



# Ioniseerend vermogen en drachtspreiding van Po alpha-deeltjes

<https://hdl.handle.net/1874/346463>

7. gw. 192, 1940.

IONISEEREND VERMOGEN EN DRACHT-  
SPREIDING VAN  $P_0$  ALPHA-DEELTJES

G. A. W. RUTGERS

recht  
0









Agum 192-1920

IONISEEREND VERMOGEN EN DRACHT-  
SPREIDING VAN P<sub>0</sub> ALPHA-DEELTJES

PROEFSCHRIJF

VERVOLGEND VAN DE VERHAAL VAN DE  
AAN DE WET VAN DE VERHAAL VAN DE  
VERVOLGEND VAN DE VERHAAL VAN DE  
VERVOLGEND VAN DE VERHAAL VAN DE  
VERVOLGEND VAN DE VERHAAL VAN DE  
VERVOLGEND VAN DE VERHAAL VAN DE  
VERVOLGEND VAN DE VERHAAL VAN DE  
VERVOLGEND VAN DE VERHAAL VAN DE

IONISEEREND VERMOGEN EN DRACHT-  
SPREIDING VAN P<sub>0</sub> ALPHA-DEELTJES



# IONISEEREND VERMOGEN EN DRACHT- SPREIDING VAN P<sub>0</sub> ALPHA-DEELTJES

## 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. F. H. QUIX, HOOGLEERAAR  
IN DE FACULTEIT DER GENEESKUNDE, VOLGENS  
BESLUIT VAN DEN SENAAAT DER UNIVERSITEIT  
TEGEN DE BEDENKINGEN VAN DE FACULTEIT  
DER WIS- EN NATUURKUNDE TE VERDEDIGEN OP  
MAANDAG 18 MAART 1940, DES NAMIDDAGS 4 UUR

DOOR

GERRIT ARNOLDUS WIJNAND RUTGERS

GEBOREN TE ZALTBOMMEL



1940

DRUKKERIJ Fa. SCHOTANUS & JENS — UTRECHT

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK UTRECHT



3860 1583





*Aan mijn Ouders.*



Het verschijnen van dit proefschrift biedt mij een welkome gelegenheid mijn groote erkentelijkheid te betuigen jegens allen, die tot mijn vorming hebben bijgedragen.

U, Hoogleraren, Oud-Hoogleraren en Lectoren van de Faculteit der Wis- en Natuurkunde, ben ik veel dank verschuldigd voor het van U genoten onderwijs. Deze dank geldt in het bijzonder U, Hooggeleerde Ornstein, Hooggeachte Promotor. Uw voortdurende belangstelling in mijn werk is voor mij van onschatbare waarde geweest. Ik beschouw het dan ook als een groot voorrecht, dat ik mijn onderzoek onder Uw leiding op het Utrechtsche laboratorium heb mogen verrichten.

Beste Milatz, de wijze waarop jij ten allen tijde bereid was me voort te helpen en raad te geven, stemt mij tot groote dankbaarheid. Onze talrijke besprekingen van de in dit proefschrift beschreven metingen zullen voor mij steeds een bijzonder aangename herinnering blijven aan mijn laboratoriumtijd.

Jule Roosenburg en Kluiver, hartelijk dank ik jullie voor de prettige samenwerking gedurende een gedeelte van het onderzoek.





## INLEIDING.

Om het gedrag van  $\alpha$ -deeltjes bij het doorloopen van een gas te bestudeeren, moet men gebruik maken van één van de karakteristieke eigenschappen die samenhangen met de wijze, waarop de energie-uitwisseling tusschen deze deeltjes en de omliggende gasatomen of -moleculen plaats heeft. Wij hebben hiervoor gekozen de verandering van het ioniseerend vermogen langs de baan van het  $\alpha$ -deeltje. De *Braggsche kromme* geeft het verband tusschen het ioniseerend vermogen per eenheid van weglengte in een bundel  $\alpha$ -deeltjes van dezelfde beginsnelheid en de afstand tot de bron. Deze kromme ontstaat door superpositie van de individueele ionisatiekrommen van ieder van de deeltjes in de bundel. Op dezelfde afstand van de bron zullen deze onderling verschillen vertoonen, terwijl ze bovendien niet alle hetzelfde eindpunt hebben: er treedt een spreiding in de drachten op.

Zonder te beschikken over een methode ter rechtstreeksche bepaling van de individueele ionisatiekromme kan men, na invoering van eenige onderstellingen, de gemiddelde kromme van deeltjes met dezelfde dracht bepalen als men de beschikking heeft over:

- 1°. de Braggsche kromme;
- 2°. de spreiding in de ionisaties op iedere afstand van de bron;
- 3°. de spreiding in de drachten.

In de hiervolgende hoofdstukken zal een methode beschreven worden ter bepaling van de drie genoemde punten met behulp van een ionisatiekamer, gecombineerd met een lineaire versterker (Hoofdstuk II).

De metingen zijn uitgevoerd voor de *a*-deeltjes van Po bij het doorlopen van lucht, waterstof en helium (Hoofdstuk III, resp. IV en V).

De gevonden resultaten in de genoemde gassen zijn onderling vergeleken en getoetst aan de door de theorie voorspelde uitkomsten.

## INLEIDING.

Om het gedrag van *a*-deeltjes bij het doorlopen van een gas te beschrijven, moet men gebruik maken van één van de klassieke theorieën of de statistische theorieën van de beweging van de deeltjes. De eerste methode is de statistische theorie van de beweging van de deeltjes. Deze methode is gebaseerd op de statistische theorie van de beweging van de deeltjes. De tweede methode is de klassieke theorie van de beweging van de deeltjes. Deze methode is gebaseerd op de klassieke theorie van de beweging van de deeltjes. De derde methode is de kwantumtheorie van de beweging van de deeltjes. Deze methode is gebaseerd op de kwantumtheorie van de beweging van de deeltjes. De vierde methode is de theorie van de beweging van de deeltjes in een veld. Deze methode is gebaseerd op de theorie van de beweging van de deeltjes in een veld. De vijfde methode is de theorie van de beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld. Deze methode is gebaseerd op de theorie van de beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld. De zesde methode is de theorie van de beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld en een wisselend veld. Deze methode is gebaseerd op de theorie van de beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld en een wisselend veld. De zevende methode is de theorie van de beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld en een wisselend veld. Deze methode is gebaseerd op de theorie van de beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld en een wisselend veld. De achtste methode is de theorie van de beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld en een wisselend veld. Deze methode is gebaseerd op de theorie van de beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld en een wisselend veld. De negende methode is de theorie van de beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld en een wisselend veld. Deze methode is gebaseerd op de theorie van de beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld en een wisselend veld. De tiende methode is de theorie van de beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld en een wisselend veld. Deze methode is gebaseerd op de theorie van de beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld en een wisselend veld.

- 1° De beweging van de deeltjes.
- 2° De beweging van de deeltjes in een veld.
- 3° De beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld.
- 4° De beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld en een wisselend veld.
- 5° De beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld en een wisselend veld.
- 6° De beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld en een wisselend veld.
- 7° De beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld en een wisselend veld.
- 8° De beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld en een wisselend veld.
- 9° De beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld en een wisselend veld.
- 10° De beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld en een wisselend veld.

In de beschrijving van de beweging van de deeltjes worden twee methoden gebruikt. De eerste methode is de statistische theorie van de beweging van de deeltjes. De tweede methode is de klassieke theorie van de beweging van de deeltjes. De derde methode is de kwantumtheorie van de beweging van de deeltjes. De vierde methode is de theorie van de beweging van de deeltjes in een veld. De vijfde methode is de theorie van de beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld. De zesde methode is de theorie van de beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld en een wisselend veld. De zevende methode is de theorie van de beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld en een wisselend veld. De achtste methode is de theorie van de beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld en een wisselend veld. De negende methode is de theorie van de beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld en een wisselend veld. De tiende methode is de theorie van de beweging van de deeltjes in een veld met een wisselend veld en een wisselend veld.

## HOOFDSTUK I.

### OVERZICHT VAN DE METHODEN TER BEPALING VAN HET GEDRAG VAN $\alpha$ -DEELTJES IN EEN ABSORBEEREND MEDIUM.

#### § 1. Algemeene opmerkingen.

Sedert de eerste onderzoeken van de eigenschappen van  $\alpha$ -deeltjes door Rutherford ( $\pm$  1903), is hun gedrag bij het doorlopen van een absorbeerende stof het voorwerp geweest van velerlei experimenten, daar dit gedrag niet alleen de kennis verschaft van de energie-afgifte aan de atomen of de moleculen van de doorlopen stof, maar ook van de wijze, waarop de energie-uitwisseling plaats heeft.

Zooals bekend is zijn  $\alpha$ -deeltjes dubbelgeladen heliumkernen, uitgezonden door eenige radioactieve elementen bij hun spontane desintegratie. Ze bezitten een beginenergie, die karakteristiek is voor het uitzendende element. Tengevolge van aanslag, ionisatie en ev. dissociatie van de atomen of de moleculen van de absorbeerende stof verliezen ze deze energie. De totale weg, die afgelegd wordt, hangt af van de beginenergie en van de electronendichtheid van de doorlopen materie. Deze weg wordt de *dracht* van het deeltje genoemd.

Het aantal ionen, dat per eenheid van weglengte langs de baan gevormd wordt, noemt men de *differentieele ionisatie*. Dit aantal is afhankelijk van de snelheid van het deeltje en dus ook van de reeds afgelegde weg.

De kromme, die het verband aangeeft tusschen het ioniseerend vermogen per mm en de afgelegde weg in een



bundel  $\alpha$ -deeltjes van dezelfde beginenergie, noemt men de *Braggsche kromme*. Zij werd voor de eerste maal bepaald door Bragg<sup>1)</sup> met behulp van een ionisatiekamer. Deze kamer bestond uit een vlakke condensator, waarvan de eene electrode verbonden was met een electrometer; de andere werd gevormd door een metalen rooster, waardoor de  $\alpha$ -deeltjes de kamer binnen traden. Voor dit rooster was een tweede — geaard — rooster aangebracht, om te voorkomen, dat ionen van buiten de kamer op de electrometerplaat kwamen. De bundel werd gediafragmeerd met behulp van een aantal metalen buisjes, die in de richting van de baan voor de bron waren opgesteld. De gemeten ionisatiestroom, uitgezet als functie van de afstand tusschen de bron en de kamer, neemt toe met de afstand naar een maximale waarde, valt dan bijna rechtlijnig af over een afstand van ongeveer 4.5 mm en verloopt tenslotte asymptotisch naar de afstandsas. Door dit asymptotisch gedrag is het eindpunt van de baan niet scherp gedefinieerd: Henderson<sup>2)</sup> heeft daarom het begrip *geëxtrapoleerde ionisatiedracht* ingevoerd, waaronder hij verstaat de afstand van de bron tot het snijpunt van het rechtlijnig stuk van de Braggsche kromme met de afstandsas.

Andere waarnemers<sup>3)</sup> hebben de Braggsche kromme voor  $\alpha$ -deeltjes van verschillende snelheid op dezelfde wijze bepaald. De algemeene vorm van de kromme is voor alle groepen  $\alpha$ -deeltjes hetzelfde, maar vooral in het stijgende gedeelte komen onderlinge afwijkingen voor. I. Curie<sup>4)</sup> ging de oorzaken van deze afwijkingen na en constateerde, dat de diafragmeering van de bundel een der belangrijkste fouten in de methode was. Inplaats van te diafragmeeren met buisjes in de baanrichting, gebruikte zij metalen schermpjes om reflectie op de wanden te vermijden. Een andere oorzaak voor het ontstaan van fouten is de diffusie. Meet men de

<sup>1)</sup> W. H. Bragg en R. D. Kleeman, Phil. Mag. 8, 726, 1904.

<sup>2)</sup> G. H. Henderson, Phil. Mag. 42, 549, 1921.

<sup>3)</sup> T. Taylor, Phil. Mag. 21, 571, 1911.

<sup>4)</sup> I. Curie, Ann. Physique 3, 299, 1925.

maximale ionisatiestroom bij verschillende drukken, dan blijkt, dat deze stroom niet evenredig is met de druk in de ionisatiekamer, maar dat er afwijkingen voorkomen tot 20 % tengevolge van het verdwijnen van  $\alpha$ -deeltjes uit de bundel door diffusie. Voor lage drukken werden deze afwijkingen gemeten door N a i d u <sup>5)</sup>, die de invloed ervan bepaald heeft op de Braggsche kromme en de voorwaarden gegeven heeft voor het verkrijgen van een „*courbe de Bragg normale*”.

Naast het ioniseerend vermogen is ook de verandering van de energie van de deeltjes langs hun baan van belang. Deze kan bepaald worden door de afbuiging in een homogeen magneetveld te meten. B r i g g s <sup>6)</sup> paste de methode toe voor de  $\alpha$ -deeltjes van RaC, nadat deze micafolies van verschillende dikte hadden doorlopen. M a n o <sup>7)</sup> bepaalde met dezelfde methode de energie-verandering van  $\alpha$ -deeltjes in verschillende gassen. Door deze verandering te vergelijken met die in lucht, was het mogelijk het remmend vermogen van de gebruikte gassen t.o.v. lucht te bepalen als functie van de snelheid van de deeltjes.

## § 2. De vorm van de Braggsche kromme.

Uit de in § 1 gegeven definitie van de Braggsche kromme volgt, dat zij ontstaat als resultante van de *individuele ionisatiekrommen* van de  $\alpha$ -deeltjes uit de bundel. De vorm van de Braggsche kromme wordt dus bepaald door die van de individueele ionisatiekrommen en de ligging van deze krommen t.o.v. elkaar. Men moet hier n.l. het volgende in het oog houden:

Niet alle deeltjes leggen dezelfde afstand af alvorens ze hun energie verloren hebben, maar de afstanden zijn verdeeld om een gemiddelde waarde. Kent men de Braggsche kromme en de drachtspreiding, dan is het mogelijk onder zekere voorwaarden de gemiddelde ionisatiekromme van een  $\alpha$ -deeltje

<sup>5)</sup> R. N a i d u, Ann. Physique **1**, 72, 1934.

<sup>6)</sup> G. H. B r i g g s, Proc. roy. Soc. **114**, 341, 1927.

<sup>7)</sup> G. M a n o, Ann. Physique **1**, 407, 1934.

met bepaalde dracht af te leiden. Daar het aantal botsingen van een  $a$ -deeltje met de atomen of moleculen van de doorloopen stof en de hierbij optredende energie-verliezen een toevallig karakter dragen, kan men verwachten, dat de dracht-spreiding goed benaderd wordt door een Gaussische verdeelingswet:

$$n(R) dR = \frac{N}{a\sqrt{\pi}} e^{-\frac{(R-\bar{R})^2}{a^2}} dR. \quad (1)$$

$n(R) dR$  = aantal deeltjes met dracht tusschen  $R$  en  $R + dR$ .

$N$  = totaal aantal deeltjes.

$\bar{R}$  = gemiddelde dracht.

$a$  = spreidingscoëfficiënt (verg. fig. 1).

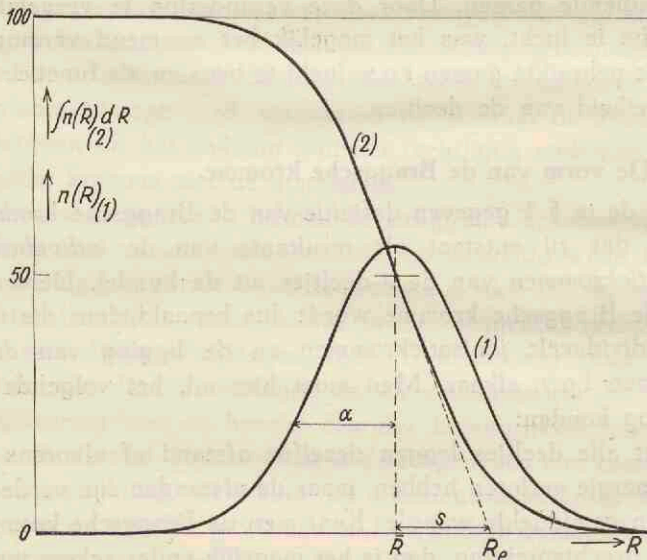


Fig. 1.

- (1) Verdeeling van de drachten om een gemiddelde waarde  $\bar{R}$ .
  - (2) Verandering van het aantal deeltjes als functie van de afstand tot de ionisatiekamer.
- $a$  = drachtspreidingscoëfficiënt.



De functie  $n(R)dR$  kan op verschillende wijzen bepaald worden:

1°. met behulp van de Wilson kamer, door de lengten van de gefotografeerde banen uit te meten (I. Curie<sup>4</sup>), Rayton en Wilkins<sup>8</sup>);

2°. met de scintillatie-methode, door het aantal scintillaties op een ZnS schermpje te tellen als functie van de afstand tusschen bron en schermpje (Taylor<sup>9</sup>). De op deze wijze bepaalde drachtspreiding is aanzienlijk grooter dan de onder 1° bepaalde spreiding, omdat een deeltje, om waargenomen te worden, een phosphoresceerend centrum op het scherm moet treffen. De gemeten spreiding is dus het product van de drachtspreiding en de spreiding tengevolge van de zoo juist genoemde oorzaak;

3°. met de ionisatiekamer, door het aantal deeltjes te tellen dat de kamer binnentreedt, als functie van de afstand tusschen bron en kamer. Dit aantal verschaft ons de functie  $n(R)dR$ , geïntegreerd vanaf het eindpunt (verg. fig. 1 (2)). Uit de meting kan men een geëxtrapoleerde dracht  $R_e$  afleiden. Het verband tusschen  $R_e$  en  $\bar{R}$  wordt gegeven door de relatie:

$$R_e = \bar{R} + s \quad s = \frac{1}{2} \sqrt{\pi} a \quad (2)$$

De functie  $n(R)dR$  kan direct met behulp van de differentiaal-ionisatiekamer<sup>10</sup>) bepaald worden. Deze bestaat uit twee achter elkaar geschakelde kamers met tegengesteld veld, zoodat alleen deeltjes, die hun eindpunt in de voorste kamer hebben, waargenomen worden.

De waarden van  $a$ , gemeten volgens de genoemde methoden, vertoonen aanzienlijke verschillen. In hoofdstuk III, § 3 worden eenige oorzaken voor deze verschillen aangegeven, terwijl

<sup>8</sup>) W. M. Rayton en T. R. Wilkins, Phys. Rev. 51, 818, 1937.

<sup>9</sup>) T. S. Taylor, Phil. Mag. 26, 402, 1913.

<sup>10</sup>) Lord Rutherford, F. A. B. Ward en C. E. Wynn-Williams, Proc. roy. Soc. 129, 211, 1930.



tevens de gevonden waarden met die volgens de theorie van *B o h r* vergeleken worden.

