

Electronenemissie

Symposium van de Nederlandsche Natuurkundige Vereeniging en het Nederlandsch Radiogenootschap, gehouden op Zaterdag 15 Januari 1944 in het Physisch Laboratorium der Rijksuniversiteit te Utrecht.

Symposiumcommissie:

Ir B. D. H. Tellegen, Voorzitter; Dr H. C. Hamaker, Secretaris;
Prof. Dr C. J. Gorter; Ir J. L. van Soest; Prof. Ir J. C. van Staveren.

	Blz.
R. Kronig, Theorie der electronenemissie	45
C. F. Veenemans, Thermische electronenemissie	59
H. Bruining, Foto-electrische en secundaire electronenemissie	73
M. C. Teves, Foto-electrische en secundaire emissie in vacuumbuizen	89

THEORIE DER ELECTRONENEMISSIE

door R. KRONIG

§ 1. *Grondslagen.*

De groote meerderheid der proeven over emissie van electronen is verricht aan stoffen in de vaste toestand. Een interpretatie van de waargenomen verschijnselen zal daarom uit moeten gaan van de theoretische behandeling der electronen in een kristal. Als grondslag hiervoor dient de quantummechanica. Echter is men vanwege de wiskundige moeilijkheden bij de toepassing daarvan op systemen, die, zooals een kristal, vele kernen en electronen in onderlinge wisselwerking bevatten, genoodzaakt deze wisselwerking te schematiseeren.

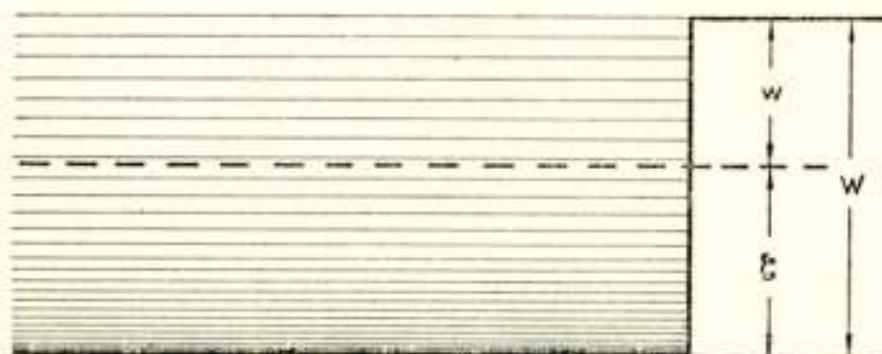


Fig. 1.

Potentieele energie en energieniveaus van een electron met gegeven bewegingsrichting in het model van Sommerfeld.

In het *model van Sommerfeld* gebeurt dit door de valentie-electronen, die het zwakst gebonden en daarom bij de emissie-verschijnselen bijna uitsluitend direct betrokken zijn, als binnen het kristal geheel vrij te beschouwen, zoodat hun daar een constante potentieele energie toekomt. Aan de rand van het kristal wordt een sprong van deze potentieele energie met een bedrag W verondersteld, die de electronen belet het kristal te verlaten. Men noemt W de *ware uittree-arbeid*. In fig. 1 is dit verloop van de potentieele energie dik getrokken. De quantummechanica leert, dat een electron in een dergelijke potentiaalkuil een reeks station-

naire toestanden met bepaalde discrete waarden van de energie bezit. Zulke energieniveaus zijn in fig. 1 door dunne lijnen voor een gegeven bewegingsrichting van het electron aangeduid. Naarmate het volumen van het kristal groter wordt genomen, komen de energieniveaus steeds dichter bij elkaar te liggen. Naast de energiewaarden $< W$ der stationnaire toestanden, waarbij het electron in de potentiaalkuil gevangen is, kan het ook alle energiewaarden $> W$ aannemen. Het is dan energetisch in staat de kuil, d.w.z. het kristal, te verlaten. Brengt men in de kuil een aantal electronen bij het absolute nulpunt der temperatuur, dan bezetten zij successievelijk de onderste energieniveaus, waarbij volgens het uitsluitingsprincipe van Pauli in iedere stationnaire toestand slechts één electron kan worden ondergebracht. De energieniveaus zijn dus bezet tot aan een bepaalde energie, de grensenergie ζ , zooals in fig. 1 door een stippellijn is aangegeven; daarboven zijn zij vrij. De grootheid

$$w = W - \zeta \quad (1)$$

stelt volgens fig. 1 de energie voor, die aan de electronen in het kristal tenminste zou moeten worden toegevoerd om één daarvan bij het absolute nulpunt naar buiten te verwijderen. Men noemt deze grootheid daarom de *effectieve uittree-arbeid* en schrijft daarvoor ook wel $e\varphi$, waarin e de electronenlading beteekent. φ stelt dan een potentiaal voor, de *uittreepotentiaal*.

Het model van Sommerfeld is slechts een zeer grove benadering der werkelijkheid, doordat de gecompliceerde wisselwerking van ieder valentie-electron met de kernen en de overige electronen wordt vervangen door een potentieele energie, die tegenover de buitenruimte met een constant bedrag is verlaagd. Een betere aanpassing aan de feitelijke omstandigheden wordt verkregen in het *model van Bloch*, waarbij binnen het kristal een in drie richtingen periodieke potentieele energie met de periodiciteit van het kristalrooster treedt in de plaats van de constante potentieele energie van het model van Sommerfeld. Het voornaamste verschil met het model van Sommerfeld bestaat hierin, dat nu voor een gegeven bewegingsrichting de energieniveaus in groepen bij elkaar liggen, die door eindige tusschenruimten, de z.g. verboden intervallen, van elkaar zijn gescheiden. In fig. 2 zijn zoowel het periodieke verloop van de potentieele energie langs een lijn in het kristal, als ook de energieniveaus voor beweging in deze richting geschetst. Op dezelfde wijze als in het model van Sommerfeld worden ook hier bij het absolute nulpunt de stationnaire

toestanden, beginnende met de laagste, successievelijk bezet, zoodat men weer een scherpe scheidingslijn tusschen bezette en onbezette energieniveaus heeft. Terwijl wij in het model van Sommerfeld de energie het gemakkelijkst van de bodem van de potentiaalkuil af meten, verdient het aanbeveling in het model van Bloch het nulpunt der energie zoo te kiezen, dat in het kristal de potentieele energie van het electron, gemiddeld over de ruimte, verdwijnt. Dan verstaan wij onder W het bedrag der potentieele energie in de buitenruimte, onder ζ het bedrag der grensenergie boven dit nulniveau. $w = W - \zeta$ heeft dezelfde physische beteekenis als vroeger.

Tegenover het model van Sommerfeld bezit het model van

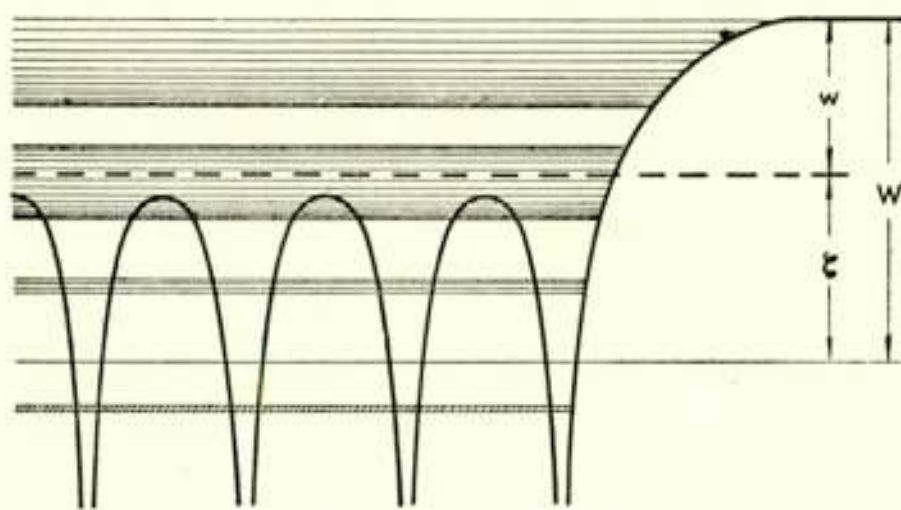


Fig. 2.

Potentieele energie en energieniveaus van een electron met gegeven bewegingsrichting in het model van Bloch.

Bloch o.a. het voordeel, dat het een interpretatie van het verschil tusschen geleiders en niet-geleiders veroorlooft. Zijn namelijk juist zooveel electronen beschikbaar, dat daarmede de energieniveaus in de n onderste toegelaten energiebanden precies kunnen worden gevuld, dan hebben wij een niet-geleider voor ons, omdat een uitwendig electricch veld de electronen niet over het daarboven zich bevindende verboden interval naar hogere toestanden kan brengen, dus niet versnellend op de electronen kan werken. In het tegengestelde geval is het kristal geleidend. Overigens kan bij een niet-geleider, wanneer het verboden interval boven de bezette banden zeer smal is, bij hogere temperaturen de thermische agitatie toch nog een, zij het ook klein percentage der electronen in hogere banden verplaatsen, zoodat het kristal een geringe geleidbaarheid vertoont. Men spreekt dan van een halfgeleider.

Wij zullen nu in het kort samenvatten, wat uit experimen-

teel en theoretisch oogpunt over de drie grootheden W , ζ en w te zeggen valt. Een mogelijkheid om W te meten wordt gegeven door de breking van electronenstralen, die van buiten in het kristal treden. Was de kinetische energie buiten T , dan is zij immers in het kristal gemiddeld $T + W$. Volgens de Broglie verhouden zich de golflengten λ_u en λ_i buiten en binnen het kristal, die aan het op grond van de quantumtheorie met de electronenbeweging geassocieerde golfverschijnsel moeten worden toegekend, als

$$\frac{\lambda_u}{\lambda_i} = \sqrt{\frac{T + W}{T}} = n. \quad (2)$$

Deze verhouding is gelijk aan de brekingsindex n van het kristal voor electronenstralen en bepaalt dus hun richtingsverandering bij het passeeren van het grensvlak vacuum-kristal. Daarnaast komt de verandering der golflengte in de ligging der interferentievlekken bij doorstraling van het kristal te voorschijn. Op deze wijze werden voor W waarden gevonden, die voor verschillende stoffen in de buurt van 10 volt gelegen zijn.

