



# **Fotografische intensiteitsmetingen van electronenbuigingsringen : toegepast op dunne lagen van koper, zilver en goud**

<https://hdl.handle.net/1874/346469>

*A. qu. 192, 1940.*

**FOTOGRAFISCHE INTENSITEITSMETINGEN  
VAN ELECTRONENBUIGINGSRINGEN**

**TOEGEPAST OP DUNNE LAGEN  
VAN KOPER, ZILVER EN GOUD**

**T. TOL**

at







FOTOGRAFISCHE INTENSITEITSMETINGEN  
VAN ELECTRONENBUIGINGSRINGEN



*Diss. Utrecht, 1940*

# FOTOGRAFISCHE INTENSITEITSMETINGEN VAN ELECTRONENBUIGINGSRINGEN

TOEGEPAST OP DUNNE LAGEN  
VAN KOPER, ZILVER EN GOUD

## 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  
SENAAT DER UNIVERSITEIT TEGEN DE BE-  
DENKINGEN VAN DE FACULTEIT DER WIS- EN  
NATUURKUNDE TE VERDEDIGEN OP MAANDAG  
3 JUNI 1940, DES NAMIDDAGS TE 5 UUR, DOOR

TAEKE TOL

GEBOREN TE FRANEKER



1940

DRUKKERIJ Fa. SCHOTANUS & JENS, UTRECHT





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



## VOORWOORD.

Bij het voltooiën van mijn studie moge ik uiting geven aan mijn dankbaarheid jegens allen, die tot mijn wetenschappelijke vorming hebben bijgedragen.

Zeër veel dank ben ik verschuldigd aan de Stichting van A. F. van Schurman te Franeker, die mij mijn universitaire studie mogelijk gemaakt heeft. De medewerking van Provisoren en Bestuurders dezer Stichting is door mij op hooge prijs gesteld.

Aan U, Hoogleraren en Docenten van de Faculteit der Wis- en Natuurkunde der Universiteiten te Groningen en Utrecht betuig ik mijn groote dank voor het van U ontvangen onderwijs.

Deze dank geldt in het bijzonder U, Hooggeleerde Ornstein, Hooggeachte Promotor. Dat ik in Uw laboratorium onder Uw prettige leiding heb mogen werken, de laatste jaren als assistent, beschouw ik als een groot voorrecht.

Beste Milatz, voor de medewerking die ik steeds van je mocht ondervinden, ben ik je zeer dankbaar.

Beste Ter Horst, jou hulpvaardigheid bij technische moeilijkheden is voor mij steeds een groote steun geweest.

Beste Brinkman en Hauer, de door jullie gelegde basis voor het in dit proefschrift beschreven onderzoek, is voor mij van groote waarde geweest.

Jullie, Sjenitzer, Vendrik en Voorhoeve dank ik voor de hulp bij de verschillende experimenten.



## INLEIDING.

Volgens de in 1924 door L. de Broglie<sup>1)</sup> opgestelde hypothese bezit elk bewegend materieel deeltje golfeigenschappen. Aan de beweging van een partikel, dat deel uitmaakt van een bundel evenwijdige met snelheid  $v$  bewegende gelijke deeltjes is een golf „geassocieerd”, waarvan de golflengte  $\lambda$  gegeven wordt door de formule:

$$\lambda = \frac{h}{m v}$$

Hierin is  $h$  de constante van Planck en  $m$  de massa van het deeltje. Voor een bewegend electron is de golflengte eenvoudig te berekenen. Doorloopt n.l. een electron een potentiaalverschil  $V$ , dan wordt zijn snelheid gegeven door:

$$\frac{1}{2} m v^2 = e V$$

waarin  $e$  de lading van het electron is. Door de twee formules te combineeren en tevens de verschillende grootheden door hun numerieke waarden te vervangen, krijgen wij voor de golflengte:

$$\lambda (\text{\AA}) = \sqrt{\frac{149,55}{V (\text{Volts})}}$$

Voor groote snelheid moet nog de relativiteitscorrectie aangebracht worden. In dat geval luidt de formule:

$$\lambda (\text{\AA}) = \sqrt{\frac{149,55}{V (\text{Volts})}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + 9,836 \cdot 10^{-7} V (\text{Volts})}}$$

---

<sup>1)</sup> L. de Broglie, Dissertatie, Parijs, 1924.

W. Elsasser<sup>2)</sup> voorspelde, dat het golfkarakter van electronen tot uiting moest komen bij de wisselwerking van een electronenbundel met een kristalrooster.

In 1927 is deze hypothese het eerst aan het experiment getoetst door Davisson en Germer<sup>3)</sup> met behulp van langzame electronen, nadat uit de reeds in 1921 tot 1923 uitgevoerde experimenten door Davisson en Kunsman<sup>4)</sup> een aanduiding van een interferentie-effect gebleken was. Davisson en Germer konden interferenties aantoonen van de aan bewegende electronen geassocieerde golven met behulp van het kristalrooster van een nikkel-éénkristal.

G. P. Thomson<sup>5)</sup> heeft in 1927 de juistheid van de formule van De Broglie experimenteel aangetoond door een smalle bundel van snelle electronen te sturen door een dun celluloid vliesje en dunne polykristallijne metaalfolies. Op een achter het folie loodrecht op de electronenbundel geplaatst fluoresceerend scherm kon hij discrete ringen waarnemen geheel in analogie met de Debije — Scherrer ringen van Röntgen poederdiagrammen. Hieruit bleek dus, dat electronen slechts onder bepaalde hoeken door het metaalfolie werden afgebogen. De afbuigingshoeken  $\Theta$  bleken te voldoen aan de relatie van Bragg:

$$2d \sin \frac{\Theta}{2} = n \lambda^*)$$

<sup>2)</sup> W. Elsasser, Naturwiss. 13, 711, 1925.

<sup>3)</sup> C. Davisson en L. H. Germer, Nature 119, 538, 1927. Phys. Rev. 30, 705, 1927.

<sup>4)</sup> C. Davisson en C. H. Kunsman, Science 64, 522, 1921. Phys. Rev. 19, 253 en 534, 1922. Phys. Rev. 22, 243, 1923.

<sup>5)</sup> G. P. Thomson en A. Reid, Nature 119, 890, 1927.

G. P. Thomson, Proc. Roy. Soc. London (A) 117, 600, 1928.

\*) Voert men in plaats van de afstand der netvlakken  $d$ , de roosterconstante  $a$  in, dan gaat de betrekking van Bragg voor een kubisch kristal over in:  $2a \sin \frac{\Theta}{2} = \sqrt{h^2 + k^2 + l^2} \cdot \lambda$ , waarin  $h$ ,  $k$  en  $l$  de Millersche indices zijn van de netvlakken, die de afbuiging veroorzaken.

waarin  $d$  de afstand tusschen de netvlakken van het kristalrooster voorstelt en  $n$  de orde van de afbuiging.

Het doel van het in dit proefschrift beschreven onderzoek is geweest metingen uit te voeren aan genoemde Debije—Scherrer electronenbuigingsringen, en wel *relatieve intensiteitsmetingen*. Met behulp hiervan kan de theorie getoetst worden, die gegeven is voor de elastische verstrooiing van electronen aan atomen.

In hoofdstuk I wordt een kort overzicht van deze theorie gegeven. In de hoofdstukken II en III zullen wij een beschrijving geven van de toestellen, die bij onze metingen zijn gebruikt, en van de methode, die toegepast is om relatieve intensiteiten in electronenspectra te meten. De meetresultaten en de discussie ervan volgen in de hoofdstukken IV en V.

---



## HOOFDSTUK I.

### THEORETISCH OVERZICHT.

#### § 1. Verstrooiingstheorie van electronen door atomen.

De theorie voor de elastische verstrooiing van electronen door atomen is op golfmechanische grondslag voor het eerst gegeven door Born <sup>o)</sup>. Born heeft een benaderde berekening ontwikkeld. Wij willen beginnen deze benadering kort te memoreeren.

Wij onderstellen, dat de werking van het atoom door een bolsymmetrische ladingsverdeling  $\varrho(r)$  kan worden voorgesteld. De potentieele energie van een electron in het veld van deze lading zij gegeven door de functie  $V(r)$ . De golf-functie  $\psi$  van het verstrooide electron moet voldoen aan de vergelijking van Schrödinger:

$$\Delta \psi + \frac{8 \pi^2 m}{h^2} \{E - V(r)\} \psi = 0$$

De oplossing van deze vergelijking voor groote  $r$  luidt als volgt:

$$\psi = e^{ikz} + \frac{e^{ikr}}{r} f(\theta).$$

Het gedeelte  $e^{ikz}$  stelt de invallende vlakke golf voor en  $\frac{e^{ikr}}{r} f(\theta)$  de verstrooide golf. Dit laatste stuk is voor ons van belang.

<sup>o)</sup> M. Born, Zs. f. Phys. 38, 803, 1926.

De amplitudo  $f(\theta)$  moet dus bepaald worden; deze toch is voor de waarneming toegankelijk. Per definitie is n.l. de in de ruimtehoek  $d\Omega$  verstrooide intensiteit gelijk aan:  $I d\Omega = |f(\theta)|^2 d\Omega$ .

Mott<sup>7)</sup> geeft voor  $f(\theta)$  de uitdrukking:

$$f(\theta) = \frac{1}{4\pi} \iiint \frac{8\pi^2 m}{h^2} V(x' y' z') \psi(x' y' z') dx' dy' dz'$$

waarbij de integratie over de geheele ruimte is uit te strekken.

De vorm van deze integraal laat zien, dat de verstrooide straling opgevat kan worden als superpositie van elementaire bolgolven, die van elk van de volume-elementjes van het atoom uitgaan.

In de benadering van Born wordt nu in de bovenstaande integraal de factor  $\psi(x' y' z')$  gelijk gesteld aan de waarde, die hij zou hebben, indien  $V=0$  zou zijn. Dit beteekent, dat men veronderstelt, dat de primaire golf ter plaatse, waar hij verstrooid wordt, ongestoord aankomt en zonder absorptie verder verstrooid wordt. Anders gezegd: de primaire en secundaire golf zijn, waar de laatste ontstaat, in phase. Dit zal echter alleen het geval zijn bij groote snelheid der electronen.

Met bovengenoemde onderstelling kan Mott de integraal uitrekenen en vindt:

$$I(\theta) = \left| f(\theta) \right|^2 = \frac{e^4}{4 m^2 v^4 \sin^4 \frac{\theta}{2}} (N - F_R)^2.$$

Hierin is:

$I(\theta)$  de fractie van het aantal invallende electronen, dat per tijdseenheid per eenheid van ruimtehoek verstrooid wordt in een richting, die een hoek  $\theta$  maakt met de invallende

<sup>7)</sup> N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. London (A) 127, 658, 1930.

richting, als de intensiteit der invallende bundel per tijds-eenheid per oppervlakte-eenheid gemeten wordt;

$e$  de lading,  $m$  de massa en  $v$  de snelheid van het electron;

$N$  het atoomnummer van het verstrooiende atoom;

$F_R$  de z.g. *atoomvormfactor* voor Röntgenstralen, d.i. het aantal electronen, dat bij de verstrooiing van Röntgenstralen hetzelfde effect zou hebben, als in werkelijkheid het geheele atoom heeft. De grootheid  $F_R$  is een functie van de hoek  $\theta$ ; verder is het duidelijk, dat  $F_R$  van de ladingsverdeling van de electronen om de atoomkern moet afhangen.

De waarde van  $F_R$  als functie van  $\theta$  is voor verschillende elementen door James en Brindley <sup>8)</sup> berekend, waarbij ondersteld werd, dat de ladingsverdeling van de electronen om de kern is, gelijk door Fermi en Thomas <sup>9)</sup> voor de zware elementen wordt aangegeven. In tabel I zijn de waarden voor  $F_R$  voor de elementen Cu, Ag en Au overgenomen uit de genoemde publicatie van James en Brindley.

TABEL I.

$\frac{\theta}{\lambda} \cdot 10^{-8}$	$F_R$		
	Cu; $N=29$	Ag; $N=46$	Au; $N=79$
0,1	25,8	43,0	74,0
0,2	21,4	36,9	65,0
0,3	17,8	31,3	57,0
0,4	15,2	26,8	49,7
0,5	13,3	23,7	43,9
0,6	11,7	21,3	39,8
0,7	10,2	19,0	36,3
0,8	9,1	17,0	33,0
0,9	8,1	15,3	30,0
1,0	7,3	13,9	27,4

<sup>8)</sup> Z. B. R. W James en G. W. Brindley, Zs. f. Krist. 78, 470, 1931.

<sup>9)</sup> E. Fermi, Zs. f. Phys. 48, 73, 1928.

Uit de door Mott gegeven formule zien wij, dat  $|f(\theta)|^2$  evenredig is met

$$(N - F_R)^2 \left( \frac{\lambda}{\sin \frac{\theta}{2}} \right)^4 ;$$

immers de in die formule voorkomende  $v$  is volgens de betrekking van De Broglie omgekeerd evenredig met de golflengte  $\lambda$ . Met behulp van de getallen van de gegeven tabel kunnen wij dus voor de elementen koper, zilver en goud

$|f(\theta)|^2$  berekenen als functie van  $\frac{\sin \frac{\theta}{2}}{\lambda}$ . Deze abscis  $\frac{\sin \frac{\theta}{2}}{\lambda}$  die bij de zeer kleine afbuigingshoeken, waar het om gaat, (maximaal  $6^\circ$ ) praktisch evenredig is met  $\text{tg } \theta$ , heeft het voordeel onafhankelijk te zijn van de snelheid der electronen.

De uitdrukking  $|f(\theta)|^2$  wordt de *atoomvormfactor voor electronenbuiging* genoemd.

## § 2. Bepaling van de atoomvormfactor uit relatieve intensiteiten van electronenbuigingsringen.

Wij willen de atoomvormfactor voor electronenbuiging experimenteel bepalen uit de relatieve intensiteitsmetingen, en het resultaat vergelijken met de theoretisch berekende waarde.

Nu hebben wij bij kristallen te maken met een periodieke rangschikking van de atomen. Dientengevolge zullen electronen door kristallen niet in alle mogelijke richtingen sterk worden verstrooid, daar de electronengolven elkaar slechts in bepaalde richtingen versterken. In de andere richtingen is door interferentie slechts geringe intensiteit aanwezig. Wij verkrijgen dus alleen meetbare intensiteiten tengevolge van de verstrooide electronen ter plaatse van de ringen. Dit heeft het nadeel, dat het aantal richtingen, waarin wij de atoomvormfactor kunnen meten beperkt is, en wij dus niet het

nauwkeurige verloop van de kromme kunnen bepalen. Het heeft echter ook een voordeel, n.l. dat men de electronen, welke één maal elastisch worden gereflecteerd, kan onderscheiden van de electronen, welke de continue grond veroorzaken.

De intensiteiten der buigingsringen, die wij meten, zijn niet rechtstreeks te vergelijken met de waarden  $I(\theta)$ , die uit de formule van Mott volgen. Bij de verstrooiing van electronen aan ongeoriënteerde kristalletjes wordt n.l. de intensiteit als functie van de verstrooiingshoek behalve door de genoemde factor  $|f(\theta)|^2$  mede bepaald door andere factoren:

a. de z.g. Lorentz-factor hangt samen met het feit, dat een afbuiging niet alleen tot stand komt, wanneer precies aan de afbuigingsvoorwaarde is voldaan, maar dat er een klein gebiedje bestaat, waar de phase-defecten zóó klein zijn, dat er van de resulterende golf nog wel iets overblijft. De

Lorentz-factor is evenredig met  $\frac{1}{\sin^2 \frac{\theta}{2}}$ ;

b. de z.g. structuurfactor. Deze hangt samen met de vulling van de elementair-cel van het kristal. Bij kubisch vlak gecentreerde kristallen, die wij steeds gebruikt hebben, behoeven wij bij het vergelijken van de relatieve intensiteiten geen rekening te houden met deze factor, daar hij bij de voorkomende reflecties steeds gelijk is aan een constant aantal malen het verstrooiend vermogen van één atoom;

c. de z.g. vlakkenfactor. Deze factor is discontinu, d.w.z. hij springt van reflectie tot reflectie op en neer. De vlakkenfactor  $p$  wordt veroorzaakt door de omstandigheid, dat b.v. in een kubisch kristalrooster zes kubusvlakken tegen acht octaëdervlakken voorkomen. Daar alle gelijkwaardige vlakken een gelijke kans hebben in de goede reflectiestand te liggen, wordt de intensiteit van een reflectie met de vlakkenfactor evenredig.

Combineeren wij dus al deze factoren, dan zien wij, dat de intensiteiten van de door ons te meten buigingsringen evenredig zijn met

$$|f(\theta)|^2 = \frac{P}{\sin^2 \frac{\theta}{2}}$$

De atoomvormfactor wordt dus uit de waarnemingen berekend met behulp van de formule:

$$|f(\theta)|^2 = \frac{c I g^2}{p}$$

Hierin is  $c$  een constante en  $I$  de ringintensiteit. De factor  $\frac{1}{\sin^2 \frac{\theta}{2}}$  is, door gebruik te maken van de relatie van Bragg, omgezet in  $c' (h^2 + k^2 + l^2) = c' g^2$ .

## HOOFDSTUK II,

### EXPERIMENTEELE OPSTELLING.

#### § 3. De electronenbuis.

De gebruikte electronenbuis, die weergegeven is in fig. 1 is in de werkplaats van het Fysisch Laboratorium der Rijksuniversiteit te Utrecht vervaardigd naar een ontwerp van D. Th. J. ter Horst.

Als electronenbron dient een oxydkathode, gewikkeld van een 15 cm lange platinadraad van 0,4 mm doorsnede, die daarna verkoperd en met oxyd geprepareerd is. Hiervoor is gebruikt een mengsel van  $\text{Ba}(\text{OH})_2$  en  $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$  in verhouding 1 : 10. Op een afstand van 4 mm van de kathode is een eerste rooster aangebracht, dat bestaat uit een nikkelbusje, waarin zich een gaatje van 2 mm bevindt. Achter het eerste rooster bevindt zich een tweede op een afstand van 2 mm, dat vervaardigd is van een nikkelen plaatje met een gaatje van 3 mm. Het eerste rooster wordt op een positieve spanning van ca. 120 Volt, het tweede rooster op een positieve spanning van ca. 90 Volt t.o.v. de gloeidraad gebracht. Niet alleen verkrijgt men op deze wijze een behoorlijk intense en evenwijdige electronenbundel, maar bovendien wordt de oxydkathode door het busje beschermd tegen het sterke elektrische veld. Het geheel is gemonteerd op een voetje met 4 geïsoleerde doorvoerdraden.