### § 3. Individueele ionisatiekromme.

Zooals reeds in § 2 werd opgemerkt, is het mogelijk om uit de Braggsche kromme en de functie  $n(R)dR$  de ionisatiekromme van een enkel  $a$ -deeltje af te leiden, na invoering van zekere onderstellingen omtrent deze kromme.

I. *C u r i e* maakte gebruik van de onderstelling, dat of alle fluctuaties in het ioniseerend vermogen plaats hebben voor de top van de Braggsche kromme bereikt is, of de fluctuaties voor de top van de Braggsche kromme overeen komen met de door de theorie voorspelde fluctuaties en de verdere optreden voorbij de top. In beide gevallen is het resultaat, dat de individueele ionisatiekromme slechts weinig verschilt van de Braggsche kromme.

Een directe methode is toegepast door *F e a t h e r* en *N i m m o*<sup>11)</sup>, die een aantal banen van  $a$ -deeltjes, opgenomen met behulp van een *W i l s o n* kamer, gefotometreerd hebben. Aangenomen wordt, dat de hoeveelheid verstrooid licht evenredig is met het primair gevormde aantal ionen. Wil men langs dezen weg de gemiddelde ionisatiekromme bepalen van deeltjes met een zelfde dracht  $R$ , dan moet men een groot aantal banen fotografeeren en hieruit diegene nemen die een dracht hebben tusschen  $R + \delta$  en  $R - \delta$ , waarbij  $\delta$  klein is t.o.v.  $a$ . Uit de intensiteit van de nevelsporen kan dan voor iedere afstand vanaf de bron de gemiddelde ionisatie bepaald worden.

Als meetinstrument in de in § 1 besproken methode werd de electrometer gebruikt. De gevoeligheid van dit apparaat veroorloofde slechts metingen van de ionisatie in een bundel  $a$ -deeltjes. Wil men de ionisatie van ieder deeltje afzonderlijk meten, dan kan men, door het aanleggen van een sterk

<sup>11)</sup> *N. Feather* en *R. R. Nimmo*, Proc. Camb. Phil. Soc. 24, 139, 1928.

electrisch veld, het primair gevormde aantal ionen door stoot-ionisatie zoodanig vergrooten, dat de electrometer op ieder deeltje afzonderlijk reageert. (Schulze<sup>12</sup>). Eén bezwaar blijft dan echter gelden, n.l. de groote traagheid van het meetinstrument. Dit bezwaar doet zich vooral gelden, wanneer het ioniseerend vermogen van een groot aantal deeltjes gemeten moet worden, om de statistische fluctuaties te bepalen.

Een tweede en snellere methode maakt gebruik van de lineaire wisselstroomversterker. Een der electroden van de ionisatiekamer, de ionenverzamelplaat, wordt verbonden met het rooster van een radiolamp. Achter deze lamp worden zooveel versterkertrappen geschakeld als noodig zijn om in de eindketen een waarneembare plaatstroomverandering te verkrijgen. Een dergelijke versterker werd voor het eerst toegepast door Greinacher<sup>13</sup>). Een gedetailleerde beschrijving vindt men bij Wynn—Williams en Ward<sup>14</sup>) en bij Dunning<sup>15</sup>).

Doordat het differentieele ioniseerend vermogen van ieder deeltje afzonderlijk gemeten wordt, kan men deze methode toepassen ter bepaling van de volgende grootheden:

- 1°. de gemiddelde ionisatie op iedere afstand van de bron (Braggsche kromme);
- 2°. de fluctuaties in de individueele ionisaties op iedere afstand;
- 3°. de spreiding in de drachten, door het totaal aantal deeltjes, dat per tijdseenheid in de kamer komt, te tellen als functie van de afstand tot de bron.

Om uit deze gegevens de individueele ionisatiekromme te bepalen, werd door Stetter en Jentschke<sup>16</sup>) achter

<sup>12</sup>) H. Schulze, Z. Physik 94, 104, 1935.

<sup>13</sup>) H. Greinacher, Z. Physik, 36, 364, 1926.

<sup>14</sup>) C. E. Wynn—Williams en F. A. B. Ward, Proc. roy. Soc. 131, 391, 1931.

<sup>15</sup>) J. R. Dunning, Rev. Sc. Instr. 5, 387, 1934.

de ionisatiekamer een tweede geschakeld, die zoo diep was, dat het eindpunt van elk deeltje in deze kamer lag. De ionisatiestroompjes van de beide kamers werden afzonderlijk versterkt en veroorzaakten uitslagen van een registreerapparaat. Door nu bij gelijke uitslagen van de diepe kamer de gemiddelde uitslag van de smalle kamer te bepalen, konden ze vaststellen, dat deeltjes met verschillende dracht dezelfde ionisatiekromme hebben.

Holloway en Livingston<sup>17)</sup> leidden uit hun metingen van de differentieele ionisatie een ionisatiekromme af voor deeltjes met gemiddelde dracht door voor iedere afstand van bron tot kamer die waarde van de ionisatie te bepalen, dat er evenveel deeltjes met kleinere als met grotere ionisatie waren.

De grens van de nauwkeurigheid en de gevoeligheid van deze methode wordt door het geruisch van de versterker gevormd. (Hoofdstuk II, § 5).

#### § 4. Overzicht van de volgende hoofdstukken.

In hoofdstuk II wordt een beschrijving gegeven van de door ons gebruikte versterker, alsmede van de eischen, waaraan hij moet voldoen om lineaire versterking te geven. De oorzaken van het geruisch van de versterker worden onderzocht, terwijl tevens de grootte van dit geruisch, uitgedrukt in elementairladingen, bepaald wordt.

Hoofdstuk III geeft een beschrijving van de metingen van de differentieele ionisatie in lucht door  $\alpha$ -deeltjes die uitgezonden worden door polonium. Bepaald zijn de drie in § 3 genoemde punten en bovendien de *totale ionisatie*, waaronder we verstaan het totaal aantal ionen, dat door een  $\alpha$ -deeltje vanaf een punt van zijn baan tot zijn eindpunt gevormd wordt. Uit deze metingen is onder enkele, nader genoemde voorwaarden de gemiddelde ionisatiekromme van deeltjes met

<sup>16)</sup> G. Stetter en W. Jentschke, Phys. Z. 36, 441, 1935.

<sup>17)</sup> M. G. Holloway en M. S. Livingston, Phys. Rev. 54, 18, 1938.



gemiddelde dracht afgeleid. Verder vindt men in dit hoofdstuk de bepaling van de drachtspreiding voor bronnen van verschillende sterkte en een vergelijking van de waarde van de drachtspreidingscoëfficiënt met de theoretisch te verwachten waarde.

In de twee volgende hoofdstukken zijn deze metingen herhaald voor waterstof en helium. Voor het eerstgenoemde gas was de Braggsche kromme gemeten door Joliot en Onoda<sup>18)</sup> met behulp van een electrometer. Mano<sup>7)</sup> vergeleek deze kromme met zijn metingen van het energieverlies en vond geen overeenstemming tusschen differentieel ioniseerend vermogen en energieverlies. In hoeverre er een afwijking bestaat tusschen deze grootheden, is nader onderzocht. Bovendien verschaftte onze methode de gelegenheid rechtstreeks de drachtspreiding te bepalen.

De Braggsche kromme van helium is bekend uit de metingen o.a. van Naidu<sup>5)</sup>, die gebruik maakte van de electrometermethode, die, zooals reeds eerder opgemerkt werd, slechts gemiddelde waarden oplevert. Door integratie van de Braggsche krommen in de genoemde gassen is het mogelijk het in totaal gevormde aantal ionen in deze gassen te bepalen en te vergelijken met het totale energieverlies.

<sup>18)</sup> F. Joliot en T. Onoda, Journ. de Phys. 9, 174, 1928.





Een oplossing van  $RaD$  in salpeterzuur werd drooggedampt en daarna eenige malen met sterk zoutzuur afgerookt. Het verkregen neerslag werd opgelost in laatstgenoemd zuur. In de aldus verkregen oplossing werd een zilverfolie opgehangen ( $3 \times 3 \text{ mm}^2$ ). Ter verwijdering van het altijd eenigszins aanwezige oxyde-laagje op het zilver, werd dit eerst in zoutzuur gedompeld en daarna afgespoeld met ammonia en gedistilleerd water. Uit de oplossing scheidt zich polonium af op het zilverplaatje, terwijl metaalverontreinigingen (hoofdzakelijk  $Pb$ ) in de oplossing achter blijven daar ze een lagere plaats in de spanningsreeks innemen.

De sterkte van de bron kan geregeld worden door variatie van de expositietijd, daar deze twee grootheden met elkaar evenredig zijn (Verg. Hoofdstuk III, § 5). Op deze wijze vervaardigden we bronnen, die 600—4000  $\alpha$ -deeltjes per sec. per  $\text{mm}^2$  uitzonden. Voor sterkere bronnen ( $\sim 40.000 \alpha$ -deeltjes per sec. per  $\text{mm}^2$ ) werd gebruik gemaakt van in de handel verkrijgbare preparaten. Wat het uiterlijk betreft, valt nog het volgende op te merken: Voor zwakke bronnen houdt het zilverplaatje zijn metaalglans; een afzetting van  $Po$  is niet waar te nemen. Voor sterke bronnen daarentegen kleurt het zilver zich donkerblauw tot zwart, waarschijnlijk tengevolge van de vorming van oxyde. Een dergelijk oxydehuidje is van invloed op de drachtspreiding, daar het remmend werkt op de uittredende  $\alpha$ -deeltjes, zoodat deze niet allen meer dezelfde beginsnelheid hebben.

De bron is bevestigd in een messing houder  $H$  (fig. 2), aan de voorzijde voorzien van een diafragma. De gebruikte diafragma's zijn conisch geboord om reflectie op de wand te voorkomen. De houder is bevestigd op een metalen stang; de afstand tusschen de bron en de ionisatiekamer kan op twee manieren veranderd worden, n.l.:

1°. met behulp van het rondsel  $R$ , dat over een heugelstang loopt. De verplaatsing wordt afgelezen op de millimeter-schaal  $S$ ;

2°. met de micrometerschroef  $M$ , die gebruikt werd, wanneer een grootere nauwkeurigheid vereischt was dan door aflezing op  $S$  te bereiken is, b.v. bij de bepaling van de drachtspreiding, die over een afstand van 1 à 2 mm plaats heeft. De afstand kan dan met honderdsten van mm's veranderd worden. Bij onze metingen werd de bron gewoonlijk met  $R$  over afstanden van 5 mm verplaatst, terwijl de tusschengelegene afstanden met  $M$  ingesteld werden.

## § 2. De ionisatiekamer.

Bij het onderzoek werd gebruik gemaakt van twee typen van ionisatiekamers, die we naar hun vorm kunnen onderscheiden als het *longitudinale* en het *transversale* type, naar gelang de richting van de binnenschietende deeltjes in de veldrichting, dan wel loodrecht erop is.

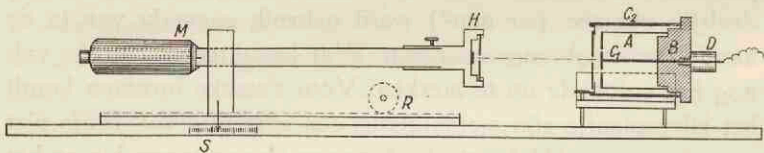


Fig. 2.

Opstelling van de ionisatiekamer en de verplaatsbare bron. Voor de betekenis der letters wordt verwezen naar de tekst.

2a. de *longitudinale kamer* is schematisch voorgesteld in fig. 2. De eene electrode, de ionenverzamelplaat  $C_1$ , is een messingschijfje met een diameter van 6 mm; zij is door middel van een koperdraad ( $\varnothing = 1,5$  mm), die voorzien is van een schroefdraad verbonden met het rooster van de eerste lamp van de versterker. De andere electrode  $C_2$  is een messingcylinder, die aan de voorzijde van een verwisselbaar diafragma voorzien is. Het verzamelplaatje is omgeven door een schutting  $A$ , eveneens cilindrisch uitgevoerd, terwille van de homogeniteit van het veld in de kamer en tevens dienende ter afscherming van de verbindingsdraad naar de versterker



en voor het wegvangen van lekstroomen. Het geheel is bevestigd op een stuk barnsteen B, waardoor een hooge isolatieweerstand tusschen roostertoevoer en schutcylander verkregen wordt (verg. § 5). In het barnsteen is een schroefdraad uitgesneden, zoodat het mogelijk is de diepte van de kamer te variëren. Hierdoor heeft dit type van ionisatiekamer een belangrijk voordeel, daar het ioniseerend vermogen langs de baan van een  $\alpha$ -deeltje vrij sterk verandert. In het begin van de baan namelijk is het klein, maar tegelijk is de verandering per mm gering, zoodat men daar een diepere kamer kan gebruiken dan op de laatste cm van de baan, waar de verandering per mm grooter is. De door ons gebruikte diepten varieerden van 1,5 tot 3 mm. Een nadeel van deze kamer is de opening in de voorzijde, waardoor het electricch veld naar buiten treedt, hetgeen een ongedefinieerdheid in de diepte geeft. Met behulp van het krachtlijnenverloop om de opening, en ook experimenteel<sup>17)</sup> kan men bepalen, dat door dit effect de diepte met ongeveer 0.3 mm vermeerderd schijnt te zijn. Afsluiting van de opening met een metaalfolie heeft twee bezwaren:

- 1°. het microfonisch effect van de kamer, waardoor zij zeer gevoelig wordt voor mechanische storingen;
- 2°. de afhankelijkheid van het luchtaequivalent van het folie van de snelheid van de  $\alpha$ -deeltjes.

Om de lineariteit van de versterker te onderzoeken is om de verbindingsdraad van kamer en versterker nog een cilindrische condensator D aangebracht, die ongeveer dezelfde capaciteit heeft als de ionisatiekamer. Op deze condensator kan een hulpspanning van variabele grootte en frequentie aangebracht worden.

De spanning op de kamer wordt geleverd door een batterij van accumulatoren van 240 Volt (1000 V/cm.). Om te vermijden dat electriche storingen via de toevoerleiding naar de versterker worden gevoerd, is in deze leiding een filter opgenomen, bestaande uit een weerstand van 0.1 M $\Omega$  en een condensator van 2  $\mu F$  naar aarde.

De ionisatiekamer rust op een ebonieten grondplaat, voorzien van drie stelschroeven, die dienen om de asrichting van de kamer te laten samenvallen met die van de bundel invallende  $\alpha$ -deeltjes.

Inductie van elektrische storingen op de verbindingsdraad met de versterker wordt voorkomen door deze met een geaard metalen buisje te omgeven.

### 2b. De transversale kamer.

De door ons gebruikte ionisatiekamer van het transversale type is bruikbaar voor metingen van tweeërlei aard, n.l.:

- 1°. voor de meting van de differentieele ionisatie met behulp van een kamer van 2 mm diep;
- 2°. voor de meting van de totale ionisatie met een kamer van 4 cm diep.

Zoals fig. 3 toont, bestaat hij uit 2 achter elkaar gelegen ionisatiekamers. De ionenverzamelplaten A en B zijn omgeven

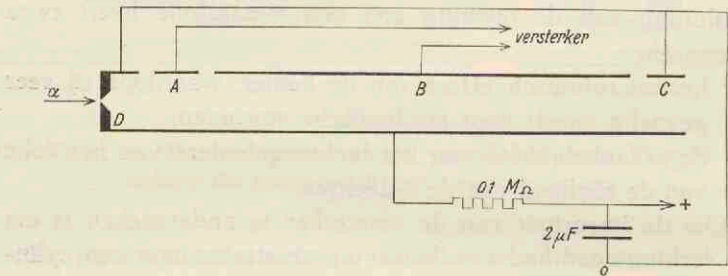


Fig. 3.

Ionisatiekamer voor de meting van het differentieele en totale ioniseerend vermogen in lucht.

door een schutring C ter breedte van 3 mm en op een afstand van 0,5 mm van deze platen verwijderd. Ter bevestiging van de verzamelplaten op de schutring werd gebruik gemaakt van barnsteen, terwijl de aanrakingsplaatsen vooraf gepolijst werden. De schutring is met ebonietplaatjes bevestigd op de tweede electrode, die de kamerspanning draagt. In het voorste

van deze plaatjes is een diafragma opgenomen. Een bezwaar van dit type kamer is, dat de diepte niet variabel is. Een voordeel daarentegen is, dat er een geringere veldsterkte noodig is om verzadiging van de ionenstroom te verkrijgen dan in het geval van de longitudinale kamer (200 resp. 1500 V/cm).

Electrische storingen zijn voorkomen door de geheele kamer te omgeven met een gearde metalen huls die slechts een opening bezit tegenover het diafragma. Dit bleek bovendien noodzakelijk om te voorkomen, dat ionen, buiten de kamer gevormd, op de verzamelplaten kwamen.