Het verschil in potentieele energie W van een electron buiten en binnen het kristal is in hoofdzaak aan twee oorzaken toe te schrijven. Ten eerste zullen de electronen tengevolge van hun kinetische energie het kristalrooster trachten te verlaten, totdat zij door de bindende krachten teruggedreven worden. De electronenwolk steekt daarom eenigszins buiten het door de positieve ladingen der ionen ingenomen gebied uit, zoodat aan de begrenzing van het kristal een elektrische *dubbellaag* optreedt, waarvan de negatieve kant naar buiten is gekeerd. Zulk een dubbellaag beteekent een sprong der potentieele energie. In werkelijkheid is de sprong niet discontinu, maar heeft de toename der potentieele energie van binnen naar buiten over een lengte van enkele atoomafstanden plaats. Daarnaast treedt nog de uit de elementaire electrostatica bekende *beeldkracht* op, wanneer het electron zich buiten het kristal dicht bij het oppervlak bevindt. Dan zal het namelijk door influentie de electronen uit zijn buurt wegdringen en een positief ladingoverschot veroorzaken, dat tot een naar het kristal toe gerichte kracht aanleiding geeft. Dubbellaag en beeldkracht stellen ons in staat de experimenteel gevonden orde van grootte van W te begrijpen.

Voor de grootheid ζ levert het model van Sommerfeld de uitdrukking

$$\zeta = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3N}{8\pi} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad (3)$$

waarin h de constante van Planck, m de electronenmassa, N het aantal electronen per volumeneenheid is. Hieruit vindt men waarden van ζ van eenige volt. In het model van Bloch hangt ζ natuurlijk nog af van het speciale verloop van de periodieke potentieele energie.

Twee experimenteele methoden voor de bepaling van w zullen wij in verband met het onderwerp van deze beschouwingen straks nader bespreken. Een derde methode, die weliswaar niet w zelf, maar alleen de verschillen $w_1 - w_2$ voor twee metalen levert, berust op het *Volta-effect*.

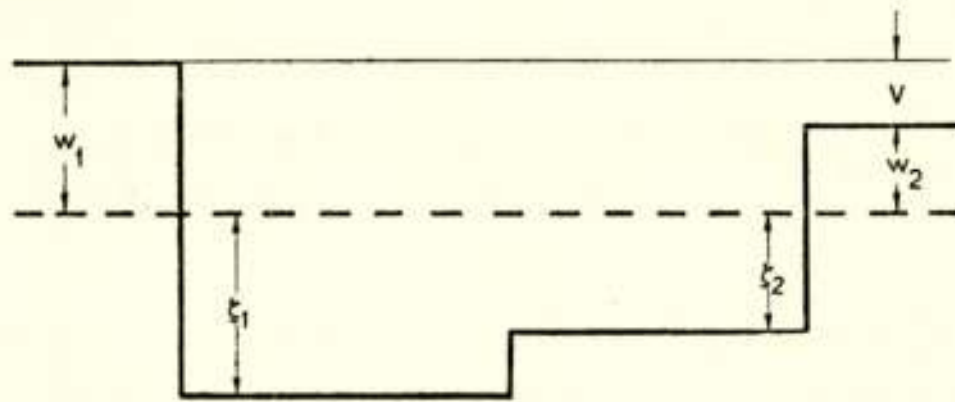


Fig. 3.

Verloop van de potentieele energie van een electron in twee metalen in aanraking volgens het model van Sommerfeld.

Worden de twee electricch neutrale metalen in contact gebracht, dan gaan electronen van het eene naar het andere over, totdat de hierdoor bewerkstelligde wijziging in de potentieele energie de grensenergie in beide op gelijke hoogte heeft gebracht. Uit fig. 3, die van het model van Sommerfeld uitgaat, ziet men onmiddellijk, dat dan aan de vrije uiteinden een verschil in potentieele energie optreedt, dat gegeven is door

$$eV = w_1 - w_2 \quad (4)$$

en dat direct voor meting vatbaar is. Dit resultaat is echter niet aan de keuze van een bijzonder model gebonden, zooals men zich gemakkelijk duidelijk maakt.

§ 2. Thermische emissie.

Een in groote trekken bevredigende discussie van de thermische emissie kan reeds met behulp van het model van Sommerfeld worden gegeven. Tot nog toe werden de electronen alleen

beschouwd bij het absolute nulpunt. Bij hogere temperatuur ontstaat er een neiging voor hen om ook energieniveaus boven de grensenergie ζ te bezetten. Is de bijdrage tot de kinetische energie van hun beweging loodrecht op het grensvlak vacuum-kristal groter dan W , dan kunnen zij de sprong in potentieele energie overkomen en het kristal verlaten. Berekent men met behulp van de quantumstatistiek het aantal van zulke electronen, dat per cm^2 aan het grensvlak aankomt, dan verkrijgt men de maximale stroomdichtheid I_s der thermische emissie, de *verzadigingsstroom*. Het model van Sommerfeld levert hiervoor

$$I_s = AT^2 \exp\left(-\frac{w}{kT}\right) \quad (5)$$

met

$$A = \frac{4\pi emk^2}{h^3} = 120,4 \frac{\text{ampère}}{\text{cm}^2 \text{ graad}^2} \quad (6)$$

(e = electronenlading, m = electronenmassa, h = constante van Planck, k = constante van Boltzmann). Beslissend voor de grootte van de stroom is in de eerste plaats de effectieve uit-tree-arbeid w , die op deze wijze bepaald kan worden, en voorts de absolute temperatuur T .

Metingen van de thermische emissie aan polykristallijne oppervlakken bevestigen in het algemeen de temperatuurafhankelijkheid van I_s , zoals door (5) gegeven. De waarde (6) van A wordt meestal niet bereikt, waarbij verontreinigingen van het oppervlak wellicht in het spel zijn. De ervaring heeft echter ook geleerd, dat in tegenstelling met de zoojuist verkregen resultaten de verschillende netvlakken, waardoor éénkristallen zijn begrensd, verschillend sterk emitteren. Een verklaring werd het eerst gegeven door Mrowka, die liet zien, dat vanwege de richtingsafhankelijke bandenstructuur der energieniveaus in het model van Bloch de toevoer van electronen, die in staat zijn de onderscheidelijke netvlakken van het kristal te verlaten, niet even groot is. Dit heeft tengevolge, dat, al blijft een formule van het type (5) geldig, zoowel in de plaats van A als ook in de plaats van w uitdrukkingen treden, die nog van de keuze van het netvlak afhankelijk zijn. Het mag daarom niet verbazen, wanneer men door toepassing van (5) schijnbare waarden van w vindt, die eenigszins afwijken van de waarden uit andere bronnen verkregen.

Naast de thermische emissie moge even genoemd worden de *koude* of *veldemissie*. Hier wordt door aanleggen van een sterk electricch veld buiten het metaal een helling van de potentieele energiekromme in de buitenruimte gerealiseerd, zooals in fig. 4 is geteekend. De electronen in de potentiaalkuil kunnen dan volgens de quantummechanica door de potentiaalberg aan de grens kristal-vacuum heen lekken. Zelfs het model van Sommerfeld levert voor de stroomdichtheid der koude emissie een

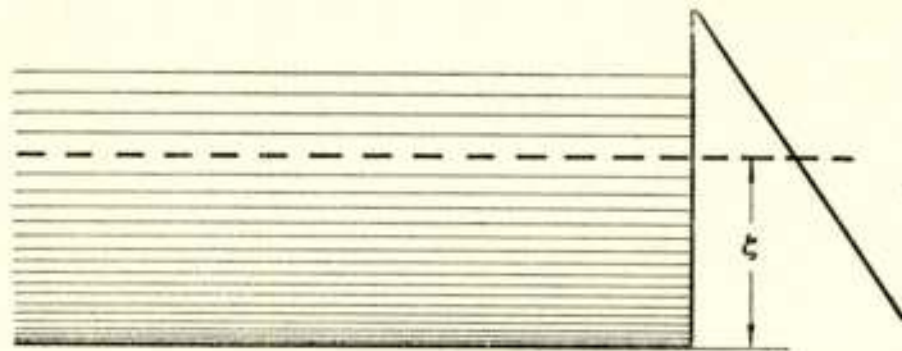


Fig. 4.

Verloop van de potentieele energie van een electron in het model van Sommerfeld bij aanwezigheid van een uitwendig electricch veld.

vrij ingewikkelde formule, waarin ook de uittree-arbeid w voorkomt.

§ 3. Foto-electrische emissie.

Men zou kunnen meenen, dat er in het model van Sommerfeld geen absorptie van licht zou optreden. De electronen in het kristal zijn immers vrij, en reeds op grond van de wetten van behoud van energie en impuls zou dan volgen, dat processen, waarbij een lichtquant verdwijnt en zijn energie in kinetische energie van een electron wordt omgezet, niet mogelijk zijn. Deze redeneering is echter in zooverre onjuist, dat de electronen in dit model aan de rand van het kristal van de sprong der potentieele energie aldaar wel degelijk een belemmering van hun vrije beweging ondervinden. Volgens de quantumtheorie gaat hun golffunctie, die binnen het metaal sinusvormig verloopt, buiten het metaal in een exponentieel afnemende staart over. Berekent men met deze golffuncties de overgangswaarschijnlijkheid van het electron naar een andere toestand onder lichtabsorptie, dan blijkt, dat deze toch van nul verschillend wordt. Daar de stralingsenergie aan het grensvlak in kinetische energie der electronen wordt omgezet, is hier sprake van een oppervlakte-absorptie van het licht. Voor het behoud van impuls

wordt nu door het kristalrooster, dat tot de potentiaalkuil aanleiding geeft, zorg gedragen.

