgende wijze interpreteren. Het stuk  $\alpha$  stelt voor de absorbtie tengevolge van de Dopplerverbreeding. Het stuk  $\beta$  stelt voor de absorbtie tengevolge van de stralingsdemping.  $\beta$  mag alleen in de vleugels van de lijn gebruikt worden, daar  $\beta$  volgens deze formule in het centrum van de lijn (voor  $\mu = 0$ ) oneindig zou worden. Deze benadering is geoorloofd, door het feit, dat in het hart van de lijn de verbreeding door stralingsdemping geheel te verwaarlozen is ten opzichte van de Dopplerverbreeding. Of wel voor  $\mu < 10^9$  is  $\beta \ll \alpha$ .

Slechts een klein gebied is er, n.l. daar waar de Dopplerverbreeding en stralingsdemping aan elkaar gelijk worden, waar deze benadering niet opgaat. Echter is dit gebied zeer klein en omdat een schatting van de absorbtie hier voldoende is kan men een nauwkeurige berekening van dit stuk achterwege laten.

Het profiel van de emissielijn, indien deze niet zelf geabsorbeerd is, wordt weergegeven door

$$i_0 = \left\{ 1,9 \cdot 10^{-11} e^{-\frac{\mu^2}{b^2}} + \frac{1,9 \times 10^7}{\mu^2} \right\} c_1 =$$

waarbij  $c_1$  een constante afhankelijk van het aantal aangeslagen atomen in de bundel is.

$$= c_2 \left\{ \frac{e^{-\frac{\mu^2}{b^2}}}{1} + \frac{10^{18}}{2} \frac{\mu^2}{\mu^2} \right\}$$

Stelt men de intensiteit van de lijn in zijn centrum voor door 100, dan is de volgende tabel op te maken; hierbij is de oscillatorsterkte gelijk 1 gesteld.

TABEL I.

| $\mu$           | 1     | 2    | 1 + 2 |
|-----------------|-------|------|-------|
| 0               | 100   | —    | 100   |
| $1 \cdot 10^9$  | 96    | —    | 96    |
| $2 \cdot 10^9$  | 85    | —    | 85    |
| $5 \cdot 10^9$  | 37    | 4    | 41    |
| $8 \cdot 10^9$  | 7,9   | 1,51 | 9,41  |
| $10 \cdot 10^9$ | 1,82  | 1,—  | 2,82  |
| $15 \cdot 10^9$ | 0,013 | 0,44 | 0,45  |
| $20 \cdot 10^9$ | —     | 0,25 | 0,25  |
| $40 \cdot 10^9$ | —     | 0,06 | 0,06  |

In deze tabel zijn de waarden van de stukken 1 en 2 van de bovenstaande formules als functie van  $\mu$  opgemaakt.

De doorlating van het niet-lichtende gas wordt gegeven door:

$$e^{-NH \left( 1,9 \cdot 10^{-11} e^{-\frac{\mu^2}{b^2}} + \frac{1,8 \cdot 10^7}{\mu^2} \right)} =$$

$$e^{-1,9 \cdot 10^{-11} NH \left( e^{-\frac{\mu^2}{b^2}} + \frac{10^{18}}{\mu^2} \right)}.$$

Hierbij is  $H$  de weg in cm in het gas. Bij drukken van  $10^{-3}$  en  $10^{-4}$  mm en 1 cm weglengte, overeenkomende met  $NH = 0,6 \times 10^{14}$  en  $NH = 0,6 \times 10^{13}$ , kan men nu de doorlating bepalen, als functie van  $\mu$ . Zie tabel II.