Een constante electronenemissie wordt verkregen door de kathode te voeden door een 6 Volts Ford autoaccu. De genoemde autoaccu is tegelijk met de accu's, die de spanningen

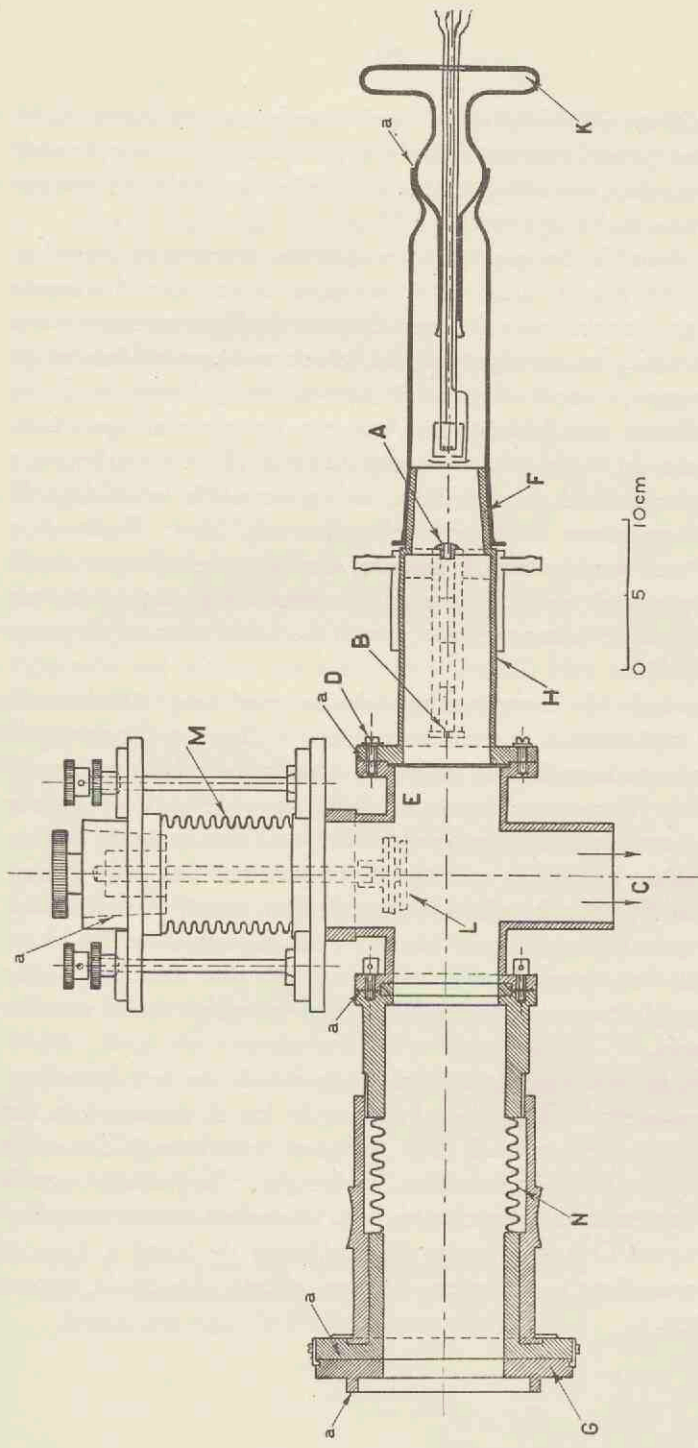


Fig. 1.  
 De electronbuis. Voor de betekenis der letters wordt verwezen naar de tekst.



van 120 en 90 Volt leveren, geïsoleerd t.o.v. aarde opgesteld, daar het geheel aan de negatieve pool van de hoogspanning is verbonden, terwijl het huis van de buis evenals de positieve pool aan aarde ligt.

De door de hoogspanning versnelde electronen bereiken bij A de anode, welke hier voorzien is van een diafragma met een opening van 0,5 mm doorsnede. Teneinde te groote verwarming tengevolge van het electronenbombardement te voorkomen, wordt de anode met water gekoeld. In B op een afstand van 12 cm van A is een tweede diafragma aangebracht met een diameter van 0,1 mm. Beide diafragma's zijn gemonteerd in een buis, welke centrisc in de buis H wordt gefixeerd door een schroefvormig blad. Door deze wijze van werken wordt bereikt, dat alleen electronen via de diafragma's A en B de waarnemingsruimte kunnen bereiken en tevens de pompsnelheid van de kathodebuis naar de pomp groot blijft.

Teneinde de electronenbundel zoo goed mogelijk door de beide diafragma's te kunnen richten, is het van belang de kathode gedurende het in bedrijf zijn van de buis te kunnen instellen. Deze instelling is mogelijk door gebruik te maken van een glazen bolslijpstuk; tusschen de beide geslepen bollen, waaruit dit bestaat, is apiezonvet (hetwelk een zeer lage dampdruk heeft) aangebracht. De kathode kan, terwijl de buis onder hoogspanning staat, met behulp van touwtjes, welke door middel van gummislangetjes bevestigd zijn aan drie onder  $120^\circ$  geplaatste uitsteeksels (K), in de gewenschte stand worden gebracht.

Het te onderzoeken metaalvliesje wordt op het diafragma B gemonteerd. Door de schroeven D los te draaien kan het rechter gedeelte van de buis worden verwijderd. Tusschen de beide metaaloppervlakken, welke glad zijn gedraaid, wordt weer apiezonvet gebracht om een vacuumdichte verbinding te krijgen. Overal waar in de teekening de letter a staat, is vet aangebracht tusschen de aan elkaar grenzende oppervlakken.

De door buiging in het metaalfolie ontstaande electronenbundels kunnen aan het einde der buis op een fluoresceerend scherm worden waargenomen. De afstand van het folie tot het scherm bedraagt 42 cm. Het fluoresceerend scherm is gemonteerd in een rechthoekige messingplaat G met afmetingen van 17 bij 40 cm. Deze plaat, die ook de camera draagt, kan vacuumdicht worden verschoven (vet tusschen de metaaloppervlakken) over een vlakke plaat, welke aan het uiteinde der electronenbuis is bevestigd. Daardoor is het mogelijk, direct na het instellen van het diffractiebeeld op het fluoresceerend scherm, de camera met de zich daarin bevindende fotografische plaat voor het uiteinde der electronenbuis te schuiven en het diffractiebeeld fotografisch vast te leggen. De fotografische plaat kan worden ingezet of verwisseld door de afdekkplaat van de camera te nemen in de stand, waarin het fluorescentiescherm de electronenbuis afsluit. Als fluoresceerende stof hebben wij willemiet gebruikt. Het scherm werd vervaardigd door een alcoholische suspensie van deze stof uit te gieten op de in de vlakke messingplaat gemonteerde glasplaat; de willemietdeeltjes zakken dan naar beneden en vormen als de alcohol verdampt is een egale fluoresceerende laag.<sup>10)</sup>

Het hoogvacuum in de electronenbuis wordt verkregen met behulp van een voorvacuumpomp, een kwik- en een oliediffusiepompe, welke in serie geplaatst zijn. \*) Via de buis C is de electronenbuis met de oliediffusiepompe verbonden. Teneinde oxydatie van de olie in de oliediffusiepompe te voorkomen, wordt de camera, voordat zij op haar plaats geschoven wordt, door de voorvacuumpompe leeggemonteerd.

Een electromagneet (zonder ijzer) is in de buis ter plaatse E op ongeveer 2 cm achter het metaalvliesje aangebracht. Met behulp van deze magneet, kan men de electronenbundel kleine verplaatsingen geven. Aanvankelijk werd deze magneet ook gebruikt om de bundel vlak voor en na een fotografische

<sup>10)</sup> M. v. Ardenne, Die Kathodenstrahlröhre, pag. 86.

\*) Kwikdiffusiepompe: S.G.D.G. Type E.C.M. 20, No. 73214.  
Oliediffusiepompe: Cie F<sup>se</sup> Thomson-Houston.

opname geheel af te buigen. Het bleek echter, dat ondanks deze bewerking toch nog electronen op de fotografische plaat vielen. Deze fout kan vermeden worden door de electronenbundel vóór het diafragma B af te buigen met behulp van een magneetspoel, die buiten de buis aangebracht werd. De stroom door deze spoel kan worden onderbroken door een met constante snelheid roteerende onderbreker; daardoor is het mogelijk steeds precies dezelfde tijd van expositie te verkrijgen.

Bij de constructie van de electronenbuis is de mogelijkheid open gehouden, om het apparaat ook voor reflectiemetingen te kunnen gebruiken. Hiertoe is de kristalhouder L aangebracht. Deze is in de eerste plaats draaibaar om zijn verticale as. Verder kan de hoek, waaronder het kristal door de electronenbundel wordt getroffen, gevarieerd worden door de kristalhouder met behulp van drie stelmoeren te bewegen. De Tombacbus M laat deze laatste bewegingen toe. Wij hebben echter geen reflectiemetingen uitgevoerd.

Een tweede Tombacbus N maakt het mogelijk de afstand van het floresceerend scherm tot het preparaat te variëren. Bij onze metingen was echter een dergelijke instelling niet noodig.

Alle metalen deelen der buis zijn van messing vervaardigd. Wij konden daarvoor geen gietstukken gebruiken, omdat gegoten messing poreus bleek te zijn. Daarom werd gebruik gemaakt van getrokken messingbuizen, die met zilver aan elkaar gesoldeerd zijn.

#### § 4. Mogelijke storingsbronnen in de electronenbuis en de vermijding ervan.

Het is gebleken, dat men op verschillende dingen moet letten, om van een goed functionneeren van de electronenbuis verzekerd te zijn:

a. in de buis mogen de electronen geen isoleerende stoffen treffen, daar deze zich dan zouden opladen en dan de elec-

tronenbundel vervormd zou worden. Met het oog hierop is de in de buis aangebrachte electromagneet geheel met messing afgeschermd;

*b.* teneinde de electronen, die tegen de wand van de buis, welke de diafragma's A en B (zie fig. 1) draagt, mochten reflecteeren, onschadelijk te maken, zijn drie tusschenschotten van messing in deze buis aangebracht. Vóór dit gedaan was, was het puntje op het fluoresceerend scherm, afkomstig van de centrale electronenbundel vergezeld van „valsche" stipjes. Men moet er natuurlijk ook steeds zorg voor dragen, dat de openingen der diafragma's geen vuiltjes bevatten;

*c.* het busje en de plaat, die respectievelijk om en achter de gloeikathode zijn aangebracht, mogen geen scherpe kantjes bezitten, daar men in dat geval groote kans op doorslag in de buis heeft;

*d.* ijzer moet in de onmiddellijke omgeving van de electronenbuis vermeden worden. Oorspronkelijk aan de buis bevestigde ijzeren stangen, die dienden om het geheel mechanisch stabiel te maken, hadden tot gevolg, dat de diffractieringen niet cirkelvormig waren en zijn daarom verwijderd.

## § 5. De hoogspanning.

Onze electronenbuis wordt bedreven met een gelijkspanning, varieerende van 20 tot 40 kV. Fig. 2 toont schematisch hoe deze spanning verkregen wordt.

De transformator  $T_1$  wordt primair gevoed door een speciale 20-polige generator, welke gekoppeld is op de as van een gelijkstroommotor en een wisselspanning tot 220 Volt kan leveren bij een periodental van maximaal 600. Het toerental van de motor, welke een shuntmotor is, kan worden geregeld. Wij gebruikten een periodental van ca. 250, daar bij een grooter periodental de ijzerverliezen van de transformator  $T_1$  te groot zouden zijn, terwijl bij verlaging van periodental de rimpel van de gelijkgerichte wisselspanning het door ons toegestane bedrag zou overschrijden. De transformator  $T_1$  kan

secundair ca. 50 kV leveren. De spanning wordt geregeld door de bekrachtiging van de generator.

De vacuümgelijkrichter G zorgt voor het gelijk richten van de wisselspanning. De voor het ventiel benodigde gloeistroom wordt geleverd door de hoogspanningstransformator  $T_2$ , welke gevoed wordt door een wisselspanning van 125 Volt geleverd door het stadsnet. De gloeidraad is een wolframspiraala, de gloeistroom ca. 6 Amp. Het vacuümvntiel, waarvan de levensduur begrensd is door het feit, dat de gloeispiraala op den duur door electrostatische krachten tegen de plaat wordt getrokken, wordt ter plaatse ontgast en is voor dit doel blijvend aan een stel glazen kwikdiffusiepompjes verbonden.

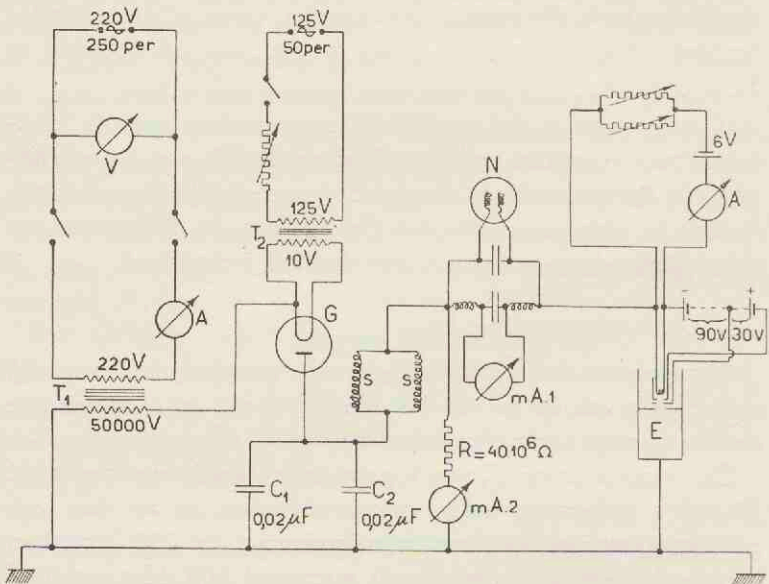


Fig. 2.

Schakelschema van de hoogspanning.

Bij onze laatste experimenten hebben wij een vacuümvntiel gebruikt, waarvan de gloeidraad een zoodanige constructie had, dat het bezwaar van het naar de plaat trekken opge-

heven was. Dit ventiel, dat dientengevolge een veel langere levensduur heeft, is na grondig ontgassen afgesmolten.

Om een zoo constant mogelijke gelijkspanning te verkrijgen, zijn in de keten twee parallel geschakelde condensatoren  $C_1$  en  $C_2$ , ieder met een capaciteit van  $0,02 \mu F$ , opgenomen. Met hetzelfde doel wordt een wisselspanning van 250 perioden gebruikt. De rimpel van de gelijkspanning ligt bij een stroomafname van  $1 \text{ mA}$  beneden de 5 pro mille.

Over twee parallel geschakelde smoorspoelen  $S$  en een milliampèremeter  $\text{mA}_1$  wordt de hoogspanning aan de kathode van de electronenbuis  $E$  toegevoerd. Door parallel op de meter een neonglimlamp  $N$  te plaatsen, is de milliampèremeter beveiligd tegen eventueele doorslagen in de electronenbuis. Deze neonlamp neemt bij een stroomstoot direct de te groote stroom op. De hoogspanning wordt gemeten met behulp van de weerstandsketen  $R$  en de milliampèremeter  $\text{mA}_2$ . De stroom door de electronenbuis is van de orde van  $1 \text{ mA}$ .

## § 6. Het meten van de hoogspanning.

De hoogspanning werd oorspronkelijk gemeten met een electrostatische voltmeter van het Starke-Schroeder type. Dit instrument had het bezwaar, dat het vrij ongevoelig was en teveel reageerde op luchtstromingen. Het bleek beter de spanning te meten met behulp van een serie hooge weerstandjes en een milliampèremeter. Deze wijze van werken veroorlooft tevens gemakkelijk de spanning steeds op eenzelfde waarde in te stellen. Dit laatste is van groot belang. Bij het bepalen van het juiste bedrag der spanning volgens deze methode moet men precies de weerstand van de voor de milliampèremeter geschakelde keten kennen. De mooiste meting der spanning is echter die, waarbij men gebruik maakt van de waarde van de diameters der verkregen Debije-Scherrer ringen. Het verband tusschen de straal  $r$  van een ring met indices  $h$ ,  $k$  en  $l$  en de „golflengte” der elec-

tronen  $\lambda$ , wordt voor kleine hoeken gegeven door de formule:

$$\frac{r}{b} = \frac{\lambda}{a} \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}$$

waarin  $a$  de tralieconstante is van het gebruikte metaalkristal en  $b$  de afstand van het folie tot het fluoresceerend scherm, respectievelijk fotografische plaat. De golflengte  $\lambda$  hangt samen met de spanning  $V$  door de formules:  $\lambda = \frac{h}{m v}$  en  $e V = \frac{1}{2} m v^2$

In het spanningsgebied, waarin wij werken, is de relativiteits-

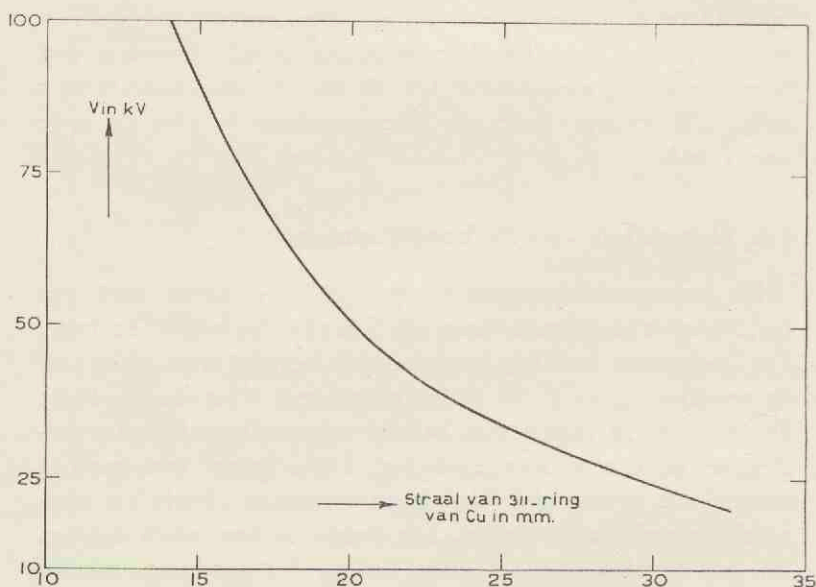


Fig. 3.

Verband tusschen ringstraal en spanning.

correctie practisch nog niet merkbaar.

Tabel I geeft eenige spanningen met bijbehorende  $\lambda$ 's.

TABEL I.

Spanning in kV	$\lambda$ in $\text{\AA}$
10	0,12170
20	0,08563
30	0,06959
40	0,05998
50	0,05339
60	0,04851
70	0,04471
80	0,04163

In fig. 3 is de spanning op de buis als functie van de straal van de (311) ring van koper (tralieconstante  $a = 3,66 \text{ \AA}$ ) uitgezet. Bij onze experimenten hebben wij steeds de spanning op een bepaald bedrag ingesteld, door de milliampèremeter  $\text{mA}_2$  (zie fig. 2) op een bepaalde uitslag te houden. Later werd uit de diameter der ringen op de fotografische plaat het juiste bedrag bepaald.

#### § 7. De versterkeropstelling voor het meten van de intensiteit van de electronenbundel.

Zooals in hoofdstuk III, § 9 zal worden betoogd, is het om een zwartingskromme te verkrijgen noodig de intensiteit van de rechtdoorgaande electronenbundel in relatieve maat te kennen. Voor dit doel kan men de bundel laten vallen in een Faraday-kooi, die binnen de buis vlak voor het fluoresceerende scherm, respectievelijk fotografische plaat is gemonteerd, en verbonden is met een naar buiten loopende, electrisch van de buis geïsoleerde koperdraad. De potentiaal van de Faraday-kooi bereikt nu een stationnaire waarde, als de electronenlek naar aarde over een hooge weerstand gelijk is aan de stroom in de buis. Deze potentiaal moet men meten. Wij hebben dit gedaan met behulp van een tweelamps lineaire gelijkstroomversterker, waarvan het schema is afgebeeld in fig. 4.