De algemeene trekken van het resultaat, die onafhankelijk zijn van de speciale keuze van het gedetailleerde verloop der potentieele energie aan de grens vacuum-kristal, kunnen als volgt samengevat worden:

- 1) Een fotostroom treedt alleen op voor frequenties ν van de straling, die groter zijn dan de *grensfrequentie* ν_0 , gegeven door

$$h \nu_0 = w. \quad (7)$$

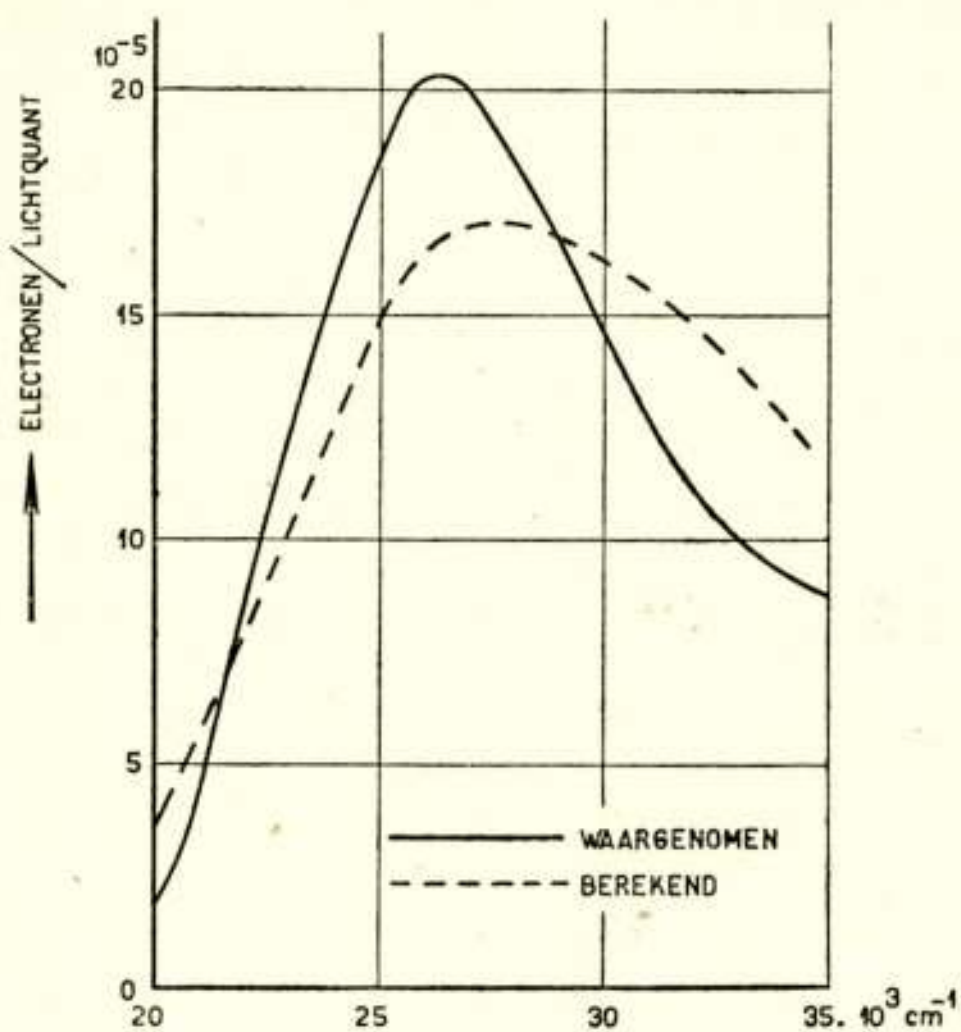


Fig. 5.

Het foto-electrisch rendement van kalium als functie van het golfgetal der straling, gemeten en berekend volgens het model van Sommerfeld.

- 2) Van deze grens af neemt de fotostroom per eenheid van lichtintensiteit met toenemende frequentie ν snel toe, gaat door een maximum en valt daarna weer af.
- 3) De fotostroom is onafhankelijk van de dikte van het kristal. Wij spreken daarom van het *foto-electrisch oppervlakte-effect*.
- 4) Het rendement bij het maximum is ongeveer 10^{-4} , d.w.z. één lichtquant in de 10000 geeft aanleiding tot een foto-electron.

Fig. 5 vertoont het *foto-electrisch rendement* voor kalium als functie van de reciproke golflengte, het z.g. golfgetal der straling in cm^{-1} . In de experimenteele bepaling der grensfrequentie

ν_0 bezitten wij volgens (7) de tweede reeds aangekondigde methode om w te verkrijgen.

Wij weten nu echter, dat in werkelijkheid in metalen ook een volumenabsorptie van licht mogelijk is, omdat anders metalen doorzichtig zouden moeten zijn. In het model van Bloch treedt een dergelijke absorptie inderdaad op, omdat hier een electron ook in het inwendige van het kristal niet geheel vrij, maar aan de periodieke fluctuaties van zijn potentieele energie onderworpen is. Dit heeft namelijk ten gevolge, dat onder invloed van straling overgangen naar andere vrije energiebanden mogelijk worden. Daarbij komen echter in iedere band slechts één of hoogstens enkele energieniveaus als eindtoestand voor deze sprongen in aanmerking. In het algemeen zal dus een electron met de grens-energie bij deze soort processen het kristal niet met een kinetische energie nul, maar met een eindige kinetische energie verlaten. Dientengevolge begint een *foto-electrisch volumeneffect* eerst bij een frequentie, die grooter is dan de door (7) bepaalde grensfrequentie ν_0 van het foto-electrisch oppervlakte-effect. Dat ook het volumeneffect, zelfs na aftrek van de aan het grensvlak gereflecteerde lichtenergie, een maximaal rendement van 10^{-3} heeft, d.w.z. dat van de werkelijk geabsorbeerde lichtquanten slechts een in de duizend tot een foto-electron aanleiding geeft, is te wijten aan het feit, dat de meerderheid der foto-electronen in het kristal blijft steken. Zij worden immers gevormd in een laag onder het grensvlak, waarvan de dikte vergelijkbaar is met de indringingsdiepte van de lichtgolf, wat bij metalen op ongeveer een golflengte, dus eenige duizenden Ångström neerkomt. De weglengte van een electron in een kristal daarentegen bedraagt bij de optredende snelheden hoogstens eenige atoomafstanden. Het reeds genoemde rendement mag dan, wat zijn orde van grootte betreft, opgevat worden als de verhouding van deze weglengte tot de indringingsdiepte van het licht.

§ 4. *Secundaire emissie.*

Het vrijmaken van electronen uit een kristal door opvallende electronen is te wijten aan onelastische botsingen. De primaire electronen ondergaan daarbij naast hun energieverlies ook een richtingsverandering, terwijl de secundaire electronen zich eveneens in alle mogelijke richtingen kunnen bewegen. In het model van Bloch moeten beiden aan de beperkingen voldoen, die door

het bestaan der verboden energie-intervallen zijn voorgeschreven. Gedetailleerde voorspellingen op theoretische grondslag in het energiegebied van eenige honderden volt, dat in de praktijk voornamelijk van belang is, zijn nauwelijks mogelijk, omdat de discussie der botsingen alleen met behulp van een storingsrekening kan worden uitgevoerd, die daar slecht convergeert, terwijl experimenteel scherpe condities (gladheid van het oppervlak, ideale roosterbouw) moeilijk te realiseren zijn.

Delft, Laboratorium voor Technische Physica.

SAMENVATTENDE LITERATUUR

Algemeen:

- A. Sommerfeld en H. Bethe, Elektronentheorie der Metalle, Handb. der Physik, Bd. 24/2, Springer 1933.
- H. Fröhlich, Elektronentheorie der Metalle, Springer 1936.
- N. F. Mott en H. Jones, The theory of the properties of metals and alloys, Oxford 1936.

Thermische emissie:

- S. Dushman, Rev. Mod. Rhys. 2, 116, 1930; 3, 190, 1931.
- J. A. Becker, Rev. Mod. Phys. 7, 95, 1935.
- B. Mrowka, Phys. Zs. 38, 998, 1937.

Foto-electrische emissie:

- L. B. Linford, Rev. Mod. Phys. 5, 34, 1935.

Secundaire emissie:

- H. Bruining, Die Sekundär-Elektronen-Emission fester Körper, Springer 1942.

DISCUSSIE

Prof. W. G. Burgers, Delft: Het Voltapotentiaalverschil tusschen twee metalen kan verreweg het grootste deel van de totale electromotorische kracht van een galvanisch element, waarvan deze metalen deel uitmaken, omvatten. Terwijl nu de e.m.k. een zeer bepaalde waarde heeft, gegeven door de afname in vrije energie van de zich in het element voltrekkende chemische reactie, worden voor het Volta-effect zeer verschillende waarden gevonden, afhankelijk van de „oppervlaktetoestand” der beide metalen. In dit verband wordt in de electrochemische literatuur naast het begrip Volta- of uitwendig potentiaalverschil ook het begrip Galvani- of inwendig potentiaalverschil beschouwd, hetgeen, onafhankelijk van de toestand van de metaaloppervlakte, door het verschil der „chemische potentialen” μ van de electronen in beide metalen wordt vastgesteld (artikelen van E. Lange c.s.: zie samenvatting in Chem. Weekblad 39 (1942) p. 198, 215). Heeft een dergelijk onderscheid zin en zoo ja, is het juist dit potentiaalverschil in de voorstelling van Sommerfeld (zie fig. 3) door het verschil $\Delta\zeta$ der ζ 's voor te stellen (zie de voorstelling van het begrip „contactpotentiaal” in het collegedictaat „Electriciteit” van H.B. Dorgelo (Waltman, Delft), p. 42)?

