



Over het meten der intensiteit van röntgenstralen

<https://hdl.handle.net/1874/281592>

1924

Over het meten der Intensiteit
van Röntgenstralen.



A. BOUIWERS.

A. qu.
192

RIJKSUNIVERSITEIT UTRECHT



0702 9857

Aqu 192, 1924

OVER HET METEN DER INTENSITEIT — VAN RÖNTGENSTRALEN —

ACADEMISCH PROEFSCHRIFT TER VER-
KRIJGING VAN DEN GRAAD VAN DOCTOR
IN DE WIS- EN NATUURKUNDE AAN DE
RIJKS-UNIVERSITEIT TE UTRECHT, OP
GEZAG VAN DEN RECTOR-MAGNIFICUS
DR. H. F. NIERSTRASZ, HOOGLEERAAR IN DE
FACULTEIT DER WIS- EN NATUURKUNDE,
VOLGENS BESLUIT VAN DEN SENAAT DER
UNIVERSITEIT, TEGEN DE BEDENKINGEN
VAN DE FACULTEIT DER WIS- EN NATUUR-
KUNDE TE VERDEDIGEN OP MAANDAG
13 OCTOBER 1924, DES NAMIDDAGS TEN
— VIER URE DOOR —

ALBERT BOUWERS,
GEBOREN TE DALEN (DR.).

□ □ □



Bij het voltooien van mijn proefschrift maak ik gaarne gebruik van de gelegenheid, mij geboden, om te dezer plaatse mijn dank te betuigen aan U, Hooggeleerden der Universiteiten te Amsterdam en te Utrecht, voor het van U genoten onderwijs en voor de tegemoetkoming, welke Gij mij in vele gevallen hebt betoond.

In het bijzonder dank ik U, Hooggeleerde ORNSTEIN, Hooggeachte Promotor, niet slechts voor uw raad en steun bij het bewerken van dit proefschrift, maar ook voor de nauwelijks genoeg te waardeeren bewijzen van belangstelling in mijn werk. Hartelijk dank ik U voor uw bereidwilligheid, waarmede Gij steeds weer uw tijd voor mij beschikbaar stelt.

Veel dank ben ik verschuldigd aan U, Zeergeleerde HOLST, en het is mij een genoegen deze ook hier uit te spreken. Uwe vele raadgevingen betreffende tal van kwesties, die zich in den loop van deze en andere onderzoekingen hebben voorgedaan zijn voor mij van onschatbare waarde geweest. Ook ben ik U dankbaar voor de wijze waarop Gij de regeling van mijn werk zoo hebt willen kiezen, dat het beëindigen van dit proefschrift mij mogelijk was.

Aan de Directie der N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN betuig ik mede mijn dank, dat zij heeft goedgevonden, deze onderzoekingen, in hare laboratoria verricht, tot mijn proefschrift samen te vatten.

Aan U, Geachte HAKKERT en VAN VLIET, mijn hartelijken dank voor de mij verleende assistentie.

OVER HET METEN DER INTENSITEIT VAN
RÖNTGENSTRALEN.

AAN MIJNE OUDERS.
AAN MIJNE VROUW.

INLEIDING.

§ 1. Doel van het onderzoek.

De fotografische plaat is een van de eenvoudigste hulpmiddelen om de intensiteit van Röntgenstralen te bepalen. Ze vindt dan ook als kwalitatief meetmiddel uitgebreide toepassing. Immers de in de medische praktijk gebruikelijke methode der Röntgenfotografie berust op het feit, dat de zwarting van de fotografische plaat afhangt van de intensiteit van het opvallend Röntgenlicht. Op de fotografische plaat ontstaan schaduwbeelden van de doorstraalde voorwerpen, waarin gedeelten met geringe zwarting de voorwerpen met groote absorptie aanwijzen.

In de praktijk der Röntgendiagnostiek gebruikt men bovendien ook de fotografische plaat om intensiteiten van Röntgenstralen van bijvoorbeeld twee verschillende Röntgenbuizen te vergelijken.

Eenige onderzoekers gebruikten ook de fotografische plaat wel om intensiteitsmetingen van spectraallijnen te verrichten. Zoo bepaalde bijv. COSTER het hafniumgehalte in zirkoon door middel van vergelijking van de intensiteit der L-stralen van hafnium met die van tantaal uit bekende preparaten. ¹⁾

Overigens is de fotografische plaat tot nu toe niet een gebruikelijk middel om quantitative intensiteitsmetingen te verrichten.

Integendeel, het ontbreekt in de literatuur niet aan opmerkingen, die op de ongeschiktheid van de fotografische methode

1) D. Coster. Phil. Mag. 46, 956, 1923.

als meetmethode wijzen ¹⁾ en vrijwel algemeen worden intensiteiten van Röntgenstralen door middel van de ionisatiekamer gemeten.

Toch heeft ook de ionisatiemethode hare bezwaren, waarop wij in het volgende nog gelegenheid zullen vinden te wijzen. Deze methode vereischt bovendien een moeilijker met zekerheid te hanteeren instrumentarium.

Het doel van ons onderzoek is nu, na te gaan, in hoeverre de fotografische methode voor het nauwkeurig meten van intensiteiten van Röntgenstralen kan dienen. Daarvoor is in de eerste plaats noodig te weten, welke betrekking bestaat tusschen de zwarting van de fotografische plaat, veroorzaakt door Röntgenstralen, en belichtingstijd, intensiteit en golflengte dier stralen.

Als toepassing van de methode geven wij een aantal metingen van intensiteiten van Röntgenstralen in het algemeen en in 't bijzonder het onderzoek van de intensiteitsverdeeling in het continue Röntgenspectrum.

Tenslotte zullen wij nog trachten de absolute intensiteitsverdeeling in het continue spectrum te bepalen door de spectrograaf met behulp van een bolometer te ijken.

In de volgende paragrafen geven wij een kort overzicht van vroegere experimenten op de bovengenoemde gebieden.

§ 2. Fotografische Intensiteitsmetingen.

De afhankelijkheid der zwarting (SCHWARZSCHILD), extinctie (LUTHER) of dichtheid (Density, HURTER en DRIFFIELD) van de fotografische plaat van belichtingstijd, intensiteit en golflengte is voor zichtbaar licht uitvoerig bestudeerd ²⁾.

De zwarting Z wordt steeds als volgt gedefinieerd: zij I_0 de intensiteit van een lichtbundel die op een plaat valt en I

1) Zie bijv. de plaatsen, die daarvoor in aanmerking komen in Ledoux, Lebard en Dauvillier. „La Physique des Rayons-X”.

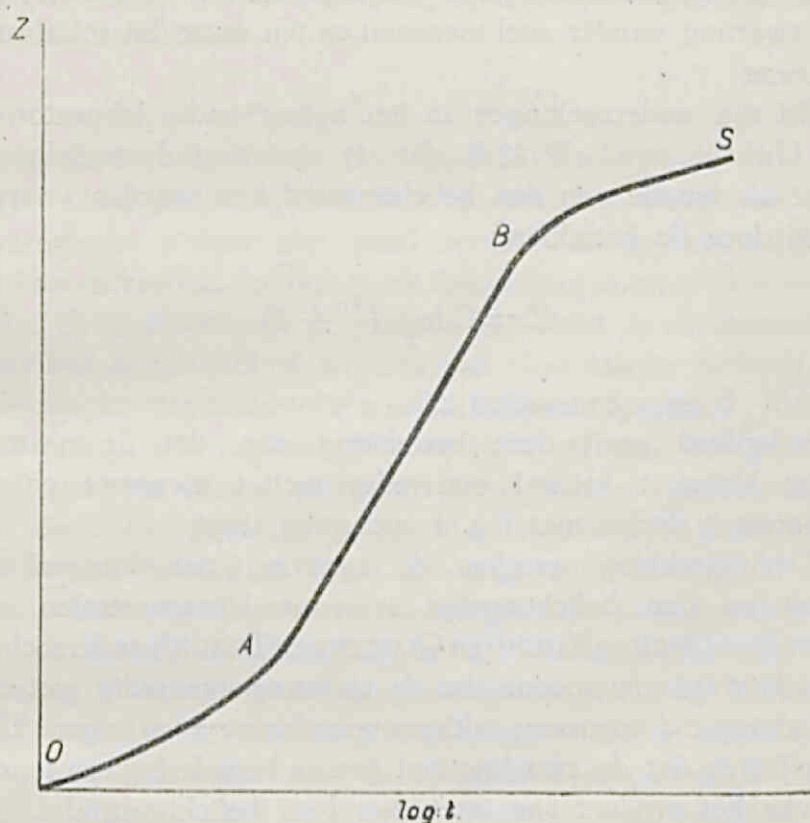
2) Zie bijv. Eder. Handbuch der Photographie, pag. 195.

die van het doorgelaten licht, dan is de zwarting

$$Z = \log. \frac{I_0}{I}$$

Z is dus een maat voor de absorptie a der plaat ($I = I_0 e^{-a}$). Door DEUMENS¹⁾ is aangetoond dat deze definitie der zwarting

Fig. 1.



niet volledig is, daar de zwarting afhankelijk is van de kleur van den lichtbundel waarmede de zwarting wordt gemeten. Het resultaat van DEUMENS, hoe gewichtig ook voor de

1) Verhand. Kon. Ac. v. Wetensch. 19, 461, 1920.

studie der fotografische plaat, is voor de fotografische fotometrie van minder beteekenis, daar men steeds dezelfde lichtbron kan gebruiken.

De gepubliceerde zwartingskrommen voor zichtbaar licht, die de zwarting Z als functie van de logarithme van den belichtingstijd aangeven, hebben ongeveer het verloop van fig. 1. Men onderscheidt er gewoonlijk drie deelen ¹⁾ aan n.l. een deel OA, waar Z schijnbaar evenredig met den belichtingstijd is, een deel AB, waar de zwarting schijnbaar lineair met de log. van den belichtingstijd verloopt en een deel BS, waar de zwarting minder snel toeneemt en ten slotte (bij solarisatie) afneemt.

Bij zijn onderzoekingen in het natuurkundig laboratorium te Utrecht vond BUSÉ ²⁾ dat de zwarting door zichtbaar licht als functie van den belichtingstijd kon worden voorgesteld door de betrekking

$$Z = C \log. \left(\frac{t}{\tau} + 1 \right)$$

waarin C en τ constanten zijn.

Inderdaad geeft deze betrekking aan, dat de zwarting voor kleine t vrijwel evenredig met t toeneemt en bij grootere t slechts met log. t evenredig stijgt.

De betrekking tusschen de zwarting der fotografische plaat en den belichtingstijd is voor Röntgenstralen o.a. door FRIEDRICH en KOCH ³⁾ en GLOCKER en TRAUB ⁴⁾ onderzocht ⁵⁾. Steeds werd gevonden, dat de zwarting evenredig met den belichtingstijd toeneemt, althans voor kleine zwartingen. Ook vond men dat de zwarting met groote benadering een functie is van het product van intensiteit I en belichtingstijd t . De

1) Zie bijv. Eder. Handbuch der Photographie.

2) Mededeeling Ned. Nat. Ver. Physica 2, 64, 1922.

3) Ann. d. Phys. 45, 309, 1914.

4) Phys. Z.S. 22, 345, 1922.

5) Een gedeelte van dit onderzoek publiceerden wij ook reeds. (Phys. Z.S. 14, 374, 1923.)

exponent p in de wet, die volgens SCHWARZSCHILD de zwarting voorstelt n.l.

$$Z = f(I t^p),$$

blijkt dus bij benadering gelijk aan de eenheid te zijn. GLOCKER en TRAUB (l.c.) onderzochten tevens de afhankelijkheid van de golflengte. Zij vonden, dat de curven voor stralen van verschillende golflengten verkregen b.v. voor zilver- en seleniumstralen steeds een schaar vormen. ¹⁾

Door M. BLAU en K. ALTENBURGER ²⁾ is op theoretische gronden de formule

$$Z = a (1 - e^{-bt})$$

voorgesteld, waarin a en b constanten zijn.

Het komt ons voor, dat deze formule het wezen van het fotografische proces niet goed omvat daar de verschillende rol van intensiteit en tijd in de betrekking niet tot haar recht komt. Daar bovendien de formule van BUSÉ de experimenten beter beschrijft, hebben wij ons van deze laatste bediend.

Metingen van intensiteiten in het continue Röntgenspectrum door middel van de fotografische plaat zijn nog niet gedaan. Wel zijn een aantal gefotometreerde spectra gepubliceerd, b.v. door DE BROGLIE ³⁾, en door WAGNER ⁴⁾, maar voor zoover mij bekend is, heeft men nog niet getracht om met behulp van zwartingswetten de fotografische plaat te benutten om de intensiteitsverdeling in het continue spectrum te bepalen. WAGNER merkt daaromtrent op, (l.c. pag. 196), dat „de zwarting de intensiteitsverdeling niet bij benadering aangeeft, tengevolge van de „Sensibiliserungsbanden” van Ag. en Br.”. Ook afgezien daarvan mag wegens de verandering van de absorptie met de golflengte niet zonder

1) Zie fig. 9 en 10.

2) Z.S. f. Phys. 12, 315, 1923.

3) M. de Broglie. C. R. 157, 924, 1913.

4) E. Wagner. Jahrbuch der Rad. und El. 16, 217, 1919.

meer de fotografische zwartingsverdeling als ware intensiteitsverdeling in het spectrum worden opgevat.

§ 3. Intensiteitsmetingen van Röntgenstralen.

Behalve volgens de fotografische methode, die wij in dit onderzoek nader bestudeeren, kan nog op de volgende manieren de intensiteit der Röntgenstralen gemeten worden:

In de eerste plaats door meting van de warmteontwikkeling met behulp van:

- a. gasthermometer
- b. thermo-element
- c. bolometer
- d. radiometer.

Verder door meting van

ionisatie,

fluorescentie en

weerstandsverandering van de seleniumcel.

De beide laatste methoden hebben tot nog toe geen reproduceerbare resultaten opgeleverd. Wellicht is met de fluorescentiemethode, zooals die door GUILLEMINOT ¹⁾ is toegepast, een bruikbaar resultaat te bereiken.

Slechts op de methoden, die berusten op warmte- en ionisatiemeting, gaan we iets nader in, omdat wij er in het volgende op terug zullen komen.

In bijna alle gevallen wordt de door een vaste stof geabsorbeerde Röntgenenergie voor ruim 99 % in warmte omgezet. Door deze warmte te meten vindt men dus de absolute energie in calorieën. Dit is niet het geval, wanneer het zeer harde stralen en een lichte stof betreft, daar dan een groot deel der gemeten absorptie niet aan werkelijke absorptie is toe te schrijven, maar op rekening der verstrooiing komt, waarbij de energie weer voor een deel wordt uitgestraald.

1) C. R. 165, 701, 1917.

Ook wanneer de straling in het gebied van K- of L-absorptieband van het bestraalde materiaal ligt, gaat een gedeelte van de geabsorbeerde energie door fluorescentie (uitstraling der K- of L- reeks) verloren.

Deze bezwaren gelden voor alle methoden, die berusten op warmtemeting en ionisatiemeting, doch, zooals wij in het volgende zullen zien, treffen zij in mindere mate de door ons toegepaste fotografische methode. Omtrent de metingen met luchtthermometers en radiometers zij hier slechts vermeld, dat zij resp. door DORN ¹⁾ en BUMSTEAD ²⁾ toegepast zijn. De resultaten zijn niet zeer betrouwbaar en wij laten deze daarom hier achterwege.

Het thermo-element is door WIEN ³⁾ gebruikt; 30 elementjes Sb Bi met een totaal oppervlak van $1,4 \text{ cm}^2$. in verbinding met een galvanometer, waarvan de gevoeligheid $1,9 \cdot 10^{-9}$ Amp. (voor 1 mM/M.) was en de weerstand 6 Ohm. WIEN paste tevens de bolometer toe.

De bolometer is o.a. ook door ANGERER ⁴⁾ toegepast. ANGERER gebruikte platina van $0,03 \text{ mM.}$ dikte en een totaal oppervlak van 250 cm^2 , terwijl de meting werd verricht door een galvanometer, waarvan de gevoeligheid $7,2 \cdot 10^{-10}$ Amp. (voor 1 mM/M.) en de weerstand 2,8 Ohm was. Het verwarmend effect der Röntgenstralen werd vergeleken met dat van een pulseerenden gelijkstroom, die dezelfde periode had als de Röntgenstralen-emissie.

De resultaten van alle onderzoeken betreffende het rendement, dat is de verhouding van Röntgenstralenenergie tot de energie der electronen, die de straling opwekken, geven gemiddeld ongeveer $1 \text{ à } 2 \text{ ‰}$.

Bolometrische metingen aan monochromatische stralen zijn nog niet verricht.

1) Wied. Ann. 63, 160, 1897.

2) Phil. Mag. 11, 291, 1906.

3) Ann. d. Phys. 18, 991, 1905.

4) Ann. d. Phys 21, 87, 1906.

Bij de gebruikte bolometers bevonden de platina strooken zich niet in vacuum, wat zeer wenschelijk zou zijn in verband met de temperatuurwisseling van de omgeving en optredende warmteafgifte door convectorie.

Wel plaatste WEEKS ¹⁾ zijn bolometer, die van lood vervaardigd was, in een vacuumglas en kon zoo althans den invloed van de omgeving op de temperatuur tot een minimum terugbrengen. Hij vindt een rendement voor de productie der stralen, dat iets grooter is dan men gewoonlijk door middel van ionisatiemetingen vindt. WEEKS besluit hieruit, dat de energie der Röntgenstralen in de ionisatiekamer slechts voor een deel gemeten wordt. Verder komt hij tot het merkwaardige resultaat, dat de totale energie der stralen evenredig is met de derde macht der aangelegde spanning, van welke onverwachte uitkomst in het volgende wellicht een verklaring te vinden is. (Hoofdstuk II § 5).

De ionisatiemethode is door tal van onderzoekers toegepast en wordt op velerlei manier gevarieerd. Wij vermelden hier allereerst de metingen van BEATTY ²⁾, die de ionisatiestroom compenseerde met een bepaalde fractie van den stroom door de Röntgenbuis zelf.

BEATTY vond voor het rendement ϱ van een Röntgenbuis

$$\varrho = 2,54 \cdot 10^{-4} A \frac{v^2}{c^2},$$

waarin A het atoomgewicht van het antikathodemateriaal, v de snelheid der electronen en c de lichtsnelheid beteekenen.

De moeilijkheid bij ionisatiemetingen is meestal de onvolkomen absorptie, die gedeeltelijk kan worden ondervangen door zware gassen als C_2H_5Br of Xenon ter vulling van de ionisatiekamer te kiezen. DAUVILLIER ³⁾ tracht door middel van Xenon ook voor de hardste straling de absolute waarde

1) P. Weeks. Phys. Rev. 10, 564, 1917.

2) Proc. Royal Soc. 89, 314, 1914.

3) Revue Générale d'Electricité 1923.

der energie te meten. De methode komt daarop neer, dat men aanneemt, dat de ionisatiestroom het aantal gevormde electronen aangeeft en dit aantal vermenigvuldigt met de energie noodig om één electron uit het atoom vrij te maken (ionisatiespanning). Het product stelt men dan gelijk aan de totale energie der geabsorbeerde Röntgenstralen. Op deze wijze wordt echter zeker dat gedeelte der energie niet mede gemeten, dat de electronen bezitten, welke met zekere snelheid op de positieve electrode van de ionisatiekamer treffen. Deze snelheid is van de orde van de „ionisatiesnelheid”, want de electronen verliezen hun energie pas dan weer door botsing met een atoom, wanneer deze snelheid overschreden wordt (zie verder pag. 7).

§ 4. Intensiteitsverdeeling in het continue Röntgenspectrum.

Het zijn W. H. en M. W. BRAGG geweest, die na de ontdekking van LAUE in 1912 het eerst de methode der kristalreflectie voor het opnemen van Röntgenspectra hebben uitgewerkt en toegepast. Valt een bundel Röntgenstralen van de golflengte λ op een kristal met tralieconstante d dan zal reflectie slechts plaats hebben wanneer de betrekking bestaat:

$$n \lambda = 2 d \sin \varphi$$

waarin φ het complement der invalshoek en n een geheel getal is.

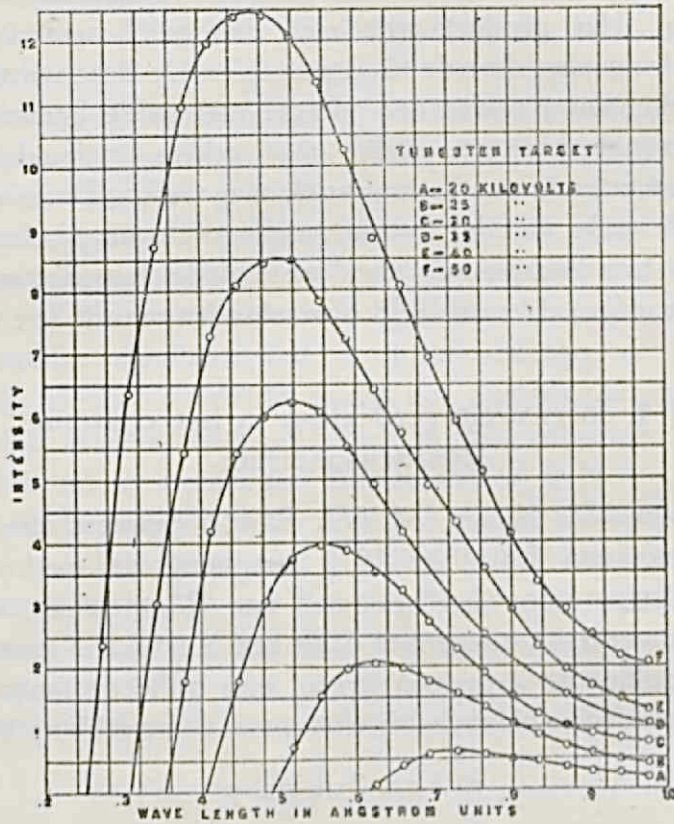
Hiervan uitgaande hebben de BRAGGS een apparaat geconstrueerd, waarin een kristal en een ionisatiekamer om dezelfde as draaibaar zijn opgesteld. Met behulp van nauwkeurige aflees-inrichtingen is het mogelijk kristal en kamer zoo te stellen, dat de gewenschte golflengte gereflecteerd wordt en in de spleet van de ionisatiekamer opgevangen. De ionisatiestroom wordt door middel van een electrometer gemeten.

MOSELEY en DARWIN ¹⁾ zijn de eersten geweest, die in 1913

1). Phil. Mag. 26, 210, 1913.

het bestaan van een continu Röntgenspectrum, analoog aan het zichtbare spectrum met zekerheid geconstateerd hebben.

Fig. 2.



Spoedig daarna ontdekten DUANE en HUNT ¹⁾ de quantenbetrekking, die er bestaat tusschen de minimum golflengte en het maximum van de aangelegde spanning:

$$eV = h\nu_0 = h \frac{c}{\lambda_0}$$

waarin e = lading van het electron.

V = max. spanning.

ν_0 = max. frequentie.

h = constante van Planck.

λ_0 = minimum golflengte.

1) Phys. Rev. 6, 166, 1915.

HULL ¹⁾ bevestigde de geldigheid van de betrekking $eV = h\nu_0$ tot op 3 % tot spanningen van 95 Kilovolt. BLAKE en DUANE ²⁾ gebruikten deze relatie om door meting van maximale spanning en minimum golflengte de constante h tot op drie decimalen nauwkeurig te bepalen

$$(h = 6,555 \cdot 10^{-27} \text{ erg. sec.}).$$

HULL vond geen verschil in intensiteitsverdeeling bij gebruik van constante spanning of sinusvormige wisselspanning.

ULREY ³⁾ onderzocht het continue Röntgenspectrum van een COOLIDGE-buis voor spanningen tusschen 20 en 50 Kilovolt.

De metingen werden door hem verricht door middel van een ionisatiekamer van 75 cM. lengte en gevuld met $C_2 H_5 Br$.

In fig. 2 zijn de belangrijkste resultaten van dit onderzoek te zien.

Deze zijn:

1e. Het product

$$\lambda_0 V = 12.3 \text{ (V in Kilovolt)}$$

zooals de quanten-betrekking

$$eV = h\nu_0$$

eischt.

2e. De golflengte, waarvan de intensiteit maximaal is, $\lambda_{\text{max.}}$, is evenredig met $V^{-\frac{1}{2}}$.

3e. De totale straling neemt toe evenredig met V^2 .

4e. De totale straling neemt evenredig met het atoomnummer toe.

Hierbij valt op te merken, dat de absorptie der glaswand niet in rekening is gebracht, en ook geen correctie voor onvolkomen absorptie in de ionisatiekamer is aangebracht, waardoor de onder 2 en 3 genoemde resultaten slechts bij benadering juist kunnen zijn.

1) Phys. Rev. 7, 156, 1916.

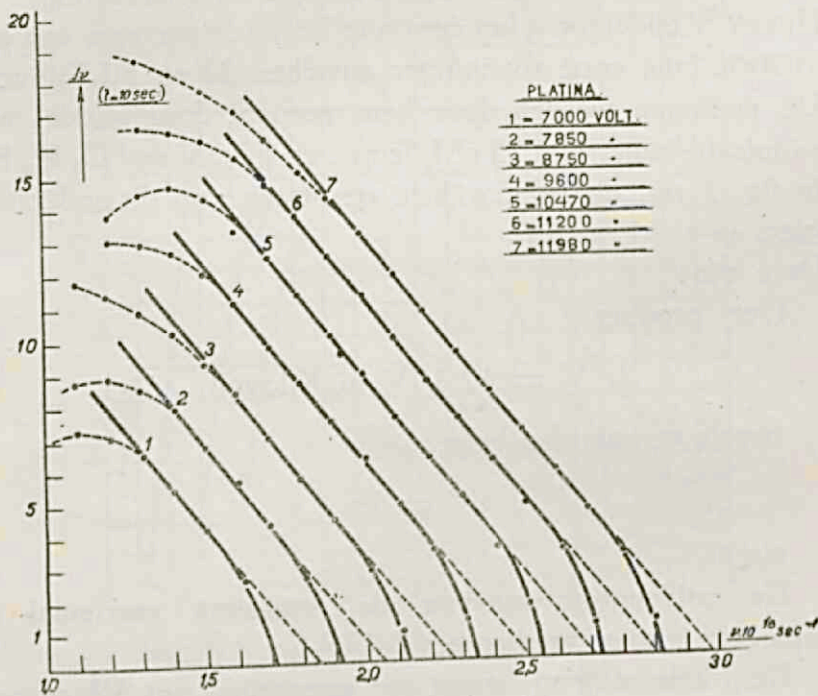
2) Phys. Rev. 7, 624, 1916.

3) Phys. Rev. 11, 401, 1918.

DAUVILLIER ¹⁾ meet de ionisatie in $C H_3 I$ en $C_2 H_5 Br$. en brengt aan de experimenteele curven de volgende correcties aan:

- a. voor het feit dat de 2e en 3e orden van het spectrum op de eerste orde gesuperponeerd zijn en dus moeten afgetrokken worden.

Fig. 3.



- b. voor de onvolkomen absorptie van de ionisatiekamer.
- c. voor de glasabsorptie.

Wij geven hier DAUVILLIER'S belangrijkste resultaten.

1. tusschen $\lambda_{\max}$ en λ_0 bestaat een constante verhouding c.a. 1,35 wanneer constante spanning wordt toegepast. Bij wisselspanning en inductorspanning is $\lambda_{\max}$ ca. 0,05 Ångströmeenheden grootter.

1) Dissert. 1920.

2. Het rendement van een gasbuis is (op wisselspanning en in serie met een kenotron-gelijkrichter) grooter dan dat van een COOLIDGE-buis.

Ten slotte vermelden wij nog het werk van KULENKAMPFF ¹⁾.

KULENKAMPFF heeft de gereflecteerde straling met de ionisatiekamer gemeten en brengt behalve de correcties voor onvolkomen absorptie in de ionisatiekamer ook correcties aan voor absorptie in de antikathoden en voor ongelijkmatige reflectie van het kristal. Deze laatste is o.a. door WAGNER en KULENKAMPFF afzonderlijk bestudeerd ²⁾. Verder worden in dit onderzoek de intensiteiten als functie van de frequentie uitgezet en niet als functie van de golflengte. Op deze wijze blijkt dat de spectraalcurven over het grootste deel van hun verloop uit rechte lijnen bestaan. In fig. 3 zijn een aantal spectraalkrommen uit het onderzoek van KULENKAMPFF overgenomen.

De krommen toonen duidelijk de kwadratische toename van de totaal-intensiteit met de spanning. Het is jammer, dat deze onderzoeken zich tot spanningen beneden 12 Kilovolt beperken.

Resumeerende, vinden wij voor de voornaamste tot nu toe bekende eigenschappen van het continue Röntgenspectrum de volgende: ³⁾

1. De minimum golflengte λ_0 is met de maximum spanning V op de buis verbonden door de betrekking

$$e V = h \nu_0 = h \frac{c}{\lambda_0}$$

2. De totale intensiteit is evenredig met het kwadraat van de aangelegde spanning en dus met de vierde macht van de

1) Ann. d. Phys. 69, 548, 1922.