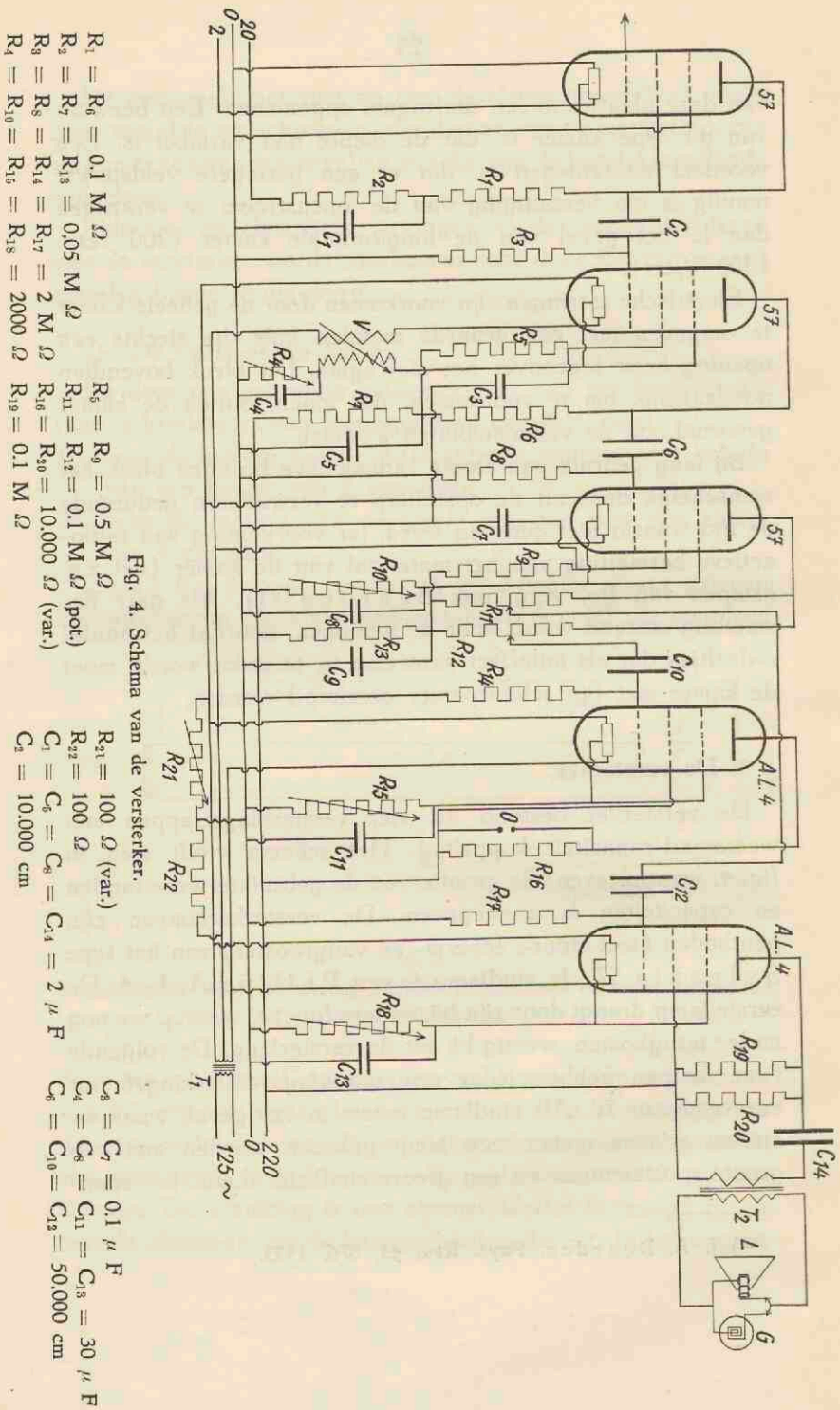
Bij lang gebruik van sterke radioactieve bronnen bleek het wenschelijk deze uit de opstelling te verwijderen gedurende de tijd waarin niet gemeten werd, ter voorkoming van radioactieve besmetting van het materiaal van de kamer (het z.g. kruipen van Po, verg. ook *Bearden*<sup>19</sup>). Als deze besmetting storend wordt voor de metingen, doordat het aantal  $\alpha$ -deeltjes dat als nuleffect aanwezig is, te groot wordt, moet de kamer met fijn schuurpapier gereinigd worden.

### § 3. De versterker.

De versterker bestond uit vier versterkingstrappen met weerstand-capaciteit koppeling. Het schema vindt men in fig. 4, waarin tevens de grootte van de gebruikte weerstanden en capaciteiten is aangegeven. De versterkerlampen zijn penthoden (met stuur-, scherm- en vangrooster) van het type *Sylvania* 57, de eindlamp is een *Philips* A. L. 4. De eerste lamp draagt door zijn bijzondere functie, waarop we nog nader terugkomen, weinig bij tot de versterking. De volgende twee lampen hebben ieder een spanningsversterkingsfactor van ongeveer 70. Als eindlamp moest in ons geval, waar we stroomvariatië meten, een lamp gekozen worden met een groote roosterruimte en een groote steilheid, d.w.z. het span-

<sup>19</sup>) J. A. Bearden, *Phys. Rev.* **43**, 376, 1933.





ningsgebied, waarover de karakteristiek \*) van de lamp recht is, moet breed zijn en roosterspanningsvariaties moeten groote plaatstroomvariaties veroorzaken. In de plaatketen van deze lamp is een variabele weerstand  $R_{20}$  opgenomen, die ingesteld wordt op een vooraf bepaalde gunstigste belastingsweerstand. De plaatstroomvariaties worden nog eens versterkt door de luidsprekertransformator  $T_2$ , waarachter de registratieapparaatuur is opgenomen: een Moll-galvanometer  $G$  en een luidspreker  $L$ , die afzonderlijk ingeschakeld worden met een hotelschakelaar. Komt er dus een  $\alpha$ -deeltje in de ionisatiekamer, dan krijgt het rooster van de eerste lamp een spanningsstoot, die door de versterkertrappen versterkt wordt en uiteindelijk een uitslag van de galvanometerspiegeltje reflecteert een opvallende lichtbundel naar een registreertrommel, die met een snelheid van 10 cm/min. draait (d.w.z. per minuut passeert een strook van 10 cm lengte van het registreerpapier). Op deze wijze is het mogelijk 2 à 3 nog duidelijk van elkaar te onderscheiden uitslagen per seconde te registreren. Wil men de vorm van de uitslagen bestudeeren, dan kan men de trommel in enkele seconden ronddraaien, mits men gebruik maakt van een sterkere lichtbron dan de gebruikelijke galvanometerlamp, daar anders de gevoeligheid van het fotografisch papier te gering is bij deze korte belichtingstijd. Een andere methode is om een kathodestraal-oscillograaf achter de weerstand  $R_{20}$  te schakelen. Op deze wijze bleek, dat de tijdsduur van de stroomstooten in de plaatketen van de laatste lamp  $1/150$  sec. was.

Parallel op de eindlamp is een tweede lamp van hetzelfde type aangebracht met een afzonderlijke output  $O$ . Deze lamp werd gebruikt als we tegelijkertijd registreerden en het aantal deeltjes telden met behulp van een mechanisch telapparaat.

Om een goede afscherming te krijgen voor elektrische en

\*) De karakteristiek van de lamp geeft het verband aan tusschen de plaatstroom en de roosterspanning bij een bepaalde plaat- en schermroosterspanning.

mechanische storingen is de eerste lamp met de ionisatiekamer in een afzonderlijke metalen doos aangebracht. Deze doos is op een marmeren plaat geplaatst, die op een laag rubber rust. De lamp is door een afgeschermd flexibele kabel verbonden met de rest van de versterker, die in een tweede metalen doos gebouwd is. In- en uitvoer zijn voorzien van afgeschermd stekkers.

Om terugkoppeling te vermijden, zijn in de versterker de afzonderlijke trappen van elkaar gescheiden door metalen wanden. Parallel op de kathode- en schermroosterweerstand zijn condensatoren aangebracht (verg. fig. 4). In de plaatketens zijn filters geschakeld, bestaande uit een weerstand van  $0,05 \text{ M } \Omega$  en een capaciteit van  $2 \mu\text{F}$  naar aarde, terwijl in de toevoer naar de versterker nog een smoorspoel is opgenomen.

De voeding van de eerste lamp geschiedt met behulp van een accumulator van 2 V, de overige lampen worden met wisselstroom gevoed (indirecte verhitting). Door een wisselspanning van 50 perioden binnen de versterker te brengen, bestaat de mogelijkheid, dat in de plaatketen een kleine wisselstroom geïnduceerd wordt, die een rimpel van het galvanometerbeeld veroorzaakt. Om deze te compenseeren is in de tweede trap een variometer V opgenomen; de primaire winding hiervan bevindt zich in de gloeistroomketen en induceert een 50 per. wisselstroom in de secundaire winding. Met de weerstanden  $R_{21}$  en  $R_{22}$  kan een willekeurig punt van de gloei-spanning geaard worden. Door de juiste instelling van de variometer en van de variabele weerstand  $R_{21}$  kan een inductiespanning van gewenschte grootte en phase geïnduceerd worden ter compensatie van de storende wisselspanning.

De voornaamste eischen, die we aan de versterker moeten stellen, wil hij bruikbaar zijn voor de meting van het ioniseerend vermogen van  $\alpha$ -deeltjes, zijn:

- 1°. een spanningsstoot op het rooster van de eerste lamp moet *lineair versterkt* worden, zoodat de geregistreerde uitslag



- van de galvanometer evenredig is met het aantal ionen, dat in de ionisatiekamer gevormd wordt;
- 2°. het *geruisch van de versterker* moet minimaal zijn, daar dit de begrenzende factor is voor de meetnauwkeurigheid en -gevoeligheid.

In de beide volgende paragrafen zullen we op deze eischen nader ingaan.

#### § 4. Lineariteit.

Het al of niet lineair zijn van een versterker hangt af van de keuze van de plaat- en roosterspanningen eenerzijds en die van de weerstanden en koppelcondensatoren anderzijds.<sup>20)</sup> Bij een vaste plaatspanning, geleverd door een batterij van 240 V, werd de roosterspanning zoo gekozen dat ze overeenstemde met het midden van het rechte gedeelte van de karakteristiek. Voor de instelling van deze roosterspanning werd gebruik gemaakt van de methode van de automatische roosterspanning, waarbij de kathode door een variabele weerstand (ca. 2000 Ohm), met het nulpunt van de plaatspanningsbatterij verbonden is, zoodat hij positief is t.o.v. het rooster. Het voordeel hiervan is, dat we geen afzonderlijke roosterspanningsbron noodig hebben en dat er een automatische compensatie optreedt voor eventueele variaties in de plaatspanning. Door meting van de karakteristieken is voor ieder der lampen bepaald, welke de gunstigste roosterweerstand zijn. Speciaal de keuze van de schermroosterweerstand luistert nauw.

De toetsing van de lineariteit werd op verschillende manieren uitgevoerd. Het gedeelte van de versterker achter de eerste lamp is onderzocht met behulp van een wisselspanning van 50 perioden. Deze spanning, waarvan de grootte gevarieerd kon worden met behulp van een potentiometer, werd op de roosterweerstand van de opvolgende lampen

<sup>20)</sup> Vergelijk b.v. H. Alfvén, Z. Physik, 97, 708, 1935.

aangebracht en bij iedere spanning werd de breedte van het galvanometerbeeld bepaald. Bij gebruik van het gedeelte van de versterker achter de eerste lamp bleek deze breedte evenredig te zijn met de aangebrachte spanning tot uitslagen van 80 mm. Om de geheele versterker te ijken, werden spanningsstooten gegeven op de hulpcondensator D (verg. fig. 2). Deze stooten werden geleverd door een Ne-lamp, op de wijze als aangegeven is in fig. 5. De condensator C wordt opgeladen tot de brandspanning van de lamp bereikt is. Flikkert de lamp aan, dan daalt de spanning op de condensator beneden de uitdoofspanning. Het tempo, waarin het aan- en uitgaan plaats heeft, kan geregeld worden met de weerstand  $R_1$  en de condensator C. De weerstand  $R$  wordt zoo gekozen, dat de

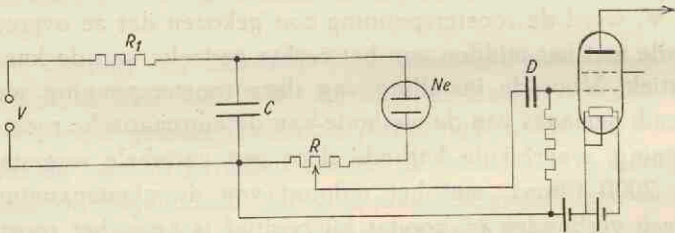


Fig. 5.

Schema van de schakeling voor het verkrijgen van spanningsstooten van gelijke grootte voor de toetsing van de lineariteit van de versterker.

uitslagen van de galvanometer van dezelfde grootte-orde zijn als die tengevolge van de ionisatiestroompjes. Ook de vorm van de stooten is ongeveer dezelfde. Voor verschillende waarden van  $R$  werd de gemiddelde uitslag bepaald en wederom bleek deze evenredig te zijn met de grootte van de spanningsstoot.

Samenvattend moge opgemerkt worden, dat met de hier beschreven versterker een  $\alpha$ -deeltje aan het begin van zijn baan een uitslag van de galvanometer veroorzaakt van 13 mm bij een diepte van de ionisatiekamer van 2 mm. In de top van de Bragg'sche kromme is deze uitslag 2.5 maal zoo groot

(kamer gevuld met lucht). De lineariteit is aangetoond tot uitslagen van 80 mm.

### § 5. Geruisch.

Het geruisch van de versterker, dat bij een versterkingsfactor als de hier gebruikte, steeds aanwezig is en zich uit als een onregelmatige beweging van het galvanometerbeeld, heeft de volgende oorzaken:

- a. Brown sche beweging van de ingangs-impedantie;
- b. Shot-effect van de roosterstroom van de eerste lamp;
- c. Shot-effect van de plaatstroom van de eerste lamp;
- d. lampgeruisch van de eerste lamp tengevolge van gasresiduen.

a. De bijdrage van de Brown sche beweging van de ingangs-impedantie tot het geruisch wordt gegeven door de betrekking: <sup>21)</sup>

$$\overline{v_{Br}^2} = 4 k T \int_0^{\infty} R(f) G(f)^2 df \quad (3)$$

$\overline{v_{Br}^2}$  = gem. kwadraat van de spanning op de ingangs-impedantie.

$R(f)$  = reële deel van de impedantie.

$G(f)$  = versterkingsfactor als functie van de frequentie  $f$ .

Stellen we de eerste lamp schematisch voor als weergegeven is in fig. 6 en onderstellen we, dat  $G(f)$  constant is voor alle frequenties tusschen de grenzen  $f_1$  en  $f_2$ , dan wordt de uitdrukking (3) vereenvoudigd tot: <sup>22)</sup>

$$\begin{aligned} \overline{v_{Br}^2} &= 4 k T R \int_{f_1}^{f_2} \frac{df}{1 + 4 \pi^2 R^2 C^2 f^2} \quad (4) \\ &= \frac{2 k T}{C} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{2 \pi R C (f_2 - f_1)}{1 + 4 \pi^2 R^2 C^2 f_1 f_2} \end{aligned}$$

<sup>21)</sup> E. A. Johnson en C. Neitzert, Rev. Sc. Instr. 5, 196, '34.

<sup>22)</sup> E. A. en A. G. Johnson, Phys. Rev. 50, 170, '36.



Deze uitdrukking als functie van  $R$  vertoont een maximum voor:

$$2\pi RC = \frac{1}{\sqrt{f_1 f_2}}$$

Voor  $C = 10$  cm en  $f_1$  en  $f_2$  resp. 100 en 10.000  $H$  ligt deze waarde bij  $R = 1,6 \times 10^7 \Omega$ .

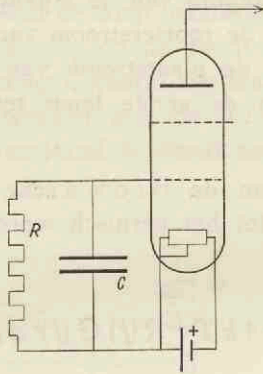


Fig. 6.

Schematische voorstelling van de eerste lamp van de versterker en deingangsimpedantie.

*b.* De bijdrage van het Shot-effect van de roosterstroom tot het geruisch wordt gegeven door de relatie:

$$\overline{v^2}_{Sh} = 2e I_g R^2 \int_{f_1}^{f_2} \frac{df}{1 + 4\pi^2 R^2 C^2 f^2} \quad (5)$$

$e$  = lading electron.

$I_g$  = som van de absolute waarden van de pos. en de neg. component van de roosterstroom.

Zoals uit de formules (4) en (5) blijkt, hangen de bijdragen van de onder *a* en *b* genoemde oorzaken van het geruisch af van de weerstand  $R$ , de capaciteit  $C$  en de rooster-

stroom van de gebruikte lamp. Voor een bepaalde lamp is  $R$  dus de eenige variabele. Om experimenteel te onderzoeken hoe het geruisch van  $R$  afhangt, hebben we het galvanometerbeeld geregistreerd voor waarden van  $R$  tusschen  $10^6$  en  $10^{12}$  Ohm. Enkele der registrogrammen zijn afgebeeld in fig. 7.

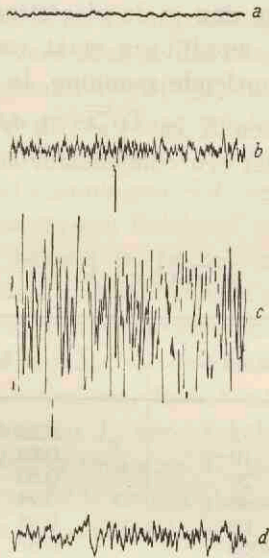


Fig. 7.

Geruisch van de versterker voor eenige ingangsweerstanden.

- a. geaard rooster;
- b. roosterweerstand  $2 \cdot 10^6 \Omega$ ;
- c. roosterweerstand  $8 \cdot 10^9 \Omega$ ;
- d. roosterweerstand  $\sim 10^{12} \Omega$ .

Het bleek, dat de breedte van de onrust van de galvanometer toenam voor stijgende waarden van  $R$  naar een maximale waarde, die bereikt werd voor  $R \simeq 5 \cdot 10^7$  Ohm. Met behulp van de negatieve rooster spanning werd er voor zorg gedragen, dat bij deze metingen de plaatstroom steeds constant was. Daar het omslachtig is uit het fotogram het gemiddelde kwadraat

van de uitslag te bepalen, hebben we een directe methode gebruikt met behulp van de triodevoltmeter. Bij gunstig gekozen plaatsspanning is het onderste gedeelte van de karakteristiek van een triode (hier E 438) kwadratisch, d.w.z. de plaatstroom is evenredig met het kwadraat van de rooster-spanning. Zet men dus op het rooster van de lamp een willekeurige spanning, dan is de plaatstroomverandering, die hierdoor veroorzaakt wordt, een maat voor het gemiddelde kwadraat van de aangelegde spanning. In tabel 1 is het verband gegeven tusschen  $R$  en  $\sqrt{v^2}$  in Volts op de triodevoltmeter als deze met een condensator achter de weerstand  $R_{19}$  gekoppeld werd.

Tabel 1.

$R$ in $M \Omega$	$\sqrt{v^2}$ in $V$
2	0,22
10	0,70
20	0,80
40	0,94
60	0,94
8000	0,57
$6 \cdot 10^6$	0,32

Uit deze waarden kan  $\sqrt{v^2}$  op het eerste rooster bepaald worden als de totale spanningsversterkingsfactor bekend is. De laatste waarde in de tabel, die overeenkomt met een vrij rooster, correspondeert met  $\sqrt{v^2} = 8 \mu V$ . Uit de tabel volgt, dat voor het verkrijgen van een gering geruisch een lage of een zeer hoge weerstand gebruikt moet worden. Voor lage weerstanden wordt de stroomversterking echter zeer gering ( $RC$  van de eerste keten klein); daarom hebben we in onze metingen de eerste lamp steeds gebruikt met vrij rooster, in welk geval we een lekweerstand van  $\sim 10^{12} \Omega$  hebben.