TABEL II.

| $\mu$           | Doorlating<br>$NH = 0,6 \times 10^{14}$ | Doorlating<br>$NH = 0,6 \times 10^{13}$ |
|-----------------|---|---|
| 0               | —                                       | —                                       |
| $1 \cdot 10^9$  | —                                       | —                                       |
| $2 \cdot 10^9$  | —                                       | —                                       |
| $5 \cdot 10^9$  | —                                       | —                                       |
| $8 \cdot 10^9$  | —                                       | —                                       |
| $10 \cdot 10^9$ | —                                       | 0,04                                    |
| $15 \cdot 10^9$ | 0,01                                    | 0,63                                    |
| $20 \cdot 10^9$ | 0,06                                    | 0,76                                    |
| $40 \cdot 10^9$ | 0,49                                    | 0,93                                    |

Uit de tabellen I en II is de hoeveelheid doorgelaten licht te bepalen als functie van  $\mu$ . Zie tabel III.

TABEL III.

| $\mu$           | Doorgelaten licht<br>NH = $0,6 \times 10^{14}$ | Doorgelaten licht<br>NH = $0,6 \times 10^{18}$ |
|-----------------|--|--|
| 0               | —  | —  |
| $1 \cdot 10^9$  | —  | —  |
| $2 \cdot 10^9$  | —  | —  |
| $5 \cdot 10^9$  | —  | —  |
| $8 \cdot 10^9$  | —  | —  |
| $10 \cdot 10^9$ | —  | 0,11   |
| $15 \cdot 10^9$ | 0,005  | 0,27   |
| $20 \cdot 10^9$ | 0,015  | 0,19   |
| $40 \cdot 10^9$ | 0,029  | 0,06   |

De drukken van  $10^{-3}$  en  $10^{-4}$  mm waarmee gewerkt werd, waren zoo groot, dat in het doorgelaten licht het centrum door absorbtie geheel verdwenen was; slechts de vleugels zijn overgebleven. Aan tabel III is dit te zien.

Voor de totale doorgelaten hoeveelheid licht, in afhankelijkheid van het aantal absorberende atomen, geldt in dit geval een eenvoudige betrekking.

Dit vleugelstuk van het doorgelaten licht als functie van  $\mu$  is gegeven door:

$$\frac{C_1}{\mu^2} e^{-\frac{HNC_2}{\mu^2}}$$

De totale doorgelaten hoeveelheid licht is:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{C_1}{\mu^2} e^{-\frac{HNC_2}{\mu^2}} d\mu =$$

$$= C_3 \sqrt{\frac{1}{HN}}$$

Voor de integratiegrenzen mag zonder bezwaar  $+\infty$  en  $-\infty$  gezet worden, omdat de vleugel toch slechts in een klein gebied voor  $\mu$  bestaat.

Bij de gebruikte opstelling was de lengte van de lichtweg in de buis 15 cm lang. Het absorbtievat had een lengte van 5 cm. Was de druk  $10^{-3}$  mm in de buis, dan volgt uit het bovenstaande dat geen absorbtie plaats mag vinden, indien de druk van het absorbtievat van 0 op  $10^{-3}$  mm gebracht werd. Bevond zich in de buis daarentegen een druk van  $10^{-4}$  mm dan moest er absorbtie van 50 % verkregen worden, indien de druk in het absorbtievat op dezelfde waarde als hierboven gebracht werd.

Voor de 1849 Å lijn werd zoowel in het eerste, als in het tweede maximum een absorbtie van 40 % bij een druk van  $10^{-4}$  mm gevonden, waaruit dus de conclusie getrokken mag worden, dat de curve van fig. 19 inderdaad de aanslagfunctie van de kwiklijn 1849 Å voorstelt.

### § 3. *Vergelijking der metingen met die volgens de elektrische methode.*

De aanslagfunctie van het  $2^1P_1$  niveau is slechts door Seiler<sup>1)</sup> in zijn geheel gemeten, waarbij door hem twee maxima gevonden werden (fig. 19). Het eerste treedt op vlak boven de aanslagspanning, het tweede bereikt 13 Volt later zijn maximumwaarde. Tusschen de twee maxima bleek een stuk aanwezig te zijn, waar in 't geheel geen aanslag plaats vond.

Door Brattain<sup>2)</sup> werd een duidelijk maximum waargenomen bij de aanslagspanning; aangezien hij echter slechts in de omgeving van de aanslagspanning mat, vond hij dus geen tweede maximum.