2) Ann. d. Phys. 68, 369, 1922.

3) Een uitgebreid bericht over onderzoeken in het continue Röntgenspectrum verscheen onlangs van A. March, Fortschritte auf d. Geb. der Röntgenstrahlen XXXII, 1924, 105.

snelheid der electronen (J. J. THOMSON heeft dit theoretisch ook voorspeld). ¹⁾

3. De totale intensiteit neemt ongeveer evenredig met het atoomnummer der antikathode toe (2 en 3 bleken ook door metingen aan heterogene stralen, zie de formule van BEATTY pag. 8).
4. Een invloed van den aard der spanning aan de buis op de verhouding van $\lambda_{\max}$ tot λ_0 (gelijksp., wisselspanning, etc.) is vrijwel niet aanwezig volgens HULL en anderen, terwijl zij duidelijk aanwezig is volgens DAUVILLIER.
5. De golflengte der maximale intensiteit $\lambda_{\max}$ verplaatst zich met de spanning in denzelfden zin als λ_0 , echter evenredig met V^{-1} volgens DAUVILLIER en anderen, evenredig met $V^{-\frac{1}{2}}$ volgens ULREY.

Over den invloed van het type der buis op de intensiteitsverdeeling in het continue spectrum is weinig bekend.

DAUVILLIER vindt een geringe toename van de intensiteiten van de korte golven bij gasbuizen vergeleken met COOLIDGE-buizen.

De geciteerde metingen zijn alle geschied met behulp van de ionisatiemethode, zij bevatten dus alle dezelfde systematische fouten en het is daarom bijzonder gewenscht, dat een andere methode er naast wordt uitgewerkt.

De meting van intensiteiten van Röntgenstralen door middel van de ionisatiekamer blijft na de correctie voor onvolkomen absorptie, toch altijd eenige twijfelachtige punten bevatten.

Zoo is bijv. het aantal der electronen, die door ionisatie gevormd worden nog geen maat voor de geabsorbeerde energie, daar toch vele der electronen, welke snelheden van de orde der ionisatiespanning bezitten, op de positieve electrode belanden. Ook zal wellicht een gedeelte der energie van de Röntgenstralen niet gebruikt worden om atomen te ioniseeren, doch hen slechts in een toestand van grootere energie brengen.

1) Phil. Mag. 1907.

Inderdaad is bij toepassing de ionisatiemethode de ijking door middel van een absoluut meetinstrument evenzeer gewenscht als bij toepassing van de fotografische methode, daar men bij geen der beide methodes het proces kan overzien. In het zichtbare spectrum heeft men een dergelijke ijking reeds toegepast en wel in het Fysisch Laboratorium te Utrecht.

Van de groote reeks onderzoeken, die daar op dit gebied zijn verricht, willen wij nog deze vermelden en wel omdat wij er in het volgende gebruik van zullen maken.

Het is de methode tot het meten van intensiteiten in het zichtbare spectrum ¹⁾ die in beginsel hierop neerkomt.

Door middel van een thermo-element worden de door verzwakking gevarieerde intensiteiten gemeten van een aantal monochromatische lichtbundels, verdeeld over het spectrum. Tegelijkertijd wordt nu een bepaald gedeelte van den lichtbundel door middel van spiegeling op een spectrograaf gericht en voor elke golflengte en elke thermo-electrisch gemeten intensiteit de zwarting gedurende een zekeren tijd bepaald.

Men verkrijgt op deze wijze voor elk der golflengten een zwartingskromme die de betrekking tusschen intensiteit en de daardoor veroorzaakte zwarting aanwijst.

Volgens deze methode is het dus mogelijk om een experimenteele kromme te verkrijgen, die in staat stelt, om uit de zwarting op een bepaalde plaat in de spectrograaf verkregen intensiteiten te berekenen.

In het volgende ²⁾ zullen wij trachten aan te toonen hoe een dergelijke methode voor Röntgenstralen op eenvoudige wijze kan worden benut.

Volledigheidshalve noemen wij hier nog de oudere methode om de spectrale intensiteitsverdeeling te bepalen, met behulp

1) L. S. Ornstein, Voordracht Astr. Ges. Potsdam 1921. Gepubliceerd in Scripta Universitatis atque Bibliotheca Hierosolymitanarum. Eine neue Methode zur Intensitätsmessung im Spectrum.

Vergelijk ook H. B. Dorgelo. The intensities of the components of multiple spectral lines. Diss. Utrecht 1924. Chap. I Method B p. 16.

2) Hoofdstuk 4.

van absorptiemetingen, die, nu wij de absorptie-coëfficiënten zooveel beter kennen, wellicht met meer succes zou kunnen worden toegepast dan vóór de kennis der kristal-reflectie.

HOOFDSTUK I.

Onderzoek van de zwarting van de fotografische plaat door Röntgenstralen.

§ 1. Inrichting van het onderzoek.

Het eerst werd de zwarting, veroorzaakt door heterogene stralen onderzocht.

Een loodplaat van 5 mM. dikte was in het midden voorzien van een opening van 5×5 mM. Daaronder was een messing houder beweeglijk opgesteld. Deze houder, waarin een plaat van 9×12 cM. paste, kon onder de loodplaat achtereenvolgens in 25 standen gefixeerd worden. Op die wijze konden op de plaat telkens 5 rijen van 5 vierkantjes belicht worden ¹⁾.

Om de K-straling van het koper en zink van de plaathouder onschadelijk te maken, was een plaatje aluminium van $\frac{1}{2}$ mM. dikte afdoende. Secundaire loodstralen waren niet aanwezig, hetgeen bleek, doordat de verkregen vakjes aan de randen niet sterker gezwart waren. Deze afwezigheid kan verklaard worden, doordat de stralen evenwijdig aan de wanden door de opening vallen.

Om zijdelingsche secundairstralen te weren, was een looden cylinder van 4 cM. hoogte zoo op de looden plaat bevestigd, dat de vierkante opening in het midden van den bodem viel.

De fotografische platen werden in zwart papier verpakt. De loodplaat stak aan weerszijden c.a. 15 cM. over de randen der plaat uit, wat noodzakelijk bleek ten einde de zijdelingsche secundaire straling van de voorwerpen onder de plaat uitstekend, onschadelijk te maken.

Er volgt nu een reeks opmerkingen met betrekking tot

1) Zie bijv. fig. 8, plaat I.

verschillende punten, waarop bij het onderzoek gelet moet worden.

Daar de Röntgenstralen steeds door de lucht gingen, moest worden nagegaan, in hoeverre de absorptie door de lucht van invloed was. De zachtste stralen waarmee wij ons in dit onderzoek bezig houden, zijn de $K\alpha$ stralen van koper met een golflengte van 1,54 Ångströmeenheden. Nu zijn o.a. door BARKLA en COLLIER ¹⁾ en OWEN ²⁾ absorptiemetingen in verschillende gassen gedaan. Wij ontleenen daaraan dat de absorptie-coëfficiënt van lucht bij kamertemperatuur voor $K\alpha$ stralen van koper ca.

$$8,3 \times 0,0012 = 0,01$$

bedraagt. De procentueele absorptie van die stralen in 1 M. lucht bedraagt dus

$$1 - e^{-1} = \text{ca. } 63 \%$$

voor koperstraling komt dus de absorptie van de lucht wel degelijk in aanmerking.

Deze zachte stralen komen overigens slechts bij een enkel experiment ter sprake. In den regel hebben wij met stralen te doen, die nog in meetbare intensiteiten door de glaswand der Röntgenbuizen komen, de zachtste daarbij optredende stralen hebben, zooals in het volgende nog herhaaldelijk blijken zal, ongeveer een golflengte van 0,8 Ångströmeenheden, waarvoor de absorptie-coëfficiënt in lucht ca. 0,0014 per cM. bedraagt, zoodat de absorptie per Meter

$$1 - e^{-0,14} = \text{ca. } 13 \%$$

bedraagt. De heterogene straling, zooals deze uit de buis treedt, ondervindt toch slechts een verzwakking van eenige procenten per meter, aangezien de maximum intensiteit in de buurt van 0,3 Ångströmeenheden ligt, voor welke golflengte de luchtabsorptie minder dan 2 % per meter is.

1) Phil. Mag. 1912.

2) Proc. Roy. Soc. 1912.

Toch hebben wij, waar het noodig was den invloed van de luchtabsorptie geheel op te heffen, een filter van aluminium of koper toegepast, zoodat slechts stralen met golflengten kleiner dan $0.5\text{\AA}$ practisch in aanmerking kwamen (zie hoofdstuk II). Tenslotte is bovendien steeds de correctie aangebracht voor de nog overblijvende luchtabsorptie.

Aan het ontwikkelen der platen is veel zorg besteed. We komen hierop in een volgende paragraaf uitvoeriger terug. Als ontwikkelaar gebruikten wij in den regel $\frac{1}{20}$ Agfa Rodinal.

Wij hebben echter vastgesteld dat de resultaten met glycine en metol-hydrochynon niet wezenlijk afwijken van die met Agfa Rodinal verkregen.

De ontwikkeling der platen geschiedde steeds zoo spoedig mogelijk na de belichting om een eventueele invloed van het tijdsverloop tusschen opname en ontwikkeling te vermijden.

De platen werden gefotometreerd met de microfotometer van MOLL ¹⁾. De lichtbundel valt daarin door een ongezwart deel der plaat resp. door een gezwart deel op een thermozuil. Hierdoor worden uitslagen L_0 en L van een galvanometer veroorzaakt, die met de intensiteiten der beide lichtbundels I_0 en I evenredig zijn. Dus geldt voor de zwarting:

$$Z = \log. \frac{L_0}{L}.$$

Later gebruikten we ook de microfotometer van FABRY en BUISSON ²⁾, waarin een geijkte rookglaswieg de helft eener lichtbundel verzwakt, tot ze even sterk gezien wordt als de andere helft die door de plaat gaat. Voor grootere zwartingen heeft dit instrument wel iets voor, vooral wanneer homogene velden gemeten moeten worden. Voor kleinere zwartingen is de fotometer van MOLL te verkiezen. Het was noodig bij het fotometreeren met de fotometer van FABRY en BUISSON

1) Kon. Ac. v. Wetensch. A'dam 28, 566, 1919.

2) Journal de Physique 9, 39, 1919.

steeds het licht van de golflengte van de groene kwiklijn te gebruiken, daar de absorptie der rookglaswig van de golflengte van de lichtbron afhangt en voor de ijking het groene kwiklicht gebruikt was.

In het volgende is niet telkens afzonderlijk aangegeven welke der fotometers gebruikt werd, doch als regel werd de fotometer van MOLL voor het fotometreeren der spectra gebruikt.

Van elk gezwart veld werd de zwarting op twee plaatsen gemeten die ca. 3 mM. van elkaar verwijderd waren en daarvan het gemiddelde genomen. Daarbij bleek bijna zonder uitzondering het verschil kleiner dan 3 % te zijn.

Een kleine sluiering der platen kan niet geheel vermeden worden, doch wij hebben getracht de sluier zoo klein mogelijk te houden. Onmiddellijk naast elk vakje werd de sluier gemeten. De gesluierde plaat werd als de ongezwarte in rekening gebracht.

De Röntgenbuizen en hoogspanningsinrichting zijn op dit deel van het onderzoek van weinig invloed. We gebruikten zoowel gas- als gloeikathodebuizen en zoowel hoogspannings-transformator als inductor. De platen waren bij de eerste proeven steeds Gevaert Sensima, waarvan vooraf gevonden was dat zij bij een vrij groote gevoeligheid een geringe sluier vertoonen. ¹⁾

§ 2. De zwarting als functie van den belichtingstijd.

De invloed van ontwikkelingstijd en temperatuur van den ontwikkelaar.

Om na te gaan of een zooveel mogelijk constant gehouden Röntgenbuis op een fotografische plaat steeds dezelfde zwarting veroorzaakt, werden op één plaat alle 25 velden achtereenvolgens belicht onder gelijke omstandigheden, n.l.:

1) Zie hiervoor § 4 Hoofdstuk II.

Apparaat: transformator met mechanische gelijkrichter;

Röntgenbuis: gasbuis (Philips R. I.)

Afstand focus plaat: 100 cM.

Stroomsterkte: 2 mA.

Hardheid der buis (spanning): ca. 80 K.V. (12 cM. vonk Lengte).

Belichtingstijd: 10 sec.

De met den fotometer gevonden zwartingen bedroegen gemiddeld 1,09. De grootste afwijkingen van dit gemiddelde waren de zwartingen 1,05 en 1,14, terwijl de gemiddelde afwijking (gemiddelde fout) 0,015 bedroeg, dus 1,5 %.

Men mag dus besluiten, dat een onder constante omstandigheden bedreven Röntgenbuis op een bepaalde plaat in een bepaalden tijd op eenige procenten steeds dezelfde zwarting veroorzaakt. Dit toont in beginsel aan, dat de fotografische plaat een goed middel oplevert om intensiteiten van Röntgenstralen te vergelijken.

Wij hebben in de figuren 5, 6, enz. de zwarting als functie van den belichtingstijd uitgezet. In overeenstemming met hetgeen GLOCKER en TRAUB ¹⁾ vonden, blijkt voor kleine belichtingstijden de zwarting bij benadering evenredig met den belichtingstijd toe te nemen. Eveneens ziet men echter, dat de curven

$$Z = f(t)$$

voor grootere waarden van t aanmerkelijk van de rechte lijn afwijken. Inderdaad is gebleken, dat de zwarting als functie van den belichtingstijd met zeer groote benadering kan worden voorgesteld door de betrekking, die door BUSE ²⁾ voor het geval van zichtbaar licht gevonden werd n.l.:

$$Z = C \log. \left(\frac{t}{\tau} + 1 \right)$$

waarin C en τ constanten zijn.

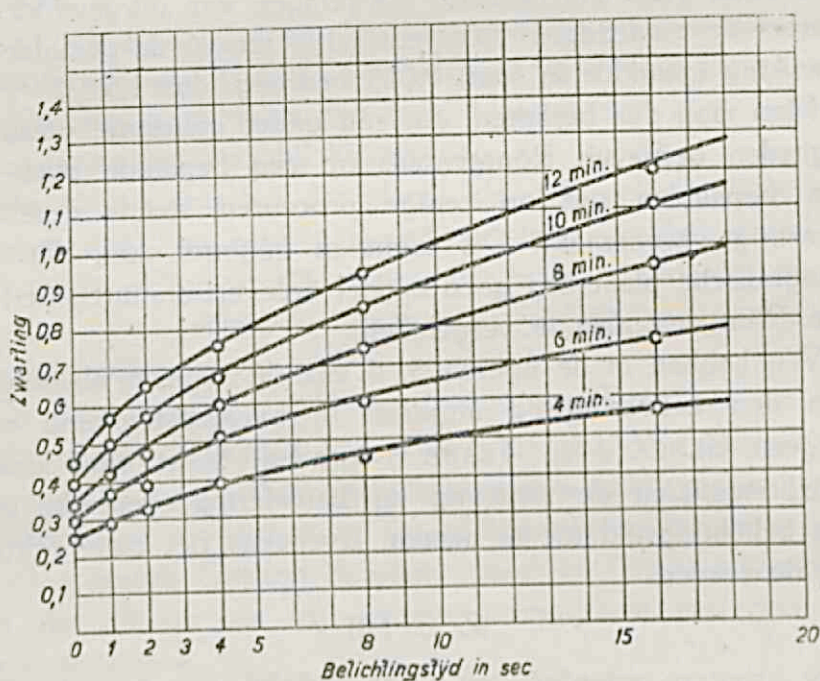
Hierbij zij opgemerkt, dat blijkens de waarnemingen van

1) 1 c.

2) Zie inleiding.

BUSÉ de gegeven formule slechts geldig is indien een ontwikkelaar zonder broomkali gebruikt werd. Ook wij vinden bij toepassing van broomkali eenige afwijkingen, ofschoon deze zeer gering waren voor het geval van de door ons bestudeerde zwartingen (ca. 0,15 — 2,5) en de zwartingsformule van BUSÉ vrij goed bleef gelden.

Fig. 4.

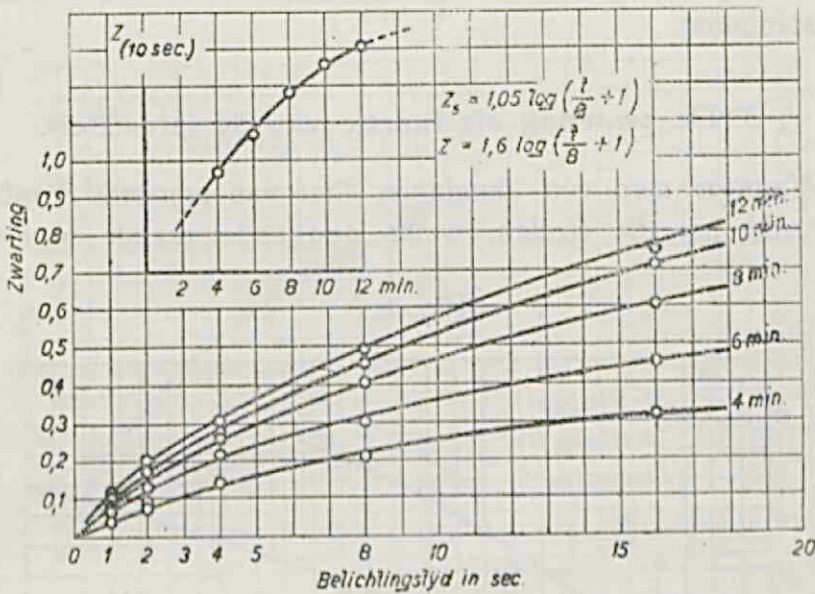


Bij het ontwikkelen der platen bleek ons, dat de temperatuur van den ontwikkelaar van zeer grooten invloed is. Bij een temperatuur van 16°C . en lager nam de constante C in de formule sterk af, terwijl dan zelfs bij zeer lang ontwikkelen ook niet zulke regelmatige curven ontstonden, als die wij verkregen bij 18°C . Deze laatste temperatuur werd later steeds als temperatuur voor het ontwikkelen gekozen. Voor hogere temperatuur neemt de constante C een weinig met de temperatuur toe.

Wat de ontwikkelingsduur aangaat, vindt men in fig. 4 weergegeven, hoe in een bepaald geval de zwartingen stijgen

met den tijd, gedurende welke ontwikkeld wordt. Hier is een vrij groote sluierzwarting aanwezig die bij langer ontwikkelen tevens sterker wordt. ¹⁾ Trekt men van de zwartingen de sluierzwartingen af, dan blijken krommen te ontstaan (fig. 5),

Fig. 5.



die alle kunnen worden voorgesteld door dezelfde betrekking

$$Z = C \log. \left(\frac{t}{\tau} + 1 \right)$$

waarbij slechts C veranderlijk is. C neemt asymptotisch met den ontwikkelingstijd toe. Men ziet tevens aan de figuren 4 en 5 hoe bij een ontwikkelingstijd van ca. 12 minuten C nagenoeg zijn maximum bereikt.

Volgens SHEPPARD en MEES ²⁾ geldt voor de zwarting als

1) Voor dit bijzonder doel werd de sluier door vergelijking met een blank gemaakt gedeelte van de plaat gemeten.

2) S. E. Sheppard - C. E. Mees. Investigations on the theory of the photographic process (1907 Longmans, Green & Co.) Chap. III.

functie van den ontwikkeltijd de betrekking:

$$Z_t = Z_\infty (1 - e^{-at}).$$

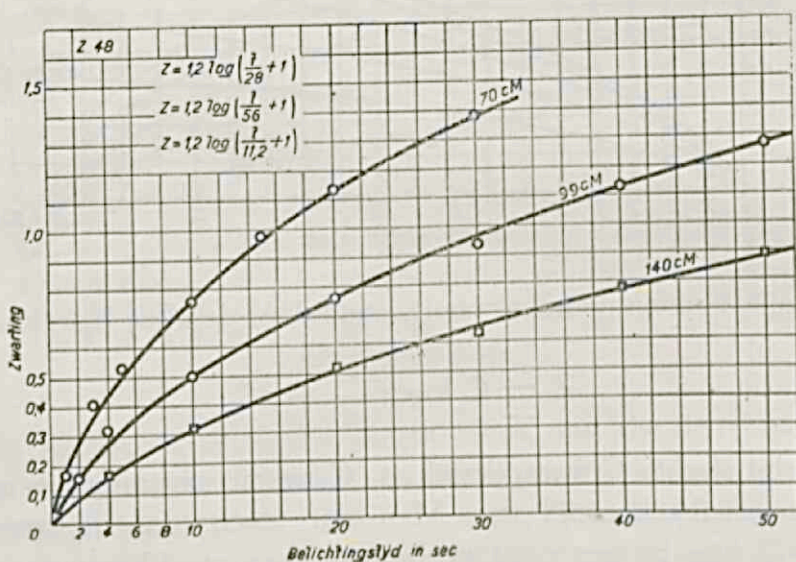
dus:
$$C_t = C_\infty (1 - e^{-at}).$$

Bij benadering vonden we de feiten hiermede in overeenstemming.

§ 3. De zwarting als functie van de intensiteit.

Wanneer men een aluminium filter van minstens 4 mM. gebruikt om die stralen, welke nog aanmerkelijk door de

Fig. 6.

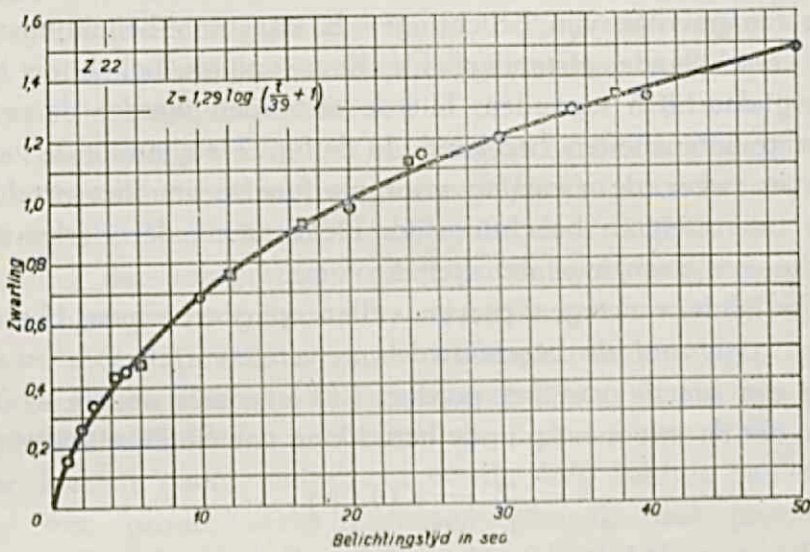


lucht geabsorbeerd worden, weg te nemen (vergel. pag. 18) kan men met goede benadering aannemen, dat de intensiteit der Röntgenstralen, zooals die door een buis als boven genoemd, worden uitgezonden, omgekeerd evenredig is met het vierkant van den afstand tot de antikathode. Wij hebben de zwartingen, veroorzaakt door een radiografiebuis met een aluminium filter

van 2 mM. dikte opgenomen op een plaat, welke achtereenvolgens 70 cM., 99 cM. en 140 cM. van de antikathode verwijderd was. Voor elk dezer afstanden bepaalden wij de zwartingskromme als boven. (Zie fig. 6).

Het blijkt, dat de belichtingstijden, die noodig zijn wanneer de afstand 140 cM. is, juist alle 4 maal zoo groot moeten

Fig. 7.



zijn als die voor een afstand van 70 cM. De drie zwartingskrommen voldoen aan de betrekkingen:

$$Z = 1.2 \log. \left(\frac{t}{2.8} + 1 \right)^1$$

$$Z = 1.2 \log. \left(\frac{t}{5.6} + 1 \right)$$

$$Z = 1.2 \log. \left(\frac{t}{11.2} + 1 \right)$$

Men ziet, hoe de energieën, noodig om dezelfde zwarting

1) De ontwikkelingstijd was slechts 6 min., waardoor de constante C klein is.

te veroorzaken, zich als de kwadraten der afstanden verhouden

$$\frac{70^2}{2.8} = \frac{99^2}{5.6} = \frac{140^2}{11.2} = 175.$$

In hoeverre een n-voudige intensiteit of een n-voudige belichtingstijd dezelfde zwarting veroorzaken, kan uit fig. 7 worden afgeleid. Door de cirkeltjes is weer een zwarting-tijd kromme als boven uitgezet. De vierkantjes geven zwartingen aan ten gevolge van belichtingen bij constante belichtingstijd en verschillende afstanden. De duur van de belichting bedroeg daarbij 6 seconden. Uit de afstanden werden de equivalente intensiteiten berekend. In de fig. 7 stellen nu de vierkantjes weer de zwarting voor als functie van het product van intensiteit en belichtingstijd. De kromme der vierkantjes is dus een zwarting-intensiteit kromme.

De beide verkregen curven vallen vrij goed samen. Hieruit volgt, dat voor de beschouwde intensiteitsvariëaties de zwarting een functie van het product ($i t$) is, met andere woorden, dat de exponent p in de betrekking van SCHWARZSCHILD

$$Z = f(i t^p)$$

welke voor lichtstralen kleiner dan de eenheid is, hier met groote benadering gelijk aan 1 genomen mag worden. De constante p is echter ook voor Röntgenstralen niet steeds gelijk aan de eenheid doch in den regel iets kleiner.

Tabel I geeft de waarden van de constante p uit een zestal platen afgeleid.

TABEL I.

Gemiddelde waarde van p :	1.00	0.99	0.93	1.03	0.98	1.00
--------------------------------	------	------	------	------	------	------

Gemiddeld:

$$p = 0.99 \pm 0.02.$$

Wij vermelden hierbij dat intensiteitsvariaties van 1 : 9 maximaal gebruikt zijn. Deze variaties zijn ongeveer van de orde der intensiteitsverschillen welke met behoorlijk meetbare zwartingen op de meeste van onze platen voorkomen.

Een variatie van p met 2 % zou bijv. op de plaat waarvan fig. 6 de zwartingskrommen voorstelt, de verhoudingen der zwartingen bij een antikathode-afstand van 70 resp. 140 cM. slechts met minder dan 2 % gewijzigd hebben. In verband met de fouten der plaat die op ca. 3 % gesteld mogen worden, kan dit nauwelijks met zekerheid geconstateerd worden. De intensiteitsverhoudingen die wij in den regel zullen ontmoeten, zullen met p slechts een variatie van deze orde ondergaan.

Uit het bovenstaande volgt eenerzijds dat voor het meten van intensiteiten van Röntgenstralen door middel van de zwarting der fotografische plaat p benaderd gelijk aan de eenheid mag worden gesteld, anderzijds echter dat de bepaling van de exponent p uit de bovengenoemde waarnemingen niet zeer scherp is. De groote afwijking van p uit een der platen afgeleid ($p = 0.93$ zie Tabel I) vereischt dat deze kwestie nader onderzocht wordt. Wij hebben dan ook nog een groote reeks opnamen gemaakt met grootere intensiteitsveranderingen ter scherpere bepaling van p .

Deze waarnemingen¹⁾ zijn niet slechts met platen, doch ook met Röntgenfilms (Agfa- en Kodakfilms) verricht. De luchtabsorptie is steeds in rekening gebracht, daar afstanden van bijna 2 M. toegepast werden.

Uit de bekende absorptiecoëfficiënten²⁾ der door ons gemeten heterogene Röntgenstralen kon worden afgeleid, dat de absorptie voor 1 M. lucht na filtreren met 0,2 mM. Cu ca. 2 % bedraagt.

Ten einde p te bepalen beschouwt men twee gelijke zwartingen, veroorzaakt respectievelijk door een tijd t_1 en intensiteit I_1 en door een tijd t_2 en intensiteit I_2 .

1) Gepubliceerd in Z. S. f. Phys. 14, 374, 1923.

2) Zie pag. 18.

Nu is

$$I_1 t_1^p = I_2 t_2^p,$$

waaruit volgt:

$$p = \frac{\log. I_2 - \log. I_1}{\log. t_1 - \log. t_2}.$$

Vooreerst is nu gebleken, dat men voor de door ons onderzochte platen en films geen noemenswaarde verschillen van p vindt. Voorts bleek de grootheid p berekend voor verschillende zwartingen op dezelfde plaat, steeds met zeer groote benadering dezelfde was, m.a.w., dat de wet van SCHWARZSCHILD

$$Z = f(i t^p)$$

streng geldt.

Voor lichtstralen constateerde KRON¹⁾ afwijkingen.

Wat nu de waarde van p betreft, deze bleek evenals in het geval van de reeds genoemde plaat in meerdere opnamen aanmerkelijk kleiner te zijn.

Uit twee platen volgt bijv. resp.

$$p = 0,935 \text{ en } p = 0,95.$$

Een andere reeks van platen en films gaf echter een gemiddelde p van 0,98. De afwijkende waarden van p kunnen vermoedelijk op de volgende wijze verklaard worden.