Zoals we verder reeds opmerkten, hangt de grootte van het geruisch nog af van  $I_g$  = som van de absolute waarden van de electronen- en de ionenstroom. Ter bepaling van de roosterstroom hebben we de volgende methode toegepast: Eerst werd de karakteristiek van de lamp bepaald op de gewone wijze; de plaatstroom werd gemeten als functie van de negatieve roosterspanning, die afgetakt werd van een potentiometer. Vervolgens werd deze zelfde karakteristiek opgemeten met een hooge weerstand ( $\sim 10^{10}\Omega$ ) in de roosterspanningstoevoer. Er ontstaan twee elkaar snijdende karakteristieken, waarvan de horizontale afstand (als de roosterspanning als abscis is afgezet) het spanningsverval over de weerstand geeft; hieruit kan de roosterstroom berekend worden als de grootte van de weerstand bekend is. In het snijpunt van de twee karakteristieken is deze nul, dus zijn de positieve en de negatieve component even groot. Bij vrij rooster zal de lamp zich instellen op dit punt, zoodat we de plaatspanning zoo moeten kiezen, dat dit punt ongeveer in het midden van de karakteristiek ligt. We hebben  $I_g$  voor enkele lampen bepaald en tenslotte gekozen de *Sylvania* 57, die gebruikt werd met een plaatspanning van 20 V en een gloeispanning van 2 V. De versterkingsfactor is dan slechts 3, terwijl  $I_g$  ongeveer  $10^{-11}$  A bedraagt. In het algemeen is het noodzakelijk de plaat- en schermroosterspanning laag te kiezen (liefst beneden de ionisatiespanning van gasresten, in de lamp aanwezig).

c. De bijdrage van het *Shot*-effect van de plaatstroom tot het geruisch is gering. We kunnen deze bepalen door het rooster van de eerste lamp te aarden. Dan verdwijnen de onder *a* en *b* genoemde effecten. In fig. 7a is het galvanometerbeeld geregistreerd voor kortgesloten rooster.

d. De bijdrage van het geruisch van de lamp zelf hangt af van het type lamp. In de practijk moet de lamp met eenige zorg gekozen worden om deze bijdrage zoo gering mogelijk te maken.



Om de invloed van het geruisch op de gemeten ionisaties te bepalen, zijn op het rooster van de eerste lamp een aantal gelijke spanningsstooten gegeven. Deze werden verkregen door een Po-bron op een afstand van eenige mm's voor de ionisatiekamer te plaatsen. In het begin van de baan hebben alle deeltjes ongeveer dezelfde differentieele ionisatie: de verandering per mm is slechts 1 % van de gemiddelde waarde. De  $\alpha$ -deeltjes geven dan aanleiding tot uitslagen, die verdeeld zijn volgens de G a u s z ische verdeelingswet:

$$n(l) dl = \frac{N}{\beta \sqrt{\pi}} e^{-\frac{(l-l_0)^2}{\beta^2}} dl \quad (6)$$

$n(l)dl$  = aantal uitslagen met lengte tusschen  $l$  en  $l+dl$ .

$N$  = totaal aantal uitslagen.

$l_0$  = gemiddelde lengte.

$\beta$  kan gebruikt worden als maat voor de sterkte van het geruisch. De functie  $n(l)dl$  werd bepaald door van 500 geregistreerde uitslagen de lengte te meten tot op halve mm's, of m.a.w. de uitslagen werden ingedeeld in vakjes van 0.5 mm. Het aantal in ieder vakje, uitgezet als functie van de lengte, levert dan de functie  $n(l)dl$ .

In het door ons beschouwde geval was  $l_0$  11 mm en  $\beta$  1 mm.

Het geruisch was dus 9 % van de gem. uitslag. De waarde van  $\beta$  correspondeerde met 600 ionen =  $10^{-16}$  Coulomb. Voor een capaciteit van 10 cm beteekent dit een spanning van  $10 \mu V$  op het rooster van de eerste lamp.

De hierboven bepaalde verdeelingsfunctie kan tevens dienen om de homogeniteit van de bron te onderzoeken. Indien het polonium niet homogeen over het oppervlak van de onderlaag verdeeld is of er bevinden zich verontreinigingen op het oppervlak, dan zullen er deeltjes zijn, die reeds een gedeelte van hun energie verloren hebben voor ze het oppervlak van de bron verlaten en in de ionisatiekamer een grootere ionisatie

veroorzaken. In de verdeling zal dus een overschot zijn van groote uitslagen. Voor de hierboven gebruikte bron was dit overschot ongeveer 5 % (fig. 8). Uit de gemiddelde tijdsduur tusschen twee uitslagen en de tijd die noodig is om 2 opvolgende uitslagen nog te onderscheiden, was te berekenen, dat 20 % van deze groote uitslagen „dubbeltikken” waren. De rest moet toegeschreven worden aan de inhomogeniteit van de bron.

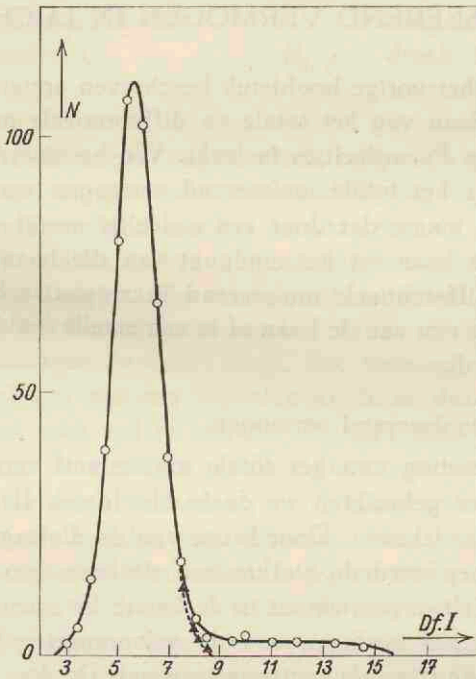


Fig. 8.

Verdeling van de uitslagen over hun lengten, als de bron op 3 mm afstand van de ionisatiekamer geplaatst is.

▲ Gauszische verdeling van de uitslagen.

### HOOFDSTUK III.

#### BEPALING VAN HET TOTALE EN DIFFERENTIEELE IONISEEREND VERMOGEN IN LUCHT.

Met de in het vorige hoofdstuk beschreven apparatuur zijn metingen gedaan van het totale en differentieele ioniseerend vermogen van Po  $\alpha$ -deeltjes in lucht. We herinneren er aan, dat we onder het totale ioniseerend vermogen verstaan het totaal aantal ionen, dat door een  $\alpha$ -deeltje vanaf een zeker punt van zijn baan tot het eindpunt van die baan gevormd wordt; het differentieele ioniseerend vermogen is het aantal ionen, dat per mm van de baan of in een smalle ionisatiekamer gevormd wordt.

##### § 1. Totaal ioniseerend vermogen.

Voor de meting van het totale ioniseerend vermogen en zijn fluctuaties gebruikten we de in Hoofdstuk II, § 2b beschreven ionisatiekamer. Door keuze van de diafragma's voor bron en kamer werd de sterkte van de bron zoo geregeld, dat ca. 60 deeltjes per minuut in de kamer kwamen; dit komt overeen met 300 uitslagen van de galvanometer gedurende een omwenteling van de registreertrommel. De doorsnede van de diafragma's varieerde van 0,5—2 mm. Ten gevolge van deze afmetingen ontstaat er een wegverschil voor de deeltjes in de bundel, dat echter minder dan 0,2% van de gemiddeld afgelegde weg is. De afstand van de platen was voldoende groot om te voorkomen, dat de deeltjes een ontijdig einde bereikten op een der platen.

Voor een aantal afstanden tusschen bron en ionisatiekamer werden de uitslagen van de galvanometer geregistreerd, op iedere afstand ongeveer 300. Gedurende de meting werden kamertemperatuur en barometerstand afgelezen ter herleiding van de meetresultaten op 15° en 76 cm met behulp van de relaties:

$$\begin{aligned} I_{15^\circ, 76} &= k^{-1} I_{t, p} \\ R_{15^\circ, 76} &= k R_{t, p} \end{aligned} \quad k = \frac{p}{76} \frac{288}{273 + t} \quad (7)$$

$p$  = druk in cm.

$t$  = temperatuur in graden C.

$I_{t, p}$  = ionisatie bij temperatuur  $t$  en druk  $p$ .

$R_{t, p}$  = dracht bij temperatuur  $t$  en druk  $p$ .

Zooals reeds vroeger opgemerkt is, hebben de geregistreerde uitslagen van de galvanometer verschillende lengten, veroorzaakt door de invloed van het geruisch van de versterker en door de fluctuaties in het ioniseerend vermogen van de verschillende  $\alpha$ -deeltjes. De eerstgenoemde spreiding moet geelimineerd worden. Daartoe moeten we de verdeelingsfunctie van de uitslagen kennen, d.w.z. het verband tusschen het aantal uitslagen van een bepaalde lengte en deze lengte. Om dit verband voor iedere afstand tusschen bron en kamer te bepalen, zijn de uitslagen op de registrogrammen uitgemeten tot op halve mm's, waardoor we dus een indeeling krijgen in vakjes ter breedte van 0.5 mm. Het aantal uitslagen dat een lengte heeft tusschen  $l - \frac{1}{4}$  en  $l + \frac{1}{4}$  mm, uitgezet als functie van de lengte  $l$ , levert de gevraagde verdeelingsfunctie, die echter door de statistische fluctuaties in de aantallen geen groote nauwkeurigheid heeft. Het is daarom beter de verdeelingsfunctie als integraalkromme uit te zetten door het aantal uitslagen met een lengte kleiner dan een waarde  $l$  te bepalen als functie van  $l$ , als  $l$  met stapjes van 0.5 mm toeneemt. In fig. 9 zijn een aantal van deze integraalkrommen uitgezet, herleid op hetzelfde totaal aantal (100); de parameter bij iedere kromme duidt de afstand aan van de bron



tot de ionisatiekamer. Daar het, door het toevallige karakter van de botsingsprocessen, te verwachten is, dat de ionisatieverdeling zal overeenkomen met een Gaussische, is deze laatste in geïntegreerde vorm als vergelijkingskromme gebruikt. Op een afstand van 33 mm van de bron zijn beide verdeelingsfuncties geteekend. Ze stemmen overeen wat betreft de groote uitslagen; aan de zijde der kleine uit-

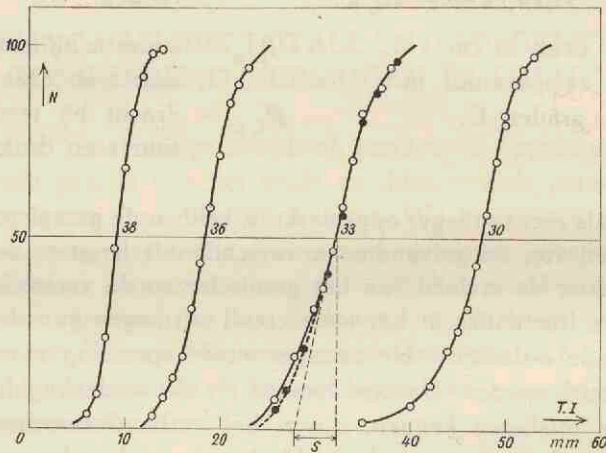


Fig. 9.

Eenige geïntegreerde verdeelingskrommen van de uitslagen op verschillende afstanden van de ionisatiekamer.

slagen is er een teveel, dat echter overeenkomt met de reeds in het vorige hoofdstuk genoemde inhomogeniteit van de bron. De verdeelingsfunctie van de uitslagen heeft dus de vorm (6), waarin  $\beta$  als maat voor de spreiding genomen kan worden. Nu kan eenvoudig aangetoond worden, dat het in de figuur met  $s$  aangeduide stuk, dat verkregen wordt door extrapolatie van het lineaire gedeelte van de geïntegreerde verdeelingsfunctie, met  $\beta$  samenhangt volgens de relatie:

$$s = \frac{1}{2} \beta \sqrt{\pi}$$

Hieruit volgt dus, dat we ook  $s$  als maat voor de spreiding in de ionisatie kunnen nemen.

Voor de bruikbaarheid van de verdeelingsfuncties in de verdere discussie, was het noodzakelijk na te gaan, wat de invloed is van het lengteinterval  $\Delta l$  dat gebruikt werd bij het opmaken van de verdeling van de uitslagen over hun lengten (in ons geval 0.5 mm). Met behulp van de tabellen

van de waarschijnlijkheidsintegraal bleek, dat voor  $\frac{\Delta l}{\beta} = 0.25$  de verbredening van de verdeelingsfunctie slechts enkele procenten is.

Vervolgens moest de invloed van het geruisch op de verdelingen bepaald en geëlimineerd worden. In het geval van een G a u s z ische verdeling van de uitslagen kan dit op eenvoudige wijze door berekening gebeuren.

Zij  $\beta$  de spreidingscoëfficiënt van de gemeten verdeling,  
 $\beta_0$  de spreidingscoëfficiënt behorend bij het geruisch,  
 $\beta_1$  de werkelijke spreidingscoëfficiënt van de ionisaties,  
 dan geldt de betrekking:

$$\beta^2 = \beta_0^2 + \beta_1^2$$

Stel, dat er totaal  $N$  uitslagen geregistreerd zijn. Tengevolge van de ionisatiespreiding zou de verdeling der uitslagen gegeven worden door:

$$N(l) dl = \frac{N}{\beta_1 \sqrt{\pi}} e^{-\frac{l^2}{\beta_1^2}} dl \quad (8)$$

$N(l)dl$  = aantal uitslagen met lengte tusschen  $l$  en  $l + dl$ .

Ter vereenvoudiging is de gemiddelde lengte nul genomen. Door het geruisch wordt de verdeling verbreed. Het aantal uitslagen met lengte tusschen  $\lambda$  en  $\lambda + d\lambda$  wordt nu:

$$\begin{aligned} N(\lambda) d\lambda &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N}{\beta_1 \sqrt{\pi}} e^{-\frac{l^2}{\beta_1^2}} dl \frac{1}{\beta_0 \sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{l-\lambda}{\beta_0}\right)^2} d\lambda \\ &= \frac{Nd\lambda}{\beta_0 \beta_1 \pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(\frac{l}{\beta_1}\right)^2 - \left(\frac{l-\lambda}{\beta_0}\right)^2} dl \end{aligned}$$

$$= \frac{N}{\sqrt{\pi} \sqrt{\beta_0^2 + \beta_1^2}} e^{-\frac{\lambda^2}{\beta_1^2 + \beta_0^2} d \lambda}$$

$$= \frac{N}{\beta \sqrt{\pi}} e^{-\frac{\lambda^2}{\beta^2} d \lambda}; \beta^2 = \beta_1^2 + \beta_0^2$$

$\beta_0$  is bekend uit de meting van het geruisch (Hoofdstuk II, § 5), dus door berekening kan  $\beta_1$  als functie van de afstand tusschen de bron en de ionisatiekamer bepaald worden. Het bleek nu, dat  $\beta_1$  toenam met de afstand tusschen bron en kamer naar een maximale waarde; op de laatste mm's van de baan nam  $\beta_1$  af. In fig. 10 is het verband geteekend tusschen

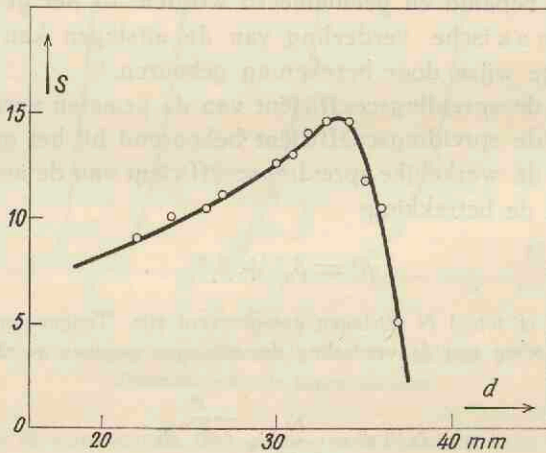


Fig. 10.

Spreiding in het totale ioniseerend vermogen als functie van de afstand tot de ionisatiekamer.

$\beta_1$  en de afstand (cirkels). De getrokken lijn in deze figuur is de gemiddelde differentieele ionisatiekromme (Braggsche kromme), die de afgeleide is van de totale ionisatiekromme. Uit onze experimenten volgt, dat de spreiding in de totale ionisaties evenredig is met de afgeleide van de totale ionisatiekromme. Hoe hieruit eenige conclusies te trekken zijn met

betrekking tot de individueele ionisatiekrommen van de  $a$ -deeltjes, zal blijken uit de volgende beschouwing.

Allereerst herinneren we nog eens aan de wijze, waarop de ionisatiespreidingen tot stand gekomen zijn. De ionisatiekromme van een  $a$ -deeltje wordt bepaald door het aantal botsingen van dit deeltje met de omliggende moleculen en de daarbij optredende energieverliezen. Beiden zijn onderhevig aan fluctuaties, waardoor dus de spreiding ontstaat in de lengten der banen. Gemeten vanaf het eindpunt van de baan, is de totale ionisatiekromme een stijgende functie van de in de ionisatiekamer afgelegde weg. Men denke zich nu alle deeltjes afgezonderd die hetzelfde eindpunt  $R$  hebben, dus de deeltjes met dezelfde dracht \*). Ieder van deze deeltjes heeft een ionisatiekromme en de gemiddelde waarde van de ionisaties op een afstand  $x$  tusschen de bron en de ionisatiekamer, uitgezet als functie van  $x$ , levert de gemiddelde ionisatiekromme van deze deeltjes. Voor iedere waarde van  $R$  is er een analoge groep van deeltjes en een bij de groep behorende gemiddelde ionisatiekromme, die als functie van de resteerende dracht stijgend is. Omtrent het onderlinge verband van deze ionisatiekrommen maken we de volgende onderstelling: deeltjes met een grootere dracht hebben op een afstand  $x$  van de bron gemiddeld een grootere totale ionisatie of m.a.w. de ionisatiekrommen, behorende bij de verschillende groepen, zijn t.o.v. elkaar verschoven in de richting van de baan. Hoe groot deze verschuiving is moet blijken uit de gemeten ionisatiespreidingen.