Prof. Kronig: De grootte $\Delta\zeta$ is in tegenstelling tot het Voltapotentiaalverschil, hetwelk direct gemeten kan worden, in zoo verre van meer fictieven aard, dat zij aan een bepaalde modelvoorstelling, in casu het model van Sommerfeld, is gebonden. Voor twee metalen, waarin zich de electronen precies volgens deze modelvoorstelling gedragen, zou men ook $\Delta\zeta$ direct kunnen meten, b.v. door de breking van electronenstralen aan het grensvlak tusschen de metalen in aanraking te bestudeeren. In meer ingewikkelde modellen zou weliswaar het verschil in gemiddelde potentieele energie van een electron eenigszins dezelfde rol spelen, maar het wil mij voorkomen, dat reeds daar, en nog meer in de werkelijkheid, het introduceeren van een dergelijke grootte in de beschrijving der verschijnselen weinig vruchtbaar zou zijn (zie ook Sommerfeld en Bethe, Handb. d. Phys. XXIV/2 pag. 444).

Ir Ittmann, Eindhoven: Veelal wordt het ζ -niveau (fig. 1) halverwege de potentiaalsprong W geteekend. Onder welke omstandigheden is dit juist?

Prof. Prins, Wageningen: Bij het waterstofatoom is $w = \frac{1}{2} W$. Is dit niet de psychologische reden, waarom men het vaak zoo teekent en tevens

de physische reden, waarom het bij andere stoffen gemiddeld ook ongeveer juist is?

Kr.: De voor het waterstofatoom geldige verhouding van de totale tot de gemiddelde potentieele energie kan niet als zoodanig kwantitatief voor het kristal overgenomen worden. Echter is het wel degelijk begrijpelijk, dat er van deze relatie ook in het kristal nog iets overblijft.

Dat de teekenaars der figuren dit bewust in het oog hebben gehad, lijkt mij minder waarschijnlijk; veeleer zijn zij den weg van den minsten weerstand gevolgd, waarbij men allicht op de halve hoogte boven het grondniveau terecht komt.

Prof. Dorgelo, Delft.: Welk verschil in emissieformule en emissieverschijnselen geeft het model van Bloch t.o.v. het model van Sommerfeld?

Kr.: De algemeene gedaante van de emissieformule blijft in het model van Bloch behouden. Echter hangt de constante A nu af van het begrenzende kristalvlak, terwijl in de plaats van de effectieve uittree-arbeid w een eveneens van het kristal afhankelijke grootte treedt.

Dr Belinfante, Leiden: Wanneer de grensenergie samenvalt met de bovenkant van een band (isolator), bestaat dan toch de mogelijkheid van geleiding door de veranderingen, die in de niveau's en dus in de banden (en hun grenzen) door het elektrische veld, dat wordt aangelegd, worden veroorzaakt?

Kr.: In voldoende sterke elektrische velden treden innerdaad in nietgeleiders overgangen van electronen van de bovenste bezette naar de onderste onbezette energieband op. Men zou hier van een inwendige koude emissie kunnen spreken. Zener heeft hierop een theorie van den elektrischen doorslag gebaseerd (Proc. Roy. Soc. 145, 523, 1934).

THERMISCHE ELECTRONENEMISSIE

door

C. F. VEENEMANS

*Wegens ongesteldheid van Dr Veenemans voorgedragen door
Dr H. C. Hamaker*

§ 1. Inleiding.

Onder thermische electronenemissie verstaat men het uittreden van electronen uit een oppervlak, als gevolg van de temperatuur die het oppervlak bezit. In de techniek worden drie verschillende soorten van emitters gebruikt:

- a. zuivere metaaloppervlakken,
- b. metaaloppervlakken, bezet met geadsorbeerde ionen en atomen,
- c. metaaloppervlakken, bedekt met een laagje dat uit een mengsel van aardalkalioxyden bestaat.

We zullen de voornaamste eigenschappen van elke soort in het kort behandelen.

§ 2. De electronenemissie van zuivere metaaloppervlakken.

De verzadigingsstroom I_s uit een oppervlak met een absolute temperatuur T en een uittreearbeid $e\varphi$ is volgens de formule van Richardson:

$$I_s = AT^2 \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right),$$

waarin k de constante van Boltzmann en A een constante is ($102,4 \text{ Amp. cm}^{-2} \text{ graad}^{-2}$ voor metalen). I_s neemt blijkens de exponent zeer sterk toe met stijgende T . Met behulp van deze formule kan men deze uittreearbeid van een oppervlak experimenteel bepalen door I_s als functie van T te meten.

In de practijk wenscht men een zoo hoog mogelijke I_s en tevens wenscht men dat de geëmitteerde electronen zoo „goedkoop” mogelijk zijn, d.w.z. het rendement (d.i. de verhouding tusschen geëmitteerde stroom en warmteverliezen) moet zoo groot mogelijk en de bedrijfstemperatuur daarom zoo laag mogelijk zijn. Het ligt om deze reden voor de hand om die metalen te kiezen, welke de kleinste uittreearbeid bezitten. Uit onderstaande tabel blijkt, dat dit de alkalimetalen zijn¹⁾.

Metaal	φ in volt	Metaal	φ in volt
Cs	1,96 1,91	Ta	4,15 4,12
Rb	2,16	Mo	4,15
K	2,24	W	4,52 4,60
Li	2,28 2,42	Fe	4,72 4,77
Na	2,46	Ag	4,78 4,74 4,68 4,61
Ba	2,70	Au	4,90
Al	2,81	Ni	5,01
Ca	3,20	Pt	6,30
Th	3,68 3,38		
Mg	3,63 2,74		
Zr	3,84 3,73		

Wegens hun lage smeltpunt en hooge dampspanning zijn deze metalen echter totaal ongeschikt om als thermische electronen-emitter te dienen. In fig. 1 is voor enkele metalen I_s uitgezet tegen T , waarbij de krommen bij het smeltpunt zijn afgebroken. We zien hieruit, dat slechts de hoogsmeltende metalen: W , Ta en Mo aan de gestelde eisch van een zoo hoog mogelijke I_s kunnen voldoen. Jammer genoeg hebben deze metalen tevens een hooge uittreearbeid. Van de drie genoemde is wolfraam verreweg de belangrijkste. Molybdeen en tantaal hebben weliswaar een hogere I_s dan wolfraam, maar door de veel hogere verdampings-snelheid van Mo is de levensduur bij de gewenschte bedrijfstemperatuur niet voldoende, terwijl het emitterend vermogen van Ta gemakkelijk vergiftigd wordt door gassporen, die zich nog in de geëvacueerde buis bevinden of tijdens het bedrijf kunnen vrijkomen. Verschillende reactieproducten, zooals tantaalpent-oxyde, zijn nl. bij de bedrijfstemperatuur weinig vluchtig en verontreinigen dientengevolge het oppervlak, wat een funeste

¹⁾ Zie Phys. in regelm. Ber. '35, Hft 3, p. 136.

invloed heeft op het emitterend vermogen. Deze nadeelen zijn bij het gebruik van W niet aanwezig. De lage verdampingssnelheid garandeert een goede levensduur, terwijl het emitterend vermogen ongevoelig is voor restgassen. De reactieproducten van deze gassen met W (bijv. oxyden) zijn bij de hoge bedrijfstemperatuur zeer vluchtig, zoodat het oppervlak steeds zuiver blijft.

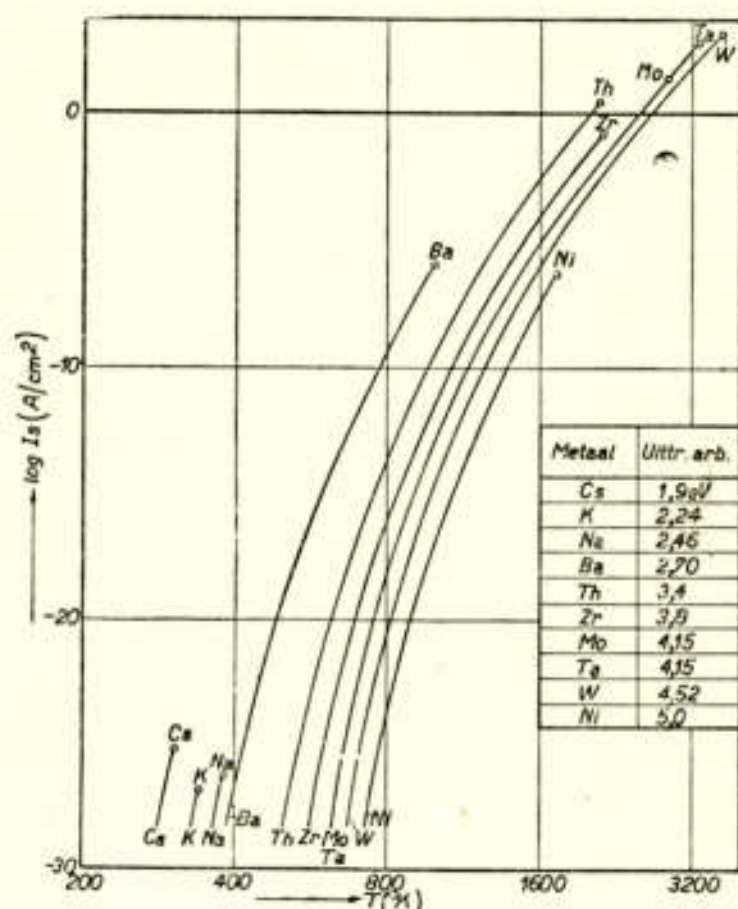


Fig. 1.

De verzadigingsstroom van enkele metalen als functie van de temperatuur.

Het zoeven reeds genoemde rendement wordt als functie van de temperatuur weergegeven in fig. 2, waarbij alleen de warmtestraling als warmteverlies in rekening is gebracht. De toename van het rendement bij stijgende temperatuur is in te zien, als men bedenkt dat I_s exponentieel met T toeneemt, terwijl de straling slechts toeneemt met een zekere macht van T (4,7 voor W). In de practijk kan men gaan tot ca. 2550°K ; daarboven is de verdampingssnelheid te hoog. De verzadigingsstroom is bij deze temperatuur ca. $0,5 \text{ A/cm}^2$, het rendement 6 mA/Watt .