Het punt A staat in verbinding met de kooi;  $R_1$  is de lekweerstand naar aarde ( $2 \cdot 10^6 \Omega$ ). De kooi staat in verbinding met het rooster van de eerste lamp (Philips B 438) via het droogelementje  $B_1$ , dat genoemd rooster een negatieve spanning van 1,5 V geeft. De condensatoren  $C_1$  en  $C_2$  dienen ter afvlakking van de batterijen  $B_2$  en  $B_3$ . De anodestroom, die in de keten van de tweede lamp (Philips B 405)

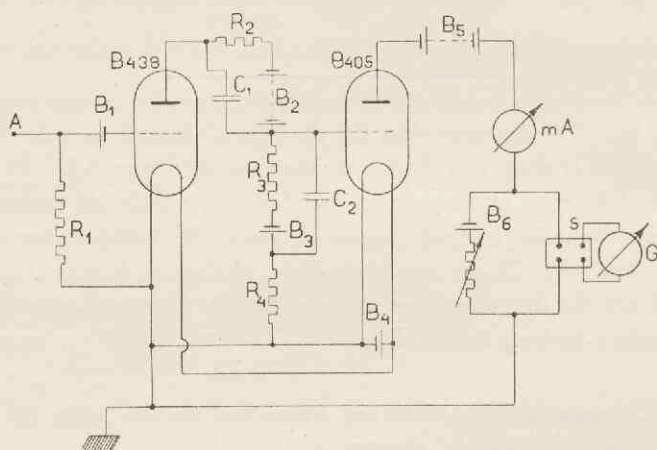


Fig. 4.

Schema van de gelijkstroomversterker.

$R_1 = 2 \cdot 10^6 \Omega$	$B_1 = 1,5 \text{ V}$	$B_5 = 120 \text{ V}$
$R_2 = 4 \cdot 10^3 \Omega$	$B_2 = 120 \text{ V}$	$B_6 = 2 \text{ V}$
$R_3 = 2 \cdot 10^3 \Omega$	$B_3 = 1,5 \text{ V}$	$C_1 = C_2 = 2 \mu \text{ F}$
$R_4 = 2 \cdot 10^5 \Omega$	$B_4 = 4 \text{ V}$	

loopt, als geen electronen in de Faraday-kooi vallen, wordt tenslotte gecompenseerd door een stroom, die geleverd wordt door de 2 Volts accu  $B_6$ . Vallen nu electronen in de kooi, dan geeft dit aanleiding tot een verandering van de anodestroom der tweede lamp; de uitslag van de Moll-galvanometer G, die via een shuntbankje S is aangesloten, is een directe maat voor deze verandering, dus voor de intensiteit van de electronenstroom, die in de kooi valt. De lineariteit

van de versterker is in het gebied, waarin wij werken, getoetst. Fig. 5 geeft het verband weer tusschen de aan A aangelegde spanning en de uitslag van de galvanometer.

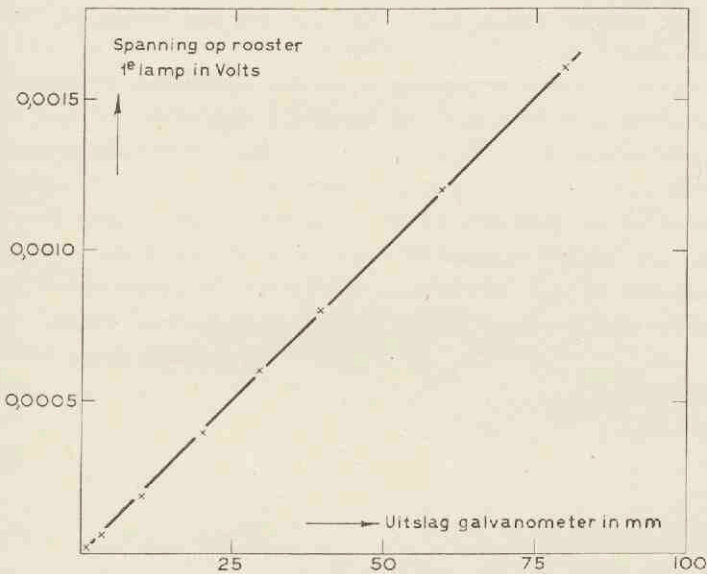


Fig. 5.  
Lineariteit van de gelijkstroomversterker.

### § 8. Het vervaardigen van dunne metaallagen en de diktebepaling ervan.

De metaalfolies, die ons de Debije—Scherrer ringen leveren, worden als volgt vervaardigd<sup>11)</sup>: op een dun cellulose-acetaatvliesje wordt in hoogvacuum metaal verdampd. De hiervoor gebruikte apparatuur is reeds elders beschreven<sup>12)</sup>.

Willen wij alleen metaalringen krijgen, dan moeten wij het folie in de electronenbuis monteren, vrij van eenige onderlaag. Hiertoe wordt een schilfertje van het vlies, waarop metaal

<sup>11)</sup> G. P. THOMSON, Proc. Roy. Soc. London (A), 125, 352, 1929.

<sup>12)</sup> D. A. WAS, Dissertatie, Utrecht, 1938.

verdampt is, in aceton gebracht; de onderlaag lost hierin op en het vrije metaal, dat in het oplosmiddel blijft zweven, wordt opgevangen op een blikje, waarin zich een gaatje van circa 1 mm doorsnede bevindt. Dit blikje met metaalvliesje kan op het tweede diafragma in de buis worden bevestigd.

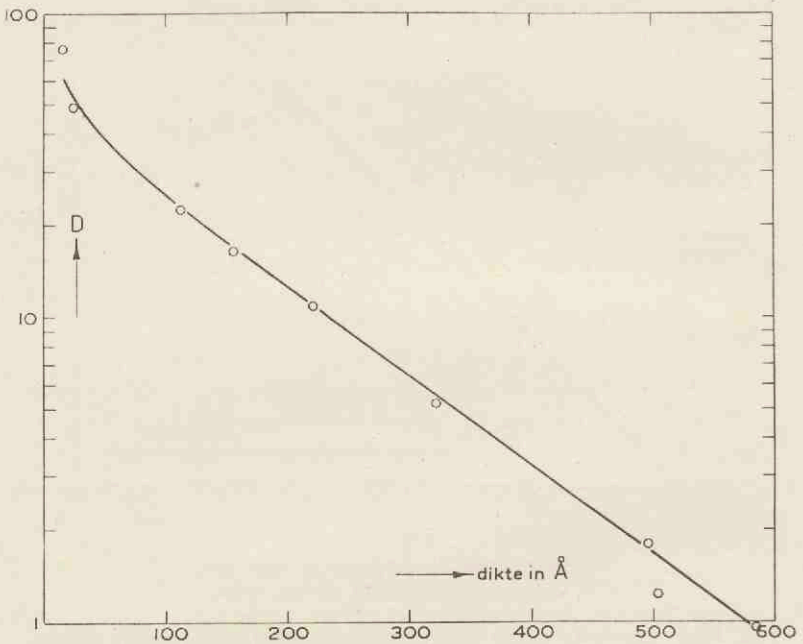


Fig. 6.

Doorlating (uitgezet in een logarithmische schaal) van een koperfolie als functie van de dikte.

De cellulose-acetaat vliesjes worden verkregen door een verdunde oplossing van deze stof in aceton uit te gieten over een schoone glasplaat. De dikte van deze vliesjes is niet van belang, omdat ze toch weer opgelost worden.

De dikte van de metaallagen is door weging met behulp van een micro-balans bepaald. Daar dit echter veel tijd in beslag neemt, is het verband vastgelegd tusschen de dikte

van de metaallaag en zijn doorlating van wit licht. Deze doorlating wordt bepaald met behulp van een lampje, een thermozuïl en een galvanometer. De kromme, die het verband van deze grootheden voor koper weergeeft is in fig. 6 voorgesteld.

Om nu de dikte van een willekeurig folie te meten, moet de optische doorlating van de onderlaag gemeten worden en die van de onderlaag + metaalfolie. Wij hebben gewerkt met metaallagen, variërende van  $\pm 200$  tot  $600 \text{ \AA}$ . Dunnere vliesjes kunnen niet vrij van de onderlaag verkregen worden, omdat dan de samenhang te gering is, en ze daardoor in de aceton direct al uiteenvallen. De bije — Scherrer ringen van metaal + onderlaag hebben wij niet onderzocht, daar de onderlaag het zuivere intensiteitsbeeld van metaal in moeilijk te controleren mate verteekent.

### HOOFDSTUK III.

#### DE FOTOGRAFISCHE METHODE TER BEPALING VAN DE RELATIEVE INTENSITEITEN IN ELECTRONEN-SPECTRA.

##### § 9. De methode, volgens welke de zwartingskromme verkregen wordt.

Wij willen in dit werk de relatieve intensiteitsverdeling van electronenbuigingsfiguren bepalen. Als men, zooals wij steeds gedaan hebben, een zeer fijne electronenbundel met een snelheid van enkele tientallen kV door een polykristallijn metaalfolie stuurt, en op een loodrecht op de bundel geplaatst fluoresceerend scherm laat vallen, wordt een buigingsfiguur op genoemd scherm zichtbaar. Deze bestaat uit een stelsel concentrische ringen met daartusschen een continue ondergrond. Door het fluoresceerende scherm te vervangen door een fotografische plaat kan men het buigingsbeeld fotografeeren.

Het is nu juist de methode met behulp van de fotografische plaat, die bij uitstek geschikt is voor de relatieve intensiteitsmeting van ringen en ondergrond. Deze methode heeft n.l. het bijzondere voordeel, dat gelijktijdig een beeld van een verschijnsel ontstaat. Bij de andere methoden, zooals b.v. de visueele, of die met behulp van een Faraday-kooi, moet men het geheele intensiteitsbeeld stapje voor stapje aftasten, en krijgt men dus geen overzicht van het geheel. Een groote moeilijkheid bij de toepassing van de laatstgenoemde werkwijzen is, dat, daar zij veel tijd in beslag nemen, gedurende

een vrij lange tijd de intensiteit van het geheele beeld niet mag veranderen. Wij hebben daarom bij onze onderzoekingen de fotografische methode toegepast.

Het beeld, dat wij op de fotografische plaat verkrijgen, moet punt voor punt in het aantal electronen worden omgezet; daarvoor moeten wij het verband kennen, dat er bestaat tusschen de zwarting van de plaat en de hoeveelheid electronen, anders gezegd, de intensiteit der opgevallen electronenbundel, die deze zwarting veroorzaakt. De kromme, die genoemd verband voor een fotografische plaat weergeeft, zullen wij de *zwartingskromme* voor die plaat noemen.

De zwarting van fotografische lagen door een of andere straling kan algemeen door de wet van Schwarzschild:

$$S = f(it^p)$$

beschreven worden, welke wet zegt, dat de zwarting  $S$  (Briggsche logarithme van de omgekeerde doorlating voor licht) een functie is van het product van de opvallende intensiteit  $i$  en de  $p$ -de macht van de belichtingstijd  $t$ . Is de opvallende straling licht, dan is  $p$  niet gelijk aan 1. Voor electronen wordt meestal aangenomen, dat  $p$  gelijk is aan 1. Men zegt dan, dat de reciprociteitswet van Bunsen-Roscoe geldt. In dit geval zijn de grootheden  $i$  en  $t$  in de formule  $S = f(it)$  gelijkwaardig. Om het verband te vinden tusschen de intensiteit en de zwarting behoeft men slechts de  $t$  in bekende mate te variëeren, wat veel eenvoudiger is dan intensiteitsvariatie.

Sommige onderzoekers <sup>13 14)</sup> hebben, gebruik makende van de wet van Bunsen-Roscoe, de zwartingskromme voor hun plaat op deze manier gemeten. Daar wij eenige veronderstelling omtrent de geldigheid van deze wet wilden vermijden, zijn wij anders te werk gegaan en hebben voor elk stel opnamen rechtstreeks het verband bepaald tusschen

<sup>13)</sup> H. Mark en R. Wierl, Zs. f. Phys. 60, 741, 1930.

<sup>14)</sup> G. P. Thomson, Proc. Roy. Soc. London (A), 125, 352, 1929.

de zwarting der fotografische plaat en de opvallende electronen-intensiteit, bij eenzelfde belichtingstijd ( $\pm 5$  sec.) en gegeven snelheid der electronen.

De werkwijze is als volgt: in de plaathouder wordt een fotografische plaat geplaatst van  $8 \times 8$  cm. Met behulp van een rond diafragma, dat zich in de camera vlak voor de fotografische plaat bevindt, wordt zorg gedragen, dat slechts een rechthoekig gedeelte met afmetingen  $20 \times 3$  mm van de plaat belicht kan worden. Deze, daarvoor in het diafragma noodige uitsparing is radiaal aangebracht, zoodat een radiaal stuk uit de electronenringen wordt gefotografeerd. De plaathouder kan van buiten af telkens over de gewenschte hoek worden gedraaid, en wel zoo, dat we tenslotte 15 maal hetzelfde stuk van de ringen kunnen fotografeeren. Zie plaat I, No. 4).

Door de intensiteit van de electronenbundel te variëeren met behulp van het instellen van de gloeistroom van de kathode, kunnen wij de genoemde 15 opnamen verschillende intensiteit geven. De intensiteit onmiddellijk vóór en ná de belichting kan gemeten worden door de centraal doorgaande electronenbundel met behulp van de in de buis gemonteerde electromagneet te laten vallen in de beschreven Faraday-kooi. In hoofdstuk II, § 7, is uiteengezet dat de uitslag van de aan het kooitje, via de versterker verbonden galvanometer een maat is voor de intensiteit.

De fotografische plaat wordt bij het meten van de intensiteit steeds in dezelfde stand gedraaid, zoodat er één plaats is, die telkens wordt belicht tijdens de meting. Plaat I, No. 4 toont dit aan.

Bij onze onderzoekingen hebben wij steeds Wellington S. P. C. Lantern Plates gebruikt. Weliswaar bestaan er fotografische platen, die voor electronen minstens een factor 10 gevoeliger zijn, maar de intensiteit van onze ringen moest toch vrij groot zijn, om de rechtdoorgaande bundel met de versterkeropstelling te kunnen meten; de belichtingstijd bleef toch nog steeds beneden de 5 seconden. Genoemde plaatjes

hebben het voordeel, dat ze een fijne korrel hebben en bij rood, zelfs geel licht behandeld kunnen worden; dit laatste is van groot gemak, omdat de platen op maat voor de plaat-houder moeten worden gesneden.

De opnamen, die wij gebruiken om de zwartingskromme te construeeren, bevatten maar een gedeelte van het geheele buigingsbeeld. Bij een volgende opname op een andere plaat wordt het diafragma weggenomen, zoodat wij het volledige buigingsbeeld kunnen fotografeeren (zie plaat I, No. 1, 2 en 3). Beide platen worden uit hetzelfde doosje genomen, zoodat wij mogen aannemen, dat ze van hetzelfde gietsel zijn, dus dezelfde eigenschappen hebben (dikte van gelatinelaag, gevoeligheid, enz.). Ze worden tegelijkertijd ontwikkeld in metolborax, gedurende ca. 4 minuten. Maken wij bij één serie zwartingsmerken meerdere volledige opnamen, dan worden alle platen, gelijk dit noodzakelijk is, gelijktijdig ontwikkeld.

Met behulp van de microfotometer van Moll worden de fotografische platen doorgefotometreerd<sup>15)</sup>. Ter plaatse van de (111) ring b.v. wordt de doorlating van elk der zwartingsmerken bepaald. Wij hebben de logaritmische van de intensiteit uitgezet als functie van de doorlating  $D$ . De aldus verkregen zwartingskromme is natuurlijk gelijkwaardig met die, welke wij krijgen, als wij telkens de doorlating meten ter plaatse van een zwakkere ring b.v. (311). Alleen de zwartingsgebieden, welke zij bestrijken, verschillen; de intensiteiten van de ringen verschillen een constante factor. Doordat wij de intensiteit logaritmisch hebben uitgezet, loopen de zwartingskrommen van (111) ring en (311) ring dus op een constante afstand van elkaar en kunnen ze door evenwijdige verplaatsing tot één enkele kromme worden vereenigd die over een grooter gebied loopt, dan elke afzonderlijke kromme; hetzelfde is ook geschied voor overeenkomstige punten van de continue grond. Ook de zoo verkregen zwartingskromme

<sup>15)</sup> Zie: L. S. Ornstein, W. J. H. Moll and H. C. Burger, Objektive Spektral-photometrie, Braunschweig, 1932.



is goed inschuifbaar. Bij onze wijze van werken, waar wij de *doorlating* van de plaat bepalen ter plaatse van een ring, en de *intensiteit* van de onafgebogen electronenbundel, onderstellen wij, dat de intensiteit van een ring evenredig is met de intensiteit van de rechtdoorgaande bundel.

In elk punt van het fotogram eener volledige opname

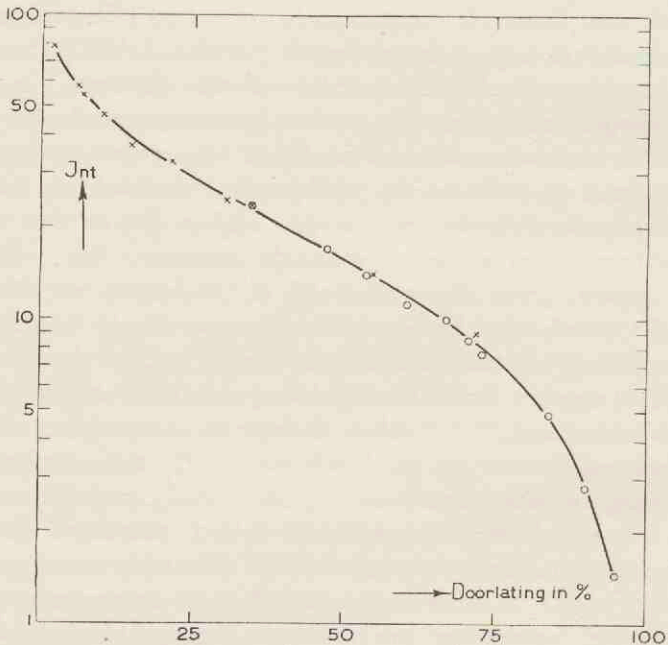


Fig. 7.

Zwartingskromme voor electronen van 30,5 kV. De intensiteit is logarithmisch uitgezet tegen de doorlating.

bepalen wij nu de doorlating van de fotografische plaat. Met behulp van de verkregen zwartingskromme worden al deze doorlatingen in intensiteiten omgezet. Om tijd te besparen, geschiedt het bepalen van de doorlatingen en het omzetten in intensiteiten met behulp van een door Wouda <sup>16)</sup> ge-

<sup>16)</sup> J. Wouda, Zs. f. Phys. 79, 511, 1932.

constueerd apparaat. Om de 0,75 mm op het fotogram, dit is  $\pm$  om de 0,10 mm op de fotografische plaat, worden telkens punten genomen. Op deze wijze kunnen wij een vrij goed denkbeeld krijgen van het intensiteitsverloop in de ring.

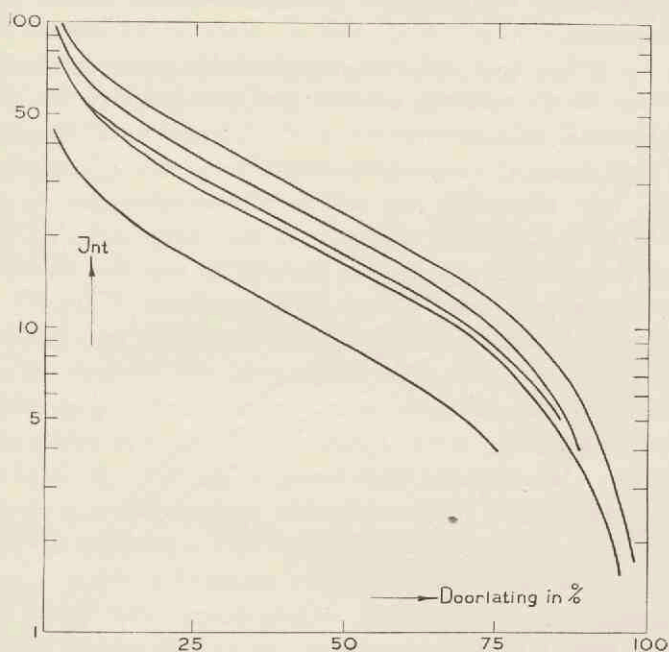


Fig. 8.