Daar de verdeling van de drachten vrijwel symmetrisch is, zijn er evenveel deeltjes met een dracht groter dan de gemiddelde, als met een dracht kleiner dan de gemiddelde. De eerstgenoemden hebben volgens de gemaakte onderstelling op een afstand  $x$  van de bron gemiddeld een grootere

---

\*) Nauwkeuriger gezegd, beschouwen we de deeltjes met een dracht tusschen  $R - \delta$  en  $R + \delta$ , waarbij  $\delta$  een grootheid is, klein t.o.v. de drachtspreidingscoëfficiënt.



ionisatie dan de deeltjes met gemiddelde dracht, de laatstgenoemden een kleinere. Bepalen we uit de ionisatieverdelingen de waarden  $I_{50}(x)$  zoodanig, dat 50 % der deeltjes een kleinere en 50 % een grotere ionisatie hebben, dan moeten we deze waarden beschouwen als te behooren bij de deeltjes met gemiddelde dracht. Op deze wijze wordt dus uit de ionisatieverdelingen op verschillende afstanden  $x$  de gemiddelde ionisatiekromme afgeleid van de deeltjes met gemiddelde dracht. Analoog gaan we te werk voor de waarde  $I_p(x)$ , waaronder we dan die waarde van de ionisatie verstaan, zoodanig dat  $p\%$  van de deeltjes een kleinere en  $(100-p)\%$  een grotere ionisatie hebben.  $I_p(x)$  als functie van  $x$  stelt de ionisatiekromme voor van de deeltjes met een dracht  $R_p$  ( $p\%$  van de deeltjes hebben een kleinere,  $(100-p)\%$  een grotere dracht). Hebben we nu  $I_{50}(x)$  bepaald, dan kunnen we voor iedere waarde van  $x$  het verschil  $I_{50}(x) - I_p(x)$ , uit de voor het geruisch gecorrigeerde ionisatiespreidingen bepaald, in verticale richting \*) afzetten. In horizontale richting is dan de verschuiving van de ionisatiekrommen t.o.v. elkaar af te lezen. Nu bleek uit fig. 10, dat  $\beta_1$  (verg. (8)) evenredig was met de afgeleide van de totale ionisatiekromme. Voor een vaste waarde van  $p$  is het verschil  $I_{50}(x) - I_p(x)$  een constante fractie van  $\beta_1$ . Dat wil dus zeggen, dat het in verticale richting afgezette stuk  $I_{50}(x) - I_p(x)$  evenredig is met de afgeleide van de functie  $I_{50}(x)$  voor iedere waarde van  $x$ , dus de horizontale afstand van de beide krommen is constant. Dit beteekent, *dat de vorm van de gemiddelde ionisatiekrommen voor deeltjes met verschillende dracht dezelfde is*, althans op de laatste twee cm van de baan. Nogmaals zij er aan herinnerd, dat de hier gegeven beschouwing geldig was onder voorwaarde dat:

- a.  $I(x)$  als functie van de restdracht een stijgende functie is;
- b. op afstand  $x$  van de bron de deeltjes met een grotere

---

\*) Het totale ioniseerend vermogen denke men zich als ordinaat uitgezet, de afstand tot de kamer als abscis.

restdracht gemiddeld een grootere totale ionisatie hebben.

Op de noodzakelijkheid van de eerstgenoemde voorwaarde komen we in § 2 terug, daar zij voor de differentieele ionisatie niet geldt.

Zonder de tweede voorwaarde kunnen we aan de kromme  $I_{50}(x)$  nog dezelfde beteekenis toekennen; de krommen  $I_p(x)$  hebben dan geen verdere beteekenis.

Verder is het mogelijk uit de gemeten ionisatiespreidingen de drachtspreiding van de  $a$ -deeltjes af te leiden. Zetten we n.l. in ieder punt  $x$  in verticale richting (dus in de richting van de ionisatie-as) de gemeten ionisatie-spreiding  $\beta_1$  af, dan behoort hierbij in horizontale richting een afstand, die overeenkomt met de drachtspreiding. De spreidingscoëfficiënt  $a$ , gedefinieerd in (1), bleek in ons geval 0.7 mm te zijn. Op de beteekenis van deze waarde komen we in § 3 nader terug. Uit onze metingen volgt nog, dat de bijdrage van de laatste twee cm's van de baan tot de drachtspreiding te gering is, om tot uiting te komen in de ionisatiespreiding. Het lijkt dus niet mogelijk, om uit de meting van de ionisatiespreiding van één groep  $a$  deeltjes, de drachtspreiding af te leiden van deeltjes met een willekeurige beginenergie, kleiner dan die van de hier gebruikte  $a$ -deeltjes.

Het aantal ionen, dat een  $a$ -deeltje vanaf zeker punt van zijn baan op de nog af te leggen weg maakt, hangt af van zijn energie. De wijze, waarop deze twee grootheden samen hangen kan gevonden worden door de totale ionisatiekromme te vergelijken met de energiekromme, die het verband aangeeft tusschen de energie en de dracht van de  $a$ -deeltjes. Laatstgenoemde kromme is door verschillende waarnemers bepaald uit de afbuiging, die de deeltjes ondervinden in een homogeen magneetveld. Een samenvatting van deze metingen vindt men bij Livingston en Bethe<sup>23</sup>). De door hen gepubliceerde *energiekromme bleek dezelfde vorm te hebben als*

<sup>23</sup>) M. S. Livingston en H. A. Bethe, Rev. of Mod. Ph. 9, 246, '37.

de totale ionisatiekromme over het geheele door ons gemeten gebied, dat zich uitstrekte tot een energie van 3 MeV; dit beteekent dus, dat het in totaal gevormde aantal ionen evenredig is met de energie van het  $\alpha$ -deeltje of m.a.w. het aantal ionen dat per mm van de baan gevormd wordt, is evenredig met het energieverlies. De overeenstemming tusschen deze twee grootheden is niet vanzelfsprekend, omdat:

- 1°. slechts een gedeelte van de energie gebruikt wordt voor ionisatie van de luchtmoleculen;
- 2°. de gevormde ionen uit primaire en secundaire ionen bestaan.

Onder primaire ionen verstaan we ionen, direct gevormd bij onelastische botsingen van het  $\alpha$ -deeltje met de luchtmoleculen. De hierbij ontstane electronen kunnen een energie hebben, grooter dan de ionisatie-potentiaal van lucht, zoodat ze op hun beurt weer nieuwe ionen kunnen vormen, die dan secundaire ionen genoemd worden.

Alleen de primaire ionen zijn aansprakelijk voor het energieverlies van het  $\alpha$ -deeltje. B e t h e <sup>24)</sup> toonde door berekening aan, dat de verhouding van de aantallen primaire en secundaire ionen weinig afhankelijk is van de snelheid van het  $\alpha$ -deeltje; de conclusie over het gevormde aantal ionen kan dus ook in de volgende vorm geschreven worden: de fractie van de energie, die gebruikt wordt voor de ionisatie, is onafhankelijk van de snelheid van het  $\alpha$ -deeltje. Hoe groot deze fractie is, blijkt uit de volgende berekening:

De beginenergie van het  $\alpha$ -deeltje is 5.3 MeV. Het totaal aantal ionen dat gevormd wordt is gemiddeld 147.500 <sup>16)</sup>, dus het gemiddelde energieverlies bij de vorming van een ion is 36 eV. De ionisatiespanning van lucht is 14.3 eV <sup>5)</sup>. De fractie van de energie, die voor ionisatie gebruikt wordt, bedraagt dus 40% van de totale energie. De overige energie verdwijnt als aanslag- en dissociatie-energie van de moleculen en kinetische energie van de electronen.

<sup>24)</sup> H. Bethe, Ann. der Phys. 5, 325, 1930.



Bethe berekende nog, dat de gemiddelde energie om een primair ion te vormen ca.  $7 \times$  de ionisatiespanning bedraagt (in waterstof, voor zwaardere atomen waarschijnlijk nog meer). Dit zou dus beteekenen, dat het aantal primaire ionen hoogstens 50.000 bedraagt en de verhouding van primaire tot secundaire ionen ongeveer 1 : 2 is. Deze schatting is echter zeer ruw.

## § 2. Differentieel ionisierend vermogen.

Als voortzetting van de in de vorige paragraaf beschreven metingen, zijn met behulp van een ionisatiekamer van 2 mm diep dezelfde metingen herhaald voor de differentieele ionisatie. Hierbij werd gebruik gemaakt van verschillende Po-bronnen, omdat gedurende het onderzoek gebleken was, dat de sterkte van de bron van invloed was op de gemeten ionisatiespreiding en de daarmee samenhangende drachtspreiding.

Omdat er in de smalle ionisatiekamer minder ionen gevormd worden, zal de invloed van het geruisch van de versterker op de gemeten ionisatiespreiding veel grooter zijn dan bij de metingen van de totale ionisatie.

Voor een aantal afstanden tusschen bron en ionisatiekamer, variërende van 3 tot 40 mm, werden op analoge wijze als in § 1, de uitslagen van de galvanometer geregistreerd, voor iedere afstand ongeveer 400. De sterkte van de bron werd met behulp van diafragma's voor bron en kamer zoo geregeld, dat per cm van het fotografisch papier 4—8 uitslagen geregistreerd werden.

Van de geregistreerde uitslagen werden de statistische verdeelingen opgemaakt volgens twee verschillende methoden:

a. de lengten van de uitslagen werden tot op halve mm's nauwkeurig bepaald; de verkregen aantallen, uitgezet tegen de lengten, leveren dan de door het geruisch verbreedte verdeelingsfuncties van de ionisaties. Om de systematische fout te elimineeren, die veroorzaakt werd door een eventueele voorkeur voor het aflezen van heele of halve mm's, werd ieder



aantal gemiddeld met de twee naburige aantallen. Dit is geoorloofd, als de spreiding in de lengten groot is t.o.v. de lengte van het vakje  $\Delta l$  (verg. § 1 van dit hoofdstuk). Dan is tevens de verbreeding van de verdeelingen ten gevolge van de grootte van  $\Delta l$  gering;

b. de tweede methode was analoog aan de in § 1 toegepaste; bepaald werd het aantal uitslagen dat een lengte had kleiner dan een waarde  $l$ , als functie van  $l$ . Het totaal aantal uitslagen werd voor iedere afstand herleid op 100. Door

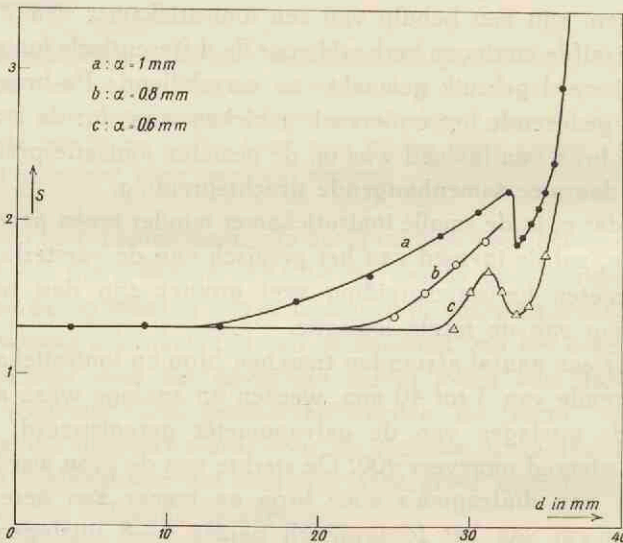


Fig. 11.

Spreiding in het diff. ioniseerend vermogen voor verschillende  $Po$ -bronnen.

extrapolatie van het lineaire gedeelte van deze geïntegreerde verdeelingskrommen, kan voor iedere verdeling het in § 1 gedefinieerde interval  $s$  van de lengtes bepaald worden, dat in het geval van Gaussische verdeelingen een maat is voor de ionisatiespreiding.

In fig. 11 is  $s$  uitgezet als functie van de afstand tusschen bron en ionisatiekamer voor eenige der gebruikte Po-bronnen. Ter verklaring van de waargenomen verandering van  $s$ , bepalen we eerst de differentieele ionisatie langs de baan.

Nemen we voor iedere afstand de gemiddelde waarde van de uitslagen, dan ontstaat de Braggsche kromme, die immers gedefinieerd was als de verandering van de differentieele ionisatie langs de baan in een gediafragmeerde bundel van  $\alpha$ -deeltjes. In fig. 12 ziet men, dat de gemiddelde ionisatie toeneemt met de afstand tusschen bron en kamer naar een maximum en dan bijna rechtlijnig daalt \*). Extrapolatie van het rechtlijnige stuk naar de afstandsas levert een geëxtrapoleerde ionisatiedracht van 38,8 mm. (I. Curie 38,7, Naidu 38,7 mm). De verhouding van de begin- tot de topwaarde is 0,39 : 1. Stetter<sup>16)</sup> vond voor deze verhouding 0,40 en Naidu<sup>5)</sup> 0,41 (electrometer-methode). Daar wij het ioniseerend vermogen van ieder deeltje afzonderlijk bepalen, kan de diffusie hier geen rol spelen, terwijl ionen van eventueel gevormde  $\delta$  stralen uit het kamermateriaal eveneens buiten beschouwing blijven. De experimenten van Schulze<sup>12)</sup> leverden een waarde op van 0,51, dus aanzienlijk hooger dan de zoo juist genoemden (gemiddeld 0,40). Zijn metingen werden eveneens met een ionisatiekamer gedaan, maar het primair gevormde aantal ionen werd door stootionisatie vergroot, wat een oorzaak van fouten kan zijn.

Wat Schulze de meest waarschijnlijke ionisatiekromme noemt, is niet anders dan de Braggsche kromme, daar hij de gemiddelde waarde van de gemeten ionisatiestroompjes bepaalt voor iedere afstand tot de bron op analoge wijze als in de boven beschreven methode.

Daar de Braggsche kromme ontstaat uit de individueele ionisatiekrommen, gecombineerd met de drachtspreiding, is het te verwachten, dat deze ionisatiekrommen een analoge

---

\*) Op de laatste mm van de baan is alleen het geëxtrapoleerde gedeelte van de Braggsche kromme geteekend.

vorm zullen hebben. Maken we dezelfde onderstelling als in § 1, dan zal  $I_{50}(x)$ , thans bepaald uit de differentieele ionisatieverdelingen, als functie van  $x$ , de gemiddelde ionisatiekromme van de deeltjes met gemiddelde dracht voorstellen. Echter wordt nu niet voldaan aan de op pag. 44

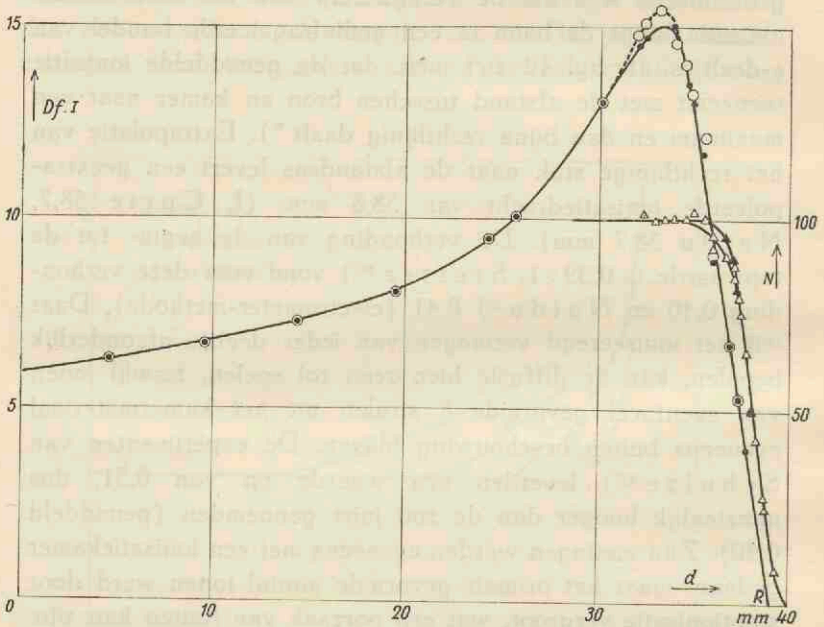


Fig. 12.

- Braggsche kromme ( $\bullet$ ) en drachtspreiding ( $\Delta$ ) in lucht.  
 $\blacktriangle$  drachtspreiding volgens een Gauszische drachtverdeling.  
 $\circ$   $I_{50}$

genoemde voorwaarde  $a$ . In het gebied, waar deeltjes met verschillende dracht dezelfde ionisatie hebben, dus om de top van de Braggsche kromme, heeft  $I_{50}(x)$  geen speciale beteekenis meer. Zoowel de deeltjes met een dracht grooter dan de gemiddelde als degene met een dracht kleiner dan de gemiddelde dracht hebben een kleinere ionisatie;

de uit de verdeelingskromme bepaalde waarde  $I_{50}$  is daar kleiner dan de ionisatie van de deeltjes met gemiddelde dracht. Het verschil zal geringer zijn, naarmate de ionisatiespreiding kleiner is, dus bijv. bij gebruik van een smallere ionisatiekamer. Dit is gedaan door Holloway en Livingston<sup>17)</sup>, die aan  $I_{50}(x)$  als functie van  $x$  dan ook zonder meer de beteekenis toekennen van ionisatiekromme van deeltjes met gemiddelde dracht. Een betere methode is om de totale ionisatiekromme van de deeltjes met gemiddelde dracht te bepalen (verg. § 1) en hiervan de afgeleide te nemen; dan vervalt bovengenoemd bezwaar van de meerwaardigheid van de ionisatiekromme. Door het asymmetrisch karakter van de verdeelingskrommen in de buurt van de top, bestaat er een verschil tusschen de gemiddelde ionisatie  $\bar{I}$  en de waarde  $I_{50}$ .

In onderstaande tabel zijn deze verschillen voor één der meetseries aangegeven.

Tabel 2.

Restdracht in mm	$I_{50}-\bar{I}$	$\bar{I}$	Vershil in %
2	-0.15	18.6	
3	0.05	25.1	
4	0.85	26.9	3
5	0.85	27.4	3
6	0.65	27.1	2.5
7	0.6	26.2 <sup>s</sup>	2.5
8	0.65	25.7	2.5
9	0	20.8	
10	0.05	20.5	
11	0.15	19.6	
12	-0.05	18.7	

Uit de tabel volgt, dat de afwijkingen ongeveer 3% zijn. De top van de Braggsche kromme ligt bij een rechte dracht van 5 mm. Verder blijkt, dat de ionisatiekromme van deeltjes met gemiddelde dracht over bijna de geheele baan met de Braggsche kromme samenvalt en slechts over een gebied van



2 mm om de top van laatstgenoemde kromme 2,5 à 3 % hooger is.

Aan de hand van de hier bepaalde verandering van het ioniseerend vermogen langs de baan, is het gedrag van  $s$  (fig. 11) als functie van de afstand tot de kamer te verklaren. Op de eerste 15 mm van de baan is  $s$  constant; de spreiding in de uitslagen wordt uitsluitend veroorzaakt door het geruisch van de versterker, daar de verandering van het ioniseerend vermogen per mm slechts gering is. Dan neemt  $s$  toe tot op een afstand van 1 mm van de top van de Braggsche kromme. Doordat hier de deeltjes met verschillende dracht dezelfde differentieele ionisatie hebben, wordt de spreiding geringer, zoodat we een plotselinge daling in de waarden van  $s$  zien. Op de laatste mm's neemt  $s$  snel toe wegens de sterke verandering van het ioniseerend vermogen.

Uit de, voor het geruisch gecorrigeerde, ionisatiespreidingen kan de drachtspreiding afgeleid worden door voor iedere afstand  $x$  in verticale richting de ionisatiespreiding uit te zetten; de hiermede in horizontale richting overeenkomende afstand is dan de drachtspreiding. In fig. 11 zijn voor bronnen van verschillende sterkte de waarden van  $s$  uitgezet, die aanzienlijke afwijkingen vertoonen. Als gevolg hiervan zal de drachtspreiding, bepaald uit de ionisatiespreiding, van bron tot bron verschillend zijn. Op de oorzaak van deze verschillen komen we in § 3 nader terug. Ook uit deze metingen volgde analoog met die van § 1, dat deeltjes met verschillende dracht gemiddeld dezelfde ionisatiekromme hebben op de laatste 2 cm van hun baan en uit elkaar ontstaan door opschuiving in de richting van de baan.