In al de gevallen, waarin wij

$$p = \text{ca. } 0,98$$

vonden, werden de Röntgenstralen opgewekt met behulp van een transformator met een mechanische gelijkrichter. Dientengevolge ontstaat er een intermitteerende stroom door de Röntgenbuis en dus ook een intermitteerende belichting van de plaat. De stroomstootten waren daarbij van een duur van

1) E. Kron. Ann. d. Phys. 41. 751, 1913.

ca. $\frac{1}{1000}$ sec. gescheiden door tusschenpoozen van dezelfde orde of grooter.

Fig. 8a (plaat I) geeft een oscillogram ¹⁾ waarin de stroomstooten van dit apparaat duidelijk te zien zijn.

In fig. 8b is daarentegen de ontladingsvorm voorgesteld voor een buis, die functionneert op een transformator zonder gelijkrichter en waarbij het gelijkrichten van den stroom door de buis zelf geschiedt (gloeikathodebuis). De ontladingsvorm is hier in veel sterker mate continu te noemen. Bij deze ontladingsvorm traden nu steeds de kleinere waarden van p op. Zeer waarschijnlijk zal continue belichting met een door gelijkspanning gevoede Röntgenbuis een nog kleinere p opleveren. In fig. 8c is tenslotte nog een typische stroomcurve van een inductor opgenomen (p gemiddeld 0.96).

Een analoog effect, n.l. het toenemen van p voor het geval van intermitterende belichting is voor zichtbaar licht eveneens bekend.

Verschillende onderzoekers hebben n.l. gevonden, dat intermitterende belichting een geringere zwarting veroorzaakt dan een continue belichting gedurende denzelfden werkelijken belichtingstijd.

De verandering tengevolge van het toenemen van den exponent p heeft in dezelfde richting plaats, n.l. een hogere macht van t veroorzaakt dan dezelfde zwarting als een lagere macht in het geval van een kleinere p .

WEBER ²⁾ toonde zelfs aan, dat bij belichting door openingen van een roteerenden sector, dus intermitterende belichting,

1) Deze oscillogrammen zijn als volgt opgenomen: Een glimlichtbuis, bestaande uit een glazen buisje waarin zich twee gepolijste nikkelen electrodes op 1 mM. afstand bevinden en die met stikstof is gevuld tot een druk van ca. 18 mM. Hg. is in serie met de Röntgenbuis geschakeld. Het glimlicht bedekt de negatieve electrode over een lengte, die met de stroomsterkte evenredig is. Dit glimlicht wordt door middel van een lens op de spleet afgebeeld van een houten valgoot, waarin een fotografische plaat van bekende hoogte valt.

2) Weber. Ann. d. Phys. 45. 801, 1914.

de wet van BUNSEN-ROSCOE

$$Z = f(I t)$$

geldt indien de sector slechts minstens 120 omwentelingen per minuut maakt.

Ook HOWE¹⁾ vindt resultaten, die kunnen doen verwachten, dat inderdaad p voor gewoon licht eveneens tot de eenheid nadert, wanneer de belichting intermitterend geschiedt.

De vereenvoudiging der zwartingswet voor Röntgenstralen schijnt dus geheel of gedeeltelijk te danken te zijn aan het feit, dat met de gebruikelijke Röntgenapparaten steeds intermitterend wordt belicht.

In de door ons gemaakte toepassingen van de zwartingskrommen hebben we voor de afwijking van p van de eenheid vaak een correctie aangebracht (zie hoofdstuk II etc.).

Wanneer het kleine intensiteitsverhoudingen betreft is dit echter in eerste benadering nooit noodig en mag men de curven zwarting-tijd opvatten als zwarting-intensiteitskrommen.

Uit het bovenstaande volgt, hoe men de fotografische plaat kan gebruiken om intensiteiten van heterogene Röntgenstralen van dezelfde spectraalverdeeling te vergelijken.

In het derde hoofdstuk zal blijken, hoe het bepalen der constanten uit de zwartingsformule daarbij geenszins volstrekt noodig is. Bij de intensiteitsmetingen voor licht in het Utrechtsche Laboratorium is trouwens steeds van een experimenteele zwartingskromme gebruik gemaakt. Zelfs kan men vrij nauwkeurig intensiteitsvergelijkingen maken zonder de platen te fotometreeren, aangezien twee even groote zwartingen in twee reeksen velden van toenemende zwarting vrij goed met het oog direct te vinden zijn.

Het groote voordeel der fotografische methode ligt daarin, dat men een resultaat op eenige procenten nauwkeurig steeds in eenige minuten en met eenvoudige hulpmiddelen kan verkrijgen. (Vergelijk in het bijzonder § 2 hoofdstuk II).

1) Howe. Phys. Rev. 8. 674, 1916.

De bovenbeschreven waarnemingen hebben slechts betrekking op heterogene straling met dezelfde spectrale energieverdeeling en wij dienen nog na te gaan hoe de zwarting van de golflengte der straling afhangt.

§ 4. De zwarting als functie van de golflengte.

Wij verkregen homogene Röntgenstralen van drie bekende golflengten door resp. de stralen van een platina-, molybdeen- en koper-antikathode met wolfram, zirkoon en nikkel te filtreeren.

De methode die o.a. door HULL ¹⁾ voor het geval van molybdeenstralen reeds is toegepast komt hierop neer, dat de absorptiegrens van het filter tusschen de $K\alpha$ en $K\beta$ lijn van het antikathode metaal ligt, zoodat de $K\beta$ lijn sterk geabsorbeerd wordt evenals de hardere stralen en de $K\alpha$ lijn veel zwakker. In tabel II geven we de juiste gegevens.

TABEL II.

Antikathode	Filter	Golflengte van het doorgelaten licht
Platina . . .	0,4 mM. wolfraampoeider	$0,18 \times 10^{-8}$ cM.
Molybdeen .	0,3 mM. zirkoonoxyd	$0,71 \times 10^{-8}$ cM.
Koper	0,02 mM. nikkel	$1,54 \times 10^{-8}$ cM.

In het geval der koperstralen was het nikkelfilter als venster in de buis aangebracht. ²⁾

1) Phys. Rev. 1917.

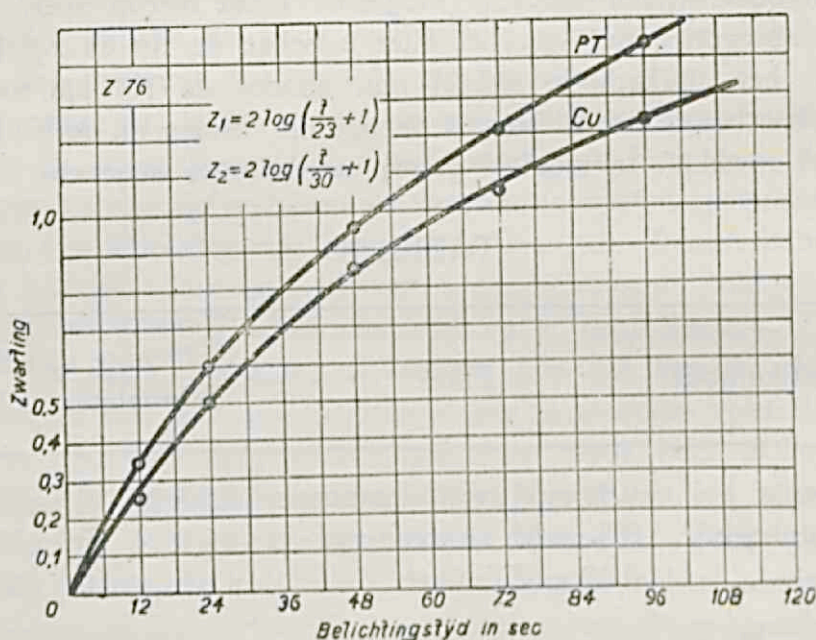
2) Een dergelijke koperbuis werd in het natuurkundig laboratorium der N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken ook reeds door Dr. H. C. Burger gebruikt.

De constante C in de formule

$$Z = C \log. \left(\frac{t}{\tau} + 1 \right)$$

was voor heterogene stralen steeds van de orde van de eenheid. Ze varieerde met de plaatscoort en nam toe met den ontwikkeltijd ¹⁾, doch een systematische variatie met de hardheid der stralen bleek niet te constateeren. Daarom kon men verwachten, dat de constante C niet in sterke mate van de golflengte afhangt.

Fig. 9.



In fig. 9 zijn zwartingskrommen voor koper- en platinastralen op dezelfde plaat opgenomen, geteekend. Beide kunnen vrij nauwkeurig door formules worden beschreven, waarin

$$C = 2$$

1) Zie fig. 5.

$$Z_{Pt} = 2 \log. \left(\frac{t}{23} + 1 \right)$$

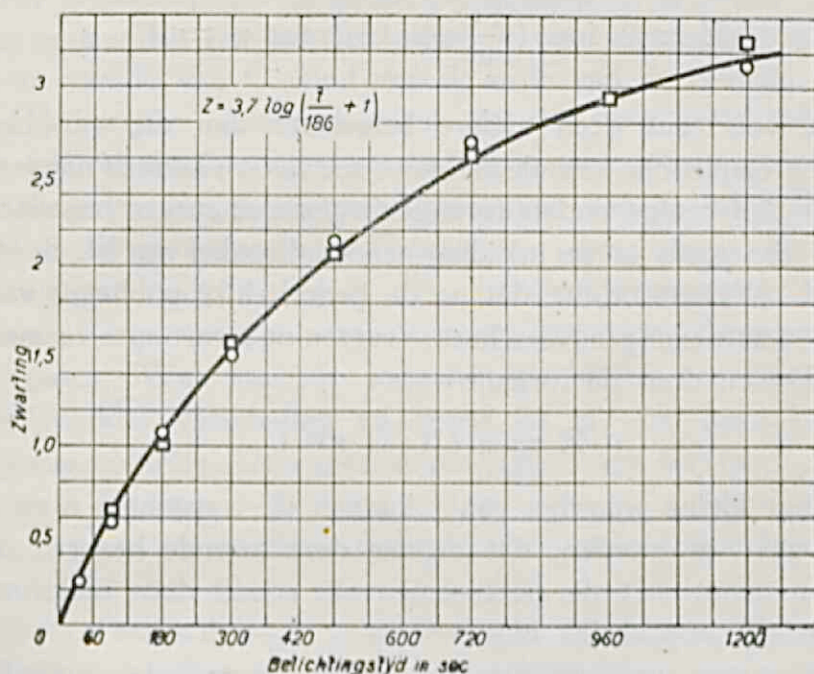
$$Z_{Cu} = 2 \log. \left(\frac{t}{30} + 1 \right)$$

(Voor molybdeenstralen op een andere plaat, die met deze tegelijk ontwikkeld werd, werd $C = 2,3$ gevonden).

Omtrent de absolute intensiteiten van beide stralingen kan hieruit niets naders besloten worden.¹⁾

Het resultaat, dat de constante C niet sterk van de golf-

Fig. 10.



lengte afhangt, is ook uit het vermelde onderzoek van GLOCKER en TRAUB af te leiden. Om te doen zien hoe ook de waarnemingen van deze onderzoekers door de formule van BUSÉ kunnen worden beschreven, hebben wij de zwar-

1) Zie hierover Hoofdst. IV.

tingen door Ag- en Se-stralen veroorzaakt, in fig. 10 als functie van den belichtingstijd uitgezet (zie het geciteerde artikel van GLOCKER en TRAUB tabel 6, blz. 350).

Het samenvallen der zilver- en seleencurven, nadat de abscissen der laatste in de geschikte verhouding vergroot zijn, beteekent het constant blijven van C.

§ 5. Bespreking der resultaten.

De formule

$$Z = C \log. \left(\frac{t}{\tau} + 1 \right) \text{ resp:}$$

$$Z = C \log. \left(\frac{it}{a} + 1 \right) \text{ (voor } p = 1)$$

heeft voor ons geen andere beteekenis dan die van een zuiver empirische formule die, voor zoover wij kunnen nagaan, beter dan eenige andere formule de gemeten curven benadert.

In een reeds in de inleiding genoemd artikel van M. BLAU en K. ALTENBURGER, dat na de gedeeltelijke publicatie van onze waarnemingen verscheen, werden de zwartingskrommen beschreven door de formule

$$Z = a (1 - e^{-bt}).$$

Voor kleine waarden van t kunnen de constanten a en b zoo gekozen worden, dat de aan deze formule beantwoordende curve met de onze samenvalt, zooals door reeksontwikkeling gemakkelijk blijkt.

De curven naderen niet tot een asymptotische waarde, zooals volgens de exponentieele formule te verwachten zou zijn. De logarithmische formule geeft dan ook onze waarnemingen voor grootere zwartingen het best weer.

In dit verband wijzen wij op de curven door LUX ¹⁾ gepubliceerd, die zwartingen als functie van belichtingstijd

1) Z.S. f. Beleuchtungswesen 1915.

aangeven, veroorzaakt door een kwiklamp onder verschillende spanningen. De krommen hebben niet alleen volkomen het karakter van die, welke wij steeds vonden, maar ook de constante C is van dezelfde orde.

Wij wijzen hier ook nog op proeven van TOY ¹⁾, die bij toenemende korrelgrootte voor gewoon licht zwartingskrommen vindt, welke veel op de onze gelijken. Wanneer de golflengte van het licht van de orde van grootte van de zilverkorrels wordt, schijnen afwijkingen op te treden. In het bijzonder hebben vele onderzoekers een minder snel stijgen der kromme in den aanvang geconstateerd.

Het resultaat, dat de constante C uit de zwartingsformule niet of weinig van de golflengte afhangt, is in overeenstemming met het feit dat ook BUSÉ ²⁾ voor zichtbaar licht ook een waarde van C vond van de orde van de eenheid.

Wij wijzen er hier nogmaals op, dat voor de in het volgende hoofdstuk toegepaste methode om intensiteiten van Röntgenstralen te meten door middel van de fotografische plaat de zwartingsformule geenszins onmisbaar is. De eenvoudigste weg is steeds een onbekende intensiteit door interpolatie in een experimenteel bepaalde Z - t -curve te bepalen. Wel kan de formule van BUSÉ een belangrijk hulpmiddel verschaffen en levert zij in vele gevallen een goede contrôle. De experimenteel gevonden curven

$$Z = C \log. \left(\frac{t}{\tau} + 1 \right)$$

leveren meestal langs grafischen weg de benoodigde intensiteitsverhoudingen voor gevonden zwartingen.

1) Phil. Mag. 44, 352, 1922. (zie fig. 10 blz. 365).

2) Zie inleiding.

HOOFDSTUK II.

Toepassing van de fotografische methode tot het meten van intensiteiten van Röntgenstralen.

§ 1. De Methode.

Het voorafgaande stelt ons in staat om de intensiteitsverhoudingen te meten

- a. van homogene stralen van dezelfde golflengte;
- b. van heterogene stralen van dezelfde spectrale samenstelling;
- c. en bij benadering ook van stralen van verschillende spectrale samenstelling, wanneer men de verschillen in absorpties door de plaat voor verschillende golflengten in rekening brengt.¹⁾

Wij zullen deze gevallen achtereenvolgens bespreken.

- a. Om twee intensiteiten van dezelfde golflengte te vergelijken kan men een zwarting-tijdschaal van de eerste der intensiteiten vervaardigen, door met verschillende tijden een plaat te belichten en daarna een belichting met de andere intensiteit op de plaat aan te brengen. De zwarting van deze laatste geeft dan via de kromme van de eerste gemakkelijk grafisch de intensiteit. Deze vorm der methode is zoowel door HARTMAN en KOCH als in het werk van het Utrechtsche Laboratorium toegepast. Deze eenvoudige weg is door ons niet steeds gevolgd, doch wij hebben vaak de betrekking van BUSÉ gebruikt om grooter nauwkeurigheid te bereiken.

1) Hierbij is dan verondersteld, dat gelijke hoeveelheden, in de fotografische plaat geabsorbeerde energieën bij benadering dezelfde zwarting veroorzaken. (Zie § 5, Hoofdstuk IV).

De plaat wordt achtereenvolgens met verschillende belichtingstijden door den eersten stralenbundel belicht, zoodat een zwarting-tijdschaal verkregen wordt; daarna wordt op dezelfde plaat een dergelijke zwarting-tijdschaal met den tweeden stralenbundel gemaakt. Fotometreert men de zoo vervaardigde plaat, dan blijkt, dat de zwartingskrommen voor de beide stralenbundels dezelfde constante C hebben, m.a.w. dat zij slechts door de constante τ in de formule van BUSÉ verschillen. Dit beteekent, dat de abcissen (tijden) voor elke zwarting steeds dezelfde verhouding hebben, de verhouding der constanten τ_1 en τ_2 . Deze verhouding τ_1/τ_2 geeft dan tevens die der intensiteiten. Het laatste is dus een gevolg van het feit, dat de wet van BUNSEN-ROSCOE geldt. ¹⁾

Ter bepaling van de constanten C en τ der zwartingskrommen kan men als volgt te werk gaan.

Voor elk der gemeten punten vindt men een t_n en Z_n , die aan de betrekking voldoen:

$$Z_n = C \log. \left(\frac{t_n}{\tau} + 1 \right).$$

Zoo verkrijgt men n vergelijkingen, waaruit volgens de methode der kleinste kwadraten de constanten C en τ kunnen worden bepaald.

In plaats van dezen algemeenen doch gecompliceerden weg te volgen kan men echter ook tot een goed resul-

1) Een verder gevolg hiervan is, dat men mag stellen:

$$Z = C \log. \left(\frac{It}{a} + 1 \right).$$

Wordt dus een plaat met straling van verschillende energie gelijktijdig of achtereenvolgens belicht, dan geldt voor de zwarting als functie van de totale belichting:

$$Z (I_1 t_1 + I_2 t_2 + \dots) = C \log. \left(\frac{I_1 t_1 + I_2 t_2 + \dots}{a} + 1 \right),$$

waarbij I_1 etc. de intensiteiten en t_1 etc. de belichtingstijden voorstellen.

taat komen, wanneer men twee, niet te dicht bij elkaar gelegen punten op de gevonden curve kiest en met behulp van de zoo verkregen twee vergelijkingen C en τ bepaalt.

$$Z_1 = C \log. \left(\frac{t_1}{\tau} + 1 \right)$$

$$Z_2 = C \log. \left(\frac{t_2}{\tau} + 1 \right)$$

Hieruit volgt door deeling

$$\frac{Z_1}{Z_2} = \frac{\log. \left(\frac{t_1}{\tau} + 1 \right)}{\log. \left(\frac{t_2}{\tau} + 1 \right)}$$

waaruit τ volgt. Vervolgens kan uit een der vorige vergelijkingen C bepaald worden.

Na eenige beoefening bepaalt men op deze wijze vlug eerst τ en dan C. Met de zoo gevonden constanten wordt een zwarting-tijdcurve geconstrueerd. Wijkt deze systematisch van de waargenomen kromme af zoo kan men gemakkelijk door kleine wijziging der constante C en τ de kromme aan de waarnemingen aanpassen. Het verdient daarbij aanbeveling van een tevoren geteekende schaar Z-t curven (met C en τ als parameters) gebruik te maken.

Wij hebben nog een anderen weg gevolgd om de constanten C en τ te bepalen.

Kiest men twee zwartingen, die zich als 2 : 1 verhouden en waarvan de expositietijden t_1 en t_2 aan de betrekking $t_1 = 3 t_2$ voldoen dan is

$$\frac{Z_1}{Z_2} = 2 = \frac{\log. \left(\frac{3 t_2}{\tau} + 1 \right)}{\log. \left(\frac{t_2}{\tau} + 1 \right)}$$

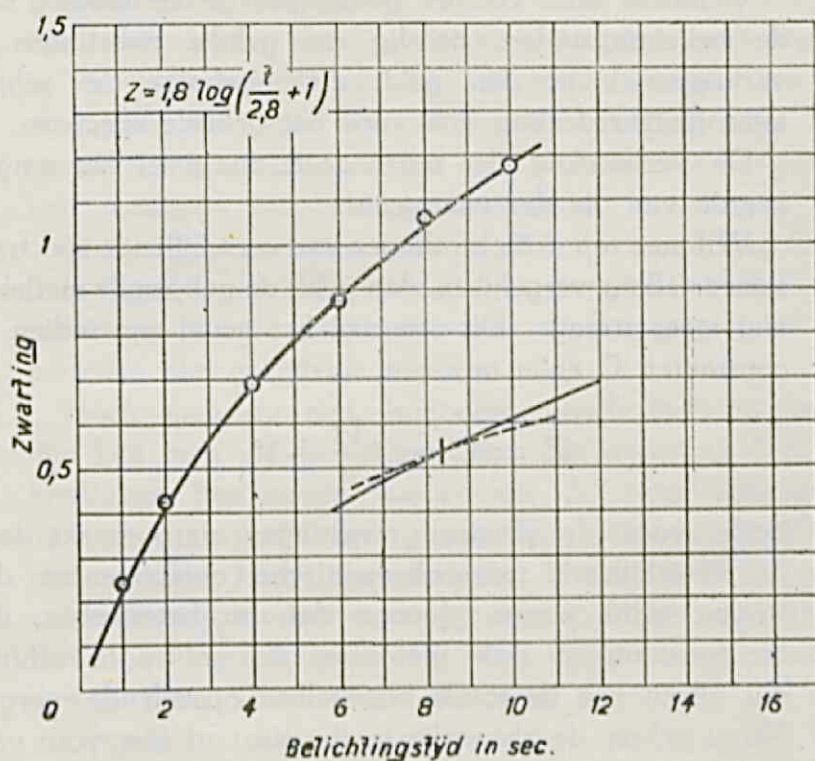
waaruit volgt $\frac{t_2}{\tau} = 1$.

Teneinde het punt te vinden waarvoor

$$Z_1 = 2 Z_2 \text{ en } t_1 = 3 t_2,$$

teekent men een curve met de 3-voudige abscissen en eene met de halve ordinaten, het snijpunt dezer krommen geeft dan direct de τ . Fig. 11 licht een en ander toe.

Fig. 11.



Teneinde een reeks van intensiteiten met een bekende intensiteit te vergelijken, moet men de meer eenvoudige methode volgen, die hier boven is aangeduid. (zie pag. 35). Men neemt op een plaat een zwartingsschaal op en belicht daarna een bepaalden tijd met ieder van de te

meten intensiteiten. Elke zwarting van de te meten intensiteiten levert een bepaalde expositie-tijd van de bekende straling op. De verhouding van den belichtingstijd der onbekende intensiteiten tot de zoo gevonden expositie-tijd levert de gezochte intensiteitsverhouding.

- b. Voor het geval van heterogene stralen met dezelfde spectraalverdeeling geldt hetzelfde als voor monochromatische straling. De constante C toch hangt niet of zeer weinig van de golflengte af. Men kan de heterogene straling gesplitst denken in een som van nagenoeg homogene stralen, waarvoor het bovenstaande streng geldt.

Wanneer voor elk der golflengtes de verhouding van de belichtingstijden, noodig om gelijke zwartingen te verkrijgen k is, dan geldt dit ingevolge de gelijke intensiteitsverdeeling ook voor het geheele spectrum.

De verhouding der tijden geeft dus weer het omgekeerde van die der energieën.

- c. Wil men ten slotte stralingen van verschillende spectrale samenstelling vergelijken, dan geldt de genoemde methode niet meer streng. Dit zou wel het geval zijn indien de constanten C en a in

$$Z = C \log. \left(\frac{I t}{a} + 1 \right)$$

beide voor de partieele zwartingen, veroorzaakt door de verschillende monochromatische componenten der stralen gelijk waren. Immers dat zou beteekenen, dat de constante a ook niet van de golflengte afhing, dus alleen van de totale hoeveelheid opvallende energie. Nu is echter de absorptie in de plaat of film voor verschillende golflengten zeer verschillend. Voor stralen met golflengtes, die in de buurt van de K -absorptie-grens van zilver liggen, verandert de procentueele absorptie in een film discontinue van ca. 11 % tot ca. 5%¹⁾.

1) Zie Hoofdstuk III § 4.

De zwarting verandert dan ook op die plaats plotseling (zie bijv. fig. 24) zoodat in geen geval a onafhankelijk van de golflengte kan zijn.

Anders is het echter, wanneer we niet rekenen met de opvallende, doch met de inderdaad geabsorbeerde energie. In dat geval behoeft geen sterke variatie van a met de golflengte te bestaan ¹⁾. Men verkeert hier in een ander geval dan bij zichtbaar licht, waar de golflengte van het licht van de orde der korrelgrootte van de plaat is.

Wil men tot eenigszins betrouwbare resultaten komen, wanneer men stralen van verschillende hardheid vergelijkt, dan is het noodig, dat de procentueele absorptie in de film bekend is. De volgende methode om de absorptie van een film te bepalen is streng voor het geval van homogene stralen en benadèrd voor het geval van metingen van heterogene stralen.

Men neemt niet één plaat of film doch een laag films (bijv. 5 of 7) voor de opname, en ziet dan bij het fotometreeren, dat de zwartingen van de bovenste naar de onderste film geleidelijk afnemen.

Heeft men nu met monochromatisch licht te doen, dan kan men uit de vermindering der zwarting (op de hierboven beschreven manier via de zwartingsschaal) de intensiteitsvermindering per film, dus de absorptie afleiden. (Zie voor bijzonderheden hoofdstuk III.)

Heeft men te doen met heterogene stralen, dan geldt een en ander minder streng, doch nog steeds bij benadering. (Par. 4 van dit hoofdstuk).

Opgemerkt dient te worden, dat wel is waar de geleidelijke afname der zwarting eenigszins gestoord wordt door de verstrooide straling en door de karakteristieke straling der films, maar deze storing is slechts gering.

1) Uit metingen van Barkla (zie hoofdstuk IV § 5) is zelfs af te leiden dat die variatie werkelijk klein is.

Vooreerst toch is het rendement voor de secundaire stralen gering, terwijl tevens de films alle en wel in afnemende mate er door getroffen worden.

§ 2. Bepaling van absorptiecoëfficiënten.

Als toepassing van de methode tot meting van intensiteiten van homogene stralen ligt de bepaling van absorptiecoëfficiënten van verschillende stoffen voor verschillende golflengtes voor de hand. Men kan daarbij als volgt te werk gaan. De monochromatische straling, verkregen door de karakteristieke stralen van verschillende antikathoden te filtreeren met geschikte filters (zie § 4, hoofdstuk. IV) valt op de plaat na lagen van verschillende dikte van de te bestudeeren stof doorloopen te hebben. Daarbij is de afstand van de doorstraalde stof tot de plaat steeds zoo groot te kiezen, dat de storing door secundaire stralen vermeden wordt.

Op de plaat worden de zwartingsmerken aangebracht, waarmede een zwartingskromme geconstrueerd kan worden welke dan weer dient om de door de verschillende filters verzwakte intensiteiten te bepalen. Daar wij de nauwkeurigheid zoo hoog mogelijk wenschen op te voeren, zijn van de zwartingskromme 10 of meer punten bepaald. Bovendien is dan later nog de correctie voor de afwijking der exponent p uit de betrekking van SCHWARZSCHILD aangebracht. De correctie voor de gevonden absorptie-coëfficiënt is even groot als de afwijking van p van de eenheid, hetgeen op de volgende wijze blijkt.

Heeft men een bepaalde zwarting, veroorzaakt door de intensiteit I_1 in den tijd t_1 en een even groote zwarting veroorzaakt door de intensiteit I_2 en in den tijd t_2 , dan geldt:

$$\log. I_1 - \log. I_2 = p (\log. t_2 - \log. t_1).$$

voor $p = 1$ zou gelden:

$$\log. I_1 - \log. I_2 = \log t_2 - \log t_1$$

Nu is het verschil der logarithmen van twee intensiteiten steeds een maat voor een absorptiecoëfficiënt.

Wordt een intensiteit I_0 door een materiaal dikte d verzwakt tot I , dan is de absorptiecoëfficiënt μ gegeven door de betrekking

$$\log. I_0 - \log. I = \mu d \log. e.$$

Hieruit volgt, dat de absorptiecoëfficiënt μ' gevonden in de onderstelling dat $p = 1$, te groot is en wel

$$\mu = p \mu'$$

De correctie is van de orde van 3 %.