Wolfram wordt voornamelijk toegepast als electronenemitter in zendbuizen van groot vermogen. Daar in deze buizen geen metalen als Ba of Mg gebruikt kunnen worden om restgassen te binden (wegens gevaar voor overslag tusschen de electroden), fungeert hier de gloeiende W -draad zelf als vangstof („getter”). Zooals gezegd, wordt de emissie hierdoor niet beïnvloed.

§ 3. *De electronenemissie van metaaloppervlakken, bezet met geadsorbeerde ionen en atomen.*

Indien men er in zou slagen de uittreearbeid van bv. een *W*-oppervlak te verlagen, dan is het duidelijk, dat het rendement verhoogd zou worden. Deze verlaging is inderdaad mogelijk door aan het oppervlak ionen en atomen van een alkali- of aardalkalimetaal te adsorbeeren. Om dit in te zien is het

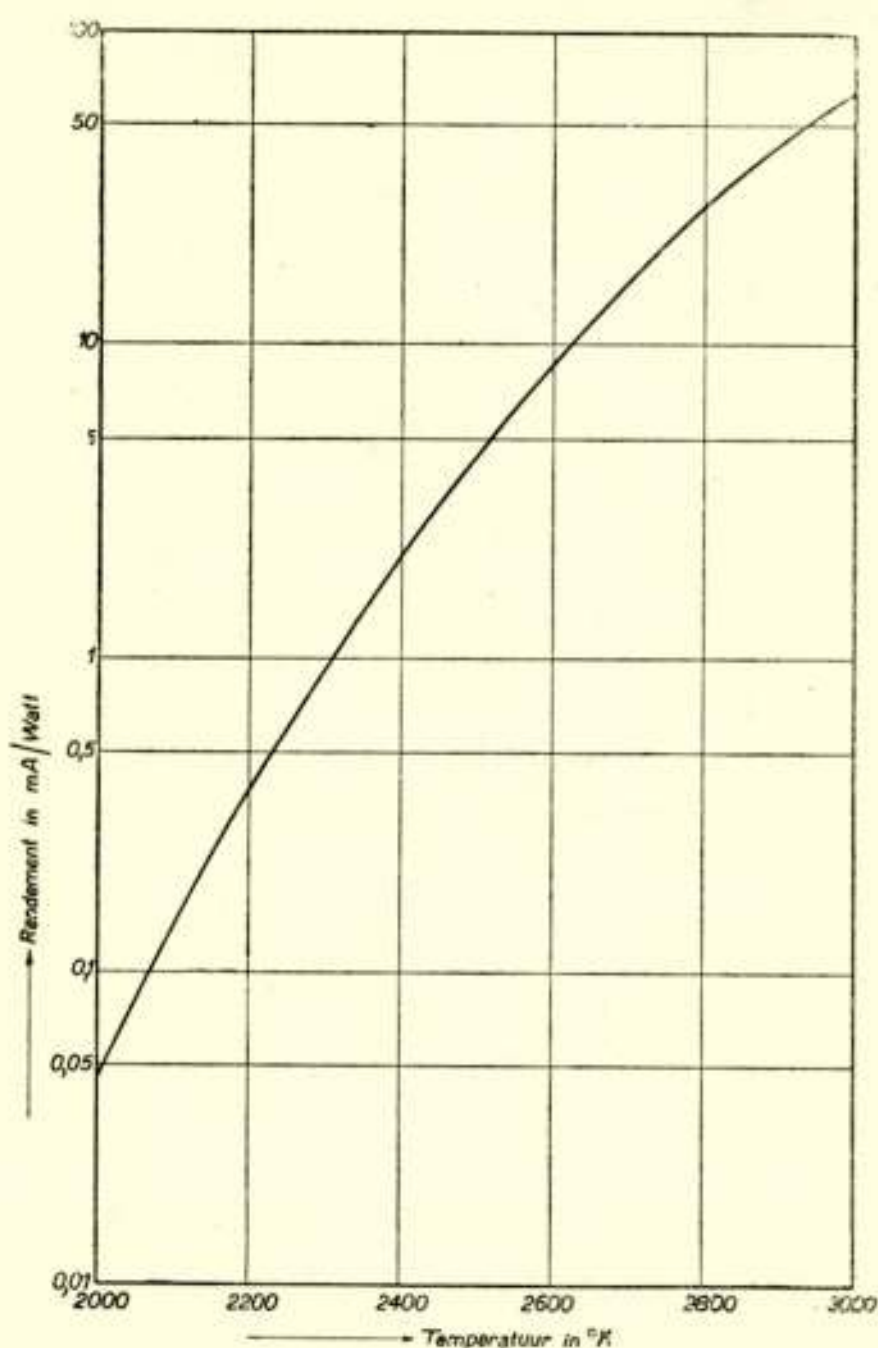


Fig. 2.

Het rendement als functie van de temperatuur bij wolfram.

noodzakelijk iets nader op het wezen van de uittreearbeid in te gaan.

Tegen de verwijdering van een electron uit het bovenste energieniveau in het metaal naar het oneindige verzet zich een kracht K , welke buiten een afstand van 10 à 20 maal de roosterconstante van het metaal (dus 2 à $4 \cdot 10^{-7}$ cm) identiek is aan de beeldkracht, terwijl binnen die afstand de invloed der individuele metaalatomen in rekening gebracht zou moeten worden. Om de berekening van de benodigde arbeid zoo eenvoudig

mogelijk te houden stelt Schottky¹⁾ ook in dit gebied de kracht voor door de beeldkrachtformule:

$$K = \frac{e^2}{4r^2},$$

waarin r de afstand van het electron tot het metaaloppervlak is. De uittreearbeid zou nu gelijk zijn aan $\int_0^{\infty} K dr$, ware het niet dat deze integraal divergeert. Schottky neemt daarom aan, dat K binnen een afstand r_0 van het oppervlak constant is en wel gelijk aan $\frac{e^2}{4r_0^2}$, met het resultaat dat:

$$e\varphi = \int_0^{r_0} \frac{e^2}{4r_0^2} dr + \int_{r_0}^{\infty} \frac{e^2}{4r^2} dr = \frac{e^2}{2r_0}.$$

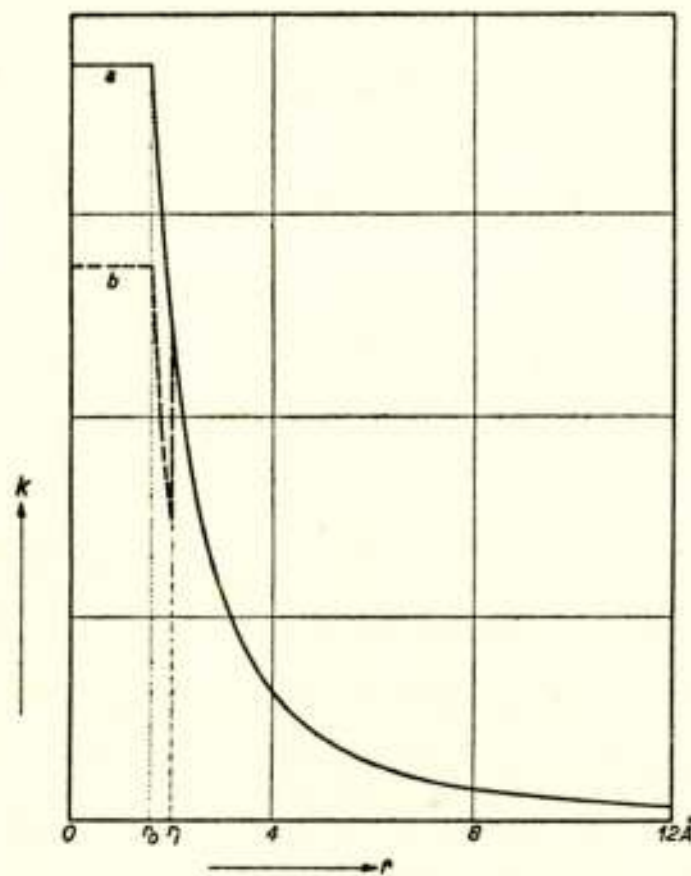


Fig. 3.

- De kracht op een electron als functie van zijn afstand tot een metaaloppervlak (wolfram):
- a. voor een zuiver oppervlak,
 - b. voor een met positieve ionen bezet oppervlak.

Daar $e\varphi$ uit het experiment bekend is, is r_0 voor elk metaal te bepalen. Het blijkt, dat r_0 de grootte-orde heeft van de roosterconstante van het betreffende metaalrooster (ca. 10^{-8} cm).

¹⁾ Handb. d. Exp. physik 13.

In fig. 3a is K voorgesteld als functie van r , volgens bovengenoemde veronderstelling van Schottky.

Veronderstellen we nu het metaaloppervlak gedeeltelijk bezet met een aantal positief geladen ionen (radius r_i). Deze veroorzaken een electricch veld, dat benaderd wordt door het veld van een electriche dubbellaag, waarvan het positieve vlak op een afstand r_i vóór het metaaloppervlak ligt. De ladingsdichtheid q is gelijk aan de som der ionenladingen per cm^2 . Passeert nu een uittreidend electron het veld van deze dubbellaag, dan zal K over een afstand r_i verminderd worden met $4\pi qe$ (zie fig. 3b). De uittreearbeid wordt hierdoor verlaagd met $1200\pi q r_i$ electron-volt. Nemen we als voorbeeld een W -oppervlak waarvan 10% bezet is met Cs^+ -ionen, dan volgt uit bovenstaande beschouwing dat de oorspronkelijke uittreearbeid (4,5 eV) door deze adsorptie gedaald is met ruim 1 eV.

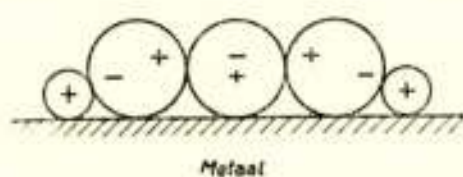


Fig. 4.