### § 3. Drachtspreiding.

Zoals reeds in de voorgaande paragraaf opgemerkt werd, is de gemeten drachtspreiding afhankelijk van de gebruikte radioactieve bron. Het is dan ook niet te verwonderen, dat in de literatuur zeer verschillende opgaven voorkomen voor de drachtspreidingscoëfficiënt van  $a$ -deeltjes met dezelfde

begin-energie. Het doel van de in deze paragraaf beschreven metingen is geweest, te bepalen wat de invloed van de bron op de gemeten drachtspreiding is en in hoeverre de gemeten waarden overeenstemmen met de theoretisch verwachte waarden.

De oudste theorie over de drachtspreiding is afkomstig van Herzfeld<sup>25)</sup>; hij nam aan, dat het aantal botsingen van een  $\alpha$ -deeltje op zijn baan gelijk is aan het aantal ionen, dat gevormd wordt, hetgeen zooals reeds in § 1 opgemerkt werd, onjuist is. In een latere theorie van Bohr<sup>26)</sup> werd rekening gehouden met de andere mogelijkheden van energie-afgifte. Op grond van de klassieke botsingstheorie en in de onderstelling, dat de electronen van het gas vrij en in rust waren, kon Bohr de volgende formule afleiden voor de drachtspreidingscoëfficiënt  $\alpha$  (verg. (1)):

$$\alpha^2 = \int_0^{\bar{R}} 2 P \left( \frac{dT}{dx} \right)^{-2} dx \quad (9)$$

$\frac{dT}{dx}$  = energieverlies van het  $\alpha$ -deeltje.

$\bar{R}$  = gemiddelde dracht.

$$P = 16 \pi e^4 N Z;$$

$e$  = lading electron.

$N$  = aantal atomen per  $\text{cm}^3$ ,

$Z$  = aantal electronen per atoom.

$P$  is dus een constante, onafhankelijk van de kinetische energie  $T$  van het  $\alpha$ -deeltje.

Wordt de snelheid van de electronen in rekening gebracht, dan verandert de energieoverdracht bij een botsing.

<sup>25)</sup> K. Herzfeld, Phys. Z. pg. 547, 1912.

<sup>26)</sup> N. Bohr, Phil. Mag. 30, 581, 1915.

Williams<sup>27)</sup> berekende met behulp van de theorie van Bethe<sup>24)</sup> de correctie, die op  $P$  aangebracht moet worden en vond, dat deze afhankelijk is van de snelheid van het  $\alpha$ -deeltje en de ionisatiepotential van het doorloopen gas.

Voor  $P_0$  volgt uit de theorie van Bohr voor  $a$  een waarde van 0.46 mm; na aanbrengen van de correctie van Williams wordt deze waarde 0.51 mm.

De langs verschillende wegen experimenteel bepaalde waarden van  $a$  wijken aanzienlijk af van de genoemde theoretische waarden. De scintillatie-methode levert de grootste afwijkingen (Zie Hoofdstuk I, § 2). Met de Wilson-kamer werd door I. Curie<sup>4)</sup> voor  $a$  een waarde van 0.62 mm gevonden; een andere meting leverde een waarde van 0.8 mm op, die verklaard kon worden door het feit, dat de  $\alpha$ -deeltjes in de bron zelf, die bij deze meting veel sterker was dan bij eerstgenoemde meting, geremd werden. Briggs<sup>6)</sup> bepaalde de drachtspreiding indirect uit energiemetingen. Daar de door hem gevonden waarden van  $a^2$  gemiddeld een factor 2 hoger waren dan de uit de Bohrsche theorie berekende waarden, meende hij, dat het aantal botsingsprocessen van het  $\alpha$ -deeltje twee maal grooter zou zijn dan het in de theorie gebruikte aantal. Door latere metingen o.a. van Bennet<sup>28)</sup> werd deze onderstelling onhoudbaar.

Met behulp van een ionisatiekamer is de drachtspreiding bepaald door Schulze<sup>12)</sup> ( $a = 1.39$  mm, afgeleid uit de gepubliceerde grafiek, in tegenstelling met de opgegeven waarde) en door Holloway en Livingston<sup>17)</sup>. Laatstgenoemde auteurs vonden een waarde van 0,84 mm, die na correctie voor de dikte van de bron teruggebracht kon worden op 0,62 mm. King en Rayton<sup>29)</sup> vonden, dat bij nauwkeurige eliminatie van de fouten, die optreden in de

<sup>27)</sup> E. J. Williams, Proc. roy. Soc. **135**, 108, 1932.

<sup>28)</sup> W. E. Bennett, Proc. roy. Soc., **155**, 419, 1936.

<sup>29)</sup> A. King en W. M. Rayton, Phys. Rev. **51**, 826, 1937.



Wilson kamer-methode, de voor  $\alpha$  bepaalde waarde slechts 10 % afwijkt van de door Williams berekende waarde. Teneinde vast te stellen in hoeverre de onderlinge afwijkingen der meetresultaten verklaard worden, als zijnde veroorzaakt door de dikte van de Po-bron, is met de beschreven opstelling de drachtspreiding gemeten als functie van de sterkte van de bron. Hoe deze bronnen gemaakt werden, is reeds in hoofdstuk II, § 1 nader uiteengezet.

De sterkte van de bronnen werd vergeleken door ze achter-eenvolgens op dezelfde afstand van de ionisatiekamer te plaatsen en te tellen hoeveel deeltjes er binnen een bekende ruimtehoek in de kamer kwamen per tijdseenheid. Dit aantal werd herleid op een aantal per sec. per  $\text{mm}^2$  over de heele ruimte. Het bleek, dat de hoeveelheid afgescheiden Po evenredig was met de tijd, gedurende welke het zilverplaatje in de oplossing geplaatst was. (Verg. tabel 3; de factor 3250 in deze tabel is een omrekeningsfactor voor de ruimtehoek).

Tabel 3.

tijd in min.	$n \times 3250^{-1}$
10	1.4
20	2.9
30	4.3
60	8.5

$n$  = aantal uitgezonden deeltjes per  $\text{mm}^2$  per sec.

Voor verschillende bronnen is de drachtspreiding bepaald op de volgende wijze: het aantal deeltjes, dat in de kamer kwam werd geteld als functie van de afstand tusschen de bron en de kamer. De afstanden namen toe met 0.25 mm. Zoolang nog alle deeltjes aanwezig zijn, zal het aantal omgekeerd evenredig met het kwadraat van de afstand der diafragma's veranderen, m.a.w. vermenigvuldigen we het aantal met het kwadraat van deze afstand, dan moet het product



constant zijn. In het gebied waar de drachtspreiding optreedt, wordt dit product kleiner; uitgezet als functie van de afstand tusschen de bron en de ionisatiekamer, komt het overeen met de integraal van vergelijking (1) en hieruit kan de coëfficiënt  $a$  bepaald worden.

Door de onregelmatige beweging van het galvanometer-systeem, is niet waar te nemen, wanneer de deeltjes geheel verdwenen zijn; daarom werd steeds het aantal deeltjes bepaald, dat een uitslag van de galvanometer veroorzaakte, grooter dan een minimumlengte  $l_0$ . Door deze waarde  $l_0$  te variëren over eenige mm's, was het mogelijk uit een meetserie meerdere waarden voor  $a$  te bepalen. Hieruit bleek, dat de fout in  $a$  2 à 3 % bedroeg.

Uit de metingen volgde, dat  $a$  toenam met de sterkte van de bron. De gevonden waarden zijn uitgezet in tabel 4, na gecorrigeerd te zijn voor de extra-spreiding, veroorzaakt door het geruisch van de versterker; deze kwam overeen met 0,2 mm.

Tabel 4.

$n$	$a$
90	0.54
600	0.57
1170	0.64
1260	0.64
1860	0.67
3680	0.65
65.000	0.80

$n$  = aantal deeltjes per  $\text{mm}^2$  per sec.

$a$  = drachtspreidingscoëfficiënt in mm.

De toenemende waarden van  $a$  worden blijkbaar veroorzaakt door een toenemende dikte van het laagje Po op het zilverplaatje. Om  $a$  te bepalen voor het geval, dat de dikte van dit laagje nul is, hebben we  $a^2$  als functie van de sterkte van de

bron uitgezet. Extrapolatie van de op deze wijze verkregen rechte lijn, levert een waarde:

$$\alpha_0 = 0.53 \text{ mm.}$$

Uit de gemeten waarden voor  $\alpha$  is het mogelijk het lucht-aequivalent \*) van de brondikte te bepalen met behulp van de vergelijking:

$$\alpha^2 = \alpha_0^2 + d^2 \quad (10)$$

Hierin is  $\alpha$  de drachtspreidingscoëfficiënt van een bron, waarvan de dikte een lucht-aequivalent heeft van  $2d$  mm  $\alpha_0$  = drachtspreidingscoëfficiënt voor een bron zonder dikte.

Als er geen drachtspreiding optrad tengevolge van de fluctuaties in het aantal botsingen van de  $\alpha$ -deeltjes, zouden de drachten verdeeld zijn over een rechthoek met breedte  $2d$ . Deze rechthoek wordt door de eigenlijke drachtspreiding „uitgesmeerd” met de functie:

$$n(R) dR = \frac{N}{\alpha_0 \sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{R-\bar{R}}{\alpha_0}\right)^2} dR$$

Als gevolg hiervan wordt de drachtverdeling:

$$F(R) dR = \frac{N d R}{\alpha_0 \sqrt{\pi}} \int_{-d}^d e^{-\frac{(R-r)^2}{\alpha_0^2}} dr \quad (11)$$

$F(R)dR$  is het aantal deeltjes met een dracht tusschen  $R$  en  $R + dR$ .

Met behulp van de tafels van de  $\Theta$ -functie is  $F(R)dR$  te berekenen voor verschillende waarden van  $d$ . Het blijkt dan, dat de verdeling, die ontstaat, zeer goed benaderd wordt door een G a u s s ische verdeling met een coëfficiënt  $\alpha$ , die aan (10) voldoet.

---

\*) Onder lucht-aequivalent verstaan we hier het aantal mm's lucht dat eenzelfde remmend vermogen heeft als het laagje Po, dat zich afgescheiden heeft.

Uit de experimenteel bepaalde waarde van  $a_0$  volgt, dat een bron met een drachtspreidingscoëfficiënt van 0,65 mm een luchtaequivalent heeft van  $2 \times 0,38 = 0,76$  mm, hetgeen overeenkomt met een laagdikte van ca.  $10^{-4}$  mm. Aannemende, dat Po als een homogeen laagje over het zilver verspreid is, berekenen we een laagdikte van  $10^{-10}$  mm. \*) Hieruit volgt dus, dat Po zich niet homogeen afzet op de ondergrond, maar als korreltjes, waarvan de grootte toeneemt met de tijd (want  $a$  neemt toe).

Uit tabel 4 volgt tevens, waarom de meeste waarnemers waarden vinden voor  $a$  in de buurt van 0,65 mm. Slechts bij gebruik van zeer zwakke bronnen is het mogelijk lagere waarden aan te treffen. Speciaal voor de bepaling van de magnetische afbuiging van de  $a$ -deeltjes zullen deze bronnen te zwak zijn om op de fotografische plaat een voldoende zwarting te veroorzaken. De grootste waarden van  $a$  treden op bij die bronnen, die, wat hun uiterlijk betreft, afwijken van de zwakkere; ze zijn n.l. donkerblauw tot zwart gekleurd.

---

\*) Deze dikte werd berekend uit de sterkte van de bron en de halfwaardetijd van Po.

## HOOFDSTUK IV.

### HET IONISEEREND VERMOGEN EN DE DRACHT- SPREIDING IN WATERSTOF.

De in de voorgaande hoofdstukken beschreven methode is niet alleen geschikt om het ioniseerend vermogen van  $\alpha$ -deeltjes te meten, maar maakt het tevens mogelijk om rechtstreeks de drachtspreiding te bepalen. Om deze reden zijn metingen, analoog met die van hoofdstuk III, § 2 en 3 gedaan in enkele andere gassen en wel in een twee-atomig (waterstof) en een een-atomig gas (helium). Dit hoofdstuk zal een beschrijving geven van de daartoe gebruikte opstelling en van de metingen in waterstof. De Braggsche kromme van dit gas was reeds met de electrometer-methode bepaald door J o l i o t en O n o d a<sup>18)</sup>. Door M a n o<sup>7)</sup> werd het energieverlies van  $\alpha$ -deeltjes in waterstof bepaald en hem bleek dat dit aan het begin van de baan niet evenredig was met het ioniseerend vermogen, zooals dit door de bovengenoemde auteurs gemeten was. Hij merkte op, dat hij reden had aan te nemen, dat de afwijking veroorzaakt werd door de te groote waarden van het ioniseerend vermogen. Door onze metingen werd dit inderdaad bevestigd (§ 2).

#### § 1. Experimenteele opstelling.

Wil men het ioniseerend vermogen van  $\alpha$ -deeltjes in andere gassen dan lucht bepalen, dan moet men gebruik maken van een opstelling, waarbij zoowel de bron als de ionisatiekamer in het betreffende gas geplaatst zijn. Speciaal voor het meten



van ionisatiespreidingen is het niet voldoende, alleen de ionisatiekamer met dat gas te vullen.

Voor onze metingen werden bron en kamer opgesteld in een metalen gasdichte buis. Indien lucht in de met waterstof gevulde buis diffundeert, ontstaan aanzienlijke fouten in de bepaling van de dracht, tengevolge van het groote verschil in remmend vermogen van lucht en waterstof. Door berekening kan men aantonen, dat bijvoorbeeld 1 % lucht in de buis een verkorting van de dracht geeft van 4 %. Het voordeel van een metalen buis boven een glazen is, dat die dan tevens als elektrische afscherming van de ionisatiekamer met toevoerdrazen dienst doet.

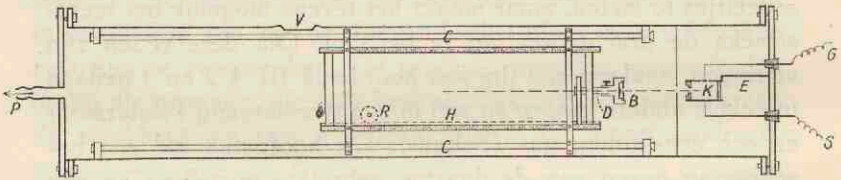


Fig. 13.

Schema van de opstelling voor het bepalen van het ioniseerend vermogen in waterstof.

Een lengtedoorsnede van de buis ziet men in fig. 13. \*) De diameter is 65 mm, de totale lengte 45 cm. Aan de beide uiteinden wordt ze afgesloten door metalen platen, die op flenzen geschroefd worden, die op de buis zijn aangebracht, zoodat het geheel eenvoudig uit elkaar genomen kan worden. Om de afsluiting luchtdicht te maken, is op de platen een metalen randje aangebracht, dat in een gummiring drukt, die tusschen plaat en flens gelegd wordt. De ionisatiekamer van het transversale type is gebruikt. Het vroeger genoemde bezwaar van de onveranderlijke diepte is gedeeltelijk

\*) Op deze plaats past een woord van dank aan den technicus J. H. Tieland voor de vervaardiging van de buis.

ondervangen door het opvangplaatje met schutring zoo te bevestigen, dat het door een ander te vervangen is. Op deze wijze beschikten we over kamers met een diepte van 2,5, 4,5 en 9 mm. De opvangplaatjes zijn met barnsteen op de erbij passende schutringen bevestigd. Boven- en onderplaat zijn met ebobietplaatjes aan elkaar bevestigd. In het voorste van deze plaatjes is een opening aangebracht, waarin een verwisselbaar diafragma past. De kamer is met een metalen stang *E* zoodanig op de voorplaat van de buis bevestigd, dat het middelpunt van het diafragma in de as van de buis valt. De toevoerdraden naar het rooster van de eerste lamp van de versterker en naar de spanningsbron (*G* resp. *S*) zijn ingesmolten in glazen buisjes, die in de voorplaat van de buis aangebracht zijn met piceïne.

De houder voor de Po-bron is bevestigd op een heugelstang *H*, die met het rondsel *R* verplaatsbaar is. Dit rondsel is bevestigd op een metalen slijpstuk in de zijwand van de buis, zoodat de geheele beweging van buitenaf geregeld kan worden. Door 2 metalen stangen *C* in de lengterichting van de buis wordt de verplaatsing van de bron in de asrichting van de buis geleid. Om de plaats van de bron t.o.v. de kamer te bepalen is op *H* een millimeterschaal aangebracht, die met behulp van een index in het venster *V* afgelezen wordt. De stang *D*, waarop de bronhouder bevestigd is, kan vervangen worden door een langere, zoodat de bron in totaal over een afstand van 20 cm verplaatst kan worden. Een tweede slijpstuk in de zijwand van de buis maakt het mogelijk een metalen schermpje tusschen bron en kamer te draaien. In de achterplaat van de buis is een metalen doorvoer *P* gesoldeerd, die verbonden is met de pompleiding. In deze leiding is een driewegkraan opgenomen, die de buis verbindt met de pomp resp. de waterstoftoevoer. Verder bevinden zich in de pompleiding een open manometer om de druk in de buis te vergelijken met de barometerstand, en een gesloten manometer als contrôle-meter bij het leegpompen.

De waterstof werd toegevoerd uit een (handels-)cylinder.

Nadat het gas door eenige waschfleschjes met  $H_2SO_4$  en  $CaCl_2$  geleid was, werd de buis enkele malen gevuld en opnieuw leeggepompt. Voor iedere meting werd dit herhaald, zoodat eventueele verontreinigingen uit het metaal van de wanden op deze wijze steeds verwijderd werden.

Voor de verdere opstelling en de registratie-apparatuur kunnen we verwijzen naar hoofdstuk II.

## § 2. Bepaling van het ioniseerend vermogen en van de Braggsche kromme.

Daar het ioniseerend vermogen in waterstof op de plaats van de top van de Braggsche kromme ongeveer vier maal grooter is dan aan het begin van de baan, hebben we gebruik gemaakt van twee ionisatiekamers van verschillende diepte. De eerste was 4,5 mm diep en werd gebruikt voor de laatste 7 cm van de baan, dus in het gebied van de top van de Braggsche kromme; op de eerste 13 cm van de baan werd gebruik gemaakt van een kamer van 9 mm diep. Door de geringe verandering van het differentieele ioniseerend vermogen in het begin van de baan mag de invloed van de kamerdiepte verwaarloosd worden. De aanpassing van de afzonderlijke metingen werd verkregen in het gedeelte van de baan, waar met beide kamers gemeten werd.