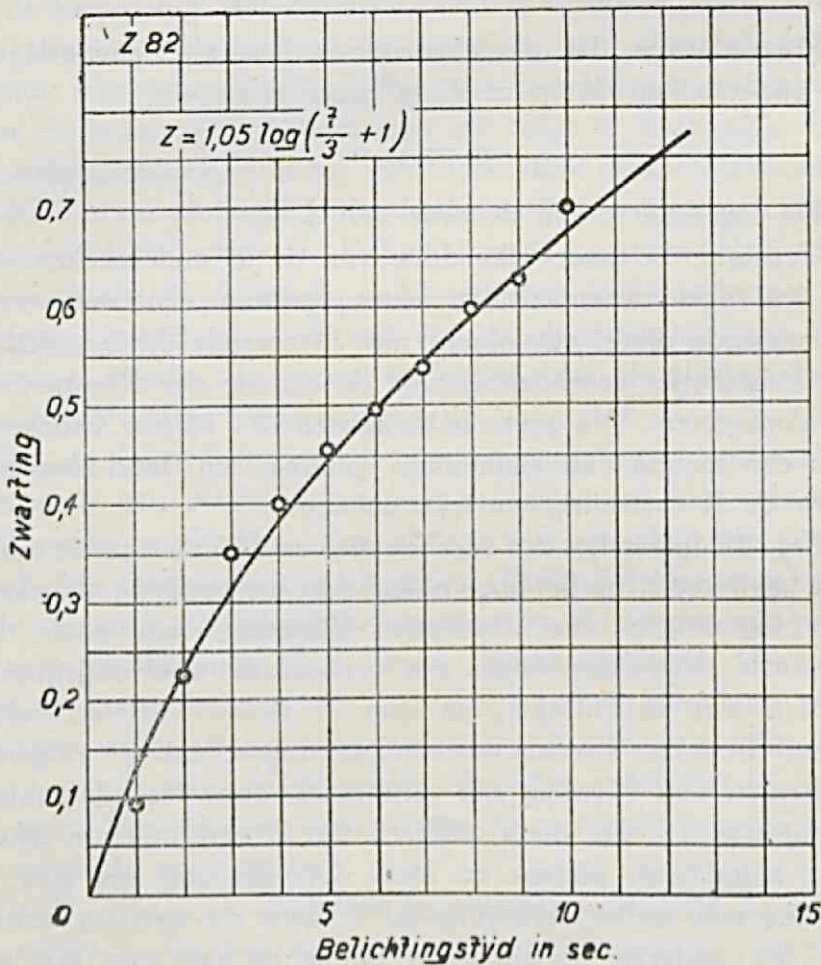
Tenslotte is voor elke dikte van de te onderzoeken stof in den regel tweemaal een meting gedaan, eens met steeds toenemende dikte, vervolgens met afnemende dikte, teneinde de eventuele verandering van de emissie der Röntgenbuis te elimineeren. Wij geven in de figuren 12 - 14 een voorbeeld van een meting van aluminium- platina- en lood-absorptie voor de $K\alpha$ -straling van platina aan.

Fig. 12 (plaat I) is een reproductie van de film, waaruit blijkt, hoe men reeds op het oog volgens deze methode vrij nauwkeurige bepalingen van absorptiecoëfficiënten kan doen. De bovenste twee rijen vakjes zijn veroorzaakt door ongefilterde stralen met belichtingstijden van 1, 2, ---- 10 seconden. Deze 10 vakjes vormen dus een zwartingschaal. De volgende drie rijen van 5 vakjes zijn veroorzaakt door dezelfde straling gedurende 15 sec. doch gefilterd met 5 verschillende dikten van aluminium, platina en lood. Op het oog kan men nu al zien met welke belichtingstijd volgens de zwartingschaal elk der onderste vakjes overeenkomt en ziet men dus vrij nauwkeurig de verzwakking door elk der filters. Wanneer men de logarithmen der zoo gevonden tijden tegen de dikten der filters uitzet moet men rechte lijnen verkrijgen. Door de niet zeer nauwkeurige punten is dan toch wel vrij goed de beste rechte te trekken.

Men dient echter om nauwkeurige resultaten te verkrijgen

natuurlijk te fotometreeren. In fig. 13 hebben wij nu de gefotometreerde zwartingsschaal voorgesteld en in Tabel IV (kolom 2) de zwartingen van elk der vakjes der gefilterde straling.

Fig. 13.



Met behulp van de laatste zwarting vindt men nu door middel van de zwartingsschaal (fig. 13) de overeenkomstige belichtingstijden (kolom 3). Hieruit volgt dan $\log t$ (in kolom 4 staat $1 + \log t$) en de logarithmen der tijden zijn in plaats van de logarithmen der intensiteiten in fig. 14 als

functie van de materiaaldikte uitgezet. De absorptiecoëfficiënten, die in de fig. 14 staan aangegeven, moeten nu nog met 4 % worden verminderd aangezien p voor het gebruikte apparaat en de gebruikte plaat 0,96 bleek te zijn. ¹⁾

TABEL IV.

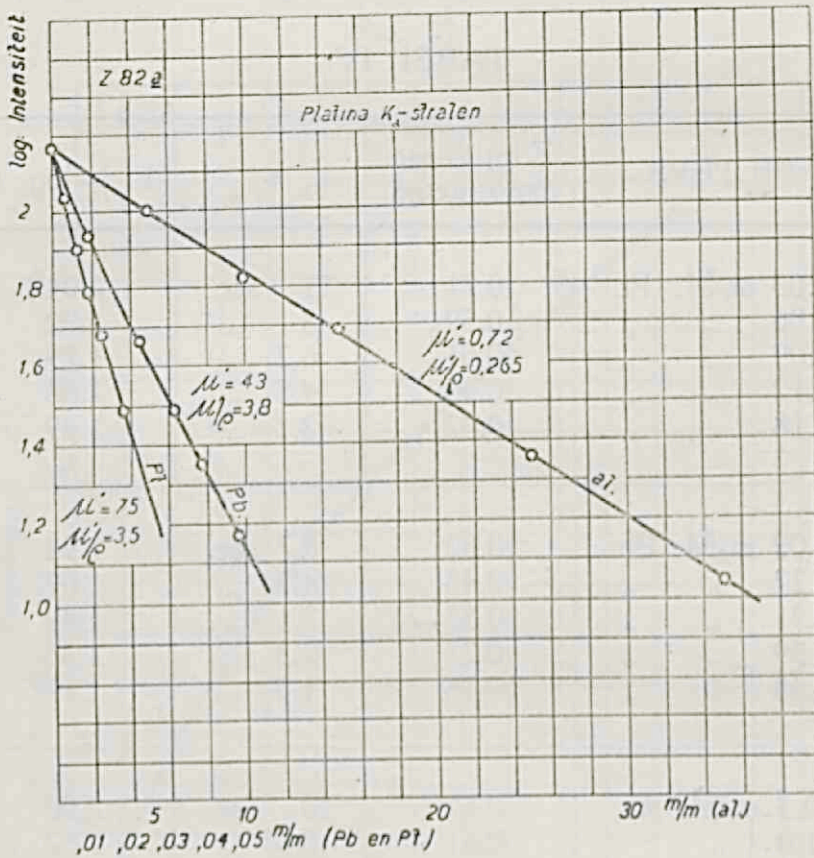
FILTERS.	Z bij 15 sec. expositietijd.	t.	$1 + \log. t.$
0.03 m/M. Pt.	0.71	11 sec.	2.04
0.06 " "	0.59	8 "	1.90
0.09 " "	0.51	6.2 "	1.79
0.12 " "	0.43	4.8 "	1.68
0.18 " "	0.32	3.1 "	1.49
0.09 m/M. Pb.	0.62	8.7 sec.	1.94
0.22 " "	0.43	4.7 "	1.67
0.31 " "	0.32	3.1 "	1.49
0.39 " "	0.27	2.3 "	1.36
0.48 " "	0.18	1.5 "	1.17 ⁵
0.5 m/M. Al.	0.67 ⁵	10 sec.	2.00
1.0 " "	0.61	8.6 "	1.82
1.5 " "	0.43	4.9 "	1.69
2.5 " "	0.27	2.3 "	1.36
3.5 " "	0.15	1.1 "	1.04

In Tabel V geven we ten slotte de gemiddelden van onze waarnemingen van de absorptiecoëfficiënten van eenige stoffen en tevens eenige bekende resultaten van andere waar-

1) In het begin zijn de curven nog niet geheel recht, zoodat blijkbaar de straling nog niet geheel monochromatisch is. Later is de rechtheid volkomen.

nemers voor $K\alpha$ -stralen van koper, molybdeen en platina. Voor de golflengten hebben wij steeds die van de zachtste

Fig. 14.



component der $K\alpha$ -straling ($K\alpha_2$) aangegeven. Dit bleek de beste waarde van de door ons door filteren verkregen monochromatische straling. ¹⁾

1) Zie voor de gegevens betreffende het filteren en voor spectrometrische golflengtebepaling Hoofdstuk 4.

TABEL V.

 μ = lineaire absorptiecoëfficiënt. μ/ρ = massa-absorptiecoëfficiënt.

Absorbeerende stof.	Cu $K\alpha_2 = 1,54 \text{ \AA}$			Mo $K\alpha_2 = 0,711 \text{ \AA}$			Pt. $K\alpha_2 = 0,190 \text{ \AA}$		
	μ	μ/ρ	μ/ρ	μ	μ/ρ	μ/ρ	μ	μ/ρ	μ/ρ
Al.	134	49,5	47,7 (B)	13,8	5,10	5,24 (R)	0,69	0,25 ⁵	0,243 (R)
Cu.	498	56,0	53,0 (B)	450	50,5	52,0 (R)	12,1	1,35	1,37 (R)
Pt.	4290	200	194 (B)	2085	97,0	—	69,8	3,26	—
Pb.	2500	220	—	1145	101	—	40,8	3,65	3,66 (R)
Loodglas („Verre antix’')	—	—	—	240 ¹⁾	55	—	6,5	1,5	—
Röntgenbuisglas (Philips)	125	50	—	12,5	5,0	5,58 (W)	0,59	0,24	—

(1) De beschikbare platen lieten zoo weinig door, dat deze waarde slechts op ca. 10 % nauwkeurig is.

(R) Waarnemingen van RICHTMEIER.¹⁾

(B) Waarnemingen van BARKLA en SADLER,²⁾ die echter met de secundaire K-straling werkten en dus waarschijnlijk tengevolge van de aanwezige $K\beta$ stralen een te kleine waarde vonden.

(W) Waarneming van WOOTEN³⁾ (vermoedelijk eenigszins andere glassoort).

1) Phys. Rev. II, 13, 1921.

2) Phil. Mag. 17, 739, 1909.

3) Phys. Rev. 13, 71, 1919.

§ 3. Intensiteit der Röntgenstralen als functie van de stroomsterkte in de buis.

Daar volgens het voorafgaande (§ 1, b) ook de intensiteiten van heterogene stralen kunnen worden gemeten, zijn wij dus in staat na te gaan hoe de intensiteit van de Röntgenstralen met de stroomsterkte door de buis varieert, wanneer de spanning aan de buis nauwkeurig constant gehouden wordt. Onder die voorwaarde vergelijken wij stralen van dezelfde spectrale samenstelling.

De stroomsterkte door de buis wordt gemeten door middel van een Deprez-d'Arsonvalinstrument, dat de totale hoeveelheid electronen aanwijst, die op de antikathode treffen. ¹⁾

Wij hebben eenige metingen aan gasbuizen, zoowel als aan gloeikathodebuizen verricht en vinden, dat de energie der Röntgenstralen inderdaad met den stroom door de Röntgenbuis vrijwel recht evenredig is. Het is niet eenvoudig de spanning aan de buis volkomen constant te houden (zie voor het meten der spanning § 5 van dit hoofdstuk), daar bij een toename van den stroom de spanning van den transformator daalt. Dit effect kan inderdaad zeer groot zijn, daar toch vaak de vorm der stroomkromme zoo is, dat momentane stroomstooten van de orde van $\frac{1}{4}$ Amp. optreden ²⁾.

Wanneer men hiermede geen rekening houdt vindt men ook, dat de intensiteit der stralen minder snel dan de stroom door de Röntgenbuis stijgt.

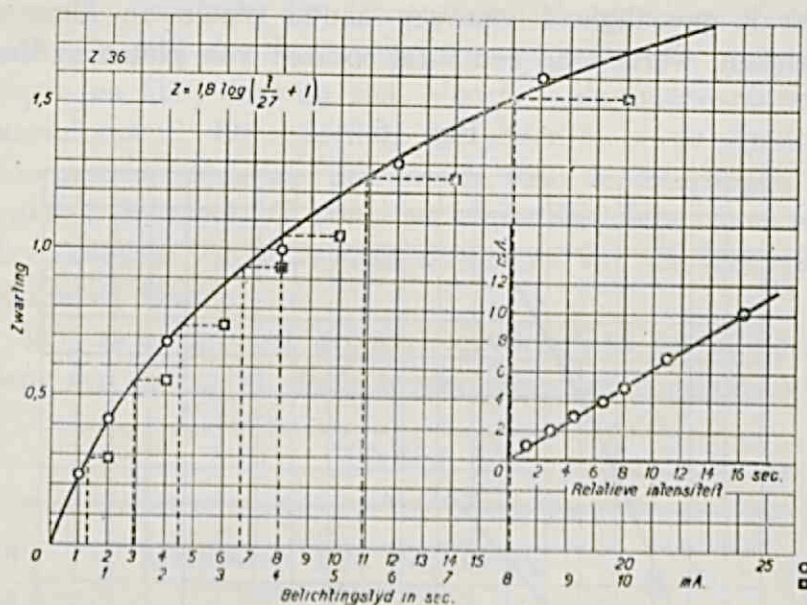
In fig. 15 vindt men het resultaat van een meting aan een gasbuis onder zooveel mogelijk constante spanningen met stroomvariaties van 1 tot 10 m.A. Zelfs voor deze buis geldt de evenredigheid.

1) Dit laatste geldt slechts voor „electronenbuizen”, waarin de stroom inderdaad door deze electronen wordt overgebracht; in gasbuizen dragen positieve ionen ook tot den stroom bij.

2) Zie oscillogrammen fig. 8.

In deze figuur is in de eerste plaats de tijd-zwartingskromme weergegeven, die als zwartingschaal dienst doet (cirkels).

Fig. 15.



De vierkanten geven de zwartingen aan, die door de stroomsterkten van 1—10 m.A. werden veroorzaakt. Elk van deze zwartingen komt nu met een bepaalde belichtingstijd overeen en de zoo gevonden tijden dienen als maat voor de intensiteit. In de figuur vindt men verder de grafische voorstelling van de gevonden betrekking tusschen de stroomsterkte en de intensiteit der Röntgenstraling. De grootte der exponent p is op het verloop der kromme van weinig invloed, wanneer de afwijking slechts enkele procenten bedraagt.

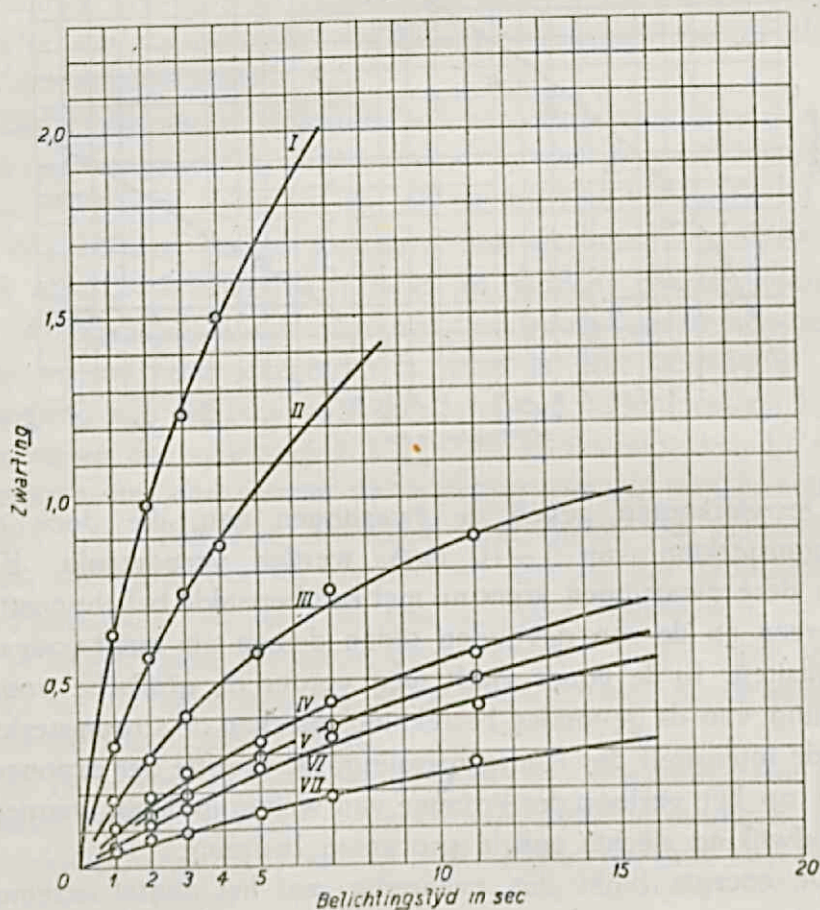
De energie blijkt dus evenredig met het aantal geremde electronen te zijn, wanneer de snelheid der electronen constant gehouden wordt ¹⁾.

1) Dit resultaat is in overeenstemming met vroegere metingen, zie bijv. Ledoux Lebard en Dauvillier. „La Physique des Rayons X”.

§ 4. Vergelijking van fotografische platen en films.

Teneinde na te gaan in hoeverre de vorm der zwartingskrommen voor verschillende films en platen analoog is en tevens de gevoeligheid van een aantal platen en films te vergelijken, werden op een 9-tal soorten van platen en films

Fig. 16



met dezelfde buis onder dezelfde omstandigheden reeksen van zwartingen teweeggebracht.

De ontwikkeling geschiedde voor alle opnamen gelijktijdig en wel met Rodinal $\frac{1}{20}$ van 18° C en gedurende 10 minuten. De vergelijking der films is dus in een opzicht niet juist,

daar het geenszins is uitgesloten, dat enkele met andere ontwikkelaars betere resultaten gegeven zouden hebben. Het is dan ook minder te doen om materialen van verschillende fabrikaten te keuren, dan wel om te zien hoe de verschillende platen op belichting met Röntgenstralen reageeren. Vooreerst blijkt (fig. 16) dat de zwartingscurven voor alle onderzochte platen en films analoog zijn. Voorts is de sluiervorming zeer uiteenlopend. De zwarting der sluier is in de figuur niet voorgesteld, doch als gewoonlijk van de zwartingen afgetrokken. In tabel VI geven we echter de sluiers aan en tevens de constanten van de zwartingskrommen van de verschillende platen en films.

Wij zien, dat een grootere gevoeligheid tot uiting komt door een groote C, doch tevens neemt de constante τ ¹⁾ af.

TABEL VI.

No. der curve	MERKEN EN PLATEN DER FILMS	C	τ	SLUIER
I	Kodak X-Ray-film (super speed)	3.3	2	0.7
II	Agfa Röntgenfilm	2.0	2.1	0.5
III	Illford Röntgenplaat	1.35	3	0.4
IV	Agfa Röntgenplaat	1.05	4.2	0.3
V	Gevaert Sensimaplaat	1.0	5.3	0.1
VI	Gevaert Röntgenplaat (oud)	0.95	6.1	0.4
VII	Gevaert orthochroomplaat	0.70	8.0	0.3

Het spreekt van zelf, dat de platen V—VII geenszins voor Röntgenstralen bedoeld zijn.

Bovendien dient opgemerkt te worden, dat de waarde van de films als Röntgenfilms ook afhangt van de gevoeligheid ten opzichte van het fluorescentie-licht, dat door de thans

1) De variatie van τ is waarschijnlijk geheel of gedeeltelijk een gevolg van absorptieverschillen.

algemeen gebruikte versterkingsschermen wordt uitgezonden. Deze gevoeligheid is bijv. bij de gebruikte Kodak-film zeer groot.

§ 5. Intensiteit der Röntgenstralen en spanning aan de Röntgenbuis.

Uit metingen van HULL (zie inleiding pag. 11) en anderen, alsook op grond van theoretische overwegingen kan men besluiten, dat de maximale spanning aan de Röntgenbuis vooral van belang is voor de intensiteitsverdeling en het rendement van de Röntgenstralenemissie. Het is dan ook de maximale spanning die wij moeten trachten te meten en niet de effectieve spanning. De laatste toch heeft voor de Röntgenstralenemissie geen directe beteekenis en is ook niet een maat voor de maximale spanning, daar het verloop der spanning als functie van den tijd niet regelmatig is en dus de „vormfactor” onzeker.

Teneinde de maximale spanning aan een Röntgenbuis te meten, kan men verschillende wegen inslaan. Zoo kan men door middel van een grooten weerstand parallel aan de buis en een Voltmeter de gemiddelde spanning bepalen en tevens de spanningsvorm oscillografisch vastleggen (zie fig. 8). Ook met behulp van een electrostatische voltmeter en een kenotrongelijkrichtter kan men wel de topspanning bepalen.

Wij hebben in dit onderzoek hoofdzakelijk gebruik gemaakt van een vonkenbaan en wel een „punt-plaatvonkenbaan”. De metingen konden dan in vele gevallen worden gecontroleerd door middel van de minimum golflengte der uitgezonden Röntgenstralen, die spectrografisch bepaald werd. (Zie hoofdstuk III, § 3). Uit de quantenbetrekking, die bestaat tusschen deze minimum golflengte λ_0 en de maximale spanning $V_{\max}$:

$$e V_{\max} = \frac{h c}{\lambda_0}$$

(e = lading van het electron, h = constante van Planck, c = lichtsnelheid) volgt, dat het product van de golflengte

in Ångströmeenheden en de spanning in Kilovolts = 12,3.

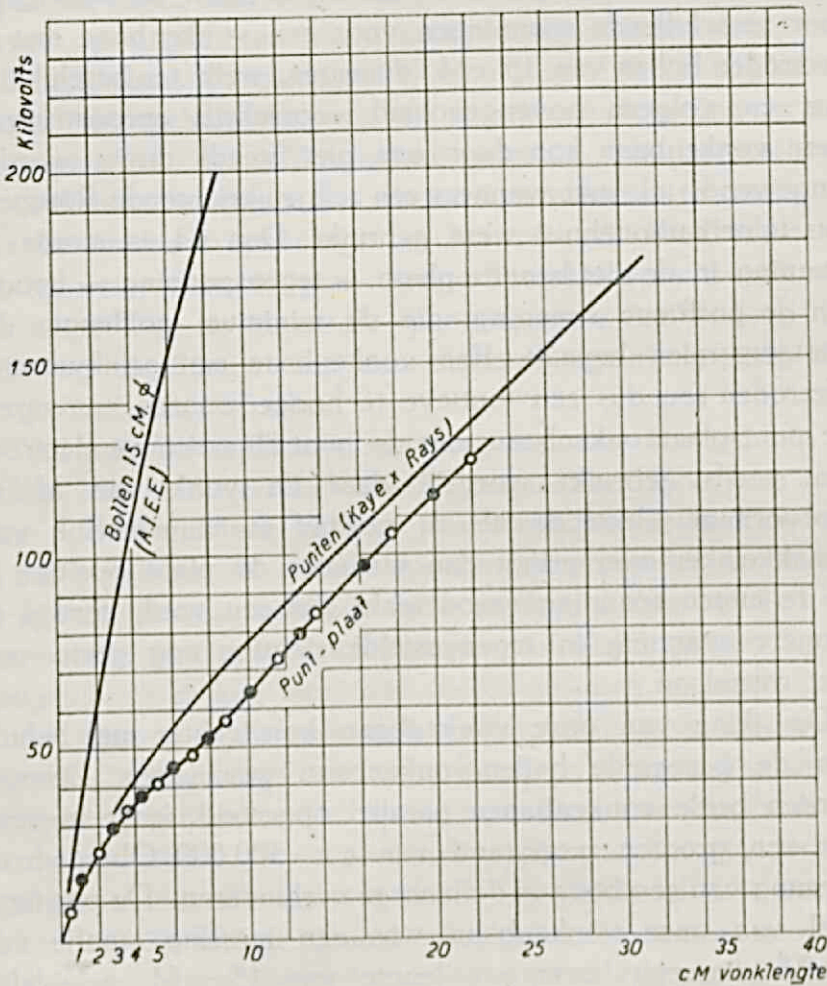
De vonkenbaan, waarmede men de topspanning wil meten dient vooraf geijkt te worden, te meer waar deze zooals in ons geval van bijzondere constructie is. Door het American Institute of Electrical Engineers (A.I.E.E.) zijn vonkenbanen geijkt, die bestaan uit bolvormige electroden volgens bepaalde voorschriften, betreffende opstelling en isolatie vervaardigd ¹⁾. Door interpolatie konden wij hieruit afleiden de vonklengte voor verschillende spanningen voor een vonkenbaan met als electroden bollen van 15 cM. diameter, welk ter beschikking was en volgens bovengenoemd voorschrift geconstrueerd. Deze vonkenbaan kon door ons niet steeds direct worden aangewend, n.l. niet wanneer een zelfgelijkrichtende Röntgenbuis (gloeikathodebuis) werd gebruikt. Dan n.l. is steeds de spanning in de niet benutte phase — tegenspanning — hooger dan de positieve spanning, die de minimum golflengte der Röntgenstralen bepaalt. Een vonkenbaan met gelijkvormige electroden zou dus een foutieve te hooge waarde aanwijzen. De punt-plaatvonkenbaan met de punt als positieve electrode kan steeds gebruikt worden, daar de vonk van af de puntvormige electrode als zij positief is aanmerkelijk veel gemakkelijker overspringt dan wanneer de plaat positief is. De te meten spanning veroorzaakt dus een vonk, terwijl de hoogere spanning in tegengestelde richting nog geen vonk doet overslaan.

De ijking van onze vonkenbaan kon echter met behulp van de genoemde bollen-vonkenbaan geschieden. Daartoe werden beide vonkenbanen parallel opgesteld, ieder in serie met een grooten weerstand van c.a. 500.000 Ohm om de vorming van een boog in de lucht te verhinderen. De positieve pool van onze vonkenbaan was een messing staafje van 4 mM. diameter, over een lengte van 15 mM. geleidelijk tot een dikte van c.a. $\frac{1}{2}$ mM. afgedraaid, dan rond gevijld en daarna geschuurd. De negatieve pool was een vlakke

1) Zie Stand. Rules of the A.I.E.E. 1915 p. 81.

plaat van 11 mM. diameter met rondgeschuurde randen. Beide waren bevestigd op ebonieten staven van 52 cM. lengte. Door de vonkenbanen zoo te stellen, dat ze beurtelings het eerst oversloegen, kon de invloed van de eene vonkenbaan op de andere geelimineerd worden.

Fig. 17.



Een tweede ijking geschiedde met behulp van een transformator met bekende windingsverhouding $\frac{n_1}{n_2} = 614$.

De primaire voltmeter werd daarbij afgelezen op het moment dat de vonk juist begon over te slaan, zoodat de secundaire effectieve spanning gelijk aan het product van de primaire spanning en de windingsverhouding was.

In fig. 17 zijn de cirkels gemiddelden van een reeks metingen volgens de eerste, de stippen van een reeks volgens de tweede methode. Beide metingen zijn gecorrigeerd voor barometerdruk en temperatuur en gelden voor 20 ° C en 76 cM. barometerdruk.

Voor afwijkende druk en temperatuur geldt de correctie

$$\frac{0,392 \text{ b}}{273 + t}$$

waarin b de druk in cM. en t de temperatuur in graden Celcius is.

Uit de figuur blijkt, dat de beide resultaten vrij goed door een gemeenschappelijke curve kunnen worden voorgesteld. Het resultaat is in overeenstemming met de opmerking van KAYE ¹⁾ dat bij de punt-plaat vonkenbaan de vonklengte bij 50 KV ongeveer 50 % langer dan de puntenvonk is en bij 100 KV ca. 15 % langer dan deze.

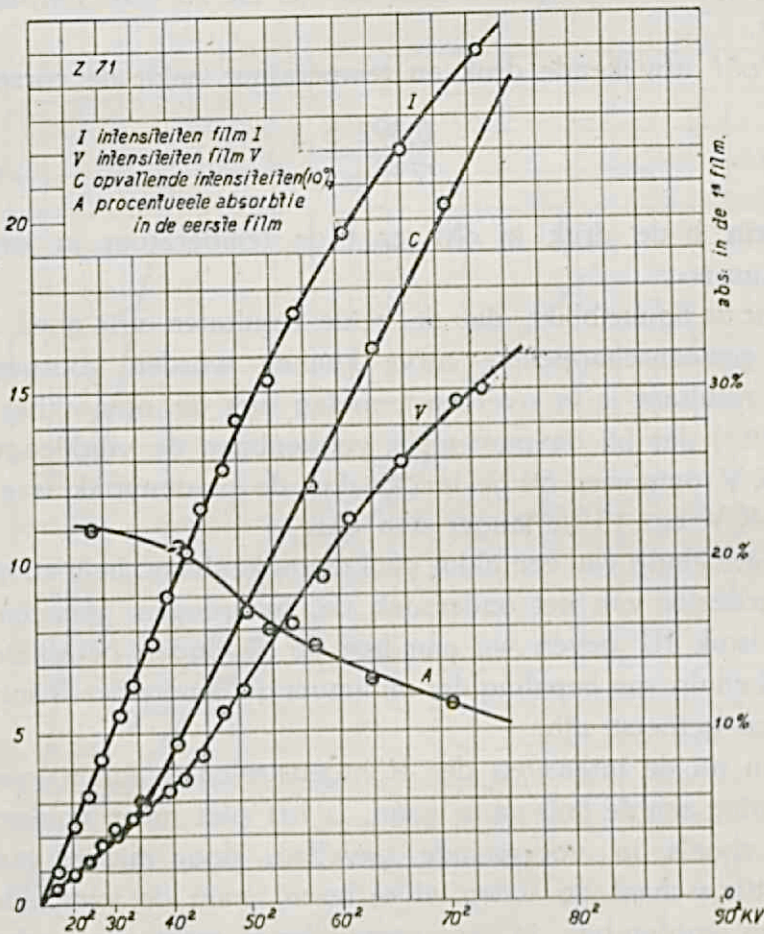
Met behulp van een aldus geijkte vonkenbaan, hebben wij in dit gedeelte van het onderzoek de spanningen gemeten. In hoofdstuk III geven wij aan hoe de gevonden betrekkingen met behulp van bepaling der minimum golflengte der Röntgenstralen getoetst zijn.