Adsorptie van ionen en atomen aan een metaaloppervlak.

De adsorptie van ionen en atomen geschiedt onder invloed van v.d. Waals- en Coulomb-krachten. Bij geringe bezetting van het oppervlak is het veelal energetisch voordeliger als het geadsorbeerde atoom (bijv. Cs) zijn valentie-electron afstaat aan het metaalrooster, zoodat het als ion geadsorbeerd wordt, terwijl boven een bepaalde bezettingsgraad (13% voor $[\text{W}]-\text{Cs}$) de nieuw aankomende deeltjes als atomen geadsorbeerd worden¹⁾. Deze rangschikken zich om de reeds aanwezige ionen en worden door deze gepolariseerd met + naar buiten. Hierdoor ontstaat een nieuwe dubbellaag, die de uittreearbeid verder verlaagt. Zoodra alle ionen op deze wijze omringd zijn geworden (voor $[\text{W}]-\text{Cs}$ wordt dit bereikt bij een bezettingsgraad van 65%),

¹⁾ Ionenadsorptie vindt plaats zoolang $e\varphi_\theta > I + Q_a - Q_i$ (I de ionisatie-energie van het betreffende atoom, Q_a en Q_i de adsorptie-energie van atoom resp. ion aan het wolframoppervlak, $e\varphi_\theta$ de uittreearbeid van wolfram met bezettingsgraad θ). Daar $e\varphi_\theta$ afneemt bij toenemende θ is er een grens gesteld aan de ionenadsorptie. De uittreearbeid is hierbij gelijk geworden aan $I + Q_a - Q_i$ en is dus kleiner naarmate I kleiner is. Om deze reden is Cs het meest effectief. (Physica 1, 956, '34).

vindt verdere adsorptie plaats aan het overgebleven oppervlak tusschen de reeds aanwezige atomen (fig. 4). Weer vindt polarisatie plaats, maar nu met $-$ naar buiten, waardoor de uittreearbeid weer verhoogd wordt. Bij een bepaalde bezettingsgraad Θ_m passeert $e\varphi$ dus een minimum.

Het hier geschilderde beeld is vanzelfsprekend zeer schematisch, doch het is in overeenstemming met metingen over de temperatuurafhankelijkheid der foto-electronenemissie van dergelijke lagen bij verschillende bezettingsgraden¹⁾.

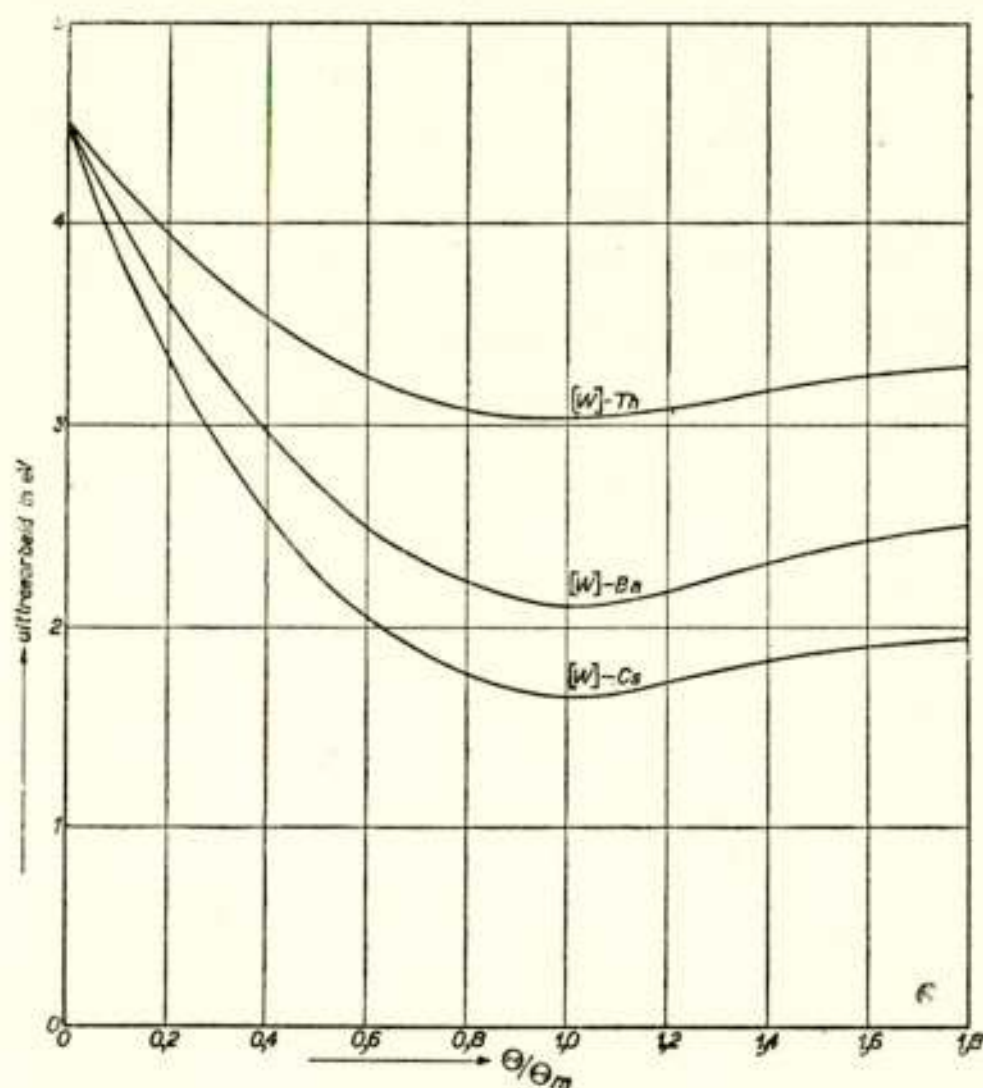


Fig. 5.

De uittreearbeid van $[W]-Cs$, $[W]-Ba$ en $[W]-Th$ bij verschillende relatieve bezettingsgraden Θ/Θ_m .

Bezien we nu de praktische toepassingsmogelijkheden van deze oppervlakken. In fig. 5 is de uittreearbeid van $[W]-Cs$, $[W]-Ba$ en $[W]-Th$ weergegeven bij verschillende relatieve bezettingsgraden. Slechts $[W]-Th$ is stabiel bij de vereischte bedrijfstemperatuur en wordt veel toegepast in zendbuizen van middelgroot vermogen. Daar het oppervlak gemakkelijk vergiftigd wordt door restgassen kan het slechts toegepast worden bij aanwezigheid van een vangstof. Het prepareren van de $[W]-Th$ -kathode geschiedt door een ThO_2 -houdende W -draad eenigen tijd hoger dan $2600^\circ K$ te gloeien, waarbij door reductie Th ontstaat. Daarna wordt de draad bij een lagere temperatuur (2000 à $2300^\circ K$)

¹⁾ Physica 2, 529, '35.

gegloeid, waarbij naar het oppervlak diffundeerende Th -atomen geadsorbeerd worden. De bedrijfstemperatuur is 1900 à $2000^\circ K$, wat overeenkomt met een maximale verzadigingsstroom van $3 A/cm^2$ (tegen $0,5 A/cm^2$ bij W). Het rendement van $[W]-Th$ is dus tot ca. $20 \times$ dat van W (fig. 6).

§ 4. *De electronenemissie van metaaloppervlakken, bedekt met aardalkalioxyden („oxydekathoden”).*

De electronenemitter, welke in radio-ontvangbuizen sedert 15 jaar vrijwel uitsluitend wordt toegepast, is de z.g. oxydekathode. Deze bestaat uit een metalen drager (bijv. Ni -buisje of W -draad), waarop een laagje is aangebracht ter dikte van 10 à 100 micron, meestal bestaande uit mengkristallen bariumstrontium-carbonaat van een bepaalde samenstelling. Door verhitting in vacuum ont-

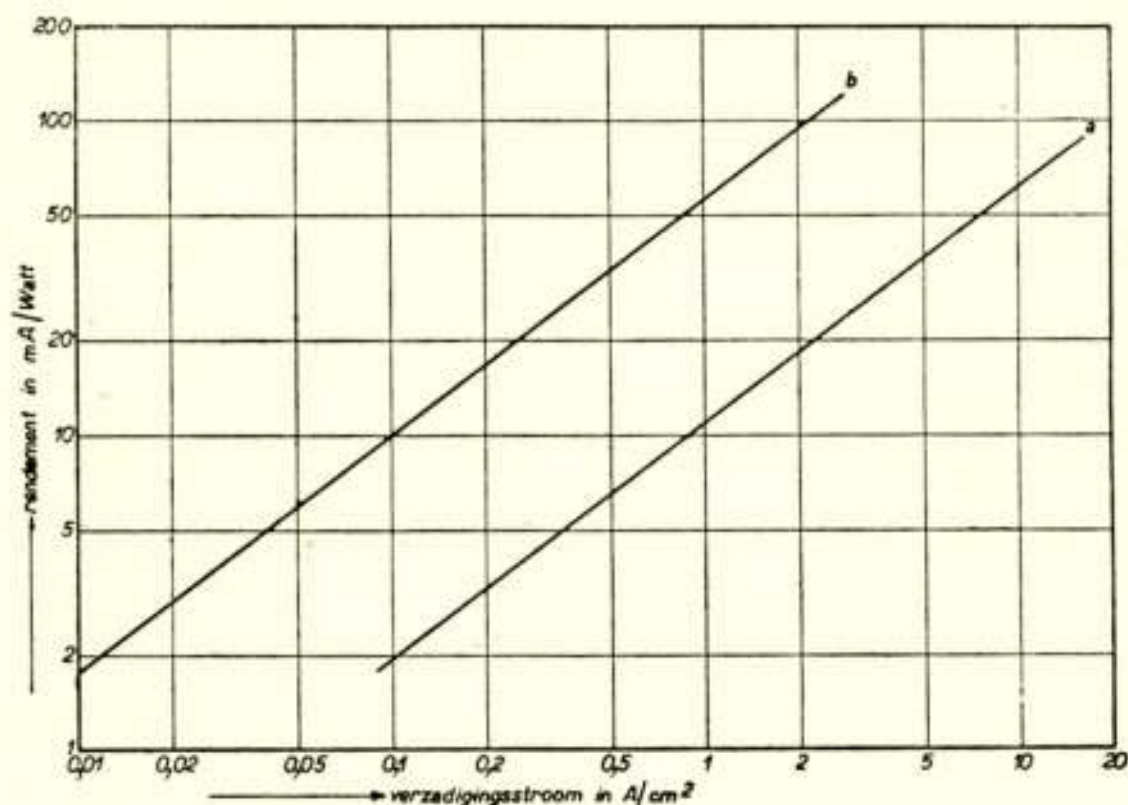


Fig. 6.