De uitslagen van de galvanometer zijn op een aantal afstanden tusschen de bron en de kamer geregistreerd. Voor de bepaling van de statistische verdeeling van deze uitslagen in de integraalvorm (dus het aantal uitslagen met een lengte kleiner dan  $l$ , uitgezet als functie van  $l$ ) bleek, dat het voldoende was voor iedere afstand de lengten van 250 à 300 uitslagen te meten. Uit een serie metingen op dezelfde afstand van de ionisatiekamer werden de volgende waarden voor  $s$  (verg. fig. 9) gevonden:

$$s = 1,6; 1,7; 1,7; 1,6 \text{ mm.}$$



Hieruit volgt dat de onnauwkeurigheid in  $s$  enkele procenten bedraagt.

De gemiddelde waarde van de uitslagen als functie van de afstand tusschen bron en kamer levert de Braggsche kromme. We kunnen hier nog bij opmerken, dat de gemiddelde uitslag overeenkomt met de gemiddelde ionisatie, daar de verbreeding van de ionisatieverdeling door het geruisch van de versterker geen invloed heeft op de gemiddelde waarden.

Zij  $l$  de gemeten uitslag,  $I$  de uitslag, evenredig met het ioniseerend vermogen en  $\delta$  de invloed van het geruisch op de uitslag, dan geldt:

$$l = I + \delta$$

$$\bar{l} = \bar{I} + \bar{\delta}$$

$$\bar{\delta} = 0$$

$$\bar{l} = \bar{I}$$

Voert men de vorm van de verdeling van de uitslagen in, zooals deze door het geruisch veroorzaakt wordt, dan geldt de volgende afleiding:

Zij de werkelijke verdeling der ionisaties gegeven door de functie  $\psi(I)dI$ , d.w.z.  $\psi(I)dI$  is het aantal deeltjes met een ioniseerend vermogen tusschen  $I$  en  $I+dI$ . De gemiddelde ionisatie is:

$$\bar{I} = \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{\infty} I \psi(I) dI$$

$$N = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(I) dI$$

Door invloed van het geruisch wordt de verdeling van de galvanometer-uitslagen:

$$\varphi(l) dl = dl \int_{-\infty}^{\infty} \psi(I) \frac{e^{-\frac{(l-I)^2}{\beta^2}}}{\beta \sqrt{\pi}} dI$$

$\beta$  = breedte geruisch, gedefinieerd door (6).



De gemiddelde uitslag is:

$$\bar{l} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} l \varphi(l) dl}{\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(l) dl}$$

$$\bar{l} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \psi(I) dI \int_{-\infty}^{\infty} l e^{-\frac{(l-I)^2}{\beta^2}} dl}{\int_{-\infty}^{\infty} \psi(I) dI \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(l-I)^2}{\beta^2}} dl}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} l e^{-\frac{(l-I)^2}{\beta^2}} dl = \int_{-\infty}^{\infty} (l-I) e^{-\frac{(l-I)^2}{\beta^2}} dl + I \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(l-I)^2}{\beta^2}} dl = I \beta \sqrt{\pi}$$

$$\bar{l} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I \psi(I) dI}{\int_{-\infty}^{\infty} \psi(I) dI} = \bar{I}$$

In fig. 14 is de door ons gemeten Braggsche kromme geteekend. De verhouding van de begin- tot de topwaarde is 0.27 : 1. De geëxtrapoleerde ionisatiedracht, herleid op 76 cm druk en 15° C is 17.2 cm. De afstand van de top tot het geëxtrapoleerde eindpunt bedraagt 13 mm.

De door ons gemeten waarden van het ioniseerend vermogen hebben we vergeleken met die van Joliot en Onoda<sup>18)</sup> en met de door Mano<sup>7)</sup> bepaalde waarden voor het energieverlies van de  $\alpha$ -deeltjes langs hun baan. In tabel 5 duidt kolom I de afstand aan van bron tot kamer.

(Hierbij is als eenheid voor het ioniseerend vermogen genomen de waarde in de top van de Bragg'sche kromme op 16 cm afstand van de bron).

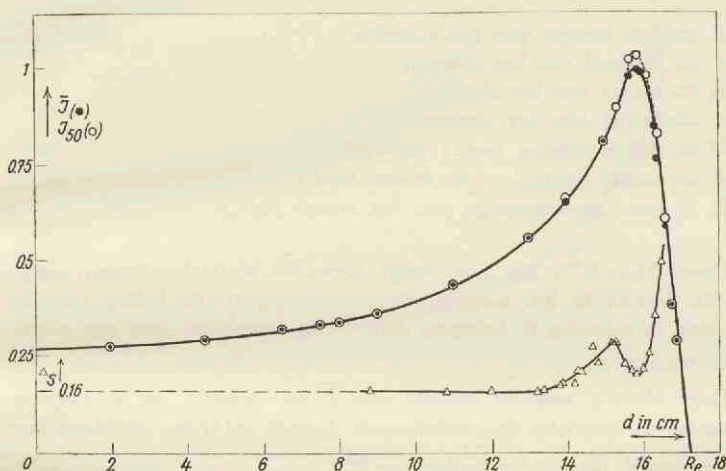


Fig. 14.

Bragg'sche kromme (●) en ionisatiespreiding (Δ) in waterstof.

In kolom II zijn uitgezet de metingen van Joliot en Onoda<sup>18</sup>); kolom III bevat de hier beschreven meetresultaten: IIIa zijn de metingen met de 9 mm diepe kamer, IIIb met de kamer van 4,5 mm diepte; kolom IV bevat het energieverlies van de  $\alpha$ -deeltjes, bepaald door Mano met behulp van de door Bethe afgeleide formule voor het energieverlies, na aanbrengen van de correcties van Bloch; kolom V idem na aanbrengen van de correctie voor de verandering van de lading van het  $\alpha$ -deeltje.

Het probleem van de energieafgifte van een  $\alpha$ -deeltje bij het doorlopen van een gas is door Bethe<sup>24</sup>) quantenmechanisch behandeld. Hij bepaalde de oplossing van de Schrödinger-vergelijking voor het systeem atoom- $\alpha$ -deeltje met een storingsterm voor de wisselwerking tusschen het deeltje en de electronen van het atoom. Voor het geval, dat de snelheid

van het  $\alpha$ -deeltje groot is t.o.v. die van de electronen, vond hij voor het energieverlies langs de baan:

$$-\frac{dT}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 N Z}{m v^2} \log \frac{2 m v^2}{\bar{E}} \quad (11)$$

$T$  = kin. energie van het  $\alpha$ -deeltje.

$v$  = snelheid van het  $\alpha$ -deeltje.

$m$  = massa van het electron.

$e$  = lading van het electron.

$N$  = aantal atomen (mol.) per  $\text{cm}^3$ .

$Z$  = aantal electronen per atoom (mol.).

$\bar{E}$  = gem. aanslagenergie van het atoom (mol.).

Door Bloch<sup>30)</sup> zijn nog eenige correcties in de berekening aangebracht. Verder is het mogelijk de verandering in de lading van het  $\alpha$ -deeltje in rekening te brengen, door  $z^2$  te vervangen door een gemiddelde waarde  $\bar{z}^2$ .

Door Mano werd de waarde voor  $\bar{E}$  zoo bepaald, dat er overeenstemming is tusschen de gecorrigeerde formule (11) en de door hem experimenteel bepaalde waarden van  $\frac{dT}{dx}$ .

Tabel 5.

I	II	III		IV	V
		a	b		
0	0.31	0.26 <sup>5</sup>		0.27	0.27
2	0.32	0.27 <sup>5</sup>		0.29	0.29
4	0.33	0.28 <sup>5</sup>		0.30	0.30
6	0.34 <sup>5</sup>	0.31		0.32 <sup>5</sup>	0.32 <sup>6</sup>
8	0.37 <sup>5</sup>	0.34	0.34 <sup>5</sup>	0.36	0.36
10	0.42	0.38 <sup>5</sup>	0.38	0.40	0.40
12	0.49	0.46	0.46	0.48	0.46
14	0.65	0.63 <sup>5</sup>	0.62 <sup>5</sup>	0.64	0.60
16	1,—		1,—	1.12	0.87

Een samenvatting van bovenstaande waarden vindt men in fig. 15.

<sup>30)</sup> F. Bloch, Ann. d. Physik 16, 285, 1933.

Zooals men ziet uit kolom II en III, zijn de door ons gemeten waarden van het ioniseerend vermogen, na herleiding op dezelfde topwaarde, lager dan die van J o l i o t en O n o d a.

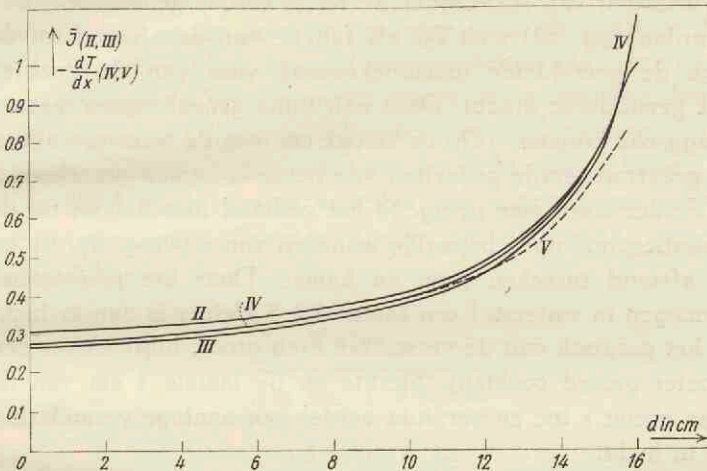


Fig. 15.

Vergelijking van het differentieele ioniseerend vermogen en het energieverlies in waterstof.

- II. Braggsche kromme (Joliot en Onoda).
- III. Braggsche kromme (hier gemeten).
- IV. Energieverlies volgens de theorie van Bethe en Bloch.
- V. Energieverlies volgens dezelfde theorie en met correctie voor de verandering in de lading.

Uit kolom III a en b blijkt, dat de afwijking niet veroorzaakt kan zijn door een alineariteit van de versterker, daar de uitslagen, verkregen met kamers van verschillende diepte, overeenstemmen. De waarden van kolom IV voor het energieverlies liggen tusschen die van kolom II en III en sluiten in het begin van de baan aan bij die van kolom III. Uit de waarnemingen van M a n o volgde, dat de waarden van kolom IV in overeenstemming waren met de experimenteel bepaalde waarden voor het energieverlies, dus mag men



besluiten, dat er een evenredigheid bestaat tusschen het ioniseerend vermogen en het gemiddelde energieverlies, beiden per eenheid van weglengte.

In fig. 14 zijn, behalve de gemiddelde uitslagen, ook uitgezet de waarden van  $I_{50}$ . Onder de reeds eerder genoemde voorwaarden (pg. 50) stelt  $I_{50}$  als functie van de afstand tot de bron de gemiddelde ionisatiekromme voor van de deeltjes met gemiddelde dracht. Deze valt bijna geheel samen met de Braggsche kromme. (Op de laatste cm. van de baan zijn alleen de geëxtrapoleerde gedeelten van beide krommen geteekend.)

Verder vindt men in fig. 14 het verband tusschen de uit de ionisatiespreidingen bepaalde waarden van  $s$  (verg. fig. 9) en de afstand tusschen bron en kamer. Daar het ioniseerend vermogen in waterstof een factor 4 à 5 kleiner is dan in lucht en het geruisch van de versterker even groot, blijft  $s$  over een grooter gebied constant. Slechts op de laatste 4 cm van de baan neemt  $s$  toe en vertoont verder een analoge verandering als in lucht.

De verhouding van de ordinaten voor de gemiddelde ionisatie en voor de grootheid  $s$  is als 15 : 10, als de ionisaties gemeten zijn met een kamer van 4.5 mm diep.

Voor een restdracht van 2—3 cm is de ionisatiespreidingscoëfficiënt 8 à 9 % van de gemiddelde ionisatie voor de in onze metingen gebruikte bron ( $a = 0.8^2$  mm). Dit is een zelfde percentage als in lucht gemeten werd in het gebied van de Braggsche kromme vóór de top (8 % bij restdracht van 8 mm).

### § 3. Drachtspreiding.

De drachtspreiding in waterstof werd bepaald op de voor lucht reeds beschreven methode. Voor een aantal afstanden tusschen bron en kamer, varieerende met een bedrag van  $\frac{1}{2}$  mm, werden alle deeltjes geteld, die zoover in de kamer doordrongen, dat het door hen gevormde aantal ionen een uitslag van de galvanometer veroorzaakte grooter dan 3, 4 of 5 mm (door meerdere grenzen van de kleinste uitslag te

nemen, levert één meetserie verschillende waarden op voor de drachtspreidingscoëfficiënt).

De groote afstand tusschen bron en kamer maakte het noodzakelijk diafragma's van ca. 3 mm doorsnede te gebruiken; om te onderzoeken of de grootte van deze diafragma's van invloed was op de gemeten waarden voor de coëfficiënt  $a$ , is de drachtspreiding bepaald voor verschillende combinaties van diafragma's voor bron en kamer. Systematische fouten tengevolge van diffusie in de bundel of door te groote openingshoeken, zouden op deze wijze aan het licht moeten komen.

In tabel 6 zijn eenige waarden van  $a$  opgegeven met de erbij behorende diameter  $d$  van het diafragma voor de ionisatiekamer.

Tabel 6.

$d$ in mm.	$a$ in mm.
1.5	3.8
2.5	3.8
3	3.6
5	3.7

$d$  = diameter diafragma.

$a$  = drachtspreidingscoëfficiënt.

Zooals men ziet, is de gemeten waarde van  $a$  onafhankelijk van het gebruikte diafragma.

Als gemiddelde waarde uit onze waarnemingen werd gevonden  $a = 3.7$  mm voor een bron, die in lucht een spreidingscoëfficiënt had van 0.82 mm. Nemen we de in hoofdstuk III, § 3 bepaalde waarde van 0.53 mm aan voor een bron zonder dikte, dan is het luchtæquivalent van de brondikte 0.63 mm, hetgeen overeenkomt met een waterstofæquivalent van  $2.8^5$  mm (berekend door het luchtæquivalent te vermenigvuldigen met de verhouding van de drachten in waterstof en lucht).

Corrigeren we de in waterstof bepaalde waarde van  $a$  voor

deze brondikte, dan vinden we voor de drachtspreidingscoëfficiënt 2.3 mm. Hierop moet nog een correctie aangebracht worden voor het geruisch van de versterker, zoodat we tenslotte voor de drachtspreidingscoëfficiënt van Po  $\alpha$ -deeltjes in waterstof vinden:

$$\alpha_0 = 2.1 \text{ mm.}$$

Voor de vergelijking met de theoretische waarde, zie hoofdstuk V, § 3.

## HOOFDSTUK V.

### BEPALING VAN HET IONISEEREND VERMOGEN EN DE DRACHTSPREIDING IN HELIUM.

De in de vorige hoofdstukken beschreven metingen hadden betrekking op twee-atomige gassen. De mogelijkheden voor energieuitwisseling tusschen  $\alpha$ -deeltjes en de omringende moleculen zijn hier veelvuldiger dan in het geval van een een-atomig gas. In het algemeen zal men dus kunnen verwachten, dat het gedeelte van de energie, dat in een twee-atomig gas gebruikt wordt voor de vorming van ionen geringer zal zijn dan in een een-atomig gas of m.a.w. de regel, dat het aantal ionen, dat gevormd wordt grooter zal zijn in een gas met een lagere ionisatiespanning zal niet meer opgaan als men gassen van de twee hiergenoemde soorten vergelijkt.

Om nu de verschillende grootheden, te weten het ioniseerend vermogen, de dracht en de drachtspreiding, te vergelijken in de twee typen van gassen, hebben we de metingen voortgezet voor helium. Hierbij werd gebruik gemaakt van de in hoofdstuk IV voor waterstof beschreven opstelling.

#### § 1. Bepaling van het ioniseerend vermogen.

Daar de voor waterstof gebruikte buis te kort was om het ioniseerend vermogen van de  $\alpha$ -deeltjes in helium tot aan het eindpunt van de baan te meten, werd de bron bedekt met een micafolie van  $5 \mu$  dikte. Hiervan werd het lucht-equivalent bepaald door de gemiddelde dracht in lucht te meten met en zonder folie. De drachtverandering bleek 10 mm te zijn,



hetgeen overeenkomt met een heliumaequivalent van 57 mm.

Voor de berekening van dit getal werd gebruik gemaakt van het door *Mano* bepaalde remmend vermogen van helium t.o.v. lucht; dit is over een groot snelheidsgebied constant en bedraagt 0.175.

De ionisatiekamer had een diepte van 4.5 mm. De diafragma's voor bron en kamer werden zoo gekozen, dat de laatste 10 cm van de baan met dezelfde combinatie gemeten werd. Een verandering van de diafragma's bracht namelijk mee, dat de buis opnieuw gevuld moest worden, hetgeen niet ter plaatse geschieden kon.

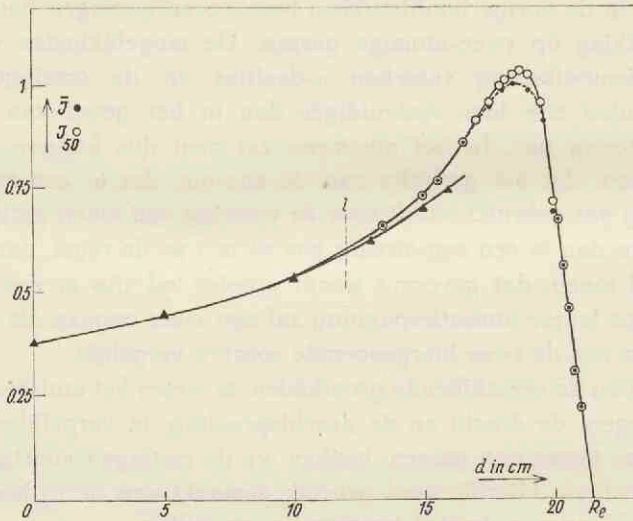


Fig. 16.

Braggsche kromme (●) en energieverlies (▲) in helium.

Het gebruikte helium bevatte als eenigste verontreiniging een spoor neon (minder dan 1  $\%$ ).

De metingen hadden op analoge wijze plaats als reeds eerder beschreven werd. Van de uitslagen van de galvanometer werden de statistische verdeelingen opgemaakt en hieruit de grootheden  $\bar{I}$  en  $I_{50}$  afgeleid (vergelijk pag. 49 e.v.).

$\bar{I}$  als functie van de afstand tusschen bron en kamer geeft de Braggsche kromme. Uit onze metingen was deze kromme voor de laatste 10 cm van de baan te bepalen. Daar dit gedeelte overeenstemde met de reeds eerder door Naidu bepaalde Braggsche kromme met behulp van de electrometermethode, hebben we het overige gedeelte van de kromme niet bepaald: het in fig. 16 links van  $l$  geteekende gedeelte van de kromme is overgenomen uit de bovenaangehaalde metingen. De uit de Braggsche kromme bepaalde geëxtrapoleerde ionisatiedracht bedraagt 21.5 cm. De afstand van de top tot het geëxtrapoleerde eindpunt is 27 mm. De verhouding van de begin- tot de topwaarde bedraagt 0,365 : 1.