Om nu de intensiteit der Röntgenstralen als functie van de spanning aan de buis na te gaan, is het niet meer voldoende, om, zooals in voorgaande gevallen, door middel van de zwartingsschaal de tijden af te lezen, want de verschillende stralen worden bijv. in zeer verschillende mate geabsorbeerd. Wij plaatsen nu een reeks films achter elkaar en fotometreeren niet alleen de eerste, maar ook de volgende films, waarvan

1) G. W. C. Kaye. Practical Applications of X-Rays. Chapman & Hall Ltd. Londen 1922.

de onderste het minst gezwart is. De zwarting der op een-volgende films stelt in staat met behulp van een zwartings-schaal de procentueele absorptie per film te vinden. Wanneer de eerste film te weinig absorbeert om een nauwkeurige meting toe te laten, dan zullen toch 4 of meer films in ieder

Fig. 18.

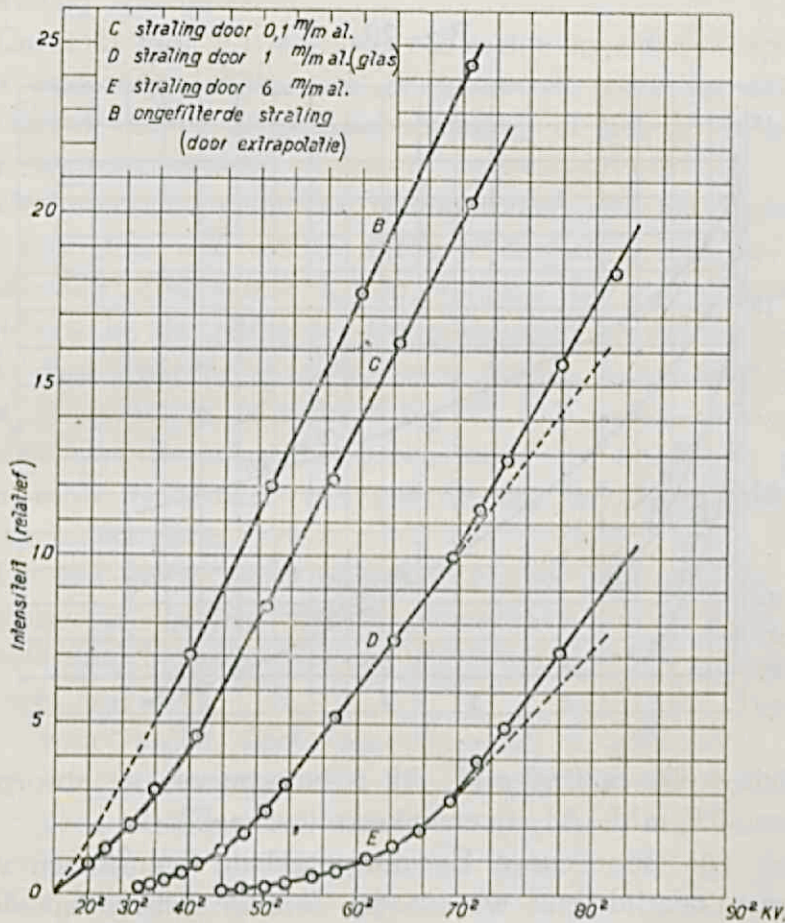


geval een voldoende fractie absorbeeren om tot een zuivere meting aanleiding te kunnen geven.

Elke film levert in de eerste plaats via de zwartingsschaal de intensiteiten, die overeenkomen met de verschillende

spanningen. In fig. 18 zijn door I en V de intensiteiten voorgesteld, die op de eerste en vijfde film de gevonden zwartingen hebben veroorzaakt. De abscissen zijn de kwadraten der bij de zwartingen behorende spanningen. Uit de vermindering der intensiteiten is nu verder de procentueele absorptie in de eerste film voor 6 verschillende spanningen afgeleid (curve A).

Fig. 19.



Zoo is bij een spanning van 70 K.V. de absorptie in de eerste film ca. 11.6 % en bij 50 K.V. 17 %.

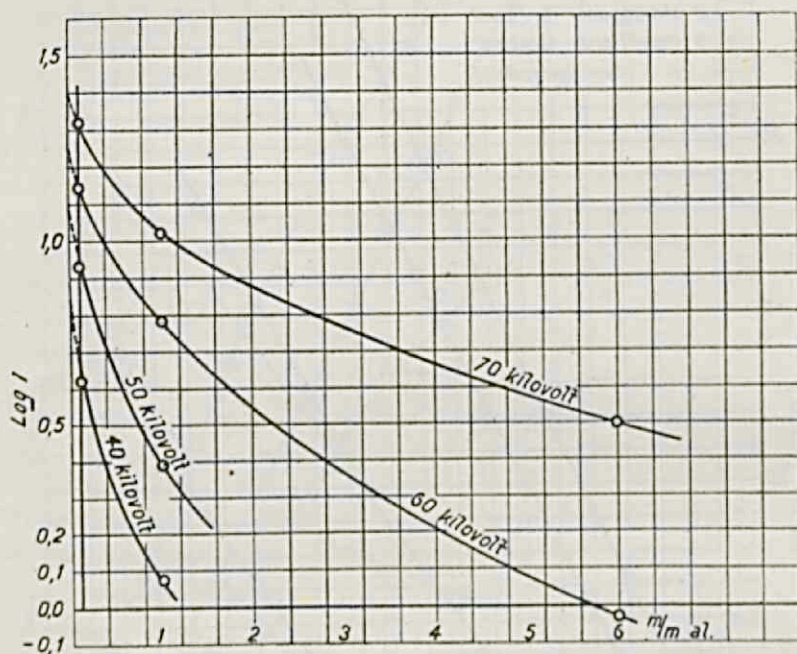
We teekenen nu de curve (C) die overeen zou komen met 10 % absorptie in de film en die dus de relatieve intensiteit als

functie van de kwadraten der aangelegde spanning voorstelt.¹⁾

Deze figuur 18 heeft betrekking op stralen, die uitgezonden worden door de antikathode in een buis met een dun aluminium venster van slechts 30 micron, zoodat geen absorptie door de glazen ballon plaats had.

We hebben in fig. 19 naast deze curve C voorgesteld de intensiteiten der stralen van een dergelijke buis onder dezelfde omstandigheden doch nu gefilterd door den glaswand

Fig. 20.



der buis, welke ca. 0,95 mM. dik is en waarvan de absorptie met ca. 0,9 mM. Al. overeenkomt (curve D).

Ook zijn door curve E voorgesteld de intensiteiten van stralen en dezelfde buis weer onder dezelfde omstandigheden, echter na filtering met 5 mM. aluminium.

Brengen wij nu de luchtabsorptie in rekening, dan kunnen wij de absorptie die in geval C nog plaats gehad heeft

1) Zie noot pag. 36.

equivalent noemen met die van 0,1 mM. aluminium en hebben in de curven C, D en E nu de intensiteiten als functie van de quadraten der aangelegde spanningen, aangegeven. Het geldt hier steeds stralen van dezelfde buis onder zooveel mogelijk gelijke omstandigheden, doch met filters, overeenkomende met resp. 0.1 mM., 1 mM. en 6 mM. aluminium.

In fig. 20 zijn nu door extrapolatie de punten benaderd, die zouden gevonden zijn, wanneer in 't geheel geen filter aanwezig was geweest.

Curve B (fig. 19) is vrijwel een rechte door den oorsprong. Op deze wijze blijkt, dat de intensiteit toeneemt met het kwadraat van de aangelegde spanning, of met de 4e macht der electronensnelheid. ¹⁾

De intensiteit stijgt een weinig steiler, dan het kwadraat der spanning, wat wellicht mede te danken is aan de successievelijk optredende L- en K-lijnen. De invloed van de laatste is bij de gefilterde stralen duidelijk bemerkbaar, want juist daar waar de spanning hoog genoeg is om de K-reeks van wolfram op te wekken (ca. 68 K.V.) stijgt de energie steiler. Dat de rechte niet geheel door den oorsprong gaat, kan mede te danken zijn aan de nog aanwezige absorptie in de antikathode. ²⁾

Uit een groot aantal opnamen, in den geest van de hier beschrevene, hebben we de gemiddelde absorptie per film (eerste film) bepaald voor een aantal verschillende spanningen en wel (fig. 21):

- I. voor stralen, slecht door 0,1 mM. al. gefilterd.
- II. voor stralen die enkel door den glaswand der buis gaan.
- III. voor stralen, die bovendien nog door een filter van 5 mM. Al. getreden zijn, dus door 6 mM. Al. totaal.

Duidelijk is de invloed der zilverabsorptie op het verloop der curven merkbaar. Deze invloed begint vanaf ca. 20 K.V. merkbaar te worden, dus wanneer de min. golflengte ca.

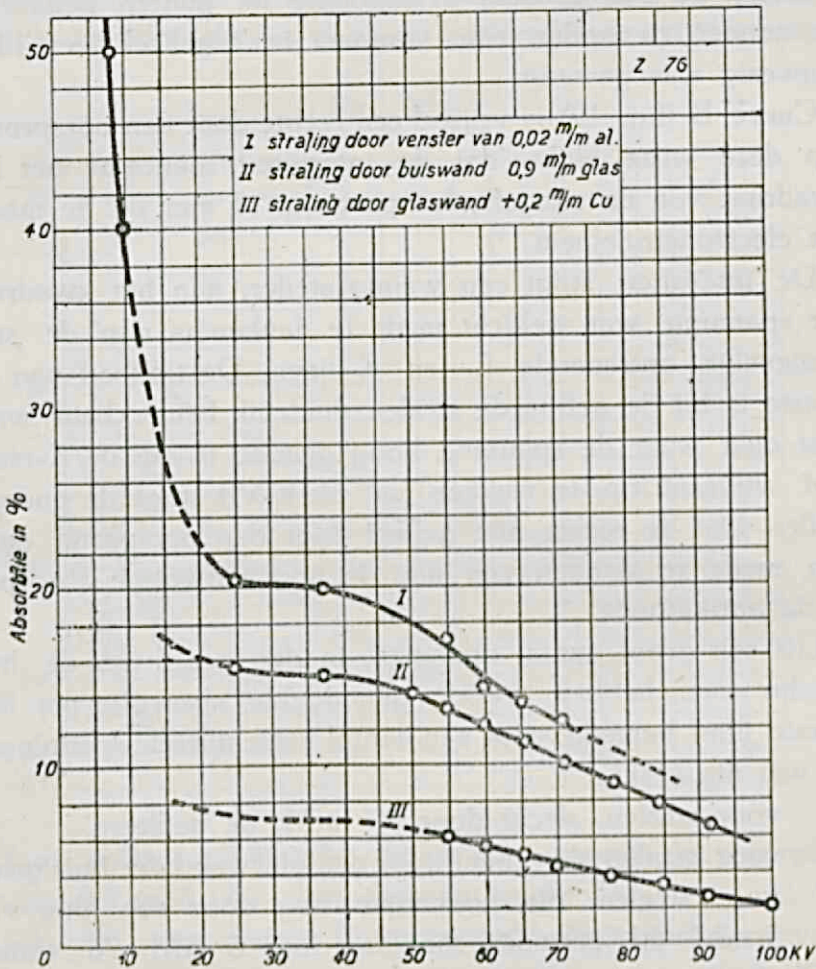
1) Zie noot pag. 48.

2) Zie Wagner en Kulenkampff l.c.

0,6 Ångströmeenheten bedraagt en de straling al voor een aanmerkelijk gedeelte uit stralen van kortere golflengte dan die van de zilverabsorptieband bestaat. De curven gelden voor Kodak-Röntgenfilms met emulsie aan beide zijden.

In het voorafgaande is de vraag, in hoeverre inderdaad

Fig. 21.



gelijke geabsorbeerde energie-hoeveelheden ook dezelfde zwarting veroorzaken, nog niet beantwoord. In Hoofdstuk IV is dit punt afzonderlijk onderzocht. Het spreekt vanzelf, dat de resultaten van dit hoofdstuk nog op het verloop der energiecurven van deze paragraaf van invloed moeten zijn.

HOOFDSTUK III.

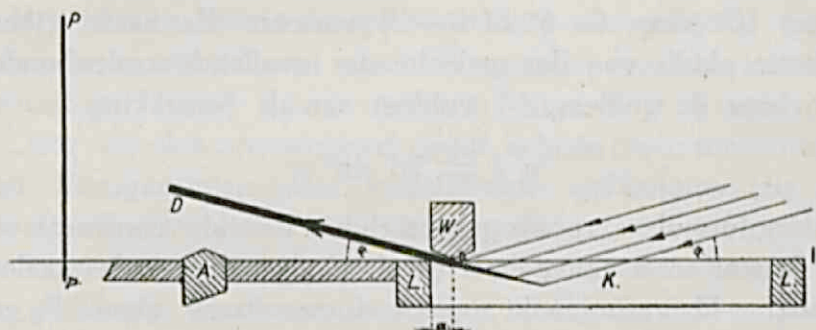
Intensiteitsmeting in het continue Röntgenspectrum volgens de fotografische methode.

§ 1. De Spectrograaf.

Wij zullen allereerst de door ons gebruikte spectrograaf beschrijven.

Door SEEMANN ¹⁾ is een methode aangegeven, welke door hem „lochcameramethode” genoemd is, waarbij een uitgebreide bundel van invallende Röntgenstralen wordt gebruikt en toch een nauwe bundel van gereflecteerde stralen ontstaat. Het

Fig. 22.



beginsel der methode is, dat de spleet niet (zooals bij BRAGG) tusschen de antikathode en het kristal wordt geplaatst, doch tusschen het kristal en de fotografische plaat.

De spectrograaf van SEEMANN kan niet alleen op de aangegeven wijze ingesteld worden, doch ook volgens de z.g. „schneidenmethode”, eveneens door SEEMANN aangegeven.

1) Zie bijv. H. Seemann, Phys. Z.S. 18, 242, 1917. Phys. Z.S. 20, 51, 1919. Friedrich en Seemann, Phys. Z.S. 20, 55, 1919.

Bij deze laatste methode wordt geen spleet gebruikt, doch wordt een loodscherm op geringen afstand van het kristal geplaatst gelijk dit voor de wig W in fig. 22 is aangegeven.

De figuur laat schematisch een stand van den spectrograaf zien, waarbij men zoowel van lochcameramethode als van schneidenmethode zou kunnen spreken; K is het reflecteerende kristal. De opening s van de spleet en de afstand a tusschen de spleet s en het looden blok L bepalen de breedte van den gereflecteerden stralenbundel, onafhankelijk van de uitgebreidheid van den opvallenden bundel. De geheele spectrograaf is draaibaar om een verticale as door de spleet s. De draaiïng geschiedt door middel van een uurwerk. Een hartvormig drijf wiel en een windvleugel zorgen, dat de beweging zoo eenparig mogelijk is. Al naar de instelling van den spectrograaf kunnen drie gebieden heen en terugwaarts doorloopen worden, n.l. gebieden van 10° , 6° en 4° .

De antikathode beweegt zich ten opzichte van het kristalvlak zoo, dat de hoek φ , het complement der invalshoek, van 0° tot 10° (resp. $0-6^\circ$ of $0-4^\circ$) varieert. Er heeft telkens reflectie plaats van dat gedeelte der invallende stralenbundel, waarvoor de golflengte λ voldoet aan de betrekking

$$n \lambda = 2d \sin \varphi.$$

In deze formule is, zooals gebruikelijk, d de tralie-constante van het kristal en n een geheel getal. De gereflecteerde stralenbundel s D veroorzaakt op de fotografische plaat P een zwarting. Deze hangt af van den tijd gedurende welken de spectrograaf zich in den stand φ bevindt en van de intensiteit van den gereflecteerden stralenbundel.

Voor elken stand van den spectrograaf ontstaat op de fotografische plaat een lijn van eindige breedte, die bepaald is door de afstanden s en a. Bij het draaien van den spectrograaf grijpt nu in het continue spectrum de zwarting van de eene golflengte over die der andere golflengte heen, zoodat de totale zwarting, welke op de fotografische plaat ontstaat, ook van de instelling der spleet afhangt. Hetzelfde geldt

uiteraard niet voor de zwarting van spectraallijnen, die van de breedte der gereflecteerde bundel onafhankelijk is. Wel worden de lijnen bij wijdere spleet breder. Hieruit volgt, dat de verhouding der zwarting, welke veroorzaakt wordt door het continue Röntgenspectrum, en die, veroorzaakt door het lijnenspectrum, van de instelling van den spectrograaf afhankelijk is.

Ten einde reproduceerbare resultaten te verkrijgen, dient men steeds met dezelfde spleetinstelling te werken. De instelling, die in niet al te langen tijd een behoorlijk meetbare zwarting voor het continue spectrum oplevert, terwijl tevens de breedte der lijnen niet al te groot wordt, verkrijgt men door eenige opnamen te maken, die in staat stellen om empirisch de goede standen van de spleet s en den afstand a te verkrijgen.

Teneinde de goede instelling mogelijk te maken, is bij de Seemann-spectrograaf de spleet op meetbare wijze verplaatsbaar, terwijl door middel van bijgeleverde looden inzetstukken de afstand a kan worden gewijzigd.

Wij hebben steeds de spleetinstelling zoo gekozen, dat de lijnen nog vrij scherp waren en steeds dezelfde instelling behouden. Hierbij was $s = 0,2$ m.M. en $a = 4$ m.M.

Daar wij den spectrograaf geijkt hebben voor intensiteiten van Röntgenstralen van verschillende golflengten (zie § 3 Hoofdstuk IV) behoeven we ons niet om den invloed van de verandering van de grootte der reflectie-coëfficiënt met de golflengte noch om die van de afwijking van eenparige beweging van den spectrograaf bij de draaiing te bekommeren. Van belang is slechts dat de omstandigheden niet veranderen, zoodat het eene spectrum met het andere vergeleken mag worden.

Waar het ons om een zoo groot mogelijk golflengte-gebied te doen was, werd dit onderzoek steeds op de draaiing over den grootsten hoek ingesteld.

De Seemann-spectrograaf is speciaal voor hardere stralen geschikt, zooals reeds uit de bovengenoemde draaiingsgebieden blijkt. Wanneer we n.l. het meest geschikte kristal toepassen,

n.l. steenzout met $d = 2,81 \text{ \AA}$, dan vinden wij voor de golflengte, die bij 10° hoort

$$\lambda = 5,62 \sin 10^\circ = 0,98 \text{ \AA}.$$

De belichtingstijden voor kalkspaat, wat ook in aanmerking komt, zijn ongeveer 5 maal zoo lang als voor steenzout.

Voor het onderzoek van stralen, als uitgezonden door gebruikelijke Röntgenbuizen is dit gebied voldoende, daar stralen van de golflengte van $1 \text{ \AA}$ vrijwel geheel door de wanden der Röntgenbuizen worden geabsorbeerd ¹⁾. Voor ons onderzoek, waarin wij ook stralen van grootere golflengte gaarne hadden betrokken, was een meer uitgebreid gebied wel aangenaam geweest ²⁾. Het gebied is niet alleen door de draaiing, doch ook door den bouw van den spectrograaf beperkt; wijziging is niet eenvoudig mogelijk.

Wanneer men zich tot stralen van kortere golflengte dan $0,9 \text{ \AA}$ inderdaad beperken wil, dan functionneert het toestel uitstekend. Het kristal van steenzout, in dit onderzoek gebruikt, was een exemplaar van Prof. SEEMANN afkomstig en $8 \times 12 \times 75 \text{ mM}$. groot. Telkens na gebruik werd het in een exsiccator bewaard, het bleef volkomen gaaf, zoodat spectra, meer dan een jaar na elkaar onder dezelfde omstandigheden genomen, met groote benadering aan elkaar gelijk bleken te zijn.

§ 2. De demonteerbare Röntgenbuis.

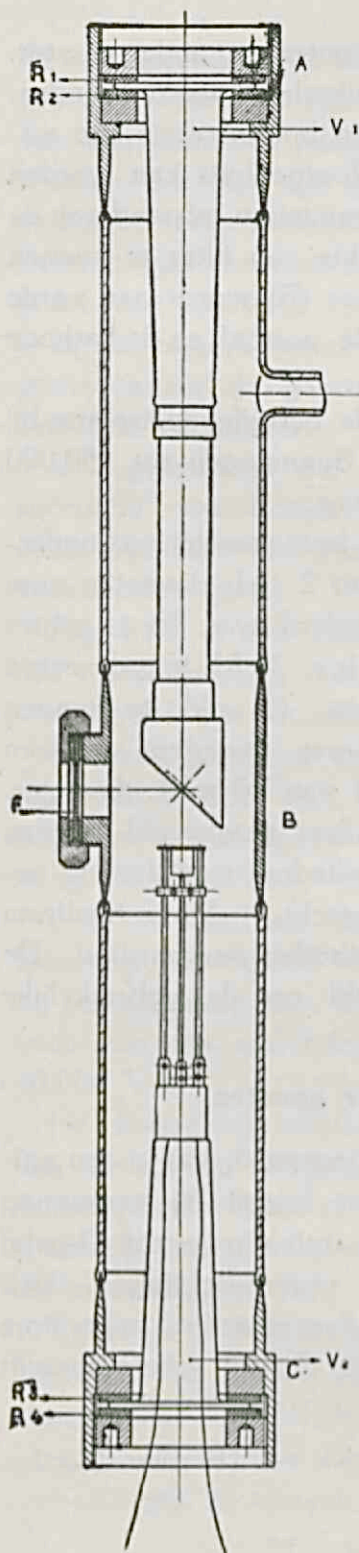
Hoewel wij ook de stralen van technische Röntgenbuizen onderzochten, in 't bijzonder van de gebruikelijke Coolidgebuizen, gasbuizen en de Philips' metalen Röntgenbuizen ³⁾ hebben we voor onderzoekingsdoeleinden een speciale, ge-

1) Voor de absorptiecoëfficiënt van „Röntgenglas” zie tabel V, pag. 47.

2) Bij latere uitvoeringen van den Seemann-spectrograaf, die tegenwoordig wel door Röntgenologen gebruikt wordt, is een grooter golflengtegebied toegankelijk.

3) Zie bijv. Physica 4, 173, 1924.

Fig. 23.



makkelijk uit elkaar te nemen buis geconstrueerd, die uitstekende diensten bewezen heeft. Een schematische teekening van de buis geeft fig. 23.

De kathode en de antikathode van de buis, die steeds in verbinding met een pomp gebruikt werd, waren beide uitneembaar en konden in eenige minuten worden verwisseld, zonder dat van lak of slijpstukken gebruik gemaakt behoefde te worden.

Uit de figuur blijkt de wijze waarop dit kon geschieden.

De buis bestaat uit drie metalen cylinders A, B en C, die door glas zijn verbonden. Het metaal is een chroomijzerlegeering, die thans bij de N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken te Eindhoven een uitgebreide toepassing vindt in Röntgenbuizen, zendlampen, enz. De antikathode en de kathode zijn vast aangesmolten aan glazen „voetjes" (V_1 en V_2), die tussen rubberringen R_1 , R_2 , R_3 en R_4 worden vastgeklemd. De rubberringen worden daarbij van een weinig olie voorzien. De buis is op deze wijze volkomen dicht.

In de cylinder B kan een dun venster F bevestigd worden, zooals de figuur aangeeft, eveneens tussen rubberringen en door middel van schroefdraad en moer.

Men is dus in staat om in enkele minuten een ander venster, een andere kathode of een andere antikathode aan te brengen.

De in hoofdstuk IV te beschrijven bolometer is zoo uitgevoerd, dat deze direct op de Röntgenbuis kan worden vastgeschroefd om zodoende de minimum afstand tot de antikathode alsook een minimum dikte van filter te kunnen benutten. Het middengedeelte der buis (B) wordt aan aarde verbonden, terwijl dus de antikathode positief en de kathode negatief ten opzichte van aarde zijn.

Dit brengt tevens voordeelen mede betreffende isolatie bij toepassing van hoge spanningen. Spanningen tot 150.000 Volt (max.) werden door ons toegepast.

De doorsnede van de cilindrische buis was bij ons onderzoek 6 cM., zoodat het venster van 2 cM. diameter ruim 3,5 cM. van de antikathode verwijderd was. Er is echter geen bezwaar om den diameter tot b.v. 3 cM. te reduceeren om zodoende het focus tot op ca. 1,5 cM. te kunnen naderen. De koperen antikathode was voorzien van een cylindervormig gat met schroefdraad van 20 mM. diameter, waarin verschillende koperen cylinders geschroefd konden worden. Op het voorvlak dezer cylinders was dan de gewenschte antikathodepastille aangebracht.¹⁾ Voor wolfram en molybdeen werden aparte antikathoden vervaardigd. De antikathode werd met water gekoeld op de gebruikelijke manier.

§ 3. Het opnemen der spectra.

De spectrograaf werd steeds zoo ingesteld, dat in den nulstand het reflecteerend vlak van het kristal bij verlenging juist een grens van den brandvlek der antikathode trof. Daarbij werd geen gebruik gemaakt van de visierinrichtingen, doch werd steeds in de plaathouder een fluoresceerend schermpje met platina-bariumcyanuur geplaatst. Op dit scherm bracht

1) Een dergelijke antikathode gebruikt ook o.a. Dauvillier. (Zie b.v. „La Physique des Rayons X”).

de niet gereflecteerde bundel een lijnvormige fluorescentiestreep teweeg. Door den spectrograaf nu te verstellen met behulp van een daarvoor aangebrachte schroefinrichting kon bereikt worden, dat deze lijn gelijkmatig en zeer smal werd.

Op het oogenblik, dat de lijn bij een bepaalde bewegingsrichting van den spectrograaf bijna verdween, was de spectrograaf juist ingesteld.

In de camera werd nu een 5-tal of meer films geplaatst, gesneden uit de gebruikelijke Röntgenfilms en wel alle uit eenzelfde exemplaar.

Wij gebruikten om de groote gevoeligheid ¹⁾ de „super-speedfilm” van Kodak Ltd. Bij belichting ontstond nu op elk dezer films een spectrum, waarvan fig. 24 (Plaat II) een vijftal voorbeelden geeft.

Fig. 24 a is een spectrum van een platina-antikathode bij een max. spanning van 85.000 Volt. De $K\alpha$ en $K\beta$ stralen van platina zijn in eerste orde duidelijk zichtbaar.

b is een spectrum van een Wo-antikathode bij een spanning van 69.000 Volt, zoodat juist de K-reeks van wolfram nog niet wordt opgewekt (de daartoe benodigde spanning is ca. 70.000 Volt).

c is het spectrum van een antimoon-antikathode bij een spanning van 50.000 Volt en d dat van een zilver-antikathode bij een spanning van 45.000 Volt. Ten slotte is e het spectrum van een molybdeen-antikathode bij een spanning van 40.000 Volt.

De K-straling treedt in de laatste spectra veel meer op den voorgrond vergeleken met het continue spectrum dan in het platina spectrum van fig. 24a, doordat de critische spanning van b.v. molybdeenstralen (20.000 Volt) veel verder overschreden is.

Tijdens een belichting of onmiddellijk daarna werd op een apart stuk film, uit dezelfde film gesneden, een zwarting-tijdschaal aangebracht volgens de in hoofdstuk I beschreven methode.

1) Zie pag. 50, hoofdstuk II.

Er werd dus niet voor elke golflengte afzonderlijk een zwartingschaal gemaakt. Daar n.l. de constante C in de zwartingsformule niet van de golflengte afhangt (zie pag. 31) zullen zwartingschalen door elk der golflengten veroorzaakt, volgens de in hoofdstuk II uitvoerig beschreven methode dezelfde intensiteitsverhoudingen opleveren.

Het stuk film met de zwartingschaal werd tegelijk met de spectraalfilms ontwikkeld en diende weer om na het fotometreeren de gevonden zwartingen tot intensiteiten te herleiden. Bij elke opname werden een aantal gegevens genoteerd volgens een vastgesteld schema, dat wij hier laten volgen en dat is ingevuld voor het wolframspectrum in fig. 24b gereproduceerd.

1. No.: 110.
2. Buistype: Proefbuis (pag. 65).
3. Antikathode: Wo
4. Venster: Aluminium ca. 0,05 mM. dikte.
5. Filter: zonder filter.
6. Spanning (max.): 70.000 Volt.
7. Stroomsterkte: 5 m A.
8. Belichtingstijd: 35 min.
9. Draaiingsgebied: 10° .
10. Kristal: steenzout.
11. Spleet s : 0,20 mM.
12. Ruimte a : 4 mM.
13. Afstand spleet-antikathode: 20 cM.
14. Aantal films: 5.