Eenige zwartingskrommen voor electronen van 30,5 kV.

### § 10. Experimenteel verkregen zwartingskrommen.

In fig. 7 is een door ons gemeten zwartingskromme voor electronen van 30,5 kV voorgesteld.

De kruisjes zijn afkomstig van metingen aan de (111) ringen, de cirkeltjes van zwakkere ringen. De cirkeltjes, die oorspronkelijk hoger liggen in de figuur, zijn alle over een gelijke afstand in de ordinaatrichting verschoven; het blijkt dat ze met de kruisjes op een vloeiende kromme komen te liggen. De intensiteiten van onze zwartingsmerken kiezen wij

steeds zoo, dat ze zoo regelmatig mogelijk verdeeld liggen tusschen de uiterste intensiteitswaarden, die ongeveer een factor 10 verschillen. De spreiding van de waarnemingspunten om de geteekende kromme is waarschijnlijk een gevolg van storingen in de versterker, of intensiteitsvariatië van de electronenbundel.

In fig. 8 zijn een vijftal zwartingskrommen voor electronen

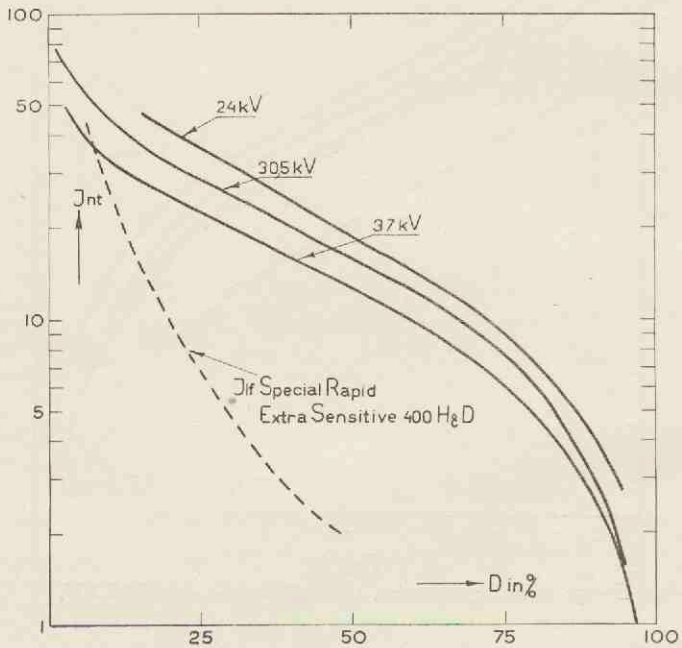


Fig. 9.

Zwartingskrommen voor electronen van 24 kV, 30,5 kV en 37 kV.

van 30,5 kV weergegeven, afkomstig van verschillende stellen waarnemingen. Hoewel het lineaire gedeelte van de krommen in de figuur vrijwel dezelfde helling vertoont, zijn er toch aan de uiteinden verschillen waar te nemen. Dit toont ons duidelijk, dat het noodig is, evenals in de optische fotometrie bleek, voor elk stel opnamen een zwartingskromme te ver-

vaardigen. Onder een stel opnamen verstaan wij opnamen, die dezelfde tijd met electronen van dezelfde snelheid belicht, en tegelijkertijd ontwikkeld zijn.

Fig. 9 laat drie zwartingskrommen voor electronen van verschillende snelheid, n.l. 24 kV, 30,5 kV en 37 kV zien. De verschillen tusschen de drie krommen zijn niet grooter dan die tusschen de krommen van fig. 8 onderling.

In dit verband kan nog worden gewezen op de resultaten door W. Langendijk<sup>17)</sup> in het Utrechtsche Laboratorium verkregen. Deze heeft zwartingskrommen bepaald voor electronen van radio-actieve stoffen met energieën van 20 tot 240 kV. Hij vond, dat de vorm der zwartingskrommen onafhankelijk was van de energie der electronen. Von Borries en Knoll<sup>18)</sup> vonden echter, dat de vorm van de zwartingskromme voor electronen van een electronenbuis wel afhangt van de snelheid der electronen.

Het is gebleken, dat de vorm van de zwartingskromme voor electronen zeer sterk afhangt van de gebruikte plaatsoort. De in de fig. 7, 8 en 9 geteekende krommen zijn zwartingskrommen voor de door ons gebruikte Wellington S. P. C. Lantern Plates. De stippellijn, die in fig. 9 is getrokken, is een zwartingskromme voor electronen van 30,5 kV voor een ander soort fotografische plaat, n.l. Ilford Special Rapid Plate, Extra Sensitive (400 H & D); deze kromme is verkregen op de beschreven wijze met dit verschil, dat de belichtingstijd vanwege de grootere gevoeligheid van de plaat ongeveer een factor 5 kleiner gekozen is.

Wij hebben nog onderzocht in hoeverre de wet van Bunsen—Roscoe voor de gebruikte Wellington S. P. C. Lantern Plates opgaat, door twee zwartingskrommen te maken; de eene op de beschreven manier, waarbij dus de belichtingstijd van de zwartingsmerken constant is en de intensiteit gevariëerd wordt; de andere met behulp van tijd-

<sup>17)</sup> W. Langendijk, Dissertatie Utrecht, 1939.

<sup>18)</sup> B. von Borries en M. Knoll, Phys. Zs. **35**, 279, 1934.

variatie bij constante intensiteit. Beide plaatjes werden tegelijkertijd ontwikkeld, om een eventueel verschil tengevolge van een niet gelijke behandeling te elimineren. Het is gebleken, dat bij  $\pm 35$  kV de krommen elkaar binnen de strooiing der waarnemingen dekken.

### § 11. Absolute gevoeligheid van de fotografische plaat voor electronen.

Los van ons eigenlijke onderzoek hebben wij getracht een schatting te verkrijgen van het aantal electronen, dat noodig is om op  $1 \text{ cm}^2$  van de plaat een gegeven zwarting te bereiken.

Hierbij werd geen buigend metaalfolie in de buis geplaatst, maar gewerkt met een electronenbundel, die ter plaatse van de fotografische plaat een doorsnede van  $\pm 0,3$  mm had. De intensiteit van deze bundel mag niet te klein zijn, daar hij anders niet met voldoende nauwkeurigheid met behulp van onze versterkeropstelling gemeten kan worden. Dit heeft aan de andere kant het bezwaar, dat de belichtingstijd extreem kort gekozen moet worden, om „overbelichting” van de plaat te vermijden. Bij al onze buigingsopnamen is de plaats, waar de onafgebogen electronenbundel de plaat treft bij een belichtingstijd van enkele seconden ver overbelicht, terwijl dan juist de ringen een behoorlijke zwarting hebben. Belichtingstijden, waarbij de centrale bundel een meetbare zwarting heeft, zijn te kort om nauwkeurig rechtstreeks te meten.

Wij hebben daarom een kunstgreep toegepast: n.l. de electronenbundel over de fotografische plaat laten bewegen in een scherp bekende tijd. De belichtingstijd van een stukje der baan kan dan nauwkeurig worden berekend. Te dien einde wordt de electronenbundel door twee loodrecht op elkaar geplaatste magnetische wisselvelden (periode 50) gedwongen een baan te beschrijven, die zich op de fotografische plaat nagenoeg als een cirkel afteekende. Om nu te vermijden, dat twee maal dezelfde cirkel op de plaat werd doorlopen,

werd gedurende de belichting de plaathouder snel van buiten af met de hand gedraaid. Voor of na de opname kan de bundel worden gemeten en in absolute maat worden omgerekend.

Uit fig. 5 kunnen wij n.l. onmiddellijk aflezen, hoe groot de potentiaal van de Faraday-kooi is bij een gegeven galvanometeruitslag. Is de grootte van de lekweerstand (zie fig. 4) bekend ( $2 \cdot 10^6 \Omega$ ), dan kunnen wij de electronenstroom van de bundel berekenen. Wij vonden  $2,2 \cdot 10^{-9}$  Amp. Op de gemaakte opname kunnen wij de breedte der baan, de omtrek en de zwarting bepalen.

Wij hebben gevonden, dat voor Wellington S. P. S. Lantern Plates  $\sim 8 \cdot 10^8$  electronen/cm<sup>2</sup> noodig zijn om de plaat een doorlating van  $\pm 30\%$ , dit is een zwarting 0,10, te geven. Voor Ilford Special Rapid Plates Extra Sensitive (400 H & D) geven  $\sim 10^8$  electronen/cm<sup>2</sup> een zwarting 0,45. Beide getallen gelden voor electronen van  $\pm 35$  kV.

Laatstgenoemde plaatjes zijn dus ruwweg geschat een factor 15 gevoeliger voor electronen, dan de door ons gebruikte Wellington-plaatjes. Het met de gevoeliger plaatjes verkregen resultaat is zeer goed in overeenstemming met het aantal gevonden door W. Langendijk<sup>19)</sup>, met behulp van een Geiger-Müller-teller, waarvan het nuttig effect bekend is. Hij vond, dat het aantal electronen (afkomstig van een radioactief preparaat) met een energie van 100 kV, dat 1 cm<sup>2</sup> van een fotografische plaat (Ilford Special Rapid Plates, Extra Sensitive (400 H & D) een zwarting 0,5 geeft, gelijk is aan  $6 \cdot 10^7$  electronen/cm<sup>2</sup>.

Bij de in deze paragraaf beschreven absolute meting hebben wij de bij de Faraday-kooi mogelijke optredende secundaire electronen-emissie verwaarloosd. De door ons opgegeven electronenstroom die het kooitje treft, en dus het aantal electronen/cm<sup>2</sup> dat op de plaat een gegeven zwarting veroorzaakt, is dus een onderste grens.

<sup>19)</sup> W. Langendijk, Dissertatie, Utrecht, 1939.

## HOOFDSTUK IV.

### METINGEN.

#### § 12. Vorm der intensiteitskrommen.

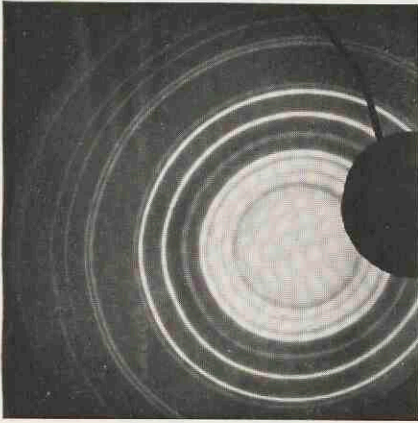
In plaat I zijn electronenbuigingsfiguren van Cu, Ag en Au gereproduceerd. \*) Met behulp van de in hoofdstuk III, § 9 beschreven methode kunnen wij van de verkregen fotografische opname in elk punt de intensiteit van de opgevallen electronen in relatieve maat bepalen. Wij zijn steeds zoo te werk gegaan, dat wij de plaat langs een lijn, die door het middelpunt van het concentrische stel ringen gaat, dus radiaal, fotometreeren. De richting, die wij bij het fotometreeren vanuit het middelpunt kiezen, is onverschillig, daar de kristallen der metaalfolies geen voorkeur, wat de oriëntering betreft, bezitten en dus verwacht mag worden dat de intensiteit van een ring langs zijn omtrek overal dezelfde is.

De gevonden intensiteiten worden in relatieve maat als functie van de afstand tot het middelpunt, gemeten op de fotografische plaat, uitgezet. De abscis is dus  $\text{tg } \theta$ , waarin  $\theta$  de hoek is waaronder de electronen afgebogen zijn. Dergelijke intensiteitskrommen zijn weergegeven in de figuren 10 en 11. De kromme van fig. 10 is de intensiteitskromme van de buigingsfiguur van een goudfolie (dikte  $\pm 380 \text{ \AA}$ ) voor electronen van 30,5 kV; die van fig. 11 van een zilverfolie (dikte  $\pm 230 \text{ \AA}$ ) voor electronen van dezelfde snelheid.

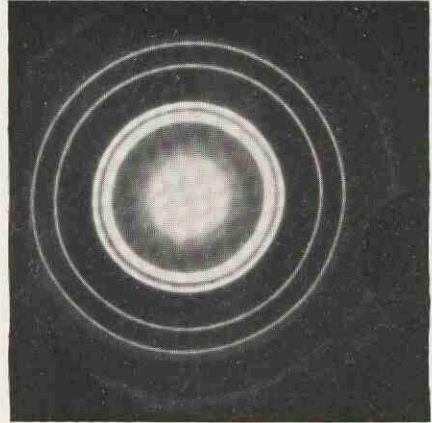
Men ziet, dat de toppen, afkomstig van de ringen, ge-

---

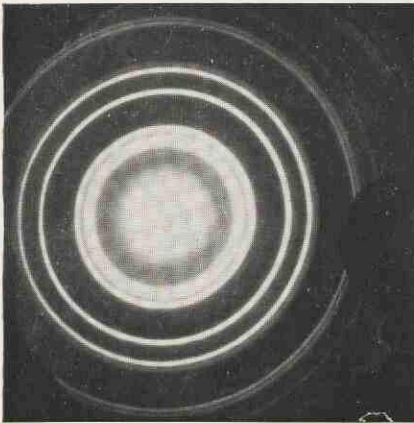
\*) De ronde schaduw wordt veroorzaakt door de Faraday-kooi



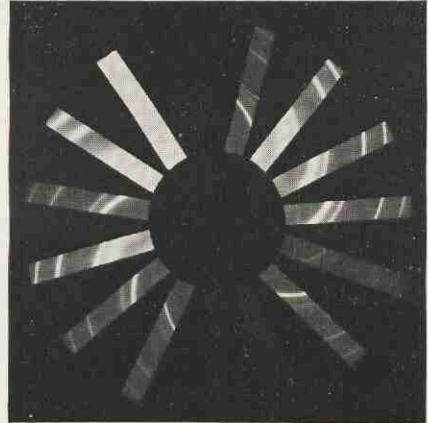
1. Cu-opname (foliedikte  $\pm 400 \text{ \AA}$ )  
Spanning: 42 kV  
Belichtingstijd:  $\pm 5$  sec.



2. Ag-opname (foliedikte  $\pm 230 \text{ \AA}$ )  
Spanning: 30,5 kV  
Belichtingstijd:  $\pm 5$  sec.



3. Au-opname (foliedikte  $\pm 380 \text{ \AA}$ )  
Spanning: 30,5 kV  
Belichtingstijd:  $\pm 5$  sec.



4. Zwartingsmerken  
Spanning: 30,5 kV  
Belichtingstijd:  $\pm 5$  sec.



surperponeerd zijn op een ondergrond, die vanaf het middelpunt naar grootere afbuigingshoeken daalt. Deze ondergrond kunnen wij aangeven door een vloeiende kromme (A in fig. 10), welke aansluit aan de intensiteitskromme op plaatsen tusschen ringen, die niet al te dicht bij elkaar liggen. Trekken wij van de oorspronkelijke intensiteitskromme in elk punt de continue

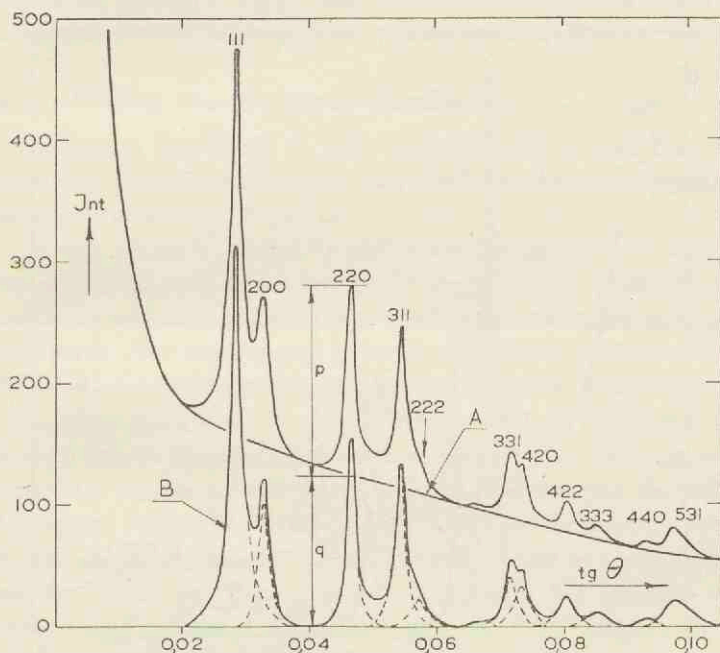


Fig. 10.

Intensiteitsverdeling in het buigingsbeeld van een  $\pm 380 \text{ \AA}$  dik goudfolie. Electronensnelheid 30,5 kV. Kromme A geeft het verloop van de continue ondergrond weer. Kromme B toont de intensiteitsverdeling der ringen vrij van ondergrond.

ondergrond af, dan vinden wij een kromme, die het intensiteitsverloop van de ringen aangeeft. In fig. 10 aangegeven met B.

Ons doel is de relatieve intensiteiten van de verschillende ringen te bepalen. Deze kunnen nog niet zonder meer uit de

krommen, zooals aangegeven door B, afgeleid worden. Immers sommige ringen bedekken elkaar gedeeltelijk, zooals b.v. de (111) en (200) ring, en de (331) en (420) ring. Op bepaalde plaatsen meten wij dus gesuperponeerde intensiteiten. Om de intensiteitskrommen te analyseeren maken wij de onderstelling, dat de ringen om een lijn door het maximum der intensiteit

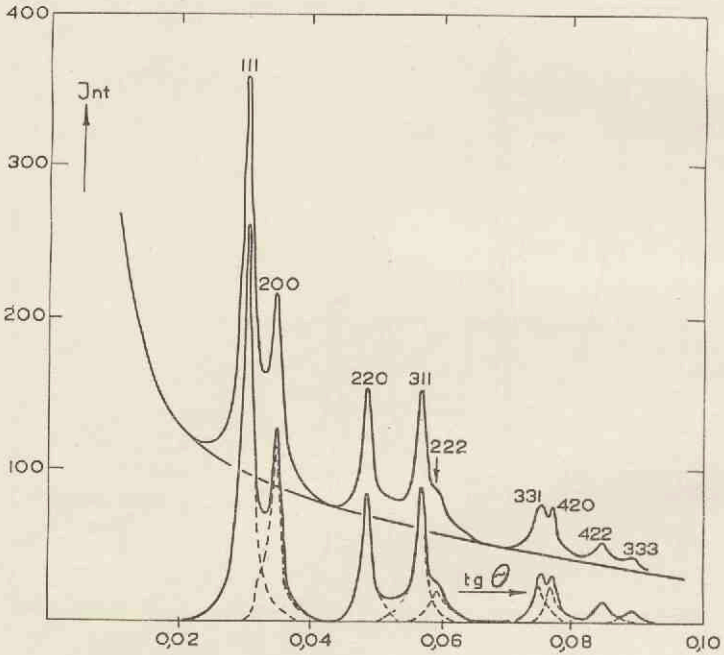


Fig. 11.

Intensiteitsverdeling in het buigingsbeeld van een  $\pm 230 \text{ \AA}$  dik zilverfolie.  
Snelheid der electronen 30,5 kV.

symmetrisch zijn. Een afwijking van de symmetrie kan verwacht worden, daar ter plaatse van een ring de fotografische plaat niet meer loodrecht op de electronenbundel, die erop valt, staat; een eventueele asymmetrie tengevolge van dit geometrisch effect is echter zoo klein, dat zij verwaarloosd kan worden, daar de afbuigingshoeken der electronen zeer

kleine zijn. Uit de figuren 10 en 11 zien wij dat de linkerhelften van de (111) en (220) ring hoegenaamd niet worden gestoord door het over elkaar vallen. Door spiegeling van deze linkerhelften om de „as” van de ring krijgen wij dus een vrij goede benadering voor de profielen van de ringen. Als men de zoo verkregen profielen aftrekt van de resulterende kromme, krijgt men de profielen van de naburige ring, die ook weer behoorlijk symmetrisch blijken te zijn.