Door Whitney<sup>3)</sup> werd slechts één maximum gemeten bij hoogere voltages.

De vorm van de aanslagfunctie was dus onzeker, vooral daar allen dezelfde methode gevolgd hadden.

<sup>1)</sup> R. Seiler. Zeit. f. Phys. 83-789-1933.

<sup>2)</sup> Brattain. Phys. Rev. 34-474-1929.

<sup>3)</sup> Whitney. Phys. Rev. 34-923-1922.



De vorm die Seiler gevonden heeft moet nu echter wel als de juiste gezien worden, daar ook langs optische weg vrijwel dezelfde gevonden is. Dat het eerste maximum bij de door ons gevonden kromme breeder uitvalt dan dat bij Seiler is niet te verwonderen. Een snelheidsmeting met behulp van de door ons toegepaste methode, is slechts op 1 Volt nauwkeurig, door het over de gloeidraad optredende potentiaalverval.

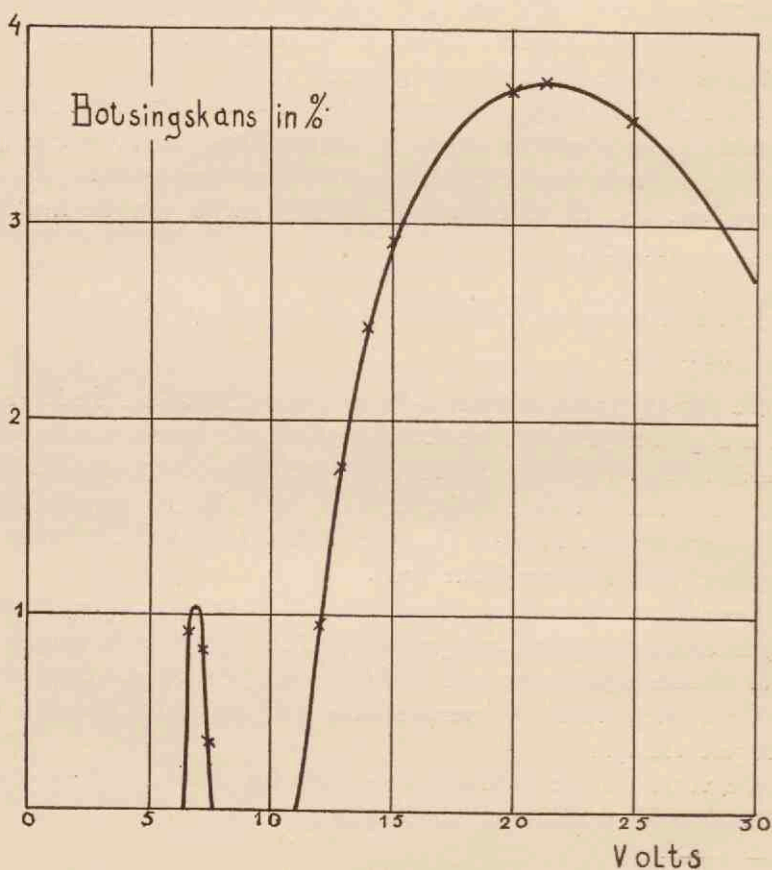


Fig. 19.

De optische aanslagfunctie valt niet tot 0 af tusschen de twee maxima. Dit is niet te verwonderen, daar het  $2^1P_1$  niveau, behalve door electronenaanslag, ook gevoed wordt, doordat andere niveaux hierop terugvallen. Bovendien is de optische methode gevoeliger dan de elektrische.

De gevonden aanslagfunctie, waarvan men verwachten zou, dat zij een singulet vorm zou bezitten, vertoont dus noch de singulet noch de triplet vorm, hetgeen misschien in verband met de structuur van het kwikspectrum begrijpelijk is.