Als voorbeeld laten wij tevens het resultaat der fotometrie van een spectrum volgen en ook de zwartingschaal (de abscissen leveren daarbij de relatieve intensiteiten). In fig. 25 stelt I de zwarting der 1^e film, V de zwarting der 5^e film voor.

Verder geeft fig. 26 de intensiteiten, die uit de gevonden zwartingen (curven I en V) zijn afgeleid.

Uit de zoo gevonden intensiteitsverdeelingen is voor elke golflengte de procentueele absorptie per film af te leiden.

Nemen wij bijv. de golflengte $0,5 \text{ \AA}$. De eerste vier films

hebben de intensiteit blijkbaar zooveel verzwakt, dat die, welke de 5e film trof nog slechts 0,76 van de intensiteit bedroeg, welke op de 1^e film viel. Nemen we uit dit getal de 4e machtswortel, dan vinden we de verzwakking, welke door een film werd teweeggebracht,

$$6,5 \% \text{ daar } \sqrt[4]{0,76} = 0,935.$$

Hieruit volgt dus, dat de procentueele absorptie in de 1e film 6,5 % bedroeg voor die stralen, waarvoor de golflengte 0,5 Å was.

Op deze wijze is nu voor een aantal der golflengten de procentueele absorptie per film bepaald. De gevonden waarden volgen in Tabel VI.

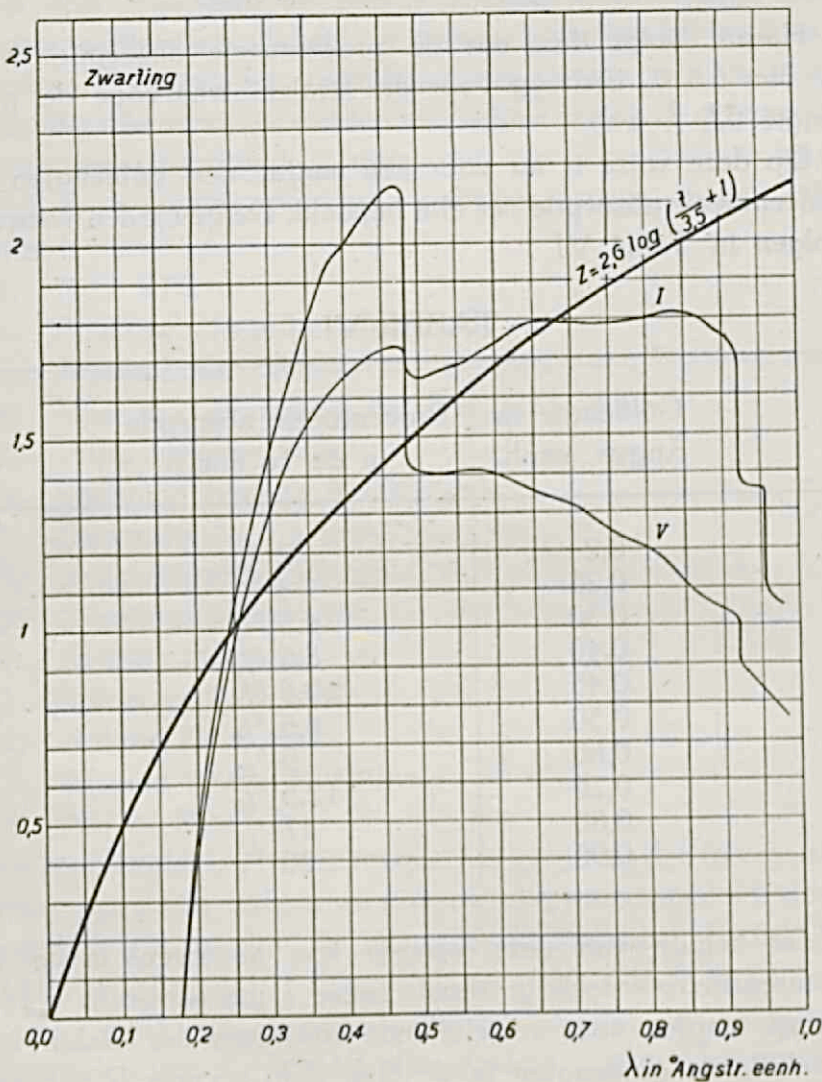
TABEL VI.

Golflengte in Ångstr. eenh.	Procentueele absorptie in de 1e film.
0,2	2 %
0,25	3 %
0,30	4,5 %
0,40	8,5 %
0,45	10,5 %
0,50	6,5 %
0,60	9 %
0,70	12,5 %
0,80	17 %
0,90	20 %

Met behulp van deze waarde kon nu tevens in fig. 26 de intensiteitsverdeeling, zooals curve I die aangeeft, gecorrigeerd worden voor verschillende absorpties der stralen van verschillende golflengten in de film. Zoo is curve R ontstaan als volgt: Indien de absorptie in de 1^e film voor alle golflengten 10 % bedragen had, dan zouden wij bijv. de intensiteit van de golflengte 0,5 Å groter gevonden hebben en wel in

de verhouding 6,5 : 16 vergroot. Zoo zou echter voor de golflengte 0,45 Å de intensiteit iets kleiner gevonden zijn, nl. verkleind in de verhouding 10,5 : 10. Op deze wijze is van elke golflengte de intensiteit bepaald, die met een absorptie van 10 % zouden overeenkomen.

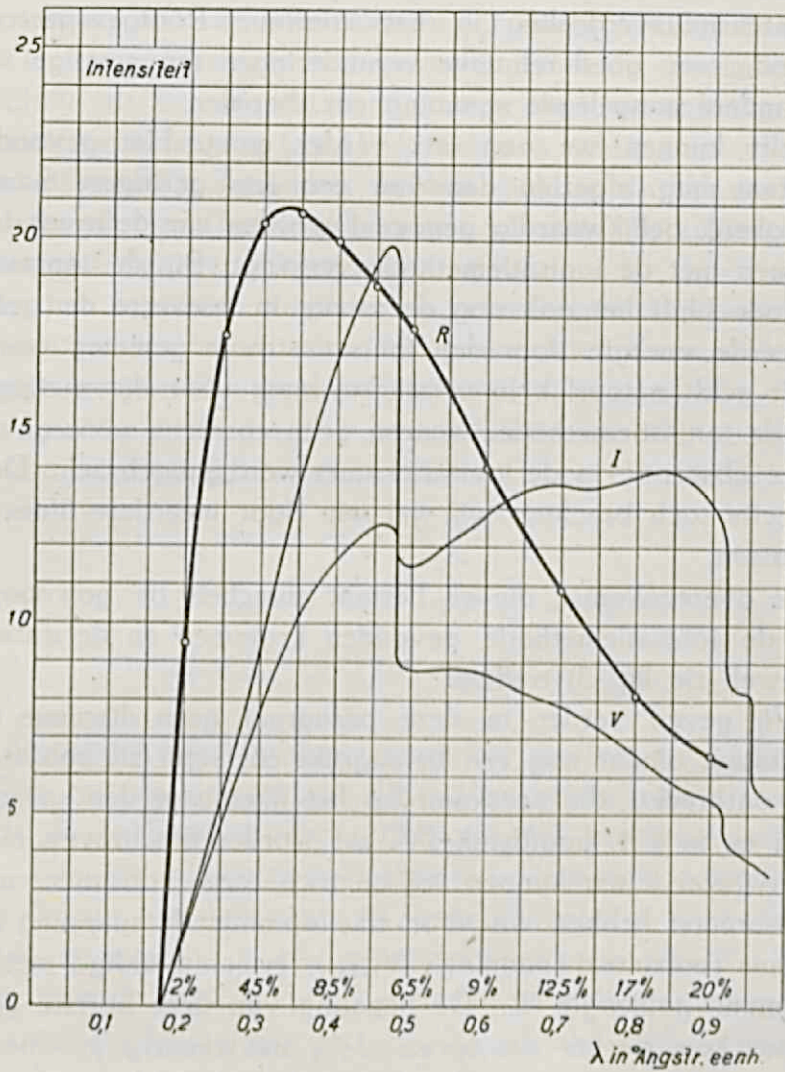
Fig. 25.



De grootste systematische fouten van de fotografische plaat, die te danken zijn aan het groote verschil in absorptie der verschillende golflengten, zijn nu gecorrigeerd.

Wij hebben voor dit voorbeeld een spectrum genomen van een wolframantikathode bij een spanning, die juist niet hoog genoeg was om de K-stralen van wolfram op te wek-

Fig. 26.



ken, zoodat alleen het continue spectrum optreedt en geen lijnen (van de L-reeks worden in den spectrograaf hoogstens enkele lijnen opgenomen).

Verder geldt het voorbeeld, zooals uit het schema blijkt, voor stralen, die niet den glaswand eener Röntgenbuis, doch slechts een aluminiumvenster van ca. 0,05 mM. gepasseerd zijn.

De kromme R van fig. 26 geeft nu al veel beter de werkelijke intensiteitsverdeeling in het spectrum weer dan de krommen 1 en 5 van fig. 25. Men kan op deze wijze de intensiteitsverdeeling in het continue Röntgenspectrum metend, zeer goed relatieve veranderingen ten gevolge van een andere aangelegde spanning enz. bepalen.

Zelfs kunnen we nog iets verder gaan. Het gevonden resultaat mag, afgezien dan van een iets geringere nauwkeurigheid, gelijkwaardig genoemd worden aan de resultaten, die men met de ionisatiemethode verkrijgt. Bij de ionisatiemethode blijft het ook nog de vraag, in hoeverre de geabsorbeerde energie door den ionisatiestroom gemeten wordt.

Dit geldt natuurlijk in versterkte mate voor die metingen met de ionisatiemethode, waarbij geen correctie voor onvolledige absorptie in de ionisatiekamer werd aangebracht. Deze correctie toch brachten wij wel aan door meerdere films toe te passen.

De overeenkomst, die er bestaat tusschen de gewoonlijk met de ionisatiemethode gevonden krommen en de onze is evenwel (zie fig. 3) treffend.

Wij geven verder in deze paragraaf geen discussie der resultaten, omdat nog een belangrijke correctie (zie hoofdstuk IV) ontbreekt, die neerkomt op het ijken van den spectrograaf en in § 4, hoofdstuk IV, zal worden beschreven, maar een tweetal feiten kunnen wij nu toch reeds constateeren.

Vooreerst hebben wij voor elke opname de spanning aan de buis (maximaal-spanning: $V_{\max.}$) vermenigvuldigd met de minimum golflengte λ_0 . De bepaling van deze kortste golflengte kon slechts tot op ca. 3% nauwkeurig geschieden in verband met de betrekkelijk breede spleet, die wij in dit onderzoek noodig hadden.

De gevonden grens-golflengte hangt bovendien eenigszins van de belichtingstijd af, zooals o.a. in het onderzoek van

ZECHER ¹⁾ bleek. Daarom zou men om scherpe bepalingen van de minimum golflengte te doen steeds dezelfde, voldoende lange, belichtingstijd moeten kiezen.

Toch waren onze metingen voldoende nauwkeurig om te kunnen constateeren, dat geen systematische wijziging van de minimum golflengte met het „azimuth” α , dit is de hoek tusschen de richting der kathodestralen en der Röntgenstralen, bestaat. Dit laatste resultaat is in tegenstelling met de conclusie van ZECHER (zie boven), die vond, dat er wel verandering van λ_0 met α zou bestaan (ca. 11 % voor een richtingsverandering van 90° — 150°). Inmiddels hebben ook reeds WAGNER en anderen de onafhankelijkheid van λ_0 van de richting der Röntgenstralen geconstateerd.

In het bijzonder konden wij constateeren, dat ook voor het maximale azimuth van 180° , waaronder de stralen der Philips metalen Röntgenbuis ²⁾ uittreden, het product $\lambda_0 V_{\max.}$ niet grooter was dan bij een azimuth van 90° , zooals bij de tot nog toe gebruikelijke buizen. Voor elk der gevallen vonden we:

$$\lambda_0 V_{\max.} = 12,6 \text{ voor } \varrho = 180^\circ.$$

$$\lambda_0 V_{\max.} = 12,7 \text{ voor } \varrho = 90^\circ.$$

(Volgens de quantentheorie moet het product = 12,3 zijn.)

Een tweede opmerking, die wij nu reeds kunnen maken, geldt de verhouding der golflengte met maximale energie ($\lambda_{\max.}$) tot de minimum golflengte (λ_0). Deze verhouding hangt zeer weinig van de toegepaste spanningsvorm af. Zij bedraagt steeds ongeveer 1,8 bij spanningen van ca. 70.000 Volt. Deze waarde geeft nog wel niet de werkelijke verhouding, daar nog een belangrijke correctie (hoofdstuk IV) moet worden aangebracht, maar de overeenkomst in dit opzicht van de

1) G. Zecher, Ann. d. Phys. 63, 28, 1920.

2) Zie boven.

spectra bij geheel verschillende spanningen en spanningsvormen is opmerkelijk.

De spectra hadden betrekking op de volgende drie spanningsvormen, te weten: inductorspanning, transformator zonder gelijkrichter (gloeikathodebuizen) en transformator met gelijkrichter (zie de oscillogrammen van fig. 8).

Hieruit is af te leiden, dat een groote verandering van de verhouding $\frac{\lambda_{\max}}{\lambda_0}$ ook bij gebruik van gelijkspanning niet zal optreden. Het laatste is met de waarnemingen van HULL in overeenstemming.

§ 4. De absorptie in de film voor stralen van verschillende golflengten.

Wanneer eens vooral voor een bepaalde filmsoort de absorptie als functie van de golflengte bekend is, kan men in plaats van de methode der vorige paragraaf te volgen, d.w.z. een aantal films te fotometreeren en hieruit telkens de verzwakking per film af te leiden, ook met één film volstaan. Nadat dan door middel van de zwartingsschaal de intensiteitscurve uit de zwartingscurve is afgeleid, kan men voor elke golflengte de bekende correctie aanbrengen. Door ons is steeds de in § 3 beschreven methode gevolgd, omdat daardoor grooter nauwkeurigheid verkregen wordt. Bovendien wordt de absorptie onzeker, wanneer niet met juistheid de intensiteit der 2e en 3e orden bekend zijn. Daardoor vindt men een kleinere absorptie dan wanneer men slechts met de eerste orde alleen te doen had. Zoo valt bijv. de straling met een golflengte $0,8 \text{ \AA}$ samen met de tweede orde van de golflengte $0,4 \text{ \AA}$, die in geringer mate geabsorbeerd wordt.

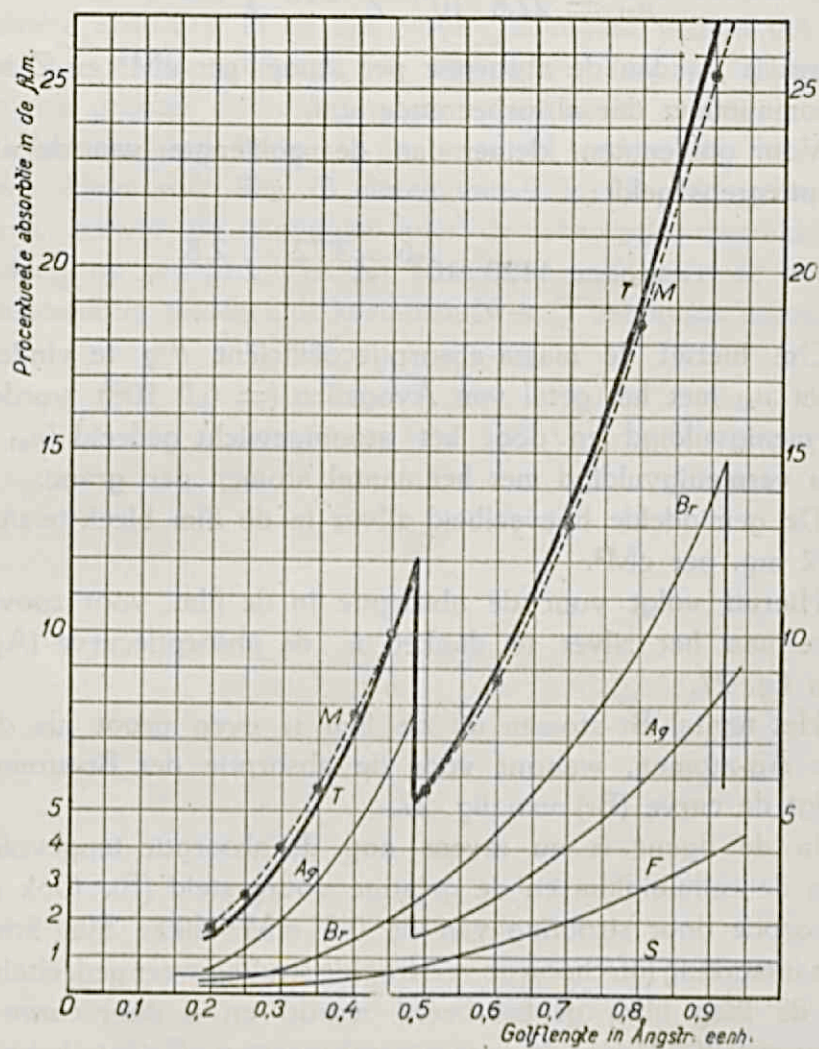
Toch hebben wij uit de gevonden waarden voor de absorptie per film in procenten als functie van de golflengten van af $0,2$ tot $0,9 \text{ \AA}$ Angströmeenheden de gemiddelden bepaald en deze in fig. 27 (Curve M) vereenigd.

Deze absorpties hebben alle betrekking op metingen aan

spectra, waarin geen superpositie der 2e orde kon optreden.

Ten einde na te gaan in hoeverre de gevonden waarden voor de absorptie in de film overeenstemmen met de waarden voor de in de literatuur bekende absorptiecoëfficiënten van

Fig. 27.



de bestanddeelen van de film, hebben wij eenige films chemisch geanalyseerd en wel in het bijzonder de hoeveelheid zilver per cm^2 film bepaald. Daaruit kan men de absorptie der film, voor zoover deze aan het zilver te danken is, bepalen. Wij

hebben bij de berekening gebruik gemaakt van de formules, door GLOCKER ¹⁾ uit een groote hoeveelheid in de literatuur verspreid materiaal afgeleid. Voor golflengten, grooter dan die van de absorptiegrens van de absorbeerende stof, geldt volgens GLOCKER:

$$\mu_{\text{at}} = 22,8 \cdot 10^{-6} Z^{4.28} \lambda^{-2.8}$$

hierin is μ_{at} dan de absorptie per atoom per cm^2 en Z het atoomnummer der absorbeerende stof.

Voor golflengten, kleiner dan de golflengte van de absorptiegrens geldt:

$$\mu_{\text{at}} = 1120 \cdot 10^{-6} Z^{3.72} \lambda^{-2.8}$$

Om hieruit de massa-absorptiecoëfficiënt μ/ρ te vinden, moet μ_{at} met het getal van Avogadro ($= 6,0 \cdot 10^{23}$) worden vermenigvuldigd en door het atoomgewicht gedeeld (μ_{at} is dan vermenigvuldigd met het aantal atomen per gram).

De gemiddelde hoeveelheid zilver in de film bleek te zijn: 1.52 mg. per cm^2 .

Hieruit volgt voor de absorptie in de film, voor zoover deze aan het zilver te danken is, de absorptiecurve (Ag.) van fig. 27.

Het aantal Br-atomen uit de film is even groot als dat der Ag-atomen, waaruit voor de absorptie der Br-atomen volgt de curve (Br) van fig. 27.

In de figuur is nu tevens nog de absorptie tengevolge van de celluloidfilm en de gelatine voorgesteld (F). Ook de absorptie door strooiing van de 0,2 mM. dikke film komt in aanmerking (ofschoon de verstrooide straling weer gedeeltelijk in de laag films geabsorbeerd wordt) en is door curve S voorgesteld. Voor de strooiingsabsorptiecoëfficiënt hebben wij voor de golflengte $0,2 \text{ \AA}$ 0,12 (volgens HULL en RICE), voor de golflengte $0,9 \text{ \AA}$ de theoretische waarde 0,2 ge-

1) Phys. Z.S. 19, 66, 1918.

nomen en daartusschen een rechte getrokken. Deze benadert volgens bekende metingen de juiste waarde vrij goed. De som dezer partieele absorpties is nu de absorptie per film en is voorgesteld door kromme T van fig. 27.

Zooals reeds werd opgemerkt, vindt men bij spectra met een kortste golflengte van bijv. $0,20 \text{ \AA}$ Angströmeenheden een kleinere absorptie in de film voor golflengten van af $0,4 \text{ \AA}$, daar van af die golflengte de straling der 2e orde optreedt, die een grooter doordringingsvermogen heeft.

Wanneer men bedenkt, dat voor de analyse een betrekkelijk klein stuk film (2 platen van $9 \times 12 \text{ cM.}$) gebruikt werd, terwijl de metingen van de absorpties betrekking hadden op een groot aantal films, dan mag men de overeenstemming tusschen de krommen N en T behoorlijk noemen.

HOOFDSTUK IV.

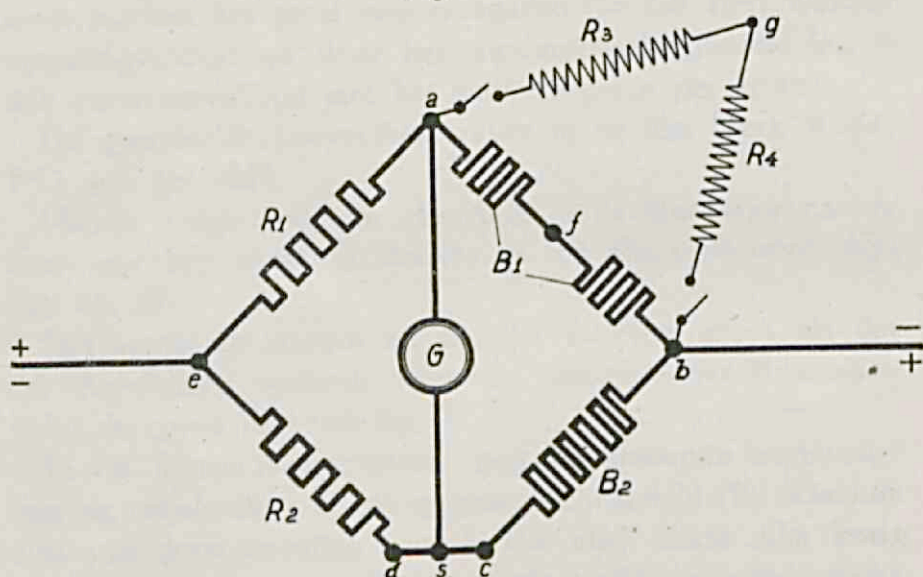
Absolute intensiteitsmetingen met den Bolometer.

IJking van den Spectrograaf.

§ 1. De Bolometer.

In de inleiding is reeds opgemerkt, dat de intensiteit van Röntgenstralen tot nog toe niet met den bolometer in vacuum gemeten werd. De vacuum-bolometer heeft twee belangrijke

Fig. 28.

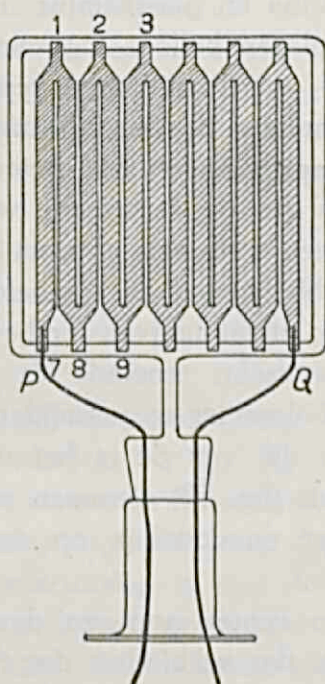


voordeelen. In de eerste plaats worden de uitslagen van den galvanometer bij gebruik van een vacuum-bolometer grooter, daar er dan geen warmteafgifte aan de lucht plaats kan hebben. WARBURG, LEITHÄUSER en JOHANSEN ¹⁾ hebben het

1) Ann. d. Phys. 24, 25, 1907.

verschil van de uitslagen voor vacuum-bolometer en lucht-bolometer bestudeerd voor zeer smalle bandjes. Het verschil in uitslag dat wij verkregen voor bredere bandjes is in overeenstemming met hetgeen volgens het genoemde onderzoek te verwachten was. Het tweede voordeel is, dat geen storende invloeden tengevolge van luchtstromingen kunnen optreden.

Fig. 29.



In het volgende geven wij een korte beschrijving van de door ons gebruikte vacuum-bolometer, aan de hand van het schema (fig. 28).

Wij hebben de brug van WHEATSTONE $a b c d e$, waarin B_1 de bestraalde bolometerweerstand is en B_2 een volkomen gelijk gebouwde weerstand. De bolometerweerstand B_1 en B_2 bestaan uit platina weerstanden, op raampjes van glas vastgesmolten, en wel platinaband, geknipt volgens fig. 29.

De bandjes zijn 4 mM. breed, terwijl de dikte van het platina 0,03 mM. bedraagt. Figuur 29 doet zien hoe door

middel van dunne reepjes platina de geheele weerstand aan 't glazen raampje is vastgesmolten (punten 1, 2, 3 enz.). De bevestiging geschiedt zonder moeite in de vlam, daar het platina reeds bij betrekkelijk lage temperatuur aan het glas vasthecht. Het voordeel boven wikkelen op een raampje van mica, glas, enz. is, dat de warmteafgifte van het platina geringer is en men bovendien zeker is, dat geen verandering in de warmteafgifte optreedt tengevolge van wijziging van contact tusschen platina en glasraampje. De weerstanden B_1 en B_2 zijn zelf in glazen ballons ingesmolten, die luchtledig gepompt werden. B_2 werd op hooge temperatuur gepompt en daarna dichtgesmolten, B_1 was voorzien van een glazen buis, zoodat de pompleiding bij het meten kan worden aangesloten. De ballon die de bestraalde weerstand B_1 bevat, is bovendien voorzien van een chroomijzeren ring, waarin door middel van rubberringen en schroefdraad, zooals in fig. 23 is aangegeven een aluminiumvenster bevestigd kan worden. Het laatste is gewenscht, teneinde de absorptie van den glaswand van den bolometer te vermijden. De schroefdraad van dit venster en die van de in het vorige hoofdstuk beschreven Röntgenbuis (fig. 23) stemmen met elkaar overeen, zoodat de bolometer onmiddellijk op de Röntgenbuis kan bevestigd worden.

Daarbij moet dan echter nog een dun aluminiumvenster aangebracht worden, dat verhindert dat electronen en warmtestraling van de antikathode afkomstig den bolometer treffen. Slechts voor het geval van Röntgenstralen van groote golflengte is het noodig de bolometer aan de buis te schroeven, daar in andere gevallen de absorptie in een halve centimeter lucht en circa 0,02 mM. aluminium verwaarloosd kan worden.

Keeren wij thans terug tot het schema van fig. 28.

De stroom wordt ingevoerd bij b en e. Daar de bolometerweerstand B_1 en B_2 nagenoeg gelijk zijn, moeten dus ook R_1 en R_2 gelijk zijn. Op de kleine weerstand d c (koperdraad van 1 mM. doorsnede), is het contact g verschuifbaar, ten einde de instelling van den galvanometer G op nul nauwkeurig te

kunnen verrichten. Om nu uit te maken hoe groot de weerstanden R_1 en R_2 moeten zijn, opdat de gevoeligheid van den bolometer zoo groot mogelijk zij, dient men na te gaan, hoe groot de galvanometeruitslag wordt tengevolge van een kleine weerstandsverandering dB van den bolometerweerstand B_1 . Daarbij dienen wij dan nog op te merken, dat de stroom i door den bolometer bij de meting constant dient gehouden te worden, daar ook een verandering van den stroom den galvanometer doet uitslaan.

Stelt men de weerstanden R_1 en $R_2 = R$, de weerstanden der bolometers $B_2 = B$ en $B_1 = B + dB$ en den galvanometerweerstand $= G$, dan leert een eenvoudige berekening, dat de stroom i_g door den galvanometer aan de volgende betrekking voldoet:

$$i_g = \frac{idB}{2G} \cdot \frac{1}{1 + \frac{B}{G} + \frac{B}{R}}$$

Om een groote galvanometeruitslag te verkrijgen, moet men dus de weerstanden R_1 en $R_2 (= R)$ groot kiezen. Uit bovenstaande formule is bovendien af te leiden, dat B groot en G klein moet zijn, wat ook a priori wel te zeggen was. De galvanometeruitslag is met den bolometerstroom i evenredig. De stroom i kan men echter niet zoo groot kiezen als men wil, daar het nulpunt van den galvanometer bij sterke stroomen niet meer constant is, o.a. ten gevolge van de thermokrachten die in den keten optreden.

Bij ons onderzoek was het echter mogelijk belangrijk sterker stroom te gebruiken dan door vroegere onderzoekers b.v. WEEKS en ANGERER geschiedde (zie inleiding). Behalve aan het gebruik van den vacuumbolometer was dit wellicht mede te danken aan het feit, dat wij thermoelectrische krachten zooveel mogelijk vermeden hebben.