Het rendement als functie van de verzadigingsstroom

- a. voor W ,
- b. voor $[W]-Th$.

leedt het carbonaat in oxyde en in koolzuur, dat weggepompt wordt. Nadat de overige buisonderdeelen eveneens ontgast zijn geworden en de vangstof op de daarvoor bestemde plaats is overgedampt, wordt de buis van de pomp afgesmolten. De kathode is in deze toestand nog niet actief, d.w.z. het electronenemitterend vermogen is nog laag en het is ongelijkmatig over het oppervlak verdeeld. Het activeeren geschiedt door gloeien op $1300^\circ K$, terwijl gelijktijdig aan de overige elektroden een positieve spanning wordt gelegd t.o.v. de kathode. Na de activeering is het emitterend vermogen ca. $1,5 A/cm^2$ bij $1100^\circ K$.

Vergeleken bij W en $[W]$ - Th is deze bedrijfstemperatuur zeer laag, zoodat het rendement zeer hoog is (750 mA/Watt). De uitgebreide technische toepassing vindt voornamelijk hierin haar grond.¹⁾

Uit experimenten is gebleken, dat een geactiveerde oxydelaag ca. $\frac{1}{4}$ mol⁰/₀ aardalkalimetaal bevat. Dit metaal heeft zich gevormd tijdens de activeering en wel:

- a. door reductie der oxyden door het dragermetaal,
- b. door electrolyse in de oxydelaag,

en bestaat voornamelijk uit Ba . Dat deze Ba -atomen een belangrijke rol spelen bij het emissieproces volgt o.a. uit de „vergiftigende” invloed, die bijv. zuurstof en chloor op het emitterend vermogen hebben. De theorieën, welke over het emissiemechanisme van de oxydekathode zijn ontstaan, zijn dan ook alle op bovengenoemd feit gebaseerd. We zullen ons hier beperken tot het geven van een korte beschrijving van de theorie van De Boer, omdat deze de werkelijkheid het meest lijkt te benaderen.

In tegenstelling met de metaalkathoden (W , $[W]$ - Th), waar de geëmitteerde electronen onmiddellijk uit het electronengas van het metaal afkomstig zijn, worden bij de oxydekathode de electronen afgesplitst van de zoeven genoemde Ba -atomen door thermische ionisatie. Deze zijn nl. ten deele in het oxyderooster ingebouwd, terwijl een ander deel aan het oppervlak der oxydekristalletjes is geadsorbeerd, en het is tengevolge van deze adsorptiekrachten, dat de ionisatie-energie een fractie is van die van het vrije Ba -aatom, zoodat de kans op thermische ionisatie bij 1100° K reeds belangrijk van nul verschilt. Deze ionisatie-energie is niet voor alle geadsorbeerde Ba -atomen dezelfde. Gemiddeld is zij ca. 1 eV voor een geactiveerde oxydekathode.

Terwijl de aan het oxydeoppervlak geadsorbeerde atomen zorg dragen voor de electronenemissie, wordt de „nalevering” der electronen in stand gehouden door de in het oxyderooster ingebouwde atomen, die aan het oxydelaagje halfgeleidende eigenschappen verleen.

Naast het groote voordeel dat de oxydekathode biedt wegens het hoge rendement, staan enkele nadeelen. In de eerste plaats verdampen bij de bedrijfstemperatuur zoowel BaO als Ba van het kathodeoppervlak af en slaan o.a. op het stuurrooster van

¹⁾ Een bijkomstig voordeel van de lage bedrijfstemperatuur is gelegen in het feit, dat het zg. hageffect bij een kathode werkende onder ruimteladingsconditie's, en daarmee het ruisen van de anodestroom, geringer is naarmate de bedrijfstemperatuur lager is.

de versterkerbuis neer. Het roosteroppervlak wordt hierdoor actief, d.w.z. het electronenemitterend vermogen neemt sterk toe. Bij de bedrijfstemperatuur van het rooster kan dit aanleiding geven tot hinderlijke roosterstroom, welke men zoo veel mogelijk tracht te onderdrukken door geforceerde koeling van de roosterdraden. Deze roosteremissie treedt bij gebruik van $[W]$ - Th lang niet in die mate op, wegens de hogere φ van het met Th bedampte rooster.

Een tweede nadeel van de oxydekathode is de betrekkelijk geringe belastbaarheid. Het is nl. niet mogelijk een oxydekathode gedurende langeren tijd haar verzadigingsstroom te laten emitteren, in tegenstelling met de W - en de $[W]$ - Th -kathode. Bij ontvangbuizen wordt dit ook niet van de kathode geëischt,

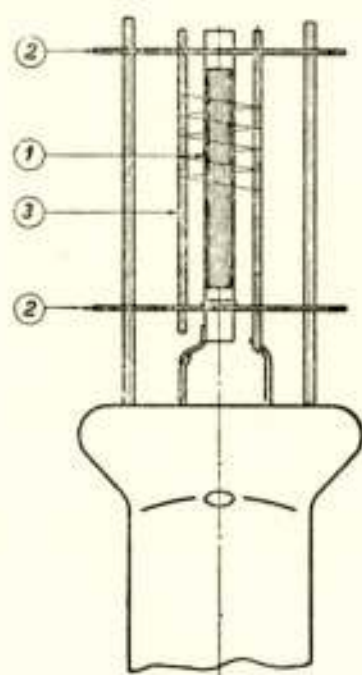


Fig. 7.

Montageschema van een indirect verhitte oxydekathode.

1. kathodebuisje met oxydelaag.
2. micasteunplaten.
3. stuurrooster.

doch in zendbuizen van groot vermogen is ook om die reden de oxydekathode vooralsnog onbruikbaar.

Tenslotte wijden wij nog enkele woorden aan het rendement. De warmteverliezen van een technische kathode zijn te splitsen in warmtestraling van het oppervlak en warmteafleiding naar de steunorganen¹⁾. Bij de indirect verhitte oxydekathode is deze warmteafleiding relatief zeer groot wegens het stevige mechanisch contact tusschen kathodebuisje en micasteunplaten (fig. 7).

De warmtestraling is met eenige voorzorgen nauwkeurig te meten en blijkt voor een normaal kathodeoppervlak (nikkelen

¹⁾ De „verdampingswarmte” $e\varphi$ der electronen kan buiten beschouwing worden gelaten, daar deze zeer gering is.

drager, bedekt met een oxydelaagje van ca. 50μ dikte) te voldoen aan de volgende formule:

$$S = 6,83 \cdot 10^{-15} \cdot T^{4,72} \text{ Watt/cm}^2.$$

Door het totale gloeiwattage te verminderen met de stralingsverliezen verkrijgt men de afleidingsverliezen. Deze bedragen in vele gevallen 30 à 40% van het totale gloeiwattage en het is daarom begrijpelijk, dat variaties in de warmtecontacten tusschen kathodebuisje en steunorganen belangrijke variaties in de kathodetemperatuur kunnen veroorzaken. De bevestiging van de technische kathode tusschen de steunorganen is dan ook een belangrijk onderzoeksobject.

*Eindhoven, N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken,
Phys.-Chem. Lab. der Radiobuizenfabriek.*

SAMENVATTENDE LITERATUUR

- J. H. de Boer, Elektronenemission und Adsorptionserscheinungen (Leipzig 1937).
C. F. Veenemans, De electronenemissie van oxydkathoden (Ned. T. Natuurkunde **10**, 1, 1943).

DISCUSSIE

Prof. Gorter, Amsterdam. Is bij gebruik van een *W*-kathode de gasdruk lager dan bij de andere kathoden of kan zij een hogere gasdruk verdragen?

Dr Hamaker. Door verdamping van de vluchtige verbindingen blijft een *W*-oppervlak vanzelf schoon. Daardoor kan de *W*-kathode inderdaad een hogere gasdruk verdragen dan b.v. [*W*]-*Tl*. In hoeverre de druk in buizen met *W*-kathode verschilt van die in buizen met een vangstof durf ik niet te zeggen.

Dr van Liempt, Eindhoven. Wat is de definitie van de bezettingsgraad en welke waarde heeft deze bij de maximale emissie?

H. Meestal definieert men de bezettingsgraad als de verhouding van het aantal aanwezige ionen en atomen tot het aantal, dat een monoatomaire laag maximaal kan bevatten. De minimale φ treedt dan op bij [*W*]-*Cs* bij een θ van ca. 0,7, bij [*W*]-*Ba* bij een θ van ca. 0,3.

Dr Oosterkamp, Eindhoven. Waarom kunnen in Röntgenbuizen, die toch ook bij zeer hoge spanningen werken (tot 800 kV), wel *Ba*-spiegels worden toegepast, terwijl dit bij groote zendbuizen niet mogelijk is?

H. Aan de plaatsing van de *Ba*-spiegel moeten bij hoogspanningsbuizen hoge eischen gesteld worden. Bij Röntgenbuizen is het mogelijk gebleken hieraan te voldoen, bij zendbuizen is dit echter nog niet gelukt.