### § 13. Meting van de atoomvormfactor.

Zoals in hoofdstuk I reeds medegedeeld is, kan men uit relatieve intensiteitsmetingen van electronenbuigingsringen de atoomvormfactoren bepalen.

In een vroeger artikel <sup>20)</sup> zijn reeds metingen van atoomvormfactoren van koper en zilver gepubliceerd. Daar zijn gemiddelde waarden gegeven van 4 à 5 waarnemingen met verschillende niet nauwkeurig bekende foliedikten. Als maat voor de relatieve intensiteit is de tophoogte gekozen. Daar wij een verschil vonden met de theoretische waarden, verkregen met behulp van de benaderingstheorie volgens Born over de verstrooiing van electronen door atomen, hebben wij de waarnemingen nog eens herhaald met verschillende bekende foliedikten en verschillende snelheden der electronen. Op deze manier zullen wij eenig inzicht krijgen in het verschil van theorie en experiment als functie van de dikte van het doorstraalde metaalfolie, respectievelijk de snelheid der electronen.

Als intensiteit van de ring kan men of de topwaarde, of het oppervlak van het ringprofiel nemen. In het geval de verschillende ringen dezelfde vorm en dezelfde halfwaardebreedte hebben, geeft dit hetzelfde resultaat. Wij hebben echter geconstateerd (zie § 18), dat de halfwaardebreedte der ringen van één opname niet dezelfde constante waarde bezit. Als intensiteit hebben wij steeds de topwaarde genomen. In

<sup>20)</sup> L. S. Ornstein, H. Brinkman, A. Hauer en T. Tol, *Physica* 5, 693, 1938.

§ 15, tabel IV, hebben wij naast de topwaarden ook de oppervlakken der ringprofielen van een Au-opname gegeven, opdat men een indruk van het verschil krijgje.

Daar de fotografische methode niet zeer nauwkeurig is, hebben wij ons niet tevreden gesteld met één enkele opname bij een bepaalde foliedikte en electronensnelheid; wij maakten zoo mogelijk 6 à 8 opnamen met verschillende intensiteit na elkaar, die wij dan alle (natuurlijk met behulp van dezelfde zwartingskromme) volledig uitwerkten. Met behulp van de gemiddelde waarden der intensiteiten berekenden wij de atoomvormfactoren.

Wij hebben metingen gedaan voor drie metalen, n.l. zilver, goud en koper. De kristalstructuur van deze metalen is zeer eenvoudig; het zijn n.l. alle *vlak gecentreerde kubische kristallen*, d.w.z. de atomen bevinden zich in de 8 hoekpunten van een kubus, terwijl bovendien de middens der kubusvlakken met atomen bezet zijn. Volgens Bragg geschiedt reflectie onder dusdanige afbuigingshoeken, dat voldaan moet zijn aan de betrekking:

$$2 a \sin \frac{\Theta}{2} = \sqrt{h^2 + k^2 + l^2} \cdot \lambda.$$

Hierin is  $a$  de lengte van de zijde van de kristalkubus,  $\Theta$  de hoek, die de afgebogen richting maakt met de primaire richting en  $h$ ,  $k$  en  $l$  de, de stand van het reflectievlak karakteriserende, indices van Miller. Dit stel indices  $h$ ,  $k$ ,  $l$  geeft aan, dat het reflectievlak van de drie assen stukken afsnijdt, welke zich verhouden als  $\frac{a}{h} : \frac{a}{k} : \frac{a}{l}$ . Tengevolge van het feit, dat de kristalkubussen van de genoemde metalen vlak gecentreerd zijn, treden alleen reflecties op, waarvoor òf de indices alle even, òf alle oneven zijn. De indices van de bij onze metaalopnamen waargenomen ringen zijn: (111), (200), (220), (311), (222), (400) (uiterst zwak), (331), (420), (422), (511), (333), (440), (531).

#### § 14. Metingen voor zilver.

Tabel III geeft een reeks waarnemingen voor electronen van 30,5 kV, waarbij een Ag-folie gebruikt is met doorlating voor wit licht van 8,8 %, waaraan een dikte van  $\pm 230 \text{ \AA}$  beantwoordt. De volledige tabel der waarnemingen is voor dit geval weergegeven om den lezer een indruk te geven van de spreiding der verschillende gemeten grootheden om hun gemiddelde waarde. De getallen in de kolommen 1 tot en met 13 stellen de gemeten topintensiteiten voor, waarbij de intensiteit van de (220) ring steeds op de waarde 100 gebracht is. De getallen van de tabel zijn afkomstig van twee reeksen waarnemingen. Voor de opnamen 1 tot en met 6 en de opnamen 7 tot en met 13 is niet hetzelfde metaalfolie gebruikt, maar verschillende stukjes, die echter wel uit eenzelfde, grooter zilvervliesje zijn genomen. Voor beide reeksen zijn afzonderlijke zwartingskrommen opgenomen, daar ze op verschillende dagen gemaakt zijn. In de eerste rij ontbreken enkele getallen; de intensiteiten waren voor deze ringen zoo groot, dat ze buiten het gebied van de zwartingskromme vielen. De verschillende foto's van één serie zijn n.l. opgenomen met verschillende absolute intensiteit, welke werd gevariëerd door de gloeistroom te veranderen.

Van de 13 waarnemingen zijn gemiddelden opgemaakt, die in de 14e kolom van de tabel staan. In de volgende kolommen is de vlakkenfactor en de atoomvormfactor aangegeven. Deze laatste wordt berekend met behulp van de formule:

$$\frac{I(h^2 + k^2 + l^2)}{p}$$

In de laatste kolom hebben wij tenslotte de theoretische waarde van de atoomvormfactor vermeld (zie hoofdstuk I, § 1). In fig. 12 zijn de experimenteele en theoretische waarden uitgezet als functie van

$$\frac{\sin \frac{1}{2} \Theta}{\lambda}$$

TABEL III.

Ring (h, k, l)	INTENSITEIT (opwaarde) Ag-opnamen													Ge- mid- deld:	Vlakkenfactor	Experimentele atoomvormfactor	Theoretische atoomvormfactor
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13				
111	330		310	301	331		299	304	308	314	312		312	312	8	117	173
200	152	141	147	146	170	139	139	140	141	145	147	149	132	145	6	97	132
220	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	12	67	67
311	108	109	107	108	108	114	105	105	109	109	110	109	109	108	24	50	46
331	25	23	25	26	28	28	26	26	27	26	26	28	27	26	24	20 <sup>s</sup>	22
420	24	22	22	22	22	24	23	24	25	25	25	27	23	24	24	20	20
422	16	11	15	15	16	14	12	13	16	15	15	16	16	15	24	15	15 <sup>s</sup>
333}																	
511}	11	7	10	10	10	11	7	8	9	12	7	12	9	10	8}	8 <sup>s</sup>	13

TABEL IV.

Ring (h, k, l)	INTENSITEIT (topwaarde) Au-opnamen									Ge- mid- deld:	Gemiddelde van de oppervlakken der ringprofielen.	Vlakkenfactor	Experimentele atoomvormfactor	Theoretische atoomvormfactor
	1	2	3	4	5	6	7	8	9					
111	175	200	186	190	194	186	193	179	173	186	245	8	70	162
200	75	77	71	72	70	67	72	72	69	72	70	6	48	124
220	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	12	67	67
311	84	87	79	84	82	82	84	88	85	84	90	24	38	48
331	25	26	25	25	24	24	24	26	24	25	30	24	20	24
420	21	23	22	21	20	20	23	23	20	21 <sup>s</sup>	26	24	17	22 <sup>s</sup>
422	15	17	16	16	15	14	15	14	16	15	20	24	15	17
333}														
511}	7	8	8	7	7	6	8	8	8	7	9	8}	6	14 <sup>s</sup>
440	3	4	3	6	3	4		4	4	4	4	12	11	11
513	11	14	12	13	11	14		14	14	13	17	48	9 <sup>s</sup>	10 <sup>s</sup>

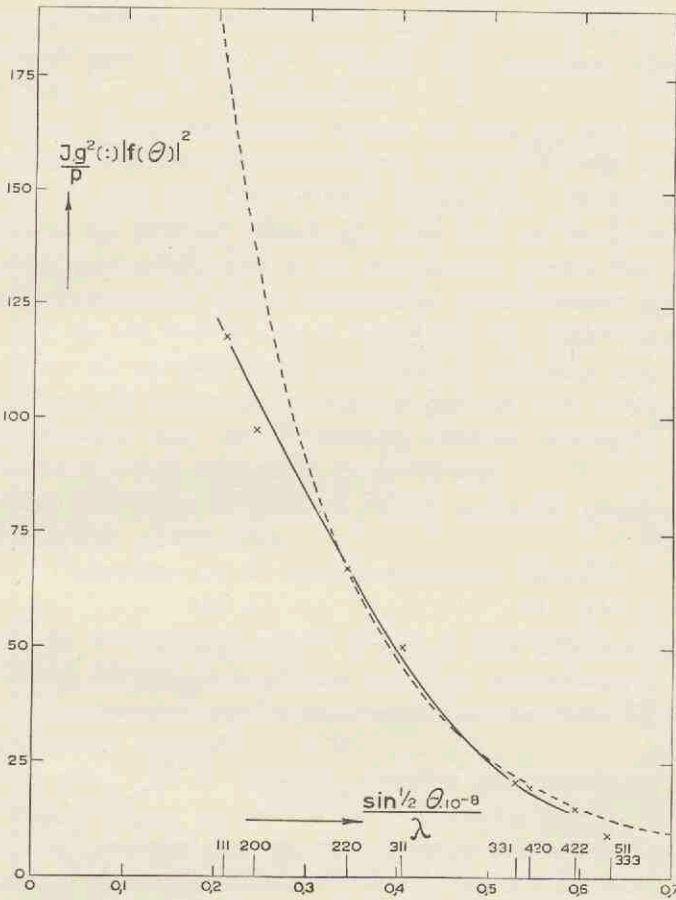


Fig. 12.

Experimenteele (—) en theoretische (---) atoomvormfactor voor electronenbuiging voor zilver.

Bij het vergelijken van de experimenteele en theoretische waarden (die in figuur 12 en tabel III ter plaatse van de (220) ring gelijk gekozen zijn) kan men nogal eenig verschil constateeren. Voor de twee binnenste ringen bedragen de afwijkingen 32%, resp. 26% van de theoretische waarde. Verder valt het op, dat het punt ter plaatse van de (200)

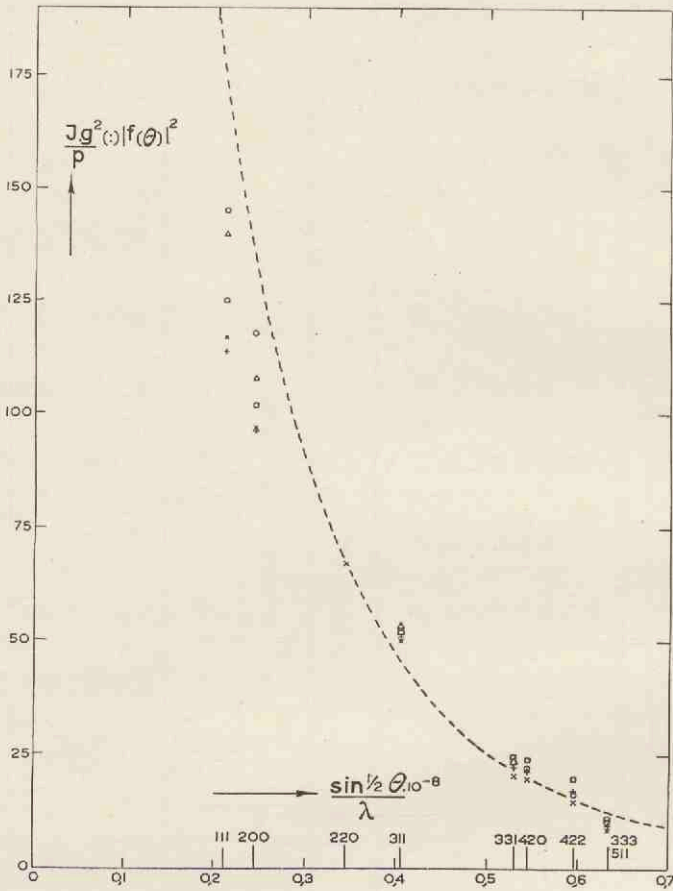


Fig. 13.

Experimentele atoomvormfactor voor elektronenbuiging voor Ag.

--- theorie.

× 230 Å, 1 en 43 dg. oud, 30,5 kV.

○ 450 „ 1 dag oud, 30,5 „

□ 450 Å, 52 dagen oud, 30,5 kV

△ 230 „ 15 „ „ 24 „

+ 230 „ 70 „ „ 24 „

ring beneden een vloeiende kromme valt, die men door de waarnemingspunten trekt. Wij vestigen reeds thans de aandacht op dit punt, daar dit verschijnsel bij alle gedane metingen optreedt en bij waarnemingen met goud zeer sterk aan den



dag zal blijken te treden. Het schijnt, dat de experimenteele kromme voor de atoomvormfactor niet monotoon verloopt als functie van de afbuigingshoek.

In fig. 12 (en ook in de figuren 13, 14 en 15) zijn de waarden van de atoomvormfactor ter plaatse van de (333) en (511) ring niet betrouwbaar. Deze twee ringen liggen precies op dezelfde plaats (de som van de quadraten der indices is n.l. gelijk). Het is dus niet aan te geven, hoe groot de intensiteit der ringen afzonderlijk is. Beschouwt men de ringen als één enkele ring en brengt men een vlakkenfactor 32 (som der afzonderlijke vlakkenfactoren) in rekening, dan vindt men voor de atoomvormfactor een waarde, die procentueel aanmerkelijk van de theoretische waarde verschilt. Deze waarde is steeds opgegeven in de figuren.

Met zilverfolies hebben wij verder metingen gedaan met de volgende combinaties:

foliedikte 450 Å, electronensnelheid 30,5 kV.

„ 230 Å, „ 24 kV.

Beide waarnemingsreeksen zijn twee maal uitgevoerd.

In fig. 13 zijn de resultaten van deze waarnemingen aangegeven, tezamen met de waarnemingen van tabel III en de theoretische kromme.

De met  $\circ$  en  $\triangle$  gemerkte waarden zijn gemiddelden uit 3 waarnemingen, de met  $\square$  en  $+$  gemerkte uit 6.

Er is geen duidelijk verschil aan te wijzen tusschen de uitkomsten bij verschillende foliedikten en snelheid der electronen.

Een opmerkelijk feit is, dat de met  $\triangle$  en  $+$  gemerkte waarnemingen, die met dezelfde foliedikte en dezelfde electronensnelheid gedaan zijn, vrij ver uiteen liggen. Het eenige verschil tusschen de beide opnamen is, dat die met  $\triangle$  gemerkt afkomstig zijn van een folie, dat 15 dagen oud was, die met  $+$  gemerkt van een 70 dagen oud folie. Verder zijn de waarnemingen  $\circ$  en  $\square$  afkomstig van folies, die resp. 1 en 52 dagen oud waren. Onder de ouderdom van een folie verstaan wij de tijd, verlopen tusschen het verdampen van het folie en het maken van de opname.

Bij de figuren 13, 14 en 15 hebben wij steeds de ouderdom van het gebruikte metaalfolie vermeld.

Met een zilverfolie van  $230 \text{ \AA}$  was wel de onderste diktegrens bereikt. Het is ons niet gelukt dunnere zilverfolies vrij van de onderlaag uit te spannen over een gaatje van  $0,5 \text{ mm}$  doorsnede. De bovenste diktegrens wordt bepaald door de absorptie van de electronen in het folie.

Atoomvormfactorbepalingen voor Ag volgens de beschreven methode zijn reeds vroeger uitgevoerd door Mark en Wierl<sup>21)</sup>, Thomson<sup>22)</sup>, en Yearian en Howe<sup>23)</sup>. De eerstgenoemde onderzoekers vonden een vrij goede overeenstemming met de theorie. Yearian en Howe vonden afwijkingen in dezelfde richting, als ook door ons zijn gevonden. In hoofdstuk V komen wij hier nog op terug.

### § 15. Metingen voor goud.

Voor goud zijn metingen gedaan met de volgende combinaties:

a.	foliedikte	$200 \text{ \AA}$	;	snelheid der electronen	$30,5 \text{ kV}$ .
b.	"	260	"	"	37 "
c.	"	260	"	"	$30,5$ "
d.	"	260	"	"	24 "
e.	"	380	"	"	37 "
f.	"	380	"	"	$30,5$ " ( $2\times$ )
g.	"	420	"	"	$30,5$ "

Bij elke combinatie zijn meerdere opnamen gemaakt, om tot een behoorlijke gemiddelde waarde te komen. Tabel IV geeft b.v. de waarnemingen voor een folie van  $380 \text{ \AA}$  met electronen van  $30,5 \text{ kV}$ .

In een kolom van deze tabel zijn de gemiddelde waarden van de oppervlakken der ringprofielen aangegeven. Daarbij is het oppervlak van de (220) ring weer op 100 gebracht. In het algemeen zijn de getallen van deze kolom grooter dan

<sup>21)</sup> H. Mark en R. Wierl, Zs. f. Phys. **60**, 741, 1930.

<sup>22)</sup> G. P. Thomson, Proc. Roy. Soc. London (A) **125**, 352, 1929.

<sup>23)</sup> H. J. Yearian en J. D. Howe, Phys. Rev. **48**, 381, 1935.

die van de vorige (uitgezonderd bij de (200) ring). De experimentele atoomvormfactoren zijn weer berekend met behulp van de topintensiteiten. In fig. 14 zijn deze waarden uitgezet. Bij de (220) ring zijn weer alle experimentele en de theoretische waarde op hetzelfde bedrag gebracht.

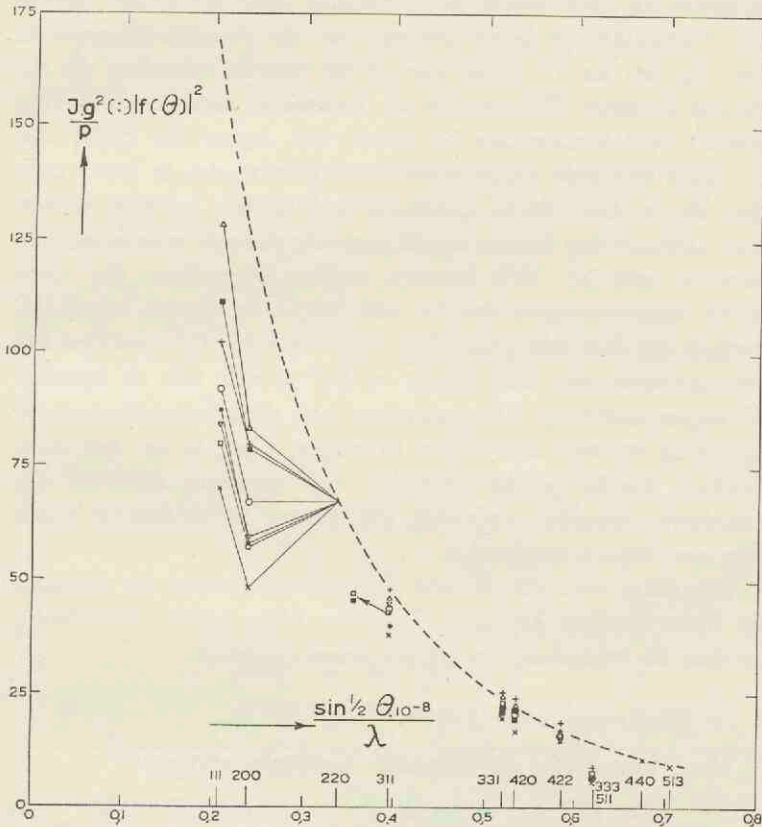


Fig. 14.