De bolometer is verder als volgt gebouwd: de beide glazen ballons, waarin de bolometerweerstand B_1 en B_2 zijn ingesmolten, passen in ronde gaten van een pertinax

plaat, 20 mM. dik. Zij zijn daarin zoo opgesteld, dat de tweede weerstand B_2 niet door de Röntgenstralen getroffen kan worden. Aan de platina-invoerdraden der bolometerweerstand en koperdraden van 2 mM. doorsnede gesoldeerd, die leiden naar de zware koperblokken, welke de contacten a, b en c (fig. 28) vormen. De weerstanden R_1 en R_2 bestaan elk uit circa 6 M. manganindraad, ongeveer 0,5 mM. dik, op karton gewikkeld. De thermoelectrische kracht van manganin ten opzichte van koper is gering, terwijl ook de temperatuurcoëfficiënt van den weerstand zeer gering is. De bolometerweerstand benevens de weerstanden R_1 en R_2 bevinden zich te zamen in een plaatijzeren kastje, $10 \times 15 \times 20$ cM. groot. In het plaatijzer van 3 mM. dikte zijn gaten uitgespaard voor de toeleidingen der galvanometeraansluitingen, voor de toevoer der spanning en ook voor de glazen buis aan den ballon van bolometer B_1 .

Bovendien is in een der ijzeren zijwanden een gleuf van eenige m.M. wijd, die het mogelijk maakt, het contact g langs den koperdraad c d te verplaatsen.

De toevoerleidingen loopen door metalen buizen, die met aarde verbonden zijn en in de nabijheid van den bolometer bestaan uit buigbare ijzeren slang, zoodat de bolometer verplaatst kan worden, hetgeen noodig is om den spectrograaf te kunnen opstellen. De galvanometer bevindt zich in den meest verwijderden hoek van het vertrek.

De weerstanden der verschillende takken van den bolometer bedragen:

$$B_1 = 0,566 \text{ ohm}$$

$$R_1 = 6,10 \text{ ohm}$$

$$B_2 = 0,590 \text{ ohm}$$

$$R_2 = 6,36 \text{ ohm.}$$

Ten behoeve van het ijken van den bolometer (zie volgende §) is de weerstand B_1 in twee gelijke stukken verdeeld en een derde uitvoerdraad aan het punt f gesoldeerd. De gebruikte galvanometer is een instrument volgens

DEPREZ-D'ARSONVAL van LEEDS en NORTHROP, met een gevoeligheid van 1 mM. uitslag op 1 M. afstand voor 6×10^{-9} Ampère. De weerstand bedroeg 119 ohm, zoodat 1 mM. uitslag op 1 M. afstand (4,5 mM. op de door ons gebruikte schaalverdeeling op 4,5 M. afstand) wordt veroorzaakt door een spanning van $7,1 \cdot 10^{-7}$ Volt.

De periode van den galvanometer bedraagt 10 sec.; de verplaatsing van het nulpunt blijft beneden 1 mM. op de schaal, wanneer de bolometer niet bestraald wordt.

De Röntgenbuis en de bolometer werden met dezelfde pompinstallatie gepompt. De pompinstallatie bestond uit een LANGMUIR-diffusiepomp in serie met een combinatie van diffusiepomp en kwikstraalpomp. De bolometer werd door middel van een slang aangesloten aan een punt van de leiding tusschen beide genoemde pompen: diensgevolge werd het vacuum van de Röntgenbuis niet door dat van den bolometer beïnvloed.

Wij maken ten slotte hier nog een opmerking betreffende de dikte van de platinabandjes van den bolometer. Het is duidelijk, dat, om een grooten weerstand te verkrijgen, de dikte klein moet zijn. Aan den anderen kant echter wordt in een geringe dikte een gering percentage der Röntgenstralen geabsorbeerd. Dit laatste bezwaar is nu door de meeste onderzoekers op de volgende wijze verholpen. In plaats van een enkel bandje te nemen, werden eenige bandjes na elkaar door de Röntgenstralen doorloopen, zoodat ten slotte bijna alle straling geabsorbeerd werd. Deze methode heeft volgens onze meening twee bezwaren. Wanneer n.l. eenige lagen platinaband de Röntgenstralen geheel absorbeeren, zal reeds de eerste laag een groote fractie, de laatste zeer weinig absorbeeren. De verschillende deelen van den bolometerweerstand worden dus heel ongelijk verwarmd, zoodat de ijking door middel van een stroom niet betrouwbaar is, daar hierbij de verwarming gelijkmatig geschiedt. Bovendien echter is het nuttig effect van de onderste lagen zeer gering.

Wanneer verder een laag platina van een gegeven dikte de stralen van een golflengte λ geheel absorbeert, dan zal de straling van de golflengte $\lambda^1 = 3 \lambda$ reeds geheel geabsorbeerd worden door een laag van ongeveer 4 % van die dikte. Bij het vergelijken van stralen van verschillende golflengten gelden genoemde bezwaren in versterkte mate.

Wij hebben de dikte van de bolometerbandjes zoo gekozen, dat van de hardste stralen, die in ons onderzoek gebruikt zijn, reeds een behoorlijk meetbare fractie wordt geabsorbeerd (ca. 20 % voor platina K-stralen). Verder hebben wij met één laag platina volstaan. Wanneer het metingen van monochromatische stralen betreft, kan men het geabsorbeerde percentage met behulp van de bekende absorptiecoëfficiënten voldoende nauwkeurig berekenen. Ook echter, wanneer het metingen van heterogene straling geldt, is een goede benaderde meting mogelijk met behulp van filters van het materiaal, waaruit de bolometerweerstand bestaat (zie § 3).

§ 2. IJking van den bolometer.

Bij de beschouwing van het schema van fig. 28 is nog niet van de weerstanden R_3 en R_4 melding gemaakt. Dit zijn weerstanden van ca. 300 ohm, die dienen om met de twee helften f a en f b van den bolometerweerstand B_1 een brug van Wheatstone te vormen, waarin de stroom bij f en g wordt ingevoerd. De galvanometer wordt dus op 0 ingesteld, wanneer

$$R_3 \cdot R_{fb} = R_4 \cdot R_{fa}.$$

De weerstanden R_3 en R_4 moesten groot gekozen worden ten opzichte van den weerstand B_1 om de gevoeligheid van den bolometer niet te beïnvloeden. Hieronder volgen de juiste waarden der gemeten weerstanden:

$$R_{fa} = 0,301 \text{ ohm. } ^1)$$

$$R_{fb} = 0,301 \text{ ohm.}$$

$$R_3 = 299 \text{ ohm.}$$

$$R_4 = 299 \text{ ohm.}$$

Nu wordt de weerstand van den tak a b bepaald door dien van B_1 , terwijl de weerstanden R_3 en R_4 daarop slechts een invloed van circa $1 \frac{0}{00}$ uitoefenen; de gevoeligheid van den bolometer is dus dezelfde na het aansluiten der weerstanden R_1 en R_3 .

Dit geschiedde dan ook alleen bij de ijking. Tijdens het meten van de intensiteit der Röntgenstralen werden de weerstanden weggenomen.

De ijking geschiedde nu als volgt: vooraf werd gedurende geruimen tijd de bolometerstroom gesloten die geleverd werd door een batterij van 24 volt met een weerstand in serie. Een stroom van circa 0,5 A. kon gemakkelijk toegelaten worden, zonder dat het galvanometerbeeld zich verplaatste. Daarna werd de bolometerstroom uitgeschakeld en de stroom door f, a, g en f, b, g gezonden, welke stroom wij in 't vervolg den ijkstroom i_y zullen noemen. Nu werd door middel van een kleine verandering van R_4 (schuifweerstand) de galvanometer op nul gesteld. Bovendien werd daarna deze stroom door middel van een commutator omgekeerd om er zeker van te zijn dat de stroom i_y geen invloed op den stand van den galvanometer had. Eventueel optredende thermokrachten zouden op deze wijze moeten blijken.

De bolometerstroom werd vervolgens weer gesloten terwijl de stroom i_y verbroken was. Na de instelling op nul werd dan achtereenvolgens in beide richtingen de ijkstroom gesloten en de uitslagen, daardoor teweeg gebracht, afgelezen.

1) Vergelijking met $B_1 = 0,566 \text{ ohm}$ toont aan, dat de weerstand der Pt-invoerdraden $0,018 \text{ ohm}$ bedroeg.

Te voren waren al eenige voorloopige metingen met Röntgenstralen gedaan om zoo de orde van grootte van de optredende galvanometeruitslagen te bepalen. Deze bleken van de orde van 100 schaaldeelen (mM.) te zijn.

In tabel VII volgen nu de gemiddelde uitslagen tengevolge van verschillende ijkstroomen van 40 — 160 mA. De bolometerstroom i bedroeg bij deze metingen 0,40 A.

TABEL VII.

i_y in mA.	Gem. uitslag v. d. galv. in schaaldeelen.	i_y^2	$\frac{i_y^2}{\text{uitslag.}}$
40	35.5	1600	45.0
60	79	3600	45.5
80	142	6400	45.0
100	219	10000	45.7
120	312	14400	46.2
140	426	19600	46.0
160	560	25600	45.7

In de tabel hebben wij tevens doen zien hoe naar behooren de uitslagen met i_y^2 evenredig zijn. Een geringe toename van de verhouding van i_y^2 tot den galvanometeruitslag is waarneembaar. Dit zou kunnen wijzen op een eenigszins snellere afkoeling van den bolometer bij hoogere temperatuur.

Met behulp van de gemeten weerstanden en deze uitslagen is nu de hoeveelheid energie, die een uitslag van 100 schaaldeelen doet ontstaan, te berekenen voor een bolometerstroom van 0,40 A.

De benoodigde stroom voor 100 schaaldeelen uitslag bedraagt blijkens tabel 7:

67,3 mA.

De weerstand van elk der deelen van den bolometerband volgt uit de opgegeven weerstanden en bedraagt 0,265 ohm.

De energie, per seconde noodig om een uitslag van 100 schaaldeelen te veroorzaken, bedraagt dus

$$i^2 R = 67,3^2 \cdot 0,265 \cdot 10^{-6} \text{ Joules.}$$

Noemen we deze energie E_{100} , dan is

$$E_{100} = 1,19 \cdot 10^{-3} \text{ Joules.}$$

Voor de weerstandsverhooging in de toevoerdraden moet nog een correctie aangebracht worden. Om deze te bepalen werden twee toevoerdraden, geheel gelijk aan die van den bolometer, afzonderlijk in een glazen ballon ingesmolten. Uit de weerstandsvermeerdering en de stroomsterkte was de gezochte correctie te berekenen. Na het aanbrengen dezer correctie vonden wij ten slotte voor de energie per seconde:

$$E_{100} = 1,24 \cdot 10^{-3} \text{ Joules.}$$

Wij hebben met het oog op de metingen van Röntgenstralen voor gevallen, waarbij de buis niet voldoende lang kon bedreven worden om den stationnair uitslag te bereiken, ook de uitslag van den galvanometer als functie van den tijd bepaald.

In fig. 30 is een typische kromme afgebeeld, die den uitslag als functie van den tijd weergeeft. De curve gelijkt op die welke ANGERER ¹⁾ en WEEKS ¹⁾ publiceerden, echter met dit verschil, dat bij ons geen verschuiven van het galvanometerbeeld optreedt, waardoor onze metingen nauwkeuriger kunnen zijn. Uit den uitslag na 30 of 40 sec. kon de stationnaire uitslag worden berekend.

Daartoe moet men de terugvalkromme kennen om daar dan op de volgende wijze gebruik van te maken.

De vermeerdering in uitslag dy van den galvanometer tengevolge van de bestraling gedurende den tijd dt is even-

1) l. c.

redig met den tijd, het terugloopen evenredig met den uitslag, dus men mag stellen:

$$dy = at - bydt$$

$$\frac{dy}{dt} + by = a$$

Door integratie:

$$y = \frac{a}{b} (1 - e^{-bt}),$$

daar voor $t = 0$ $y = 0$ gesteld is.

De constante b kan uit de terugloopcurve als volgt bepaald worden. Zijn de uitslagen op een tijdstip t_1 , en op een tijdstip t_2 resp.: y_1 en y_2 , dan is

$$b(t_2 - t_1) = \lg \frac{y_1}{y_2}.$$

Op deze wijze blijkt b gemiddeld 0,042 te zijn. Met behulp hiervan kan de uitslag y_s in den eindtoestand worden berekend. Men vindt hiervoor:

$$y_s = \frac{a}{0,042}.$$

Men moet echter minstens 20 sec. lang belichten om a te kunnen bepalen, daar anders de traagheid van den galvanometer nog een rol speelt (zie fig. 30).

Wij hebben bij het meten van Röntgenstralen een belichtingstijd van minstens 30 sec. gekozen (zie § 3).

De einduitslag bedraagt dan:

$$y_s = y_{30} \frac{1}{1 - e^{-1,26}} = 1,4 y_{30},$$

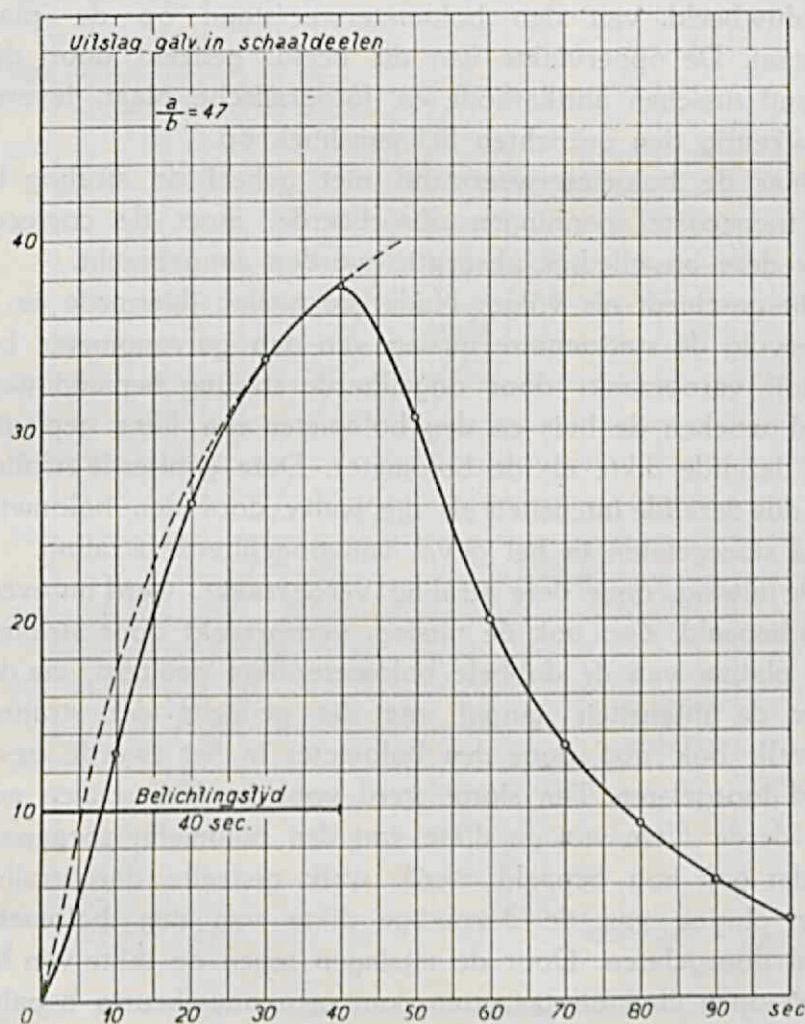
waarin y_{30} de uitslag na 30 sec. voorstelt.

§ 3. Meting van de intensiteit van Röntgenstralen met den bolometer.

Het rendement der Röntgenbuizen.

Met den bolometer, die, zooals in § 2 beschreven werd, geijkt is, werden nu eerst eenige reeksen van metingen aan

Fig. 30.



heterogene stralen verricht. De eerste reeks metingen geschiedde aan stralen, uitgezonden door een wolfram-antikathode, bij

verschillende spanningen aan de buis en dezelfde stroomsterkte. De uitslagen van den galvanometer na 10, 20 en 30 sec. belichtingstijd werden genoteerd, en uit de laatste, op de wijze als hierboven (zie pag. 88) aangegeven, de stationnaire uitslag berekend.

De lichaamshoek, die de grootte van den stralenkegel bepaalt, kan nauwkeurig gemeten worden door een fotografische plaat achter den bolometer te plaatsen, zoodat het schaduwbeeld van den bolometerweerstand op de plaat ontstaat. De oppervlakte van dit beeld, gedeeld door den afstand tusschen antikathode en fotografische plaat, leverde nauwkeurig den gezochten lichaamshoek op.

Daar de bolometerweerstand niet geheel de straling bij alle toegepaste spanningen absorbeerde, moet de correctie voor deze onvolledige absorptie worden aangebracht.

Dit geschiedt als volgt: Nadat de uitslag (hiermede is in 't vervolg de stationnaire uitslag van den galvanometer bedoeld), veroorzaakt door ongefilterde straling bepaald was, werd tusschen de buis en den bolometer een filter geplaatst van dezelfde dikte als de bolometer. Deze gefilterde straling had dus dezelfde intensiteit als die welke door den bolometer werd doorgelaten in het geval van ongefilterde straling.

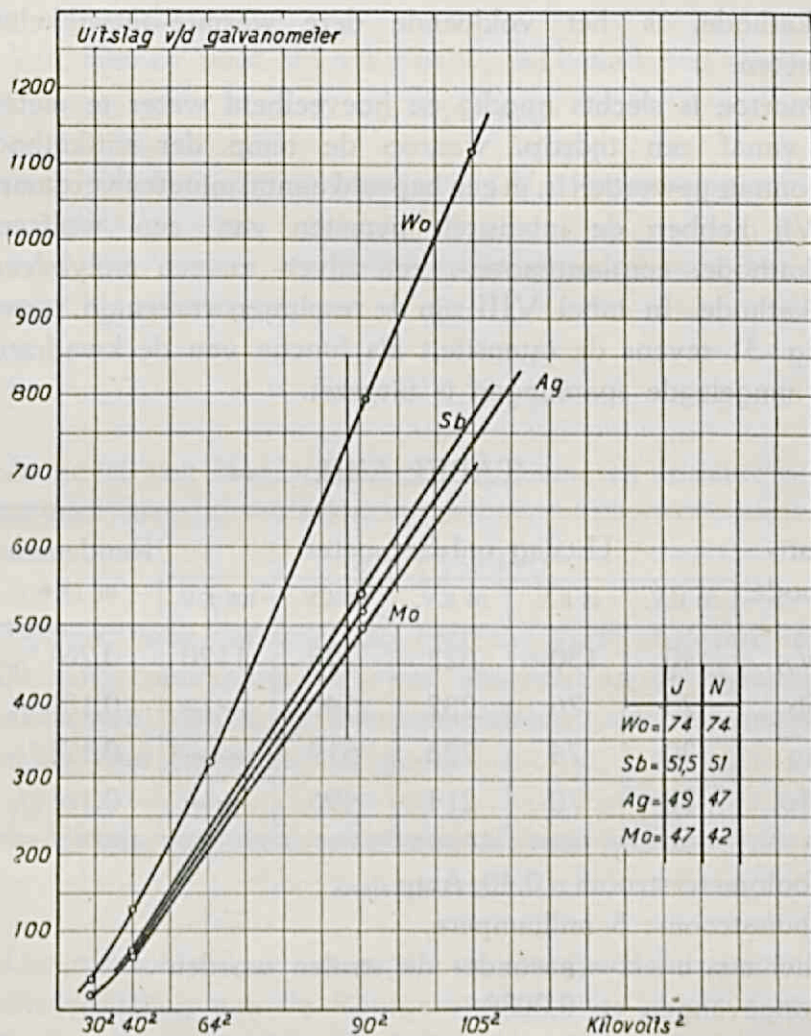
De uitslag, door deze straling veroorzaakt, werd nu eveneens bepaald. Zoo ook de uitslag, veroorzaakt door straling, met platina van de dubbele bolometerdikte gefilterd, die dus weer de intensiteit aangaf van dat gedeelte der straling, hetwelk ook nog door den bolometer in het tweede geval werd doorgelaten. Ten slotte werd voor hardere stralen nog een derde filter van de dikte van den bolometer toegepast, zoodat ook nog bepaald werd, welk gedeelte der straling door platina van de 3-voudige dikte van den bolometer werd doorgelaten. Door de uitslagen tegen de dikte van het doorloopen filter uit te zetten, kan men nauwkeurig bepalen welke uitslag bij totale absorptie in den bolometer verkregen zou zijn.

Bij metingen aan zachte stralen was de uitslag na filtering

door de enkele bolometerdikte reeds zoo gering, dat het geen zin had, nog een tweede filter toe te passen.

Daar wij nu in staat zijn, de energie der Röntgenstralen in absolute waarde te bepalen, behoeven wij slechts de

Fig. 31.



energie te kennen, welke aan de Röntgenbuis wordt toegevoegd, om het rendement ρ van de Röntgenbuis te kennen. Deze energie vindt men niet nauwkeurig, wanneer men de stroom vermenigvuldigt met de spanning. Men weet nl. niet,

welke spanning men daarvoor zou moeten kiezen, daar, zooals reeds vroeger werd opgemerkt, de vormfactor niet bekend is. In plaats van deze door middel van oscillogrammen te bepalen, hebben wij een eenvoudiger middel toegepast. Daar nl. de energie aan de buis toegevoegd tot op een gedeelte van een procent wordt verbruikt tot warmte-ontwikkeling in de antikathode, is het voldoende deze warmte-ontwikkeling te meten. ¹⁾

Daartoe is slechts noodig de hoeveelheid water te meten, die vanaf een tijdstip, waarop de temp. der antikathode stationnair geworden is, in een bepaald aantal minuten verdampst.

Wij hebben de intensiteit gemeten van een wolfram-antikathode, een antimoon-, een zilver- en een molybdeen-antikathode. In tabel VIII zijn de resultaten vereenigd, terwijl in fig. 31 tevens de intensiteit als functie van de kwadraten der aangelegde spanningen is uitgezet.

TABEL VIII.

Anti-kathode.	Uitslag galvanometer					Rendement ρ bij 64 K.V.
	30 K.V.	45 K.V.	64 K.V.	90 K.V.	106 K.V.	
W _o .	40	130	322	795	1120	0,26 ⁵ %
Sb.	23	76	232	540	—	0,18 ¹ %
Ag.	20	74	223	519	—	0,17 ⁴ %
Mo.	20	70	214	496	—	0,16 ⁷ %

bolometerstroom: 0,40 Amp.

buisstroom: 5 milliampère.

lichaamshoek, waaronder de stralen worden

opgevangen = 0,0080.

In de laatste kolom staan de rendementen voor elk der antikathoden. Zooals ook in fig. 31 door den verticaal is

1) Dit geldt niet voor gasbuizen, doch de hier beschreven metingen hadden plaats aan de in het vorige beschreven gloeikathodebuis.

aangegeven, neemt het rendement bij benadering evenredig met het atoomnummer toe. Deze evenredigheid kan slechts benaderd gelden, daar de eigenstraling der antikathode op het continue spectrum gesuperponeerd is. Dit laatste is ook bij de metingen van KAYE ¹⁾ en BEATTY ²⁾ het geval, bij wier metingen eveneens de eigen straling der antikathode een rol speelt.

Wij kunnen voor het rendement ϱ bij benadering schrijven :

$$\varrho = 5,6 \cdot 10^{-10} NV,$$

waarin N het atoomnummer en V de spanning in volts voorstellen.

KRAMERS ³⁾ vond op theoretische gronden voor het rendement de uitdrukking

$$\varrho = 2,34 \cdot 10^{-4} N \left(\frac{V}{c}\right)^2.$$

In geval van lage spanningen ($\frac{V}{c}$ klein ten opzichte van 1) mag men hiervoor schrijven :

$$\varrho = 9,2 \cdot 10^{-10} NV.$$

Bedenkt men dat wij geen correctie voor absorptie in ca. 0,09 mM. aluminium en voor absorptie in de antikathode aanbrachten, dan is de overeenstemming van ons resultaat met dat van KRAMERS vrij goed.

§ 4. IJking van den spectrograaf met behulp van den bolometer.

De in hoofdstuk 3 verkregen curven geven de juiste intensiteitsverdeeling van de Röntgenstralen niet, zooals deze op den spectrograaf vallen. De belangrijkste systematische afwij-

1) Phil. Trans. 1908.

2) Zie inleiding.

3) Phil. Mag. 46, 871, 1923.

kingen van de ware verdeeling ontstaan door de volgende oorzaken:

1. De voorloopige onderstelling, dat gelijke geabsorbeerde energieën van verschillende golflengten dezelfde zwartingen zouden veroorzaken, is waarschijnlijk niet juist.
2. De intensiteit der kristalreflectie is afhankelijk van den invalshoek, dus van de golflengte.
3. De stralen van verschillende golflengten worden in verschillende mate door de lucht geabsorbeerd.
4. De draaiing van den spectrograaf geschiedt niet met volkomen eenparige snelheid.
5. Er ontstaan spectra van de 2^e en van de 3^e orden, die op het spectrum van de 1^e orde gesuperponeerd zijn. Men meet dus een te groote intensiteit in het gebied der groote golflengten.

Men zou voor elk dezer fouten de vereischte correctie kunnen benaderen en de gevonden correcties achtereenvolgens aanbrengen. Deze methode is voor de analoge fouten, welke bij de ionisatie-methode optreden, door DAUVILLIER¹⁾ gevolgd.

Wij hebben een andere methode gekozen en wel een methode waarvan het beginsel door ORNSTEIN (zie inleiding) voor zichtbaar licht is aangegeven. Met bekende intensiteiten van verschillende golflengten is de spectrograaf geijkt en wel als volgt:

Door middel van een 5-tal geschikt gekozen antikathodes met daarbij passende filters, waren wij in staat, monochromatische Röntgenstralen van vijf verschillende golflengten te verkrijgen met voldoende intensiteit, om direct met den bolometer gemeten te worden.

Voor eenige dezer golflengten is reeds de methode beschreven in hoofdstuk I, pag. 31. Waar het er hier op aankwam werkelijk zoo goed mogelijk monochromatische straling te verkrijgen, hebben wij de filters dikker genomen dan in hoofdstuk I is aangegeven. In den regel kozen wij de filter-

1) Zie o.a. „La physique des Rayons-X”.

dikte zoo, dat van de gewenschte K-stralen minder dan 20% overbleef; bij geschikt gekozen spanningen aan de buis, verdween dan het continue spectrum benevens de $K\beta$ -lijnen tot op een fractie van een procent.

TABEL IX.

ANTI-KATHODE	FILTER	λ (K α_2) in $\text{\AA}$	ABSORPTIE- GRENS V/H. FILTER IN $\text{\AA}$	KRITISCHE SPANNING IN K. V.
Pt.	Wo	0,190	0,178	79
Wo	HfO ₂ (+ ZrO ₂)	0,214	0,190 (Hf)	70
Sb	CdS	0,474	0,462 (Cd)	31
Ag	Pd	0,562	0,510	26
Mo	Zr	0,711	0,686	20

In tabel IX geven wij de verschillende antikathoden welke wij toepasten, benevens de golflengten van de K-stralen dezer antikathoden, verder de toegepaste filters en de daarbij behorende absorptiegrenzen. ¹⁾ Ook hebben wij de kritische spanningen aangegeven, beneden welke de gewenschte K α -stralen niet optreden.

Voor de aangelegde spanning is een onderste en een bovenste grens aan te geven. De bovenste grens is ongeveer het dubbele van de kritische spanning in de tabel vermeld, want als men deze overschrijdt, begint het filter de hardste stralen weer aanmerkelijk door te laten.

Men zie b.v. de absorptie-kromme voor zilver van fig. 27, pag. 75.

Aan den anderen kant moet de spanning de in de tabel genoemde kritische spanning liefst met minstens 50% te boven gaan, indien men de intensiteit van de K-stralen aanmerkelijk sterker wenscht dan die van de continue straling van ongeveer dezelfde golflengte.

1) De 2e en 3e absorptiegrens zijn van hafnium resp. van cadmium.

De intensiteiten van elk der vijf golflengten werden zoo gekozen, dat ze blijkens meting met den bolometer, niet al te veel verschilden. Daarbij werd met de verschillende absorptie van elk der golflengten in den bolometer rekening gehouden. De meting der intensiteiten met den bolometer geschiedde geheel, zooals in § 3 beschreven is.

Nadat met behulp van den bolometer de intensiteit van een der golflengten bepaald was, werd de spectrograaf belicht, die steeds geheel op dezelfde wijze werd ingesteld, als voor het opnemen der volledige spectra en weer gesteld op een draaiingsgebied van 10° . Twee of soms drie achtereenvolgende golflengten, werden op eenzelfde film opgenomen of wel op twee films, uit hetzelfde stuk gesneden en dan tegelijk ontwikkeld. (Fig. 32, Plaat II, geeft een drietal voorbeelden van op deze wijze opgenomen spectra.)

Dadelijk na de opname met den spectrograaf werden een aantal belichtingen met dezelfde stralen gemaakt op een aparte film, eveneens uit hetzelfde stuk gesneden. Deze film werd nu tegelijk met de spectrumfilm ontwikkeld en diende als zwartingsschaal. In hoeverre de emissie constant gehouden kon worden blijkt uit de proef vermeld op pag. 20.