De oppervlakte van de Braggsche kromme is een maat voor het totaal aantal ionen, dat langs de baan gevormd wordt.

Voor de verhouding van de oppervlakten in lucht en helium werd uit de door ons gemeten Braggsche krommen 1 : 1,22 gevonden, d.w.z. er worden in helium 1.22 maal zooveel ionen gevormd als in lucht. De ionisatiespanning in helium bedraagt 24,5 eV, dus deze is een factor 1.7 hooger dan in lucht. Dit beteekent, dat het gedeelte van de energie, dat in helium gebruikt wordt voor het ioniseeren van de atomen aanzienlijk hooger is. Het gemiddelde energieverbruik per ion is 29 eV. Nemen we verder in aanmerking, dat de gemiddelde ionisatiespanning nog verhoogd wordt doordat er atomen dubbel geïoniseerd worden <sup>32)</sup>, dan volgt hieruit, dat ongeveer alle energie van het  $\alpha$ -deeltje gebruikt wordt voor de ionisatie van het gas.

Voor het bovengenoemde verhoudingsgetal 1,22 werd door Naidu <sup>5)</sup> een waarde van 1,146 gevonden en door Gurney <sup>32)</sup> van 1.26. De laatste bepaalde ook analoge verhoudingsgetallen voor de andere edele gassen en vond dat het aantal ionen lineair toenam met het atoomnummer van het betreffende edele gas. Voor *He* volgt uit dit lineaire verband

<sup>31)</sup> Verg. Rutherford, Chadwick en Ellis. Radioactive substances pg. 81.

<sup>32)</sup> R. W. Gurney, Proc. roy. Soc. **107**, 340, 1925.

een waarde van 1.24. Het verhoudingsgetal van Naidu schijnt dus te laag te zijn.

In fig. 16 is behalve de gemiddelde ionisatie nog uitgezet de uit de statistische verdeelingen bepaalde waarde van  $I_{50}$ . Zij vertoont hetzelfde gedrag als in de andere gassen: slechts in de top van de Bragg'sche kromme is  $I_{50}$  grooter dan de gemiddelde waarde van de ionisatie, verder vallen beide grootheden samen.

De spreiding in het ioniseerend vermogen is te gering t.o.v. de door het geruisch veroorzaakte spreiding om een analoge verandering in  $s$  te kunnen constateeren zooals in fig. 14 geïllustreerd is. Slechts de sterke toeneming op de laatste cm van de baan is waar te nemen.

Zet men  $\log I$  uit als functie van  $\log R$ , waarin  $R$  de restdracht is, dan vindt men een rechte lijn met een helling  $-1/2$ . Daar de gemiddelde ionisatie evenredig is met het energieverlies beteekent dit dus, dat de restdracht  $R$  evenredig is met de vierde macht van de snelheid.

Dit is een analoge relatie als door Geiger<sup>33)</sup> reeds voor lucht vastgesteld werd, echter met een exponent 3 in plaats van 4. Dezelfde relatie volgt uit formule (11) als we de logarithmische term verwaarloozen. Er komt dan n.l.:

$$-\frac{dT}{dx} \sim \frac{1}{T}$$

$$R = \int_0^R dx \sim T^2 \sim v^4 \quad (12)$$

Ook voor waterstof sluit de exponent 4 beter bij de experimenten aan dan de exponent 3. Vult men in (11) voor  $\bar{E}$  een waarde van 16 eV in, dan berekent men, dat op de eerste 10 cm van de baan de logarithmische term ca. 10% afneemt; de hoofdterm wordt over dezelfde afstand 2 maal zoo groot.

<sup>33)</sup> H. Geiger, Proc. roy. Soc. 83, 505, 1910.



Door de geringe invloed van de logarithmische term is de benaderde betrekking (12) op dit gedeelte van de baan dus vrij goed. Voor  $\bar{E} = 34,5$  eV (geval van helium) zal de invloed van de logarithmische term grooter worden; de exponent van  $\nu$  wordt hierdoor verlaagd. In lucht is  $\bar{E}$  ongeveer 86 eV, dus dit verklaart het feit, dat hier een exponent 3 beter is.

## § 2. Drachtspreiding in He.

Daar de bron, die bij de metingen in helium gebruikt werd, bedekt was met een micafolie, is de drachtspreiding in lucht nog eens bepaald. De spreidingscoëfficiënt  $a$  voor de drachten (verg. (1)) bleek 1.69 mm te zijn. Als we de waarde  $a = 0.53$  mm aannemen voor een bron zonder dikte, dan volgt hieruit een spreidingscoëfficiënt tengevolge van de dikte van de bron en een eventueele inhomogeniteit van het folie van 1.6 mm. Het luchtæquivalent van de bron dikte correspondeert met een heliumæquivalent van 8.8 mm.

De directe meting van de spreiding van de drachten in He leverde voor  $a$  een waarde van 9.25 mm. Na correctie voor het bovengenoemde heliumæquivalent en het geruisch van de versterker, vinden we tenslotte als drachtspreidingscoëfficiënt voor Po  $a$ -deeltjes in helium:

$$a = 2.7 \text{ mm.}$$

## § 3. Vergelijking van de metingen in de verschillende gassen.

Tot besluit van de metingen, beschreven in hoofdstuk III, IV en V, wordt in de hier volgende paragraaf een samenvatting gegeven van de resultaten ter vergelijking van de gemeten grootheden in de verschillende gassen. Beschouwen we daartoe in de eerste plaats de Braggsche krommen. Hieruit zijn voor lucht, waterstof en helium geëxtrapoleerde ionisatie-drachten afgeleid van resp. 38.8; 172 en 215 mm. Definieeren we het gemiddeld remmend vermogen van een gas t.o.v. lucht als de verhouding van de afgelegde wegen van deeltjes



met dezelfde beginsnelheid in lucht en in het betreffende gas, dan heeft dit voor waterstof een waarde van  $0.22^5$  en voor *He* van  $0.18^1$ .

We moeten spreken van een gemiddeld remmend vermogen, daar uit de energiemetingen <sup>7)</sup> blijkt, dat het afhankelijk is van de energie van het  $\alpha$ -deeltje: vanaf groote energieën tot een energie van ongeveer 2 MeV is het constant; voor kleinere energieën neemt het voor de door ons beschouwde gassen toe.

Beschouwen we nu het gebied van de baan waar:

- a. het remmend vermogen constant is,
- b. het ioniseerend vermogen evenredig is met het energieverlies, dan zullen de Braggsche krommen op dat gedeelte van de baan dezelfde vorm moeten hebben en slechts een factor in de afstandscoördinaat verschillen. Om na te gaan in hoeverre dit met de gemeten Braggsche krommen overeenstemt, zijn deze met dezelfde beginwaarde en dezelfde geëxtrapolerde ionisatiedracht (21.5 cm) uitgezet (tabel 7).

Tabel 7.

$d/I$	lucht	H <sub>2</sub>	He
0	61	61	61
2	63	63	63 <sup>5</sup>
4	66	66	69
6	70	70	73
8	75 <sup>5</sup>	75	78
10	83	82	83
12	93 <sup>5</sup>	93	93 <sup>5</sup>
14	107	106	106
16	128	132	128
18	154	174	161
Topwaarde	157	240	164

$d$  = afstand tot het beginpunt van de baan in cm.

$I$  = gemiddeld diff. ioniseerend vermogen (willekeurige eenheid).

Zooals uit de tabel blijkt hebben de Braggsche krommen op de eerste 15 cm van de baan analoge vorm. De energie is dan gedaald tot 2 MeV. Op het verdere stuk van de baan is het ioniseerend vermogen in waterstof aanzienlijk grooter

dan in lucht; in helium is het eenige procenten grooter. Nemen we in aanmerking, dat het remmend vermogen op dit gedeelte van de baan volgens *Mano*<sup>7)</sup> in waterstof met ongeveer 50 % toeneemt, in *He* met 15 % dan bestaat er hier dus ook een kwalitatieve overeenstemming tusschen toenemend energieverlies en ioniseerend vermogen.

Samenvattend kunnen we dus zeggen, dat voor energieën grooter dan 2 MeV. het ioniseerend vermogen in lucht, waterstof en helium evenredig is met het energieverlies per mm en dat dit voor de drie gasen slechts een constante factor verschilt. Voor lagere energieën constateeren we, dat, als het remmend vermogen van het gas t.o.v. lucht toeneemt, ook de verhouding van het ioniseerend vermogen tot dat in lucht stijgt.

Beschouwen we vervolgens de spreiding in de drachten. De door ons gevonden waarden voor lucht, waterstof en helium zijn 0.53, 2.1 en 2.7 mm na aanbrengen van de correctie voor de dikte van de bron. *Mano* heeft met behulp van formule (9) en de door hem experimenteel bepaalde waarden voor  $\frac{dT}{dx}$  de drachtspreiding in verschillende gasen berekend. Voor de drie door ons beschouwde gasen vond hij de in tabel 8 opgegeven waarden.

Tabel 8.

	lucht	waterstof	helium
<i>a</i> exp.	0.53	2.1	2.7
<i>a</i> ber.	0.53	1.8	2.6

In aanmerking genomen de belangrijke correcties, die we op de experimenteel bepaalde waarden van *a* moesten aanbrengen, is de overeenstemming tusschen de twee series van waarden bevredigend.

## SAMENVATTING.

Het doel van de in dit proefschrift beschreven metingen is geweest de bepaling van het ioniseerend vermogen van  $\alpha$ -deeltjes in eenige gassen en van de hierbij optredende fluctuaties in de ionisaties en de drachten.

De metingen zijn uitgevoerd met behulp van een ionisatiekamer, gecombineerd met een wisselstroomversterker. De eischen tot het verkrijgen van lineaire versterking en de oorzaken van het geruisch van de versterker zijn nader uiteengezet. De grootte van het geruisch bleek overeen te komen met een spanning, veroorzaakt door ca. 600 elementairladingen in de ionisatiekamer.

Uit de spreiding in het totale ioniseerend vermogen kon worden afgeleid, dat de ionisatiekrommen van  $\alpha$ -deeltjes met verschillende dracht op de laatste twee cm van de baan dezelfde vorm hebben. Het ioniseerend vermogen per eenheid van weglengte is evenredig met het gemiddelde energieverlies. De bepaling van de drachtspreiding in lucht is gedaan voor bronnen van verschillende sterkte. Geconstateerd werd, dat de spreiding toeneemt met de sterkte van de bron en dat de waarde van de drachtspreidingscoëfficiënt, herleid op bron-dikte nul, slechts enkele procenten afwijkt van de door de theorie voorspelde waarde.

De Braggsche kromme is bepaald voor lucht, waterstof en helium. De hieruit afgeleide geëxtrapoleerde ionisatiedrachten zijn resp. 38.8, 172 en 215 mm. De in deze gassen gemeten drachtspreidingscoëfficiënten bedragen resp. 0.53, 2.1 en 2.7 mm.

De Braggsche kromme in waterstof bleek in het begin van de baan af te wijken van de door Joliot en Onoda gemeten kromme en was beter in overeenstemming met de metingen van het energieverlies.



# INHOUD.

Bladz.

Inleiding . . . . .	9
<b>HOOFDSTUK I. OVERZICHT VAN DE METHODEN TER BEPALING VAN HET GEDRAG VAN <math>\alpha</math>-DEELTJES IN EEN ABSORBEEREND MEDIUM . . . . .</b>	<b>11</b>
§ 1. Algemeene opmerkingen . . . . .	11
§ 2. De vorm van de Braggsche kromme . . . . .	13
§ 3. Individueele ionisatiekromme . . . . .	16
§ 4. Overzicht van de volgende hoofdstukken . . . . .	18
<b>HOOFDSTUK II. EXPERIMENTEELE OPSTELLING . . . . .</b>	<b>20</b>
§ 1. Radioactieve bronnen . . . . .	20
§ 2. De ionisatiekamer . . . . .	22
§ 3. De versterker . . . . .	25
§ 4. Lineariteit . . . . .	29
§ 5. Geruisch . . . . .	31
<b>HOOFDSTUK III. BEPALING VAN HET TOTALE EN DIFFERENTIEELE IONISEEREND VERMOGEN IN LICHT . . . . .</b>	<b>38</b>
§ 1. Totaal ioniseerend vermogen . . . . .	38
§ 2. Differentieel ioniseerend vermogen . . . . .	47
§ 3. Drachtspreiding . . . . .	52
<b>HOOFDSTUK IV. HET IONISEEREND VERMOGEN EN DE DRACHTSPREIDING IN WATERSTOF . . . . .</b>	<b>59</b>
§ 1. Experimenteele opstelling . . . . .	59
§ 2. Bepaling van het ioniseerend vermogen en de Braggsche kromme . . . . .	62
§ 3. Drachtspreiding . . . . .	68
<b>HOOFDSTUK V. BEPALING VAN HET IONISEEREND VERMOGEN EN DE DRACHTSPREIDING IN HELIUM . . . . .</b>	<b>71</b>
§ 1. Bepaling van het ioniseerend vermogen . . . . .	71
§ 2. Drachtspreiding in helium . . . . .	75
§ 3. Vergelijking van de metingen in de verschillende gassen . . . . .	75
<b>SAMENVATTING . . . . .</b>	<b>78</b>





## STELLINGEN

---

### I.

De uitzending van  $\alpha$ -deeltjes door polonium in afhankelijkheid van de tijd, geschiedt niet statistisch.

### II.

De door Gregoire gebruikte methode voor de bepaling van de ionisatiekromme van protonen, is ongeschikt om goede resultaten te verkrijgen.

M. R. Gregoire C. R. **200**, 2164, '35.

### III.

De methoden voor de meting van gasdrukken, welke berusten op de warmtegeleiding in het gas, hebben i.h.a. het nadeel, dat onvermijdelijke veranderingen aan het warmteafgeevende oppervlak de meetresultaten sterk beïnvloeden.

### IV.

De verklaring van Trost voor het ontstaan van na-ontladingen in een teller, is onbevredigend.

A. Trost Z. Physik **105**, 399, '37.

### V.

Uit de experimenten van Schein en Wilson volgt niet, dat de mesonen, die op groote hoogte ontstaan, gevormd worden door photonen.

M. Schein en V. C. Wilson Phys. Rev. **54**, 304, '38.

## VI.

Een goede aansluiting van de wiskunde, de natuurkunde en de mechanica in de vierde klasse van de H.B.S. B kan verkregen worden, als de laatste twee vakken door één leeraar gedoceerd worden en deze nauwkeurig overleg pleegt met de wiskunde-leeraar omtrent de volgorde der te behandelen onderwerpen in de wiskunde.

## VII.

Experimenteel moet aangetoond worden of invoering van metriek in het kleurenvlak zinvol is. Indien dit het geval blijkt te zijn, is het geenszins zeker, dat de door Silberstein ingevoerde metrische afstand tusschen twee kleuren een maat is voor hun contrast, zooals dit waargenomen wordt.

L. Silberstein J. O. S. A. 28, 63, '38.

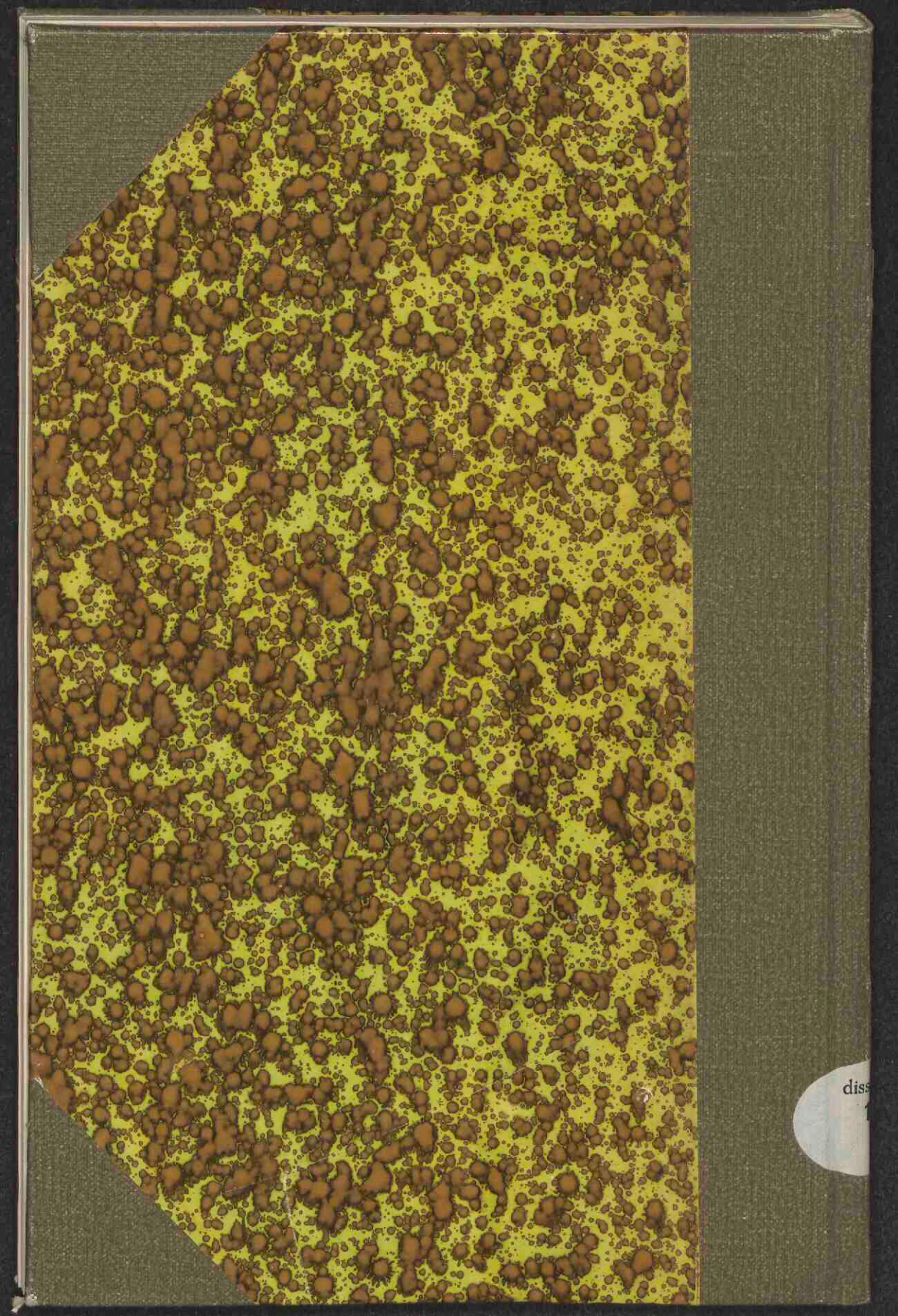






Rijksasyls voor Psychopaten  
te Avereest.





diss