Experimentele atoomvormfactor voor electronenbuiging voor Au.

---	theorie.	▽	380 Å, 14 dagen oud, 37 kV.
△	260 Å, 17 dagen oud, 30,5 kV.	×	380 " 40 " " 30,5 "
+	260 " 14 " " 37 "	●	380 " 14 " " 30,5 "
○	260 " 5 " " 30,5 "	□	420 " 14 " " 30,5 "
■	260 " 5 " " 24 "		

In deze figuur valt dadelijk op, dat de experimenteele atoomvormfactor-kromme in het geheel niet monotoon verloopt. De waarde van de intensiteit van de (200) ring is in sommige gevallen zelfs kleiner dan die van de (220) ring. Het verschijnsel, waarvan wij bij zilver een lichte aanduiding meenden te zien, treedt bij goud dus zeer sterk op. Reeds een oppervlakkige beschouwing van de intensiteitskrommen van fig. 10 en 11 toont een groot verschil tusschen de Ag en Au kromme. Bij goud is de intensiteit van de (200) ring relatief veel kleiner dan bij zilver. Uit figuur 14 blijkt, dat de experimenteele atoomvormfactor-kromme des te beter aansluit bij de theoretische naarmate de foliedikte geringer wordt. Een uitzondering hierop wordt gemaakt door de waarnemingen gemerkt met  $\times$ . Wij kunnen hierbij opmerken, dat deze reeks waarnemingen (welke ook gegeven zijn in tabel IV) gedaan zijn met een goudfolie, waarvoor de tijd tusschen het vervaardigen van het vliesje en het maken van de opname 40 dagen bedroeg. De ouderdom van de vliesjes der overige opnamen varieert van 5 tot 14 dagen. Ook is er een aanduiding, dat bij gelijke foliedikte een grootere snelheid der electronen waarden oplevert, die dichter bij de theorie liggen dan een lagere snelheid.

Een dikte van 200 Å was de onderste grens, die wij voor de folies konden bereiken. Dunnere folies vielen uit elkaar, zoodra de onderlaag in aceton werd opgelost.

### § 16. Metingen voor koper.

Voor koper zijn de volgende metingen verricht:

a.	foliedikte	220 Å	; snelheid der electronen	37 kV.	(3)
b.	"	220 "	" " "	24 "	(3)
c.	"	260 "	" " "	30,5 "	(5)
d.	"	275 "	" " "	40 "	(3)
e.	"	520 "	" " "	30,5 "	(3)
f.	"	520 "	" " "	24 "	(2)

Het tusschen haakjes geplaatste getal geeft telkens het

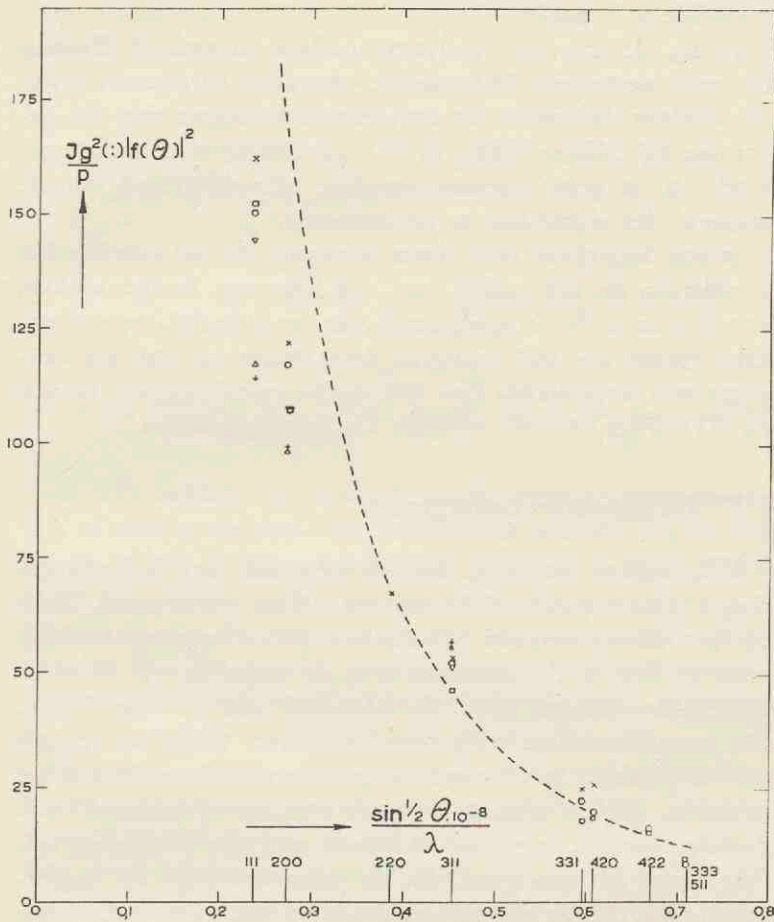


Fig. 15.

Experimentele atoomvormfactor voor electronenbuiging voor Cu.

---	theorie.	○	275 Å, 14 dagen oud, 39,5 kV.
□	220 Å, 29 dagen oud, 37 kV.	△	520 " 13 " " 30,5 "
▽	220 " 29 " " 24 "	+	520 " 13 " " 24 "
×	260 " 2 " " 30,5 "		

gelijkwaardige aantal der opnamen aan, waaruit een gemiddelde is bepaald.

In fig. 15 zijn alle resultaten grafisch vastgelegd. Evenals bij goud vertoonen de waarden, gevonden bij dunnere folies, een tendens dichter bij de theoretische te liggen dan die gevonden bij dikkere folies. In het spanningsgebied, waarin gewerkt is, is geen noemenswaardige afhankelijkheid van de snelheid der electronen te constateeren.

Is een koperfolie oud, d.w.z. bedraagt de tijd tusschen het verdampen en het maken van een opname eenige weken, dan treden in het buigingsbeeld van een dergelijk kopervliesje extra ringen op. Wij schrijven deze ringen toe aan het ontstaan van koperoxyd. Een vrij sterke extra ring ligt binnen de (111) ring van het normale Cu-buigingspatroon.

### § 17. De continue ondergrond.

Wij hebben reeds op het feit gewezen, dat de buigingsringen gesuperponeerd zijn op een diffuse ondergrond. Zelfs op het fluoresceerende scherm is deze ondergrond duidelijk waar te nemen. Al naarmate men de spanning op de electronenbuis verlaagt, wordt de intensiteit van de ringen t.o.v. die van de continue ondergrond zwakker, totdat de ringen tenslotte geheel in de continue grond verdwijnen. Ook is het gebleken, dat de intensiteit van de continue ondergrond t.o.v. de ringintensiteit toeneemt naarmate men een dikker metaalfolie kiest. Als een getal, dat de intensiteit van de ondergrond t.o.v. die der ringen karakteriseert, kan men b.v. kiezen de verhouding van de topintensiteit van een bepaalde ring tot de intensiteit van de ondergrond ter plaatse. Laten wij deze verhouding  $Q_{hkl}$  noemen. In fig. 10 is dus b.v.  $Q_{220}$  gelijk aan  $\frac{p}{q}$ .

Wij hebben over deze grootheid  $Q_{hkl}$  eenige gegevens verzameld. In de eerste plaats is gebleken, dat voor een gegeven metaalfolie,  $Q_{hkl}$  practisch onafhankelijk is van de

intensiteit van de electronenbundel, waarmede wij het metaalfolie bestralen.

Fig. 16 toont dit aan.

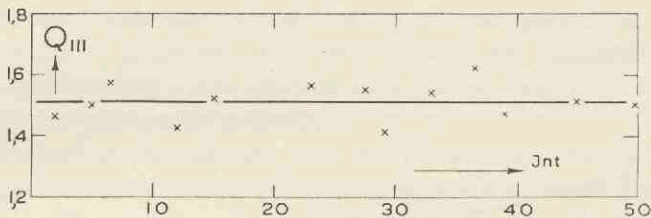


Fig. 16.

Verhouding  $\frac{\text{intensiteit (111) ring}}{\text{int. continue grond}}$  als functie van de electronenintensiteit.

De  $Q$ 's hebben wij bepaald uit de zwartingsmerken van een of andere opname. De doorlatingen kunnen immers met behulp van de zwartingskromme in intensiteiten worden omgezet. Verder zijn de electronenintensiteiten in relatieve maat (abscis van fig. 16) met behulp van de versterkeropstelling gemeten. Het feit, dat  $Q_{hkl}$  onafhankelijk is van de electronenstroom veroorlooft ons de  $Q$ 's te vergelijken van opnamen, die met verschillende intensiteiten vervaardigd zijn.

Een ander experimenteel feit omtrent de verhouding  $Q_{hkl}$  is, dat deze behalve van de electronensnelheid en foliedikte ook *afhankelijk is van de tijd gedurende welke het metaalfolie door de electronenbundel wordt getroffen*. Het bleek n.l., dat  $Q_{hkl}$  kleiner wordt naarmate men het metaalfolie langer bestraalt. Ter beschrijving van dit verschijnsel zijn voorhands drie mogelijkheden:

- de ringintensiteit neemt af, terwijl de intensiteit van de ondergrond gelijk blijft;
- de intensiteit van de continue grond neemt toe, terwijl de ringintensiteit gelijk blijft;
- zoowel de ringintensiteit als de intensiteit van de continue grond verandert.

Om te beslissen met welk van deze gevallen wij te doen hebben, moeten wij aan het begin en einde der bestraling opnamen maken met dezelfde absolute intensiteit. De intensiteiten van overeenkomstige ringen en ook de intensiteit van de ondergrond in beide opnamen zijn dan rechtstreeks vergelijkbaar.

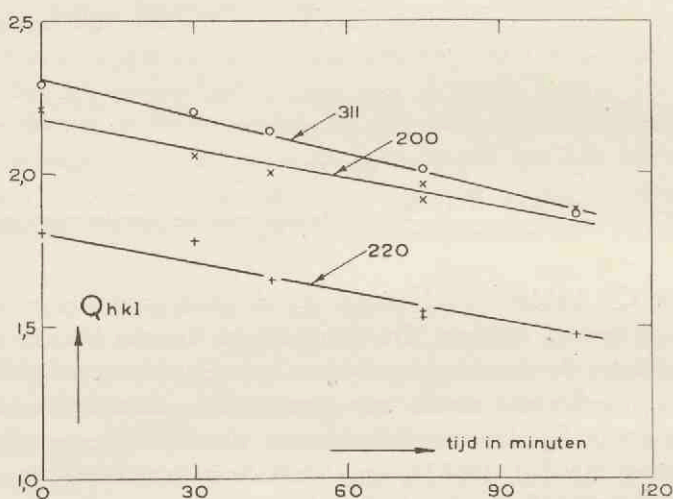


Fig. 17.

Verhouding  $\frac{\text{intensiteit ring}}{\text{int. continue grond}}$  als functie van de bestralingstijd van het metaalfolie.

Wij hebben het volgende experiment uitgevoerd:

Met een Ag-folie van  $230 \text{ \AA}$  hebben wij 6 opnamen gemaakt met electronen van 31 kV. De eerste opname is gemaakt practisch zonder voorafgaande bestraling. De 5 overige opnamen na het folie respectievelijk 30, 45, 75, 75, 105 minuten bestraald te hebben. De bestralingsintensiteit werd zoo goed mogelijk constant gehouden. De absolute intensiteit van elke opname is gemeten door tijdens het belichten van de fotografische plaat de rechtdoorgaande bundel in een kleine Faraday-kooi te laten vallen (zie hoofdstuk III § 9). De



galvanometeruitslag is een maat voor de intensiteit van de rechtdoorgaande elektronenbundel.

Van alle 6 opnamen werd voor een drietal ringen het quotient  $Q_{hkl}$  bepaald. In fig. 17 is dit quotient uitgezet als functie van de bestralingstijd.

Uit de figuur blijkt een duidelijke afname van  $Q_{hkl}$ . Na 105 minuten bestraling is het quotient  $Q_{hkl}$  tot op ongeveer 80% van zijn beginwaarde gedaald.

De absolute intensiteiten van de 6 opnamen waren niet alle precies gelijk. Uitgedrukt in galvanometeruitlagen kregen wij voor de opnamen 1 tot en met 6: 40, 37, 40, 37, 44 en 44 mm. Wij hebben nu de intensiteiten van de 6 opnamen alle gereduceerd tot op eenzelfde bedrag, n.l. 40 mm; dit komt dus hierop neer, dat de ringintensiteiten en de intensiteiten van de ondergrond van de opnamen 2 en 3 zijn vermenigvuldigd met een factor  $\frac{40}{37}$ , die van de opnamen 5 en 6 met een factor  $\frac{40}{44}$ .

In tabel V zijn de aldus gereduceerde intensiteiten weergegeven voor de ringen (200), (220) en (311) en bijbehorende continue gronden. Uit de tabel ziet men, dat er in de ringintensiteit van een verloop in een bepaalde richting geen sprake is, terwijl de intensiteit van de continue grond stijgt bij langere bestraling.

TABEL V.

Opname	Bestralingstijd in min.	(200)		(220)		(311)	
		Ring	Continue grond	Ring	Continue grond	Ring	Continue grond
1	0	151	68	96	53	103	45
2	30	138	67	91	51	95	43
3	45	150	75	94	57	104	49
4	75	149	78	93	60	99	51
5	75	165	84	96	63	108	54
6	105	160	85	91	62	98	53

Dat hierop een uitzondering wordt gemaakt door opname 2 heeft waarschijnlijk zijn oorzaak in het feit, dat de absolute intensiteit bij deze opname iets te klein is gemeten.

Uit het beschreven experiment mogen wij concludeeren, dat wij te doen hebben met geval *b*, dus, *dat bij bestraling van het metaalfolie de continue grond toeneemt, terwijl de intensiteit der ringen practisch gelijk blijft.*

Het feit, dat wij gedurende het maken van de opname ook de intensiteit van de rechtdoorgaande electronenbundel hebben gemeten, maakt het ons mogelijk met behulp van de in hoofdstuk III, § 11 beschreven absolute meting een schatting te maken van de verhouding van het aantal electronen, dat in de ringen, respectievelijk continue grond terecht komt, tot het aantal in de rechtdoorgaande bundel. In § 11 hebben wij bepaald, dat  $8 \cdot 10^8$  electronen op  $1 \text{ cm}^2$  van de fotografische plaat een doorlating van 80% veroorzaken. Bij een bekende zwartingskromme is dus voor iedere doorlating van de plaat het aantal electronen, dat deze doorlating veroorzaakt, te bepalen. Bij een bekende belichtingstijd kunnen wij uit metingen met behulp van de versterkeropstelling het aantal electronen bepalen, dat in die tijd in de Faraday-kooi valt.

Wij hebben ons beperkt tot het bepalen van het aantal electronen in de eerste 7 ringen. Tabel VI geeft het aantal voor de zilveropname 1 ( $230 \text{ \AA}$ , electronensnelheid 31 kV); dus vóór de bestraling.

TABEL VI.

Ring	Aantal electronen
111	$0,56 \cdot 10^{10}$
200	$0,25 \cdot 10^{10}$
220	$0,22 \cdot 10^{10}$
311	$0,28 \cdot 10^{10}$
331	$0,09 \cdot 10^{10}$
420	$0,07 \cdot 10^{10}$
422	$0,05 \cdot 10^{10}$

Het totale aantal in de eerste 7 ringen was dus  $1,52 \cdot 10^{10}$ . Dit is dus een onderste grens voor het aantal, dat in de ringen terecht komt.

Wat het totale aantal electronen, dat de ondergrond veroorzaakt, betreft hebben wij ons moeten beperken tot het aantal, dat de fotografische plaat getroffen heeft tusschen 2 cirkels om de vlek, veroorzaakt door de rechtdoorgaande bundel, met stralen van 5 en 40 mm. Dit is het stuk van de ondergrond, dat zich uitstrekt vanaf 5 mm van het middelpunt tot even voorbij de (422) ring. Wij hebben gevonden voor het aantal electronen, dat in dit gedeelte van de diffuse ondergrond terecht komt:  $5,45 \cdot 10^{10}$ . Ook dit is een onderste grens voor het aantal electronen in de geheele continue grond. Gedurende de belichtingstijd (10,5 sec.) vallen in de Faradaykooi:  $26,4 \cdot 10^{10}$  electronen.

Resumeerende kunnen wij dus zeggen, dat van de electronen, die het metaalfolie treffen, in 10,5 seconden,  $26,2 \cdot 10^{10}$  in de rechtdoorgaande bundel terechtkomen,  $1,52 \cdot 10^{10}$  in de eerste 7 ringen en  $5,45 \cdot 10^{10}$  in het centrale gedeelte der continue grond (binnen een kegeloppervlak met een halve tophoek van  $\pm 5,5^\circ$  om de rechtdoorgaande bundel).

De verhouding van deze 3 getallen is dus als  $100 : 5,8 : 20,8$ .

Als hetzelfde zilverfolie 75 minuten bestraald is, zijn de verhoudingsgetallen geworden:  $100 : 5,9 : 24,5$ .

Uit het feit, dat de continue grond toeneemt als functie van de bestralingstijd, moeten wij concludeeren, dat het metaalfolie door het electronenbombardement een verandering ondergaat. Ook op andere wijze, n.l. door ultramicroscopische waarnemingen aan bestraalde metaalfolies, is dit gebleken <sup>24)</sup>.

In hoofdstuk V, § 20 zullen wij aan de hand van in de literatuur vermelde gegevens en bovengenoemde feiten verschillende mogelijke oorzaken voor de diffuse ondergrond discussieeren.

<sup>24)</sup> D. A. Was en T. Tol, Physica 7, 253, 1940.

## § 18. Breedte der diffractieringen.

Wij willen nu iets zeggen over de breedte der buigingsringen in verband met het volgende experimenteele feit: *Het is gebleken, dat de verschillende ringen van een opname geen evenredige intensiteitsverdeling bezitten, d.w.z. ze kunnen niet tot dekking worden gebracht door vermenigvuldiging met een zekere factor in de ordinaatrichting.* Bij al onze opnamen is b.v. de halfwaarde-breedte van de (111) ring grooter dan die van de (220) ring. Daar de (111) ring 3 à 4 maal zoo intens is, als de (220) ring, zou het kunnen zijn, dat bij eerstgenoemde ring een eventueele „infectie” van de fotografische plaat op plaatsen vlak naast de ring grooter zou zijn, dan bij de (220) ring (Eberhard-effect). Als dit zoo was, dan zou er een verschil in breedte moeten bestaan tusschen de (111) ringen van twee verschillende plaatjes met verschillende intensiteit. Wij hebben gevonden, dat de breedten van de (111) ringen van opnamen, die een factor 4 in intensiteit verschillen, practisch gelijk zijn. Wij mogen hieruit concludeeren, dat dus een eventueel Eberhard-effect niet de oorzaak is van het verschil in breedte van de ringen.

De grootte van het waargenomen verschil staat aangegeven in tabel VII.

TABEL VII.