FOTO-ELECTRISCHE EN SECUNDAIRE ELECTRONENEMISSIE

door H. BRUINING

FOTO-ELECTRISCHE EMISSIE

Bepaling van φ . Zoals door Dr Veenemans is uiteengezet, kan de uittree-arbeid φ bepaald worden uit emissiemetingen bij verschillende temperatuur met behulp van de formule van Richardson, $I_s = AT^2 \exp(-e\varphi/kT)$. Daarnaast kan φ echter ook langs foto-electrische weg worden bepaald en wel volgens verschillende methoden. Meestal bepaalt men het functioneele verband tusschen de fotostroom en de golflengte λ van het ingestraalde licht. Waar deze kromme de λ -as snijdt (fig. 1), ligt

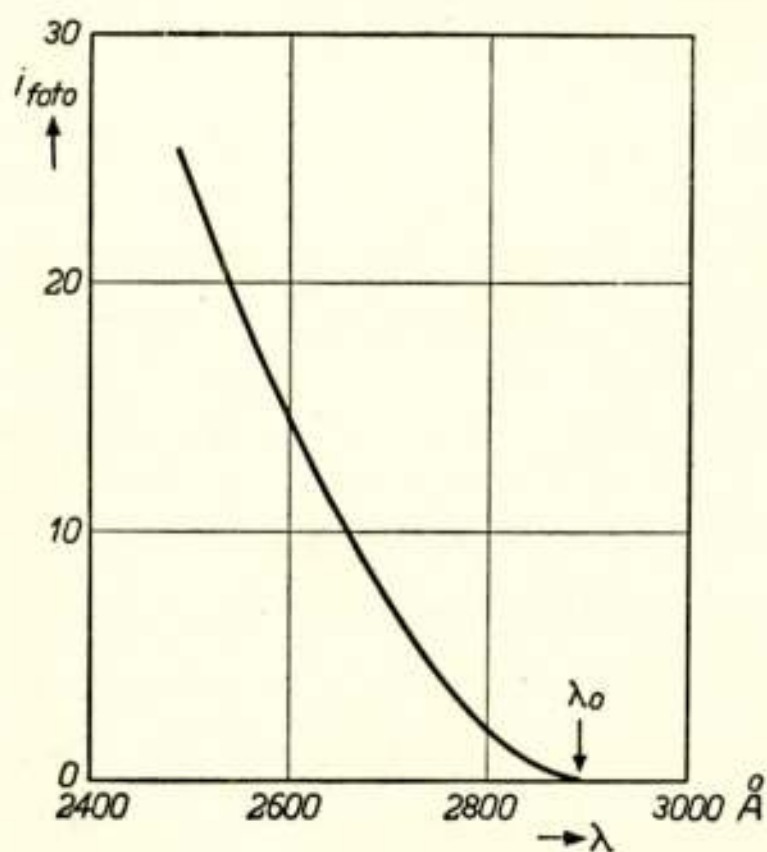


Fig. 1.

Bepaling der foto-electrische roodgrens λ_0 .

de foto-electrische roodgrens λ_0 ¹⁾, welke met de uittree-arbeid verbonden is door de vergelijking

¹⁾ In werkelijkheid is de methode iets gecompliceerder, daar de kromme de λ -as raakt, hetgeen een gevolg is van de thermische energie der electronen. Door Fowler (Phys. Rev. 38, 45, 1931) is een formule aangegeven, die het verloop in de buurt van de roodgrens beschrijft en waarmee φ nauwkeurig kan worden bepaald.

$$e\varphi = hc/\lambda_0 = h\nu_0 .$$

De op deze wijze foto-electrisch gemeten φ stemt voor de metalen goed overeen met de thermische φ , zooals de volgende aan Reimann (1) ontleende tabel laat zien.

Thermische en foto-electrische φ voor enkele metalen.

	φ_{th} (V)	φ_{foto} (V)
Ta. . .	4,12	4,11
Mo . .	4,15	4,15
W . .	4,54	4,54
Fe. . .	4,77	4,77
Ni. . .	5,03	5,01

Een tweede methode om de foto-electrische φ te bepalen is ontwikkeld door Suhrmann (2) en Roy (3). Zij bestralen de foto-kathode met licht afkomstig van een zwart lichaam en vinden dan een fotostroom

$$I_{foto} = CT^r \exp(-e\varphi/kT) .$$

C en r zijn constanten, T is de temperatuur van het zwarte lichaam en φ de uittree-arbeid. Ook met behulp van deze wetmatigheid kan φ worden gemeten. Opvallend is, dat de fotostroom hier evenals in de formule van Richardson door een exponentieele functie wordt bepaald.

De overeenstemming tusschen thermische en foto-electrische φ wordt alleen waargenomen bij de zuivere metalen, waar het de geleidingselectronen zijn, die foto-electrisch of thermisch worden vrij gemaakt. Een ander type kathoden bestaat uit electropositieve atomen geadsorbeerd aan het oppervlak van een metaal of van een halfgeleider. Voorbeelden zijn *Ba* geadsorbeerd op *BaO* of *Cs* op *Cs₂O*, waarover Dr Veenemans reeds sprak. De foto-electrische en de thermische emissie komen dan tot stand door ionisatie van de geadsorbeerde atomen en aan de hand van een paar potentiaalkrommen kunnen we ons een beeld vormen van de processen, die daarbij plaatsgrijpen (fig. 2, De Boer (4)). Bij ionisatie door een foton zal volgens het Franck-Cordonprincipe de afstand van het atoom tot het adsorbeerend oppervlak niet veranderen. Voor deze ionisatie

is dus minstens een energie $e\varphi_{foto}$ vereischt en hierdoor wordt de foto-electrische φ bepaald. De thermische ionisatie komt daarentegen tot stand, doordat de amplitude der thermische trillingen zoo groot wordt, dat het snijpunt A der beide potentiaalkrommen wordt bereikt. Dan bestaat een zekere kans, dat een atoom in een ion overgaat, m.a.w. dat een electron wordt vrijgemaakt. Het is uit de figuur duidelijk, dat $\varphi_{th} < \varphi_{foto}$ en dit wordt door het experiment bevestigd; zoo heeft men bijv. voor Cs op Cs_2O waargenomen $\varphi_{th} = 0,82$ V en $\varphi_{foto} = 0,95$ V (5).

Hoewel de φ 's verschillen zal algemeen toch een lage thermische φ met een lage foto-electrische φ gepaard gaan. Ook zien we uit de figuur, dat de ionisatie-energie van een geadsorbeerd atoom veel kleiner is dan die van een vrij atoom.

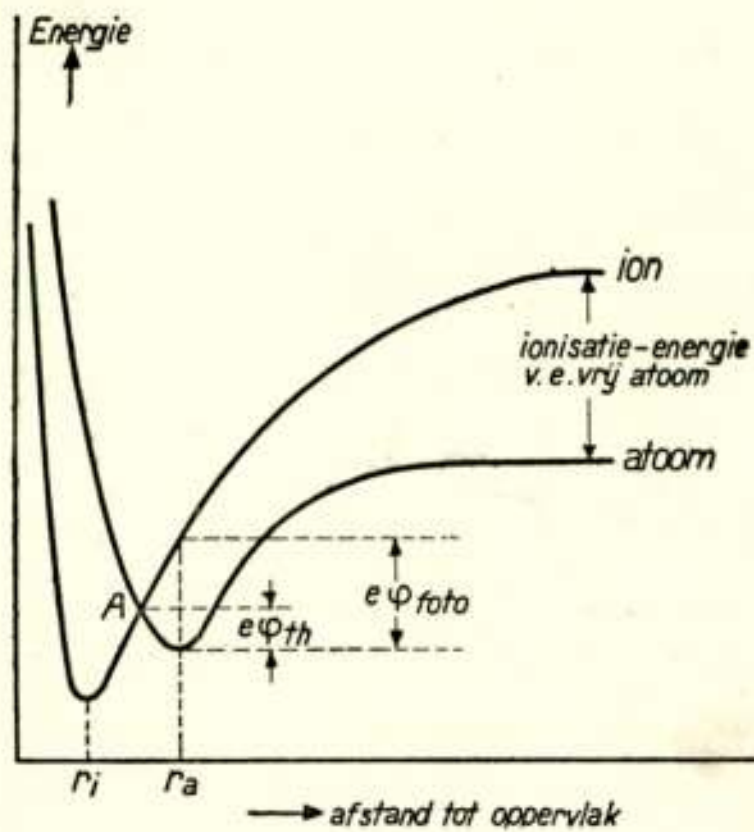


Fig. 2.

Potentiaalkrommen voor een ion en een atoom, illustreerend dat $\varphi_{th} < \varphi_{foto}$.

De foto-electrische gevoeligheid. In de practijk verlangt men fotocellen van zoo groot mogelijke gevoeligheid, d.w.z. die per ingestraald lichtquant een zoo groot mogelijk aantal electronen leveren. Wanneer we ons beperken tot wit licht (continu spectrum), zal men op grond van het voorafgaande in de eerste plaats denken aan de metalen met een lage φ . De roodgrens is dan ver naar de roode kant verschoven, zoodat een groot deel van het spectrum tot de fotostroom bijdraagt. Het gunstig effect van een lage φ komt onder meer in de formule van Suhrmann en Roy duidelijk tot uitdrukking.

Inderdaad heeft men aanvankelijk metalen met lage φ in foto-

cellen toegepast. Deze zijn thans echter overvleugeld door de omstreeks 1925 ontwikkelde samengestelde foto-kathoden. Deze zijn opgebouwd analoog aan de oxydekathoden d.w.z. met electropositieve metaal-atomen geadsorbeerd aan een halfgeleidende onderlaag. Zooals boven is uiteengezet (fig. 2), ontstaat de fotostroom bij deze kathoden door ionisatie van een geadsorbeerd atoom. Het is nu gebleken, dat bij dit proces de foto-electrische gevoeligheid belangrijk grooter is dan bij het vrijmaken van de geleidingselectronen uit een metaal¹⁾. Dit wordt fraai gedemonstreerd door proeven van Suhrmann (6), waarbij K aan een Pt -oppervlak werd geadsorbeerd (fig. 3). Bij geringe bedekkingsgraad worden ionen geadsorbeerd en de φ wordt verlaagd