Allereerst kan nu uitgemaakt worden, hoe groot de correctie moet zijn voor de superpositie van de 2^e en 3^e orden. Uit de zwartingen, veroorzaakt door de eerste en tweede orde der platina K-lijn, kan men via de zwartingsschaal direct de intensiteitsverhouding afleiden op de in het bovenstaande

TABEL X.

Golflengte.	2 ^e orde.	3 ^e orde.
0.19 Å	15 %	6 à 7 %
0.22 Å	16 %	5 à 6 %
0.47 Å	14 %	— — —

uitvoerig beschreven wijze. Verdere correcties voor absorptie enz., zijn niet noodig, daar hier stralen van dezelfde golflengte vergeleken worden.

In tabel X geven wij de gemiddelde intensiteiten, voor de 2^e en 3^e orden in procenten van de intensiteit der 1^e orde.

Wij hebben bij de correctie voor de 2^e orde 15 % en voor de 3^e orde 6 % van de intensiteit der 1^e orde berekend.

Wij merken hier nog op, dat deze resultaten niet zonder meer vergeleken mogen worden met die, welke BRAGG ¹⁾ vond, (19,9 % voor de intensiteit der 2^e orde), daar bij onze metingen de eigenschappen van den spectrograaf een rol spelen.

TABEL XI.

Anti-kathode.	λ in $\text{\AA}$	bolom. uitslagen in mM.	lichaams-hoek	$I_{\text{bol.}}$	Belicht. in m.A. min.	I_{film}	I_{film}	$\frac{I_f}{I_b}$
Pt.	0,19	19,5	$7,5 \cdot 10^{-3}$	103	160	122	76	0,74
Ag.	0,56	28	$8,2 \cdot 10^{-3}$	25,5	250	94	37,5	1,48
Mo.	0,71	27	$8,0 \cdot 10^{-3}$	25	150	85	57	2,3

TABEL XII.

Anti-kathode.	λ in $\text{\AA}$	bolom. uitslagen in mM.	lichaams-hoek	$I_{\text{bol.}}$	Belicht. in m.A. min.	I_{film}	I_{film}	$\frac{I_f}{I_b}$
Wo	0,22	70	$7,6 \cdot 10^{-3}$	175	120	140	117	0,67
(2) Ag	0,56	28	$8,2 \cdot 10^{-3}$	26	250	95	38	1,46
(3) Sb	0,47	55	$7,6 \cdot 10^{-3}$	55	150	76	51	0,93

De tabellen XI en XII geven een overzicht van de wijze, waarop de ijking van den spectrograaf verder geschiedde. Aan de hand van tabel XI gaan wij een reeks van waarnemingen nauwkeuriger na.

1) Phil. Mag. 12, 309, 1921.

Wij bestraalden eerst den bolometer met de golflengten in de 2^e kolom vermeld. In de 3^e kolom zijn de uitslagen aangegeven (stationnaire uitslagen), welke bij 10 m.A. verkregen werden. Daarbij is zoo nodig de correctie aangebracht voor afwijkingen van den bolometerstroom, van den stroom door de Röntgenbuis of van den belichtingstijd.

In de 4^e kolom staat de lichaamshoek onder welken de bolometer bestraald werd. Met I_{bol} zijn de intensiteiten bedoeld, zooals die door den bolometer bepaald werden, n.l. door voor de uitslagen in de 3^e kolom de correcties voor ongelijke absorptie in den bolometer en voor verschillende lichaamshoeken (zie kolom 4) aan te brengen. De getallen I_{bol} zijn dus relatieve intensiteiten, welke echter met behulp van de bekende bolometer-gevoeligheid gemakkelijk tot absolute intensiteiten te herleiden zouden zijn.

In de volgende 3 kolommen, kolom 6, 7 en 8 staan de gegevens, die betrekking hebben op de opnamen van de spectra. Vooreerst de belichtingen in milliampère-minuten. Vervolgens zijn de producten I_t voor elk der golflengten vermeld, zooals die uit de zwartingen bepaald werden op de wijze als in hoofdstuk III beschreven. Daar de belichtingstijd weinig gevarieerd is, mag men de afwijking van de wet van BUNSEN-ROSCOE met goede benadering verwaarloozen. Kolom VIII geeft de intensiteit, zooals die tenslotte uit de gefotometreerde film is afgeleid.

Eindelijk zijn in de laatste kolom de verhoudingen $\frac{I_t}{I_b}$ aangegeven, welke dus bepalen de verhoudingen der gezochte coëfficiënten s voor elk der drie golflengten, welke het getal aangeven, waardoor men de volgens de methode van hoofdstuk III voor elk der golflengten gevonden intensiteit moet deelen om de juiste intensiteitsverdeeling te vinden. In tabel XII zijn op dezelfde wijze de verhoudingen van drie coëfficiënten s van drie andere golflengten en wel van die der golflengten van de $K\alpha$ -stralen van Wo, Sb en Ag bepaald.

Kiezen wij de grootte van de coëfficiënt s zoo, dat zij

voor de $K\alpha$ -stralen van platina 1,0 bedraagt, dan kunnen wij uit de waarnemingen van de tabellen XI en XII de volgende coëfficiënten s voor de vijf toegepaste golflengten afleiden:

TABEL XIII.

ANTI-KATHODE	Pt.	Wo	Sb	Ag	Mo
Golflengte	0,19	0,22	0,47	0,56	0,71
Coëfficiënt	1,0	0,94	1,28	2,0	3,11

Uit een zevental reeksen van waarnemingen werden voor deze golflengten voor s de gemiddelde waarden: 1,0; 1,0; 1,4; 1,95; 3,0 gevonden.

De waarden der coëfficiënten s , die het resultaat der ijking van den spectrograaf voorstellen, zijn grafisch uitgezet, ten einde door middel van een kromme ook de interpolatie voor andere golflengten dan de bestudeerde mogelijk te maken. In fig. 33 zijn tenslotte de twee correcties aangebracht aan de curve van fig. 26 hoofdstuk III.

In de figuur stelt A de intensiteitsverdeeling voor, zooals die in hoofdstuk III gevonden werd. Curve B geeft het resultaat aan van de correcties voor de superpositie van de 2^e en 3^e orden. Ten slotte geeft curve C de intensiteitsverdeling, zooals die volgens onze bepalingen het best wordt benaderd. De curve C is uit curve B ontstaan, door de ordinaten van elk der golflengten te deelen door den coëfficiënt s , waarvan de waarde in de kromme S is af te lezen. Bij het beoordeelen der curve C dient men er op te letten, dat geen correctie is aangebracht voor de absorptie in 0,05 mM. aluminium en voor de absorptie in de antikathode.

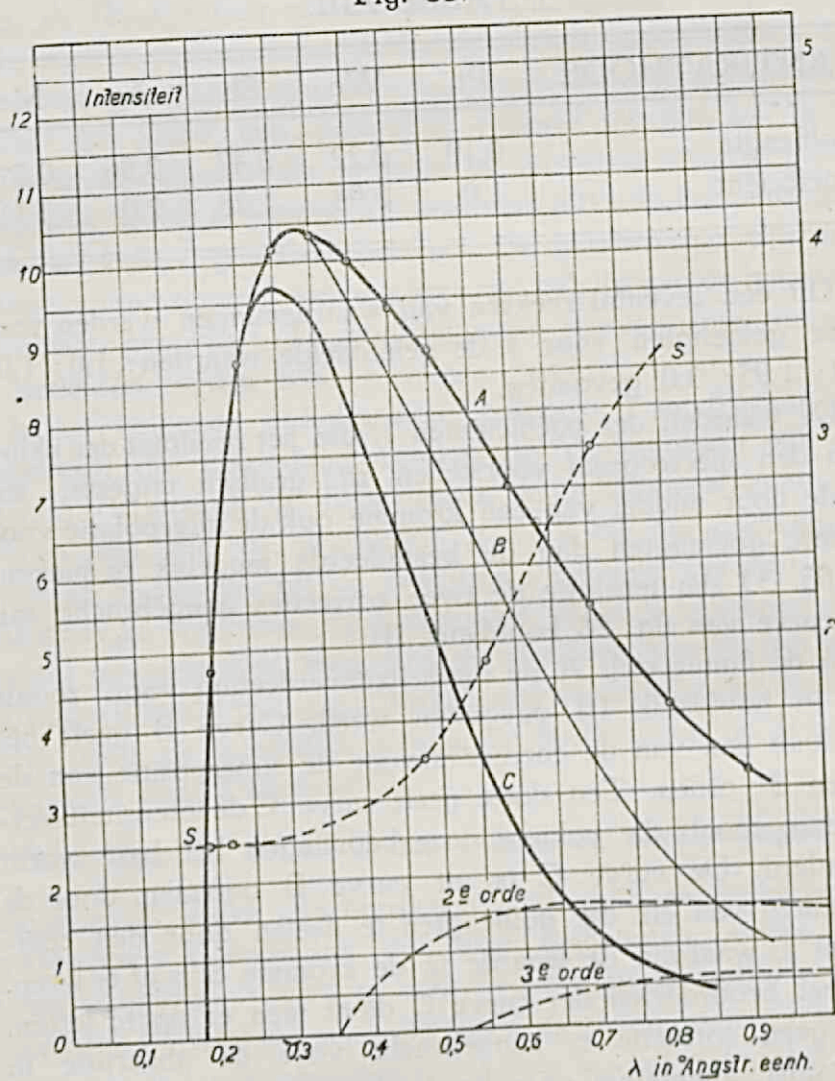
De intensiteit der grootere golflengten is dus iets grooter, dan uit de curve C volgt.

Hoewel het in onze bedoeling ligt, in een afzonderlijk onderzoek den invloed der verschillende spanningsvormen

op de intensiteitsverdeling na te gaan, willen wij toch eenige conclusies reeds hier vermelden.

Vooreerst komt geen verandering in het reeds in hoofdstuk III geconstateerde feit, dat het product der minimum

Fig. 33.



golflengte en der maximum spanning steeds in overeenstemming met de theorie der quanta, constant is, onafhankelijk van den hoek, welken de Röntgenstralen met de richting der kathodestralen maken.

Verder bedraagt de verhouding der golflengte waarvoor de energie maximaal is $\lambda_{\max}$ tot de minimum golflengte steeds ongeveer 1,65. Op deze verhouding zijn de door ons toegepaste spanningsvormen niet van invloed. Wel blijkt een kleine afname dezer verhouding bij lagere spanning te bestaan, doch bij een spanning van 40 K.V. maximaal bedraagt zij nog meer dan 1,5.

§ 5. Zwarting en absolute intensiteit.

In het voorgaande zijn we eenige malen op de vraag gestuit in hoeverre bepaalde door de plaat geabsorbeerde hoeveelheid Röntgenenergie van verschillende golflengten dezelfde zwarting veroorzaakt. Voor zichtbaar licht, waarvoor de exponent p in de wet van SCHWARZSCHILD

$$Z = f(I t^p)$$

aanmerkelijk van de eenheid verschilt, heeft een analoge vraag geen zin. Bovendien is voor zichtbaar licht de selectieve gevoeligheid voor verschillende kleuren zeer groot, terwijl andere kleuren op de fotografische plaat vrij wel geen invloed hebben.

Door BARKLA en MARTYN ¹⁾ is reeds in 1913 de vraag, welke wij hierboven noemden op eenigszins andere wijze gesteld en beantwoord. BARKLA en MARTYN gingen na hoe, bij dezelfde zwarting van de fotografische plaat, de belichtingstijden varieerden van stralen van verschillende golflengte, van welke was vastgesteld, dat zij in een ionisatiekamer hetzelfde effect veroorzaakten.

Het resultaat van deze onderzoekers was, dat de belichtingstijden voor stralen van verschillende golflengten welke gelijke ionisatie veroorzaakten, slechts varieerden voor golflengten welke aan weerszijden der absorptiegrenzen van het zilver en het broom der fotografische plaat lagen. Overigens

1) Phil. Mag. 25, 296, 1913.

vonden zij, dat elk der golflengten, die dezelfde ionisatie veroorzaakten, eveneens gelijke belichtingstijden noodig hadden.

Wanneer men bedenkt, dat de ionisatiekamer met lucht gevuld was en 8 cM. lang, dan valt uit dit resultaat af te leiden, dat, bij gelijke absorptie in de fotografische plaat, de belichtingstijden voor groote golflengten een weinig kleiner kunnen zijn, dan voor kortere golflengten.

Het „fotografisch effect” van stralen van verschillende golflengte, zooals dit uit de metingen van BARKLA en MARTYN is af te leiden, bedraagt voor de golflengte 0,35; 0,47; 0,56; 0,70 Ångströmeenheden resp. 5; 5; 8; 9. De absolute waarde dezer getallen is zooals vanzelf spreekt willekeurig gekozen.

Uit de zwartingen veroorzaakt op films, welke bij het onderzoek in de vorige § vermeld als zwartingsschaal dienden, en de daarbij met den bolometer gemeten energieën, konden wij bepalen hoe de belichtingen zich verhielden, van stralen der verschillende door ons toegepaste golflengten bij dezelfde veroorzaakte zwarting. Aangezien tevens de absorptie in de film voor

TABEL XIV.

golflengte	fotografisch effect
0,19 Å	1
0,22 Å	1,1
0,47 Å	1,1
0,56 Å	1,3
0,71 Å	1,7

elk der golflengten bekend is, konden wij uit die belichtingen het fotografisch effect berekenen. De resultaten van deze reeks metingen geven wij in tabel XIV. De nauwkeurigheid gaat niet verder dan tot op ca. 10 %, aangezien de zwartingen weliswaar op films met hetzelfde emulsie-nummer werden aangebracht, doch de films afzonderlijk, zij het dan

ook onder zooveel mogelijk gelijke omstandigheden, ontwikkeld. Toch mogen wij wel de volgende conclusie trekken, die tevens uit de geciteerde metingen van BARKLA en MARTYN volgt.

Wanneer van twee stralenbundels van verschillende golflengte gelijke energiehoeveelheden door de fotografische plaat worden geabsorbeerd, dan is de veroorzaakte zwarting bij benadering ook dezelfde, onder voorbehoud, dat de zwarting, veroorzaakt door de stralen van de grootere golflengte een weinig grooter is, dan die der kleinere golflengte. Het verschil is echter niet zoo groot, dat de belichtingen, noodig voor dezelfde zwarting, omgekeerd evenredig met de golflengte kunnen zijn, d.w.z. gelijke zwarting wordt niet door evenveel quanta van verschillende stralingen veroorzaakt, althans bij de zwartingen waarop onze metingen betrekking hebben.

Wij zijn nu ook in staat, de orde van grootte aan te geven van de hoeveelheid geabsorbeerde Röntgenenergie, die een bepaalde zwarting van de door ons toegepaste films veroorzaakt. De hoeveelheid energie, die geabsorbeerd moet worden, om een duidelijk waarneembare zwarting te weeg te brengen is van de orde van 1 erg per cm^2 .

SAMENVATTING.

Onderzocht is, in hoeverre het mogelijk is, met behulp van de fotografische plaat quantitatieve metingen te verrichten van de intensiteit van Röntgenstralen.

Gebleken is, dat onder bepaalde voorwaarden de fotografische plaat voor velerlei metingen met succes kan worden toegepast.

De zwartingswetten voor Röntgenstralen werden eerst afzonderlijk bestudeerd. De experimenteele formule, door BUSÉ opgesteld, om de zwarting als functie van den belichtingstijd voor zichtbaar licht weer te geven, bleek voor Röntgenstralen met groote benadering te gelden. De exponent p in de betrekking van SCHWARZSCHILD

$$Z = f(I t^p)$$

bleek bij benadering gelijk aan de eenheid te zijn, doch steeds iets kleiner dan de eenheid uit te vallen.

Het vermoeden, dat het feit, dat de exponent p voor Röntgenstralen bij benadering gelijk aan de eenheid is, aan de intermitterende belichting te danken is, die in het geval van Röntgenstralen meestal wordt toegepast, werd gemotiveerd.

De methode tot het meten der intensiteit van Röntgenstralen is nader gediscussieerd en toegepast op de afleiding van eenige wetten en het bepalen van absorptie-coëfficiënten.

De mogelijkheid is aangetoond, om door middel van een enkele opname met den spectrograaf met goede benadering de intensiteitsverdeling in het continue Röntgenspectrum te bepalen. Daarbij is gebruik gemaakt van een aantal achter elkaar geplaatste films in den spectrograaf. Op deze wijze kon de absorptie voor elke golflengte in de film en daarmee de belangrijkste correctie bepaald worden.

Een Röntgenbuis met uitschroefbare onderdeelen zonder kitmiddelen of slijpstukken is beschreven.

Een vacuum-bolometer is beschreven, waarmede de intensiteit der Röntgenstralen in absolute waarde kan bepaald worden. Met behulp van dezen bolometer werd het rendement der Röntgenbuizen bepaald en de spectrograaf energetisch geijkt. Hierbij werd gebruik gemaakt van een vijftal monochromatische stralenbundels, verkregen door middel van vijf verschillende antikathoden met daarbij geschikt gekozen filters. De kromme, die de werkelijke intensiteitsverdeling in het continue Röntgenspectrum voorstelt, werd bepaald.

Ten slotte is onderzocht, in hoeverre gelijke, door de plaat geabsorbeerde hoeveelheden Röntgenenergie gelijke zwartingen veroorzaken en de orde van grootte der hoeveelheid Röntgenenergie bepaald, welke door een fotografische plaat geabsorbeerd moet worden, om een bepaalde zwarting te verkrijgen.

INHOUD.

	Pag
INLEIDING.	
§ 1. Doel van het onderzoek	1
§ 2. Fotografische intensiteitsmetingen.	2
§ 3. Intensiteitsmetingen van Röntgenstralen	6
§ 4. Intensiteitsverdeeling in het continue Röntgen-spectrum	9

HOOFDSTUK I.

Onderzoek van de zwarting van de fotografische plaat door Röntgenstralen.

§ 1. Inrichting van het onderzoek	17
§ 2. De zwarting als functie van den belichtingstijd. De invloed van ontwikkelingstijd en temperatuur van den ontwikkelaar	20
§ 3. De zwarting als functie van de intensiteit . . .	24
§ 4. De zwarting als functie van de golflengte . . .	31
§ 5. Bespreking der resultaten	34

HOOFDSTUK II.

Toepassing van de fotografische methode tot het meten van intensiteiten van Röntgenstralen.

§ 1. De methode	36
§ 2. Bepaling van absorptiecoëfficiënten.	42
§ 3. Intensiteit der Röntgenstralen als functie van de stroomsterkte in de buis	48
§ 4. Vergelijking van fotografische platen en films	50
§ 5. Intensiteit der Röntgenstralen en spanning aan de Röntgenbuis	52

HOOFDSTUK III.

Intensiteitsmeting in het continue Röntgenspectrum volgens de fotografische methode.

§ 1. De spectrograaf	61
§ 2. De demonteerbare Röntgenbuis.	64
§ 3. Het opnemen der spectra.	66
§ 4. De absorptie in de film voor stralen van verschillende golflengten	74

HOOFDSTUK IV.

Absolute intensiteitsmetingen met den Bolometer.

Ijking van den spectrograaf.

§ 1. De bolometer	78
§ 2. Ijking van den bolometer.	84
§ 3. Meting van de intensiteit van Röntgenstralen met den bolometer. Het rendement der Röntgenbuizen.	89
§ 4. Ijking van den spectrograaf met behulp van den bolometer.	93
§ 5. Zwarting en absolute intensiteit	101
*SAMENVATTING	104

HONORATIS IN
 In der ersten ist das rechte Bild
 nach unten zu lesen, die zweite
 ist nach oben zu lesen.
 Die dritte ist nach unten zu lesen,
 die vierte nach oben.
 Die fünfte ist nach unten zu lesen,
 die sechste nach oben.
 Die siebte ist nach unten zu lesen,
 die achte nach oben.
 Die neunte ist nach unten zu lesen,
 die zehnte nach oben.
 Die elfte ist nach unten zu lesen,
 die zwölfte nach oben.
 Die dreizehnte ist nach unten zu lesen,
 die vierzehnte nach oben.
 Die fünfzehnte ist nach unten zu lesen,
 die sechzehnte nach oben.
 Die siebenzehnte ist nach unten zu lesen,
 die achtzehnte nach oben.
 Die neunzehnte ist nach unten zu lesen,
 die zwanzigste nach oben.
 Die einundzwanzigste ist nach unten zu lesen,
 die zweiundzwanzigste nach oben.
 Die dreiundzwanzigste ist nach unten zu lesen,
 die vierundzwanzigste nach oben.
 Die fünfundzwanzigste ist nach unten zu lesen,
 die sechsundzwanzigste nach oben.
 Die siebenundzwanzigste ist nach unten zu lesen,
 die achtundzwanzigste nach oben.
 Die neunundzwanzigste ist nach unten zu lesen,
 die hundertste nach oben.

STELLINGEN.

STELLINGEN.

I.

De onderstelling van KNIPPING, dat ontladingen in verdunde gassen zijn toe te schrijven aan de aanwezigheid van waterstofkernen, is onjuist.

(Die Naturwissenschaften, 36, 756, 1923).

II.

De contrastfotometer van LUMMER en BRODHUN is in principe foutief.

III.

Bij het aangeven der grootte van het rendement der Röntgenbuizen is het niet juist, deze als een functie van de electronensnelheid ($\frac{v}{c}$) te schrijven.

(BEATTY, Proc. Roy. Soc. 84, 314, 1913).

(KRAMERS, Phil. Mag. 46, 871, 1923).

IV.

De positieve ionen, die noodig zijn voor het in stand houden der ontlading in gashoudende Röntgenbuizen, worden in hoofdzaak gevormd door secundaire electronen en niet door de kathodestralenbundel.

V.

De bewijzen, die GONGGRIJP geeft voor de stelling dat elke hoogere-machtvergelijking minstens één wortel heeft, zijn niet in orde.

(GONGGRIJP. Nieuwe methoden op het gebied der algebraïsche en transcendente vergelijkingen).

VI.

De bewering van CZUBER, dat de strictielijn van een eenbladige hyperboloïde de keelellips is, is niet juist. Wanneer de strictielijn een vlakke kromme is, kan dit slechts een cirkel zijn.

(CZUBER, Vorlesungen über Diff. und Integr. Rechn. I, 3e Aufl. s. 504).

VII.

Het begrip waarschijnlijkheid heeft slechts dan zin, wanneer men zich op het standpunt van de volstrekte gedetermineerdheid der verschijnselen stelt.

(BOHR, KRAMERS & SLATER, Phil. Mag. 47, 785, 1924).

VIII.

Indien op de zon Röntgenstralen ontstaan, is het toch uitgesloten, deze op de aarde te constateeren.

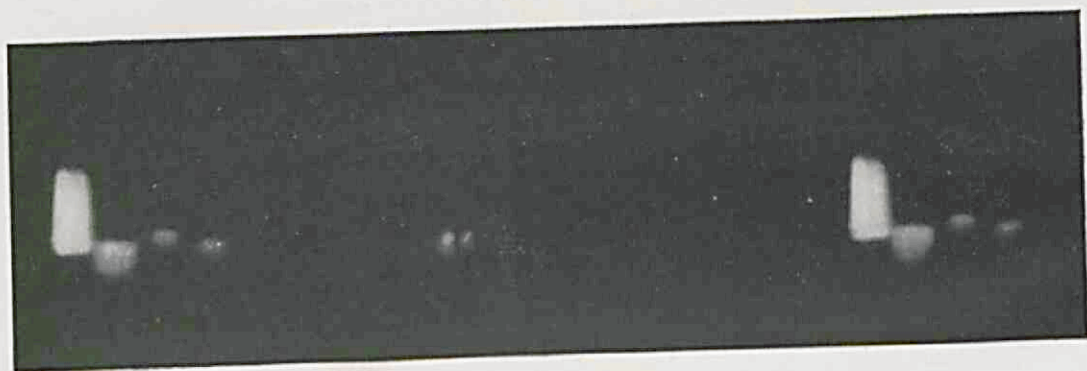
Fig. 8.



a.

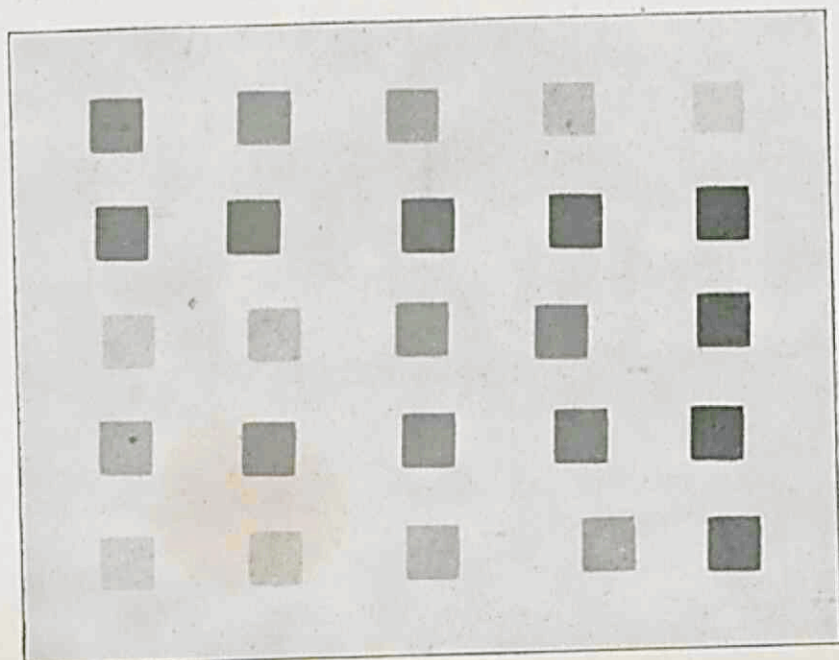


b.



c.

Fig. 12.



PLAAT II.

Fig. 24.

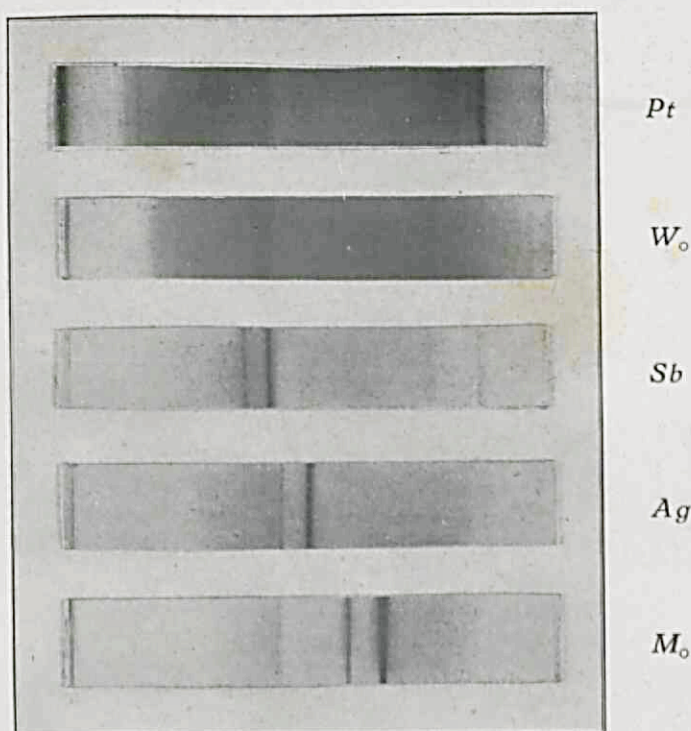
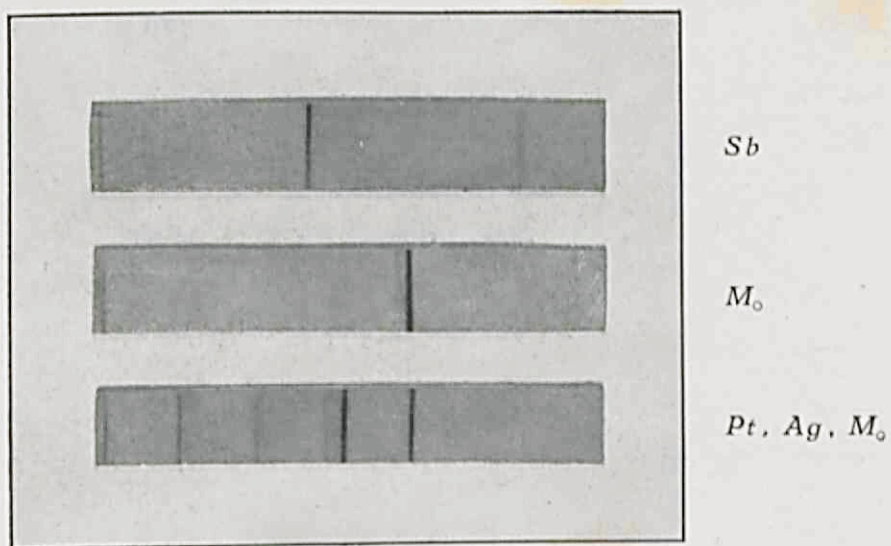


Fig. 32.



A