# INHOUD

---

|   | BLADZ. |
|---|--------|
| Inleiding . . . . .   | 1      |
| <b>HOOFDSTUK I. Historische ontwikkeling en de Geigerteller in 't algemeen.</b>                               |        |
| § 1. Principe van Rutherford en Geiger . . . . .  | 3      |
| § 2. De Geigerteller . . . . .  | 4      |
| § 3. De Ionisatiekamer . . . . .  | 5      |
| § 4. Algemeene Eigenschappen van de Geigerteller . . . . .  | 6      |
| § 5. Tellerwerking . . . . .  | 10     |
| <b>HOOFDSTUK II. De Geigerteller als intensiteitsmeter.</b>   |        |
| § 1. Te onderzoeken eigenschappen . . . . .   | 12     |
| § 2. Nuleffect en gebiedsonderzoek . . . . .  | 14     |
| § 3. Lineairiteit der teller en de statistische verdeeling der ontladingen over de tijdsintervallen . . . . . | 15     |
| § 4. Lichtgevoelige lagen en vergelijking van de teller met de fotografische plaat . . . . .                  | 21     |
| <b>HOOFDSTUK III. De Apparatuur.</b>  |        |
| § 1. De hoogspanningsinstallatie . . . . .  | 24     |
| § 2. Versterker en telapparaten . . . . .   | 28     |
| § 3. De gebruikte teller . . . . .  | 29     |
| § 4. Keuze en beschrijving van de gebruikte buis . . . . .  | 32     |
| § 5. De electricische schakeling . . . . .  | 36     |
| <b>HOOFDSTUK IV. Metingen.</b>  |        |
| § 1. Meetmethoden en resultaten . . . . .   | 38     |
| § 2. Absorptiemeting . . . . .  | 46     |
| § 3. Vergelijking der metingen met die volgens de electricische methode . . . . .                             | 51     |

---



# STELLINGEN

## I.

De verklaring van Brasch en Lange over de begrenzing van de door hen geconstrueerde versnellingsbuis voor positieve deeltjes is onjuist.

A. Brasch en F. Lange: Zeit. f. Phys., 70-10-1931.

## II.

De redenen door Joliot, Lazard en Savel aangegeven, om het nuttig effect van de stootgenerator op een versnellingsbuis voor positieve deeltjes te verklaren, zijn onvolledig.

F. Joliot, A. Lazard, P. Savel: Comptes Rendus, 1-826-1935.

## III.

De oorzaak van de groote demping van de Fraunhoferlijnen op de zon, is te zoeken in de onregelmatige faseverstoreningen, welke de voorbijliegende electronen op een lichtuitzendend deeltje uitoefenen.

V. Weisskopf: Zeit. f. Phys., 75-287-1932.

W. Lenz: Zeit. f. Phys. 25-299-1924.

## IV.

Het is foutief, om photo-electrische grensgevoeligheden van metalen met behulp van een Geigerteller te meten.

Berthold Sturm: Zeit. f. Phys., 94-85-1935.

## V.

De conclusie van Boggs en Webb, dat hun meting aan de intensiteitsverdeling voor de hyperfijnstructuur van de kwiklijn  $5461 \text{ \AA}$ , met de theorie van Schüler en Keyston in goede overeenstemming is, is niet gerechtvaardigd.

E. E. Boggs en A. W. Webb: Phys. Rev., 48-226-1935.

## VI.

De warmtegeleidingscoëfficiënt in een kwikboog wordt bij een temperatuur van  $5000^{\circ}$  K en hoger door de electronen, gevormd door thermische ionisatie, bepaald.

W. Elenbaas: *Physica*, 1-216-1934.

## VII.

Bij de temperatuursbepaling door Suits en Poritsky in bogen verricht, moet nog de toename van de soortelijke warmte tengevolge van de thermische dissociatie van het gas in aanmerking worden genomen.

C. G. Suits and H. Poritsky: *Physics*, 6-179-1935.

## VIII.

Een chemische reactie kan men, indien de reactiesnelheid voldoende klein is, en gedurende die reactie stoffen met een dipoolmoment gevormd worden, volgen door meting van het gemiddelde dipoolmoment.

L. S. Ornstein, D. Th. J. ter Horst and G. H. Frederik:  
*Proc. Roy. Acad., Amsterdam*, 39-375-1936.

---









Ut

19