Plaats op de ring.	Opnamen met Au-folie. Dikte $\pm 380 \text{ \AA}$ ; spanning 30,5 kV. Gemiddelde breedte uit 9 opnamen.		Opnamen met Ag-folie. Dikte $\pm 230 \text{ \AA}$ ; spanning 30,5 kV. Gemiddelde breedte uit 6 opnamen.	
	(111) ring	(220) ring	(111) ring	(220) ring
$\frac{1}{2}$ tophoogte	0,86 mm	0,76 mm	0,84 mm	0,74 mm
$\frac{7}{16}$ ..	1,00 ..	0,84 ..	0,93 ..	0,84 ..
$\frac{3}{8}$ ..	1,19 ..	0,94 ..	1,15 ..	0,94 ..
$\frac{5}{16}$ ..	1,39 ..	1,06 ..	1,34 ..	1,08 ..
$\frac{1}{4}$ ..	1,64 ..	1,22 ..	1,61 ..	1,28 ..
$\frac{3}{16}$ ..	1,96 ..	1,46 ..	1,94 ..	1,56 ..
$\frac{1}{8}$ ..	2,44 ..	1,84 ..	2,44 ..	1,92 ..
$\frac{1}{16}$ ..	3,48 ..	2,78 ..	3,46 ..	2,56 ..
voet	6,30 ..	4,46 ..	6,70 ..	4,14 ..

Wij hebben in krommen, zooals in fig. 10 en 11 zijn aangegeven, op verschillende plaatsen de breedten van de (111) en (220) ring gemeten. Dit is gedaan bij krommen van 9 verschillende opnamen van een goudvliesje van  $\pm 380 \text{ \AA}$  bij 30,5 kV. De 2de en 3de kolom van de tabel geven de gemiddelde waarden. De 4de en 5de kolom zijn gemiddelden van een opname met een zilvervliesje. De getallen zijn de

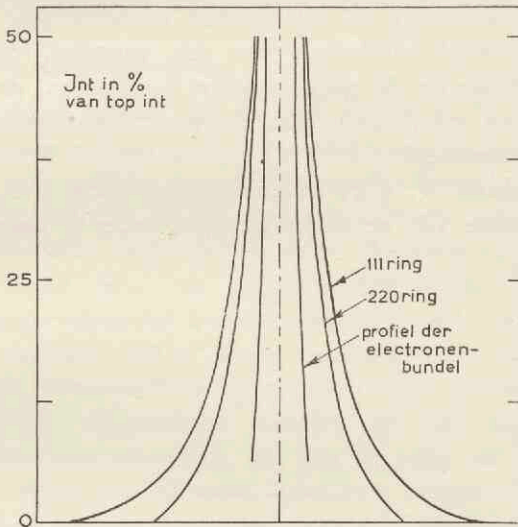


Fig. 18.

Breedte der (111) en (220) diffractieringen.

afstanden op de fotografische plaat, welke een factor 10 kleiner zijn dan de in de grafieken opgemeten afstanden. Tusschen de getallen van de 2de en 4de kolom en van de 3de en 5de kolom ziet men een zeer goede overeenstemming. Het blijkt dus, dat de (111) ring gemiddeld ongeveer een factor 1,25 breder is, dan de (220) ring. Voor andere ringen is deze nauwkeurige breedte niet bepaald, daar ze òf te geringe intensiteit hebben, òf de vorm niet zoo nauwkeurig bekend is, daar deze eerst door analyse nog bepaald moet worden.

Alleen de onderste helft van de ringen (111) en (220) is opgemeten, daar wij hierdoor reeds een voldoende indruk krijgen van het verschil.

De getallen van de 4de en 5de kolom van tabel VII zijn in fig. 18 grafisch uitgezet.

De binnenste lijn is het profiel van de rechtdoorgaande electronenbundel, zooals die zich op de fotografische plaat afteekent, als er geen buigend metaalfolie achter het laatste diafragma aanwezig is. Dit profiel is verkregen, door de electronenbundel met behulp van een wisselend magnetisch veld een lijntje op de plaat te laten beschrijven, dit te fotometreeren en met behulp van de zwartingskromme om te zetten in intensiteit.

In hoofdstuk V, § 21 zullen wij eens nader de factoren, die de breedte van de ringen bepalen, onder de loupe nemen.

---

## HOOFDSTUK V.

### DISCUSSIE DER MEETRESULTATEN.

#### § 19. Atoomvormfactoren.

Wij hebben gezien, dat de in § 14, 15 en 16 experimenteel bepaalde atoomvormfactoren in belangrijke mate afwijken van de met behulp van de Bornsche benaderingstheorie berekende waarden. In dit verband kunnen wij wijzen op een theoretische behandeling door Blackman <sup>25)</sup> van de reeds vroeger door ons gepubliceerde intensiteitsmetingen van buigingsringen van koper en zilver <sup>26)</sup>. Blackman komt tot de conclusie, dat er alleen sprake kan zijn van een bevredigende overeenstemming tusschen onze experimenten en de berekende theoretische waarden, als men uiterst dunne metaalfolies zou gebruiken, n.l. van de orde van enkele tientallen Å. Alleen in dat geval mag men volgens Blackman verwachten, dat de door ons bepaalde atoomvormfactoren evenredig zijn met het kwadraat van de op pag. 15 gegeven

$$\text{functie: } (N - F_R) \left( \frac{\lambda}{\sin \frac{\Theta}{2}} \right)^2$$

Bij gebruik van dikkere metaalfolies is het niet meer geoorloofd de verschijnselen te beschrijven met de kinematische theorie, maar moet men de verstrooiing bekijken uit het gezichtspunt van de dynamische theorie van Bethe <sup>27)</sup>. Deze

<sup>25)</sup> M. Blackman, Proc. Roy. Soc. London (A) 173, 68, 1939.

<sup>26)</sup> L. S. Ornstein, H. Brinkman, A. Hauer en T. Tol, Physica, 5, 693, 1938.

<sup>27)</sup> H. Bethe, Ann. d. Phys. 87, 55, 1928.

theorie geeft, dat bij dikke folies de ringintensiteiten evenredig moeten zijn, niet met het kwadraat van  $(N - F_R) \left( \frac{\lambda}{\sin \frac{\theta}{2}} \right)^2$ ,

maar met deze functie zelf. Bij onze experimenten is dit ook zeer zeker niet het geval.

Blackman heeft nu op grond van de theorie van Bethe voor een tusschengeval theoretische waarden voor de atoomvormfactor bepaald, die veel beter overeenkomen met de vroeger door ons experimenteel gemeten waarden voor koper en zilver. Wij moeten echter wijzen op het feit, dat, terwijl de waarden voor de (111) en (220) ring zeer goed overeenstemmen (bij de (220) ring zijn ze aangepast), de experimentele waarde van de (200) ring in beide gevallen vrij wat lager ligt dan de theoretische waarden volgens Blackman. Bij de in § 15 beschreven waarnemingen aan goud zal dit laatste verschijnsel nog veel sterker tot uiting komen, daar wij in sommige gevallen vonden, dat de experimentele waarde voor de (200) ring zelfs lager ligt dan die van de (220) ring. Wij zijn van meening, dat de verbeterde theorie gegeven door Blackman, nog niet voldoende zal zijn om de door ons bij het zware element goud gevonden waarden te verklaren.

*Naar onze meening is het bij zware elementen niet meer geoorloofd de Bornsche benaderingstheorie over de elastische verstrooiing van electronen door atomen toe te passen.* Ook Blackman vestigt hier reeds de aandacht op in zijn genoemde publicatie. Ook Yearian en Howe<sup>28)</sup> hebben hier reeds op gewezen, toen hun experimenten niet in overeenstemming bleken te zijn met de theoretische waarden.

In de literatuur zijn verder talrijke experimenten beschreven over de verstrooiing van langzame electronen (van  $\pm 5-800$  Volt) door gassen, die zeer duidelijk buiten het geldigheids-

<sup>28)</sup> H. J. Yearian en J. D. Howe, Phys. Rev. 48, 381 en 475, 1935.



gebied van de beschreven verstrooiingstheorie vallen. <sup>29)</sup>

Henneberg <sup>30)</sup> heeft getracht een nauwkeuriger berekening op te zetten over de verstrooiing van electronen door atomen. Met behulp van zijn beschouwingen kan hij de experimenten over de verstrooiing van langzame electronen door gassen kwalitatief verklaren. Zijn theorie geeft ook de maxima en minima in de verstrooide intensiteit als functie van de hoek, zooals die bij verstrooiingsproeven door gassen worden gevonden.

Over de verstrooiing van snelle electronen (30—50 kV) door metaalatomen vindt Henneberg, dat de Bornsche atoomvormfactorkromme sneller daalt dan de exacte. Wij hebben ook gevonden, dat de experimenteele atoomvormfactorkromme minder steil loopt dan diegene, die met behulp van de theorie van Born verkregen is.

Verder vertoonen de door Henneberg berekende waarden (voor een Ag-folie, electronensnelheid 42,5 kV) een zwakke aanduiding van het niet-monotone verloop van de atoomvormfactorkromme, hetwelk bij onze experimenten, vooral bij goud, zeer sterk optreedt.

## § 20. De continue ondergrond.

Bij het zoeken naar de herkomst van de diffuse ondergrond kunnen wij beginnen met vast te stellen, dat deze ondergrond zijn oorsprong heeft in het metaalfolie. Zonder vliesje verschijnt n.l. een scherp begrensde stip op de fotografische plaat en geen ondergrond.

Dat de ondergrond veroorzaakt wordt door electronen en niet door Röntgen-straling, blijkt onmiddellijk uit twee feiten:

<sup>29)</sup> Zie b.v. F. L. Arnot, Proc. Roy. Soc. London (A) **130**, 655, 1931; **133**, 615, 1931.

E. B. Jordan en R. B. Brode, Phys. Rev. **43**, 112, 1933.

C. B. O. Mohr en F. H. Nicoll, Proc. Roy. Soc. London (A) **138**, 469, 1932.

<sup>30)</sup> W. Henneberg, Zs. f. Phys. **83**, 555, 1933.

a. tegelijkertijd met de ringen wordt ook het continuum afgebogen door een in de nabijheid gebrachte magneet;

b. bedekken wij de fotografische plaat plaatselijk met een  $\pm 1 \mu$  dik cellulose-acetaat vliesje, dan blijkt de plaat na ontwikkeling daar ter plaatse niet gezwart te zijn.

Wij willen aan de hand van in de literatuur beschreven experimenten over de doorgang van electronen door materie nagaan, of de electronen, nadat zij de materielaag hebben verlaten, ook een snelheidsvermindering hebben ondergaan, en zoo ja, hoe groot het bedrag van deze vermindering is. Bijna alle proeven, die hierover gedaan zijn, houden zich bezig met het bepalen van de snelheidsvermindering in één richting, n.l. in de invalrichting der electronen. In tabel VIII zijn eenige uitkomsten van nieuwere experimenten hieromtrent weergegeven.

TABEL VIII.

Onderzoeker	Snelheid der invallende electronen	Materiaal en dikte	Snelheidsvermindering in %
Becker <sup>31)</sup> . . . .	46,4 kV	Al 1 $\mu$	1
" . . . .	79,6 "	" 1 "	0,3
" en . . . .			
Kipphan <sup>32)</sup>	52 "	" 2,3 "	2,5
Kirchner <sup>33)</sup> . . . .	45 "	" 1 "	1
Boochs <sup>34)</sup> . . . .	50 "	" 0,8 "	0,8
" . . . .	34 "	" 0,8 "	0,6
" . . . .	50 "	Glimmer 1,28 "	1,34
Trillat en Hautot <sup>35)</sup>	23-46 "	Al, Au 0,5-2 "	<0,5

De methode, die genoemde onderzoekers toepasten, om de snelheidsvermindering te bepalen, was meestal deze, dat ze

<sup>31)</sup> A. Becker, Ann. d. Phys. 78, 209, 1925.

<sup>32)</sup> A. Becker en E. Kipphan, Ann. d. Phys. 28, 465, 1937.

<sup>33)</sup> F. Kirchner, Ann. d. Phys. 30, 683, 1937.

<sup>34)</sup> H. Boochs, Zs. f. techn. Phys. 19, 605, 1938.

<sup>35)</sup> J. J. Trillat en A. Hautot, Ann. d. Phys. 30, 165, 1937.

de electronenbundel, nadat deze het dikke folie ( $\sim 1 \mu$ ) gepasseerd had, weer gingen diafragmeeren en door een dunner metaalfolie lieten gaan. Dit dunnere folie werd dan gebruikt als „spectrograaf”. Uit een verandering der diameter der buigingsringen kon men de snelheidsvermindering bepalen.

Uit de tabel VIII ziet men, dat de snelheidsverminderingen uiterst gering zijn. Bij onze experimenten hebben wij bovendien nog met folies gewerkt, die ongeveer een factor 25 dunner zijn. Wij mogen dus wel de conclusie trekken, dat een eventueele snelheidsvermindering van de electronen der rechtdoorgaande bundel practisch te verwaarloozen is.

Nu rijst de vraag op: Hebben de electronen, die de diffuse grond veroorzaken ook een snelheidsvermindering ondergaan, en zoo ja, hoe groot is deze?

Nie<sup>36)</sup> heeft hieromtrent onderzoekingen gedaan. Door electronenoptische beïnvloeding van electronenbundels kan hij aantoonen, dat de door een goudfolie van  $0,1 \mu$  ( $1000 \text{ \AA}$ ) diffuus verstrooide electronen hoogstens een snelheidsvermindering van  $0,4 \%$  van het oorspronkelijke bedrag ( $40 \text{ kV}$ ) hebben ondergaan. Daar de dikte van de door ons gebruikte folies nog kleiner is dan  $0,1 \mu$  kunnen wij dus uit de experimenten van Nie concluderen, dat de electronen, die de continue grond veroorzaken, hoogstens een snelheidsvermindering van eenige tientallen Volts hebben ondergaan.

Nie besluit uit zijn experimenten, dat het zeer onwaarschijnlijk is, dat de continue grond wordt veroorzaakt door onelastisch gebotste electronen. Zijn conclusie is echter ons inziens niet gewettigd. Immers, als een electron onelastisch botst met een atoom, is het mogelijk, dat het energieverlies in de orde van eenige Volts zal zijn. En de onelastisch gebotste electronen zullen niet meer cohaerent zijn onderling en met de elastisch gebotste electronen en dus niet kunnen interfereeren. Op deze wijze zouden zij niet meer noodzakelijkerwijs alleen in of in de onmiddellijke omgeving van de

<sup>36)</sup> H. Nie, Ann. d. Phys. 35, 97, 1939.

ringen behoeven terecht te komen, en zouden zij dus de oorzaak kunnen zijn van de diffuse ondergrond.

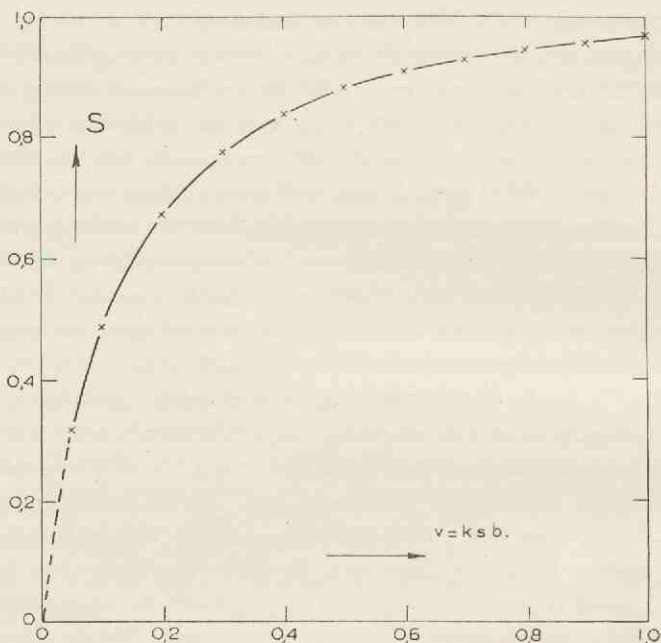


Fig. 19.

De door Heisenberg ingevoerde uitdrukking  $S$  als functie van  $v = ksb$ .

Overgenomen van Bewilogua.  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ;  $S = 2 \sin \frac{\theta}{2}$ ;  $b = \frac{0,176}{Z^{2/3}}$ .

De opvatting, dat de continue grond afkomstig is van *onelastisch* gebotste electronen vindt men o.a. bij Mark en Wierl<sup>87)</sup> en bij Thomson<sup>88)</sup>.

Morse<sup>89)</sup> heeft over deze onelastische verstrooiing van electronen een berekening opgezet. Hij vindt, dat de onder

<sup>87)</sup> H. Mark en R. Wierl, Die experimentellen und theoretischen Grundlagen der Elektronenbeugung, Berlin, 1931, pag. 33.

<sup>88)</sup> G. P. Thomson, Proc. Roy. Soc. London (A) 125, 363, 1929,

<sup>89)</sup> P. M. Morse, Phys. Zs. 33, 443, 1932.

een hoek  $\theta$  verstrooide electronenintensiteit evenredig is met:

$$\left(\frac{\lambda}{\sin \frac{\theta}{2}}\right)^4 \{(N - F_R)^2 + S\}$$

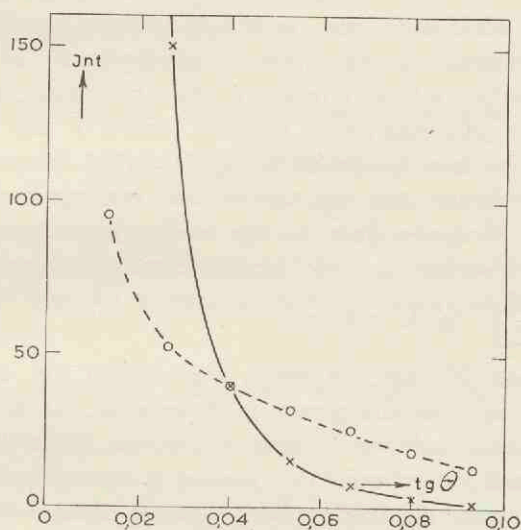


Fig. 20.

—  $S \left(\frac{\lambda}{\sin \frac{\theta}{2}}\right)^4$  als functie van  $\text{tg } \theta$ .

--- Intensiteit van de continue grond als functie van  $\text{tg } \theta$ .

In het eerste stuk van deze uitdrukking vinden wij de reeds uitvoerig besproken elastische verstrooiing terug. Het tweede gedeelte slaat op de onelastische verstrooiing. Hierin is  $S$  een door Heisenberg <sup>40)</sup> ingevoerde functie, welke een maat is voor de incoherente verstrooiing van Röntgenstralen. Deze uitdrukking  $S$ , die een functie is van  $\lambda$ ,  $\theta$  en het atoomgetal  $N$  van het verstrooiende atoom, is door

<sup>40)</sup> W. Heisenberg, Phys. Zs. 32, 737, 1931.

Bewilogua<sup>41)</sup> als functie van  $v = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2 \sin \frac{\Theta}{2} \cdot \frac{0,176}{Z^{2/3}}$  getabelleerd. In fig. 19 is deze tabel in grafiek gebracht.

In fig. 20 hebben wij  $S \left( \frac{\lambda}{\sin \frac{\Theta}{2}} \right)^4$  uitgezet in willekeurige

eenheden als functie van de afbuigingshoek ( $\text{tg } \Theta$ ), waarbij als verstrooiend element zilver is aangenomen. In dezelfde fig. 20 hebben wij de intensiteit van de continue grond van een onzer zilveropnamen uitgezet, waarbij wij de twee krommen hebben aangepast bij  $\text{tg } \Theta = 0,04$ .

Uit de figuur zien wij, dat er van een overeenstemming der beide krommen geen sprake is. De theoretische kromme loopt veel steiler dan de experimenteele, tengevolge van de  $\left( \sin \frac{\Theta}{2} \right)^4$  in de noemer.

De figuur 20 zegt ons alleen iets omtrent het verschil in vorm van de continue grond en de kromme, die de intensiteit van de onelastisch verstrooide electronen geeft als functie van de afbuigingshoek. Wij kunnen ook nog een schatting maken omtrent de absolute waarden der intensiteiten.

Stel b.v., dat wij een Ag-folie van 230 Å met electronen van 31 kV gaan beschieten. Dit folie bevat per  $\text{cm}^2$   $1,36 \cdot 10^{17}$  atomen. Met behulp van de formule:

$$I(\Theta) = \frac{m^3 e^4}{4 h^4} S \left( \frac{\lambda}{\sin \frac{\Theta}{2}} \right)^4$$

kunnen wij de verhouding bepalen van het aantal electronen, dat onelastisch onder een zekere hoek  $\Theta$  wordt afgebogen en op 1  $\text{cm}^2$  van de op een afstand van 42 cm van het folie geplaatste fotografische plaat terecht komt tot het aantal, dat het folie treft.

<sup>41)</sup> L. Bewilogua, Phys, Zs. 32, 740, 1931.

Voor  $\frac{\sin \frac{\Theta}{2}}{\lambda} \cdot 10^{-8} = 0,3$ , wat ongeveer overeenkomt met  $\text{tg } \Theta = 0,04$ , is deze verhouding  $1,8 \cdot 10^{-4} : 1$ .

Uit onze absoluutmetingen volgt, dat de verhouding van het aantal electronen van de continue grond, dat op  $1 \text{ cm}^2$  van de plaat valt (afgebogen onder een hoek  $\Theta$ , waarvoor

$\frac{\sin \frac{\Theta}{2}}{\lambda} \cdot 10^{-8} = 0,3$ ) tot het aantal, dat onafgebogen doorgaat,

gelijk is aan  $66 \cdot 10^{-4} : 1$ . Nu is natuurlijk het aantal, dat het folie treft grooter, dan het aantal, dat er doorheen gaat. Laten wij veronderstellen, dat de verhouding  $2 : 1$  is, dan krijgen wij in plaats van  $66 \cdot 10^{-4} : 1$  de verhouding  $33 \cdot 10^{-4} : 1$ .

Wij zien dus, dat de experimenteel gemeten continue grond

voor  $\frac{\sin \frac{\Theta}{2}}{\lambda} \cdot 10^{-8} = 0,3$  ongeveer een factor 20 sterker is

dan de intensiteit van de onelastisch verstrooide electronen. Dus ook in absolute grootte is er een belangrijk verschil tusschen de krommen van fig. 20. Het ziet er dus naar uit, dat de continue grond zijn oorsprong heeft in een effect, dat veel sterker is dan de onelastische verstrooiing der electronen.

Er bestaat ook nog een mogelijkheid, dat electronen niet slechts éénmaal, maar meerdere of zelfs zeer vele malen elastisch botsen met atomen. Tengevolge hiervan zouden zij dus buiten de diffracteringen terecht kunnen komen en eventueel de continue grond veroorzaken.

Hebben wij te doen met *veelvoudige verstrooiing*, d.w.z. verstrooiing, die ontstaat uit zeer veel enkelvoudige botsingen, die onafhankelijk van elkaar zijn, dan moet deze kwalitatief door een Gaussische foutenwet kunnen worden voorgesteld <sup>42)</sup>.

Voor veelvoudige verstrooiing onder kleine hoeken is dan

<sup>42)</sup> Vergel. W. Bothe, Handb. d. Phys. XXII<sup>2</sup>.

het aantal electronen, dat verstrooid wordt in een ruimtehoek  $d\Omega$  gelijk aan:

$$nd\Omega = \frac{n_0 d\Omega}{2\pi\lambda^2} e^{-\frac{\theta^2}{2\lambda^2}}$$

waarin  $\lambda$  de physische beteekenis heeft van waarschijnlijkste afbuigingshoek.

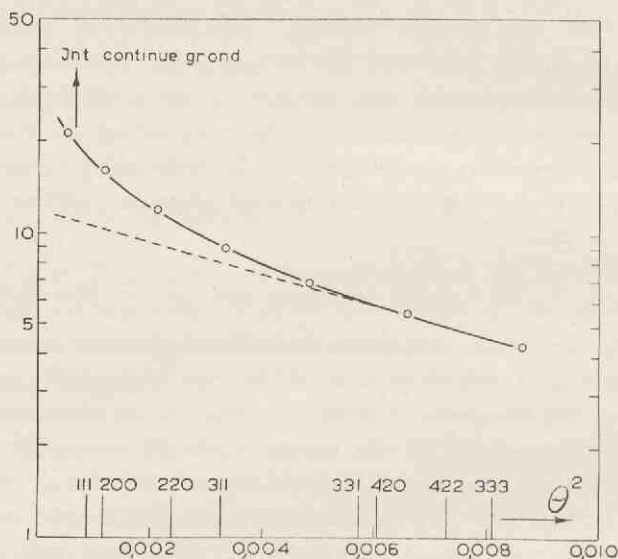


Fig. 21.

Intensiteit van de continue ondergrond, logarithmisch uitgezet tegen het kwadraat van de afbuigingshoek.

Het is gebleken, dat de door ons gevonden continue grond niet kan worden voorgesteld door bovenstaande formule. In fig. 21 hebben wij de intensiteit van de ondergrond van een willekeurige opname logarithmisch uitgezet tegen  $\theta^2$  en het resultaat was geen rechte lijn, terwijl dit volgens de formule wel verwacht zou worden.

De door ons gebruikte metaalfolies zijn dus te dun om



veelvoudige verstrooiing op te leveren. Bothe <sup>42)</sup> geeft ook voor de onderste grens, waarbij nog sprake is van veelvoudige verstrooiing, een laagdikte op van  $10^{-4}$  cm.

Dat de continue grond veroorzaakt zou zijn door meervoudige verstrooiing, welke een tusschengeval is van enkelvoudige en veelvoudige verstrooiing, is zeer onwaarschijnlijk. In hoofdstuk IV, § 17 hebben wij immers gezien, dat het aantal electronen, dat in de ringen terecht komt, die dus éénmaal elastisch gebotst hebben, ongeveer  $6 \frac{0}{10}$  is van het aantal van de rechtdoorgaande bundel. De kans, dat een electron éénmaal elastisch botst, is dus hoogstens  $\frac{1}{10}$ . De kans,

dat een electron tweemaal botst hoogstens  $\left(\frac{1}{10}\right)^2$ , enz. Op deze wijze zouden wij dus nooit kunnen verklaren, dat het aantal electronen, dat de continue grond veroorzaakt, ongeveer een factor 4 grooter is, dan het aantal, dat in de ringen terecht komt.

Het experimenteele feit, dat de continue grond tijdens de beschieting van het metaalfolie met electronen toeneemt (zie hoofdstuk IV, § 17) kan ons misschien de verklaring in nog een andere richting doen zoeken. Het laat zich n.l. denken, dat tengevolge van kristalfouten er in het metaalfolie series netvlakken voorkomen, die niet meer precies parallel staan. Electronen, die tegen dergelijke netvlakken reflecteeren, zullen niet met elkaar interfereeren en kunnen dus onder willekeurige hoeken worden afgebogen. Volgens deze opvatting zou dus bij de door ons gebruikte metaalfolies de continue grond worden veroorzaakt door éénmaal *elastisch* gebotste electronen. Door de beschieting van het metaalfolie met electronen, zou het aantal kristalfouten worden vergroot, wat de oorzaak zou zijn van het toenemen van de continue grond.

### § 21. Breedte der ringen.

In het algemeen wordt aangenomen, dat de breedte der buigingsringen door drie hoofdfactoren wordt bepaald <sup>43)</sup>:

a. *geometrische breedte*; dit is de breedte van de electronenbundel, zooals deze op de fotografische plaat zou komen, als er geen buigend folie aanwezig was. Deze breedte wordt dus hoofdzakelijk bepaald door de diafragmaopeningen;

b. *inhomogeniteit van de electronensnelheid*. Volgens de afbuigingsformule:

$$2 a \sin \frac{\Theta}{2} = \sqrt{h^2 + k^2 + l^2} \cdot \lambda$$

behoort bij elke  $\lambda$ , dus bij elke electronensnelheid en bij een bepaald indicestriplet, één bepaalde afbuigingshoek. Hebben wij te maken met een electronenbundel, waarvan de snelheid der electronen ligt in een snelheidsgebiedje tusschen  $v$  en  $v + \Delta v$ , dan zal dus ook de bundel worden afgebogen onder hoeken, gelegen tusschen  $\Theta$  en  $\Theta + \Delta \Theta$ ;

c. *grootte der kristallen*. Evenals bij spectraallijnen de breedte afhangt van het totaal aantal lijnen op een rooster, wordt de breedte der diffractieringen mede bepaald door het aantal samenwerkende netvlakken van een kristal, dus de kristalgrootte. Voor Röntgen-interferenties heeft Scherrer voor het eerst (zonder afleiding) een formule gegeven, die voor kubische kristallen het verband aangeeft tusschen de halfwaardebreedte der buigingsringen en de grootte van de kristallen, die de afbuiging veroorzaken.

Deze formule luidt:

$$B = \frac{2}{\cos \frac{\Theta}{2}} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \cdot \frac{\lambda}{D} \quad ^{44)}$$

waarin  $B$  de halfwaardebreedte is van de ring,  $D$  de af-

<sup>43)</sup> Vergelijk: G. P. Thomson, N. Stuart en C. A. Murison, Proc. Phys. Soc. 45, 381, 1933.

<sup>44)</sup> Zsigmondy's Kolloidchemie 3de druk, 1920 pag. 394.

meting der kristallen en  $\lambda$  de „golflengte” der electronen. Deze formule wordt wel aangenomen als ook te gelden voor electronenbuigingsringen, waarbij dan nog  $\cos \frac{\Theta}{2}$  wegens de kleine waarde der afbuigingshoeken vervangen wordt door 1.

De onder *a* genoemde breedte van de electronenbundel kan eenvoudig worden bepaald. Wij hebben het gedaan door de electronen met behulp van een magnetisch wisselveld een lijn op de fotografische plaat te laten beschrijven. De breedte van deze lijn kan zeer nauwkeurig worden gemeten.

Wat de onder *b* genoemde oorzaak betreft, kunnen wij een schatting maken van de maximale verbreding, die tengevolge van een zekere spanningsvariatie optreedt.

Zij de spanningssschommeling  $\Delta V$ . Uit de formule:

$$2 a \sin \frac{\Theta}{2} = \sqrt{h^2 + k^2 + l^2} \cdot \lambda = \sqrt{h^2 + k^2 + l^2} \cdot \sqrt{\frac{150}{V}}$$

volgt dan onmiddellijk voor de variatie  $\Delta \Theta$  in de afbuigingshoek  $\Theta$ :

$$\frac{\Delta \Theta}{\Theta} = \frac{1}{2} \frac{\Delta V}{V}$$

en voor de ringverbreding  $\Delta r$  op de fotografische plaat:

$$\frac{\Delta r}{r} = \frac{1}{2} \frac{\Delta V}{V}$$

Zij  $V = 30.000$  Volt en  $\Delta V = 150$  Volt, dit is  $\frac{1}{2} \%$  van dit bedrag; bij onze hoogspanningsinstallatie is het zeker minder. Voor  $\frac{\Delta r}{r}$  krijgen wij dan  $\frac{1}{400}$ . De verbreding van de (220) ring ( $r \pm 20$  mm) wordt dan 0,05 mm. Dit blijkt ongeveer  $5 \%$  van de gemeten ringbreedte te zijn. Wij mogen het bedrag, door inhomogeniteit veroorzaakt, gerust verwaarloozen, daar de spreiding in de gemeten ringbreedten toch ook van deze orde is. Bij verdere beschouwingen mogen wij

dus wel rekenen met een monochromatische electronenbundel.

Met behulp van de onder *c* gegeven formule van Scherrer is ook niet het waargenomen breedteverschil der ringen te verklaren.

Na deze formule, die in 1918 in de literatuur verscheen <sup>45)</sup>, zijn door diverse auteurs <sup>46)</sup> voor Röntgen-diffractieringen dergelijke formules afgeleid, die dus toegepast op electronenbuigingsringen de gedaante:

$$B = K \cdot \frac{\lambda}{D}$$

hebben. Ze verschillen alleen in de grootte van de constante *K*.

De afleiding van deze formule is in alle gevallen een benaderde. De benadering komt in het kort neer op het volgende: in de formule voor de intensiteit van een reflectie komen o.a.

drie factoren voor, die de gedaante  $\frac{\sin^2 a x}{(a x)^3}$  hebben. Genoemde

auteurs vervangen een dergelijke uitdrukking door  $e^{-bx^2}$ . Al naar gelang de aanpassing van de beide formules en de definitie van ringbreedte, vinden zij verschillende waarden voor de constante *b*, wat tot gevolg heeft, dat de waarden

voor *K* uit de formule  $B = K \frac{\lambda}{D}$  niet gelijk zijn. Deze benadering is juist de oorzaak van het feit, dat in de formule voor de ringbreedte niet de indices der verschillende netvlakken voorkomen.

Volgens een publicatie van Patterson <sup>47)</sup> en volgens niet gepubliceerde exacte berekeningen van P. H. van Cittert is de breedte van de ringen niet alleen een functie van de

<sup>45)</sup> P. Scherrer, Göttinger Nachrichten, 1918.

<sup>46)</sup> N. Seljakow, Zs. f. Phys. 31, 439, 1925.

M. v. Laue, Zs. f. Krist. 64, 115, 1926.

W. L. Bragg, The Crystalline State, London, 1933 pag. 189.

<sup>47)</sup> A. L. Patterson, Phys. Rev. 56, 978, 1939.

grootte der kristallen, maar ook van de kristalvorm en de indices van Miller. Zoolang men dus niet de vorm der kristalletjes weet, is ook niet het verband aan te geven tusschen de ringbreedte en de indices der netvlakken.

Als wij aannemen, dat de kristallen uit kubussen bestaan, vinden wij met behulp van de uitkomsten, verkregen door P. H. van Cittert, dat de breedte van de (111) ring grooter is dan die van de (220) ring, zij het dan ook in mindere mate, dan wij experimenteel gevonden hebben.

In verband met het voorgaande mogen wij er nog op wijzen, dat men door toepassing van de in de literatuur vermelde formules, die de betrekking geven tusschen de breedte van de ringen en de kristalgrootte, slechts benaderde uitkomsten voor de grootte der kristallen kan verkrijgen.

---

## SAMENVATTING.

In dit proefschrift is een methode beschreven om met behulp van de fotografische plaat relatieve intensiteitsmetingen te verrichten aan electronenbuigingsringen van polykristallijne metaalfolies.

Metingen zijn gedaan aan folies van zilver, goud en koper van verschillende dikten en bij verschillende snelheden der electronen. Uit de experimenteel bepaalde relatieve intensiteiten worden de atoomvormfactoren voor electronenbuiging berekend.

Deze experimenteele waarden worden vergeleken met de waarden, die volgen uit de benaderde theorie van Born voor de verstrooiing van electronen door atomen. Het blijkt, dat er een belangrijke afwijking optreedt tusschen theorie en experiment, vooral bij het zware element goud. Verder is het verschil tusschen theorie en experiment grooter naarmate de metaalvliesjes dikker zijn. Bij goud is de experimenteele atoomvormfactorkromme als functie van  $\frac{\sin \frac{1}{2} \Theta}{\lambda}$  zelfs niet meer monotoon.

Wij zijn van meening, dat bij de door ons gebruikte metaalfolies de benadering volgens Born niet meer in staat is de verschijnselen te beschrijven. Men krijgt de indruk, dat de door Henneberg gegeven, meer exacte theorie, een juister beeld geeft van de experimenten. Verder zijn metingen gedaan aan de naast de buigingsringen steeds optredende diffuse ondergrond. Het is gebleken, dat deze ondergrond in absolute maat toeneemt als functie van de bestralingsduur van het metaalfolie.

Voor een zilver- en een goudfolie is de halfwaardebreedte der (111) en (220) ringen nauwkeurig bepaald. Het is gebleken, dat bij beide metalen de breedte van de (111) ring ca. een factor 1,25 grooter is dan die van de (220) ring.

## INHOUD.

	Bladz.
INLEIDING . . . . .	9
<b>HOOFDSTUK I. THEORETISCH OVERZICHT . . . . .</b>	<b>12</b>
§ 1. Verstrooiingstheorie van electronen door atomen	12
§ 2. Bepaling van de atoomvormfactor uit relatieve intensiteiten van electronenbuigingsringen . . . .	15
<b>HOOFDSTUK II. EXPERIMENTEELE OPSTELLING . . . . .</b>	<b>18</b>
§ 3. De electronenbuis . . . . .	18
§ 4. Mogelijke storingsbronnen in de electronenbuis en de vermindering ervan . . . . .	22
§ 5. De hoogspanning . . . . .	23
§ 6. Het meten van de hoogspanning . . . . .	25
§ 7. De versterkeropstelling voor het meten van de intensiteit van de electronenbundel . . . . .	27
§ 8. Het vervaardigen van dunne metaallagen en de diktebepaling ervan . . . . .	29
<b>HOOFDSTUK III. DE FOTOGRAFISCHE METHODE TER BEPALING VAN DE RELATIEVE INTENSITEITEN IN ELECTRONEN-SPECTRA . . . . .</b>	<b>32</b>
§ 9. De methode, volgens welke de zwartingskromme verkregen wordt . . . . .	32
§ 10. Experimenteel verkregen zwartingskrommen . .	37
§ 11. Absolute gevoeligheid van de fotografische plaat voor electronen . . . . .	40

<b>HOOFDSTUK IV. METINGEN</b> . . . . .	42
§ 12. Vorm der intensiteitskrommen . . . . .	42
§ 13. Meting van de atoomvormfactor . . . . .	45
§ 14. Metingen voor zilver . . . . .	47
§ 15. Metingen voor goud . . . . .	52
§ 16. Metingen voor koper . . . . .	54
§ 17. De continue ondergrond . . . . .	56
§ 18. Breedte der diffractieringen . . . . .	62
<b>HOOFDSTUK V. DISCUSSIE DER MEETRESULTATEN</b> . .	65
§ 19. Atoomvormfactoren . . . . .	65
§ 20. De continue ondergrond . . . . .	67
§ 21. Breedte der ringen . . . . .	76
<b>SAMENVATTING</b> . . . . .	80

---







## STELLINGEN.

---

### I.

Teneinde de wisselstroom, die optreedt bij het inschakelen van een elektrische keten, die zelfinductie en weerstand bevat, met een stroomtransformator juist te meten, dient deze transformator een tijdconstante te bezitten, die groot is t.o.v. de tijdconstante van de keten.

### II.

De uitdrukking „kortegolftherapie” is misleidend.

### III.

De experimenten van Staub en Stephens omtrent de stabiliteit van  ${}^5_2\text{He}$  behoeven niet in tegenspraak te zijn met die van Joliot en Zlotowski.

H. Staub en W. E. Stephens, *Phys. Rev.* **55**<sup>1</sup>, 845, 1939.

F. Joliot en I. Zlotowski, *Journ. de Phys. et le Radium*, **9**<sup>1</sup>, 403, 1938.

### IV.

De experimenteele bepaling van diffusiecoëfficiënten van metaaldampen in gassen, langs optische weg, bij kamertemperatuur, is nog slechts in een beperkt aantal gevallen mogelijk.

### V.

Het experimenteel gevonden feit, dat de kata-index van de katathermometer voor de droge en de vochtige thermo-

meter niet op dezelfde wijze afhankelijk is van de snelheid der langstroomende lucht, behoeft niet in tegenspraak te zijn met de gelijkvormigheidsleer.

#### VI.

De gebruikelijke maat voor de intensiteit van een bundel Röntgenstralen, berustend op de ionisatiewerking, is te vervangen door een absolute.

#### VII.

Voor het meten van zeer lage drukken is de compressie-manometer onbetrouwbaar, tenzij men zeer bijzondere voorzorgsmaatregelen treft.







U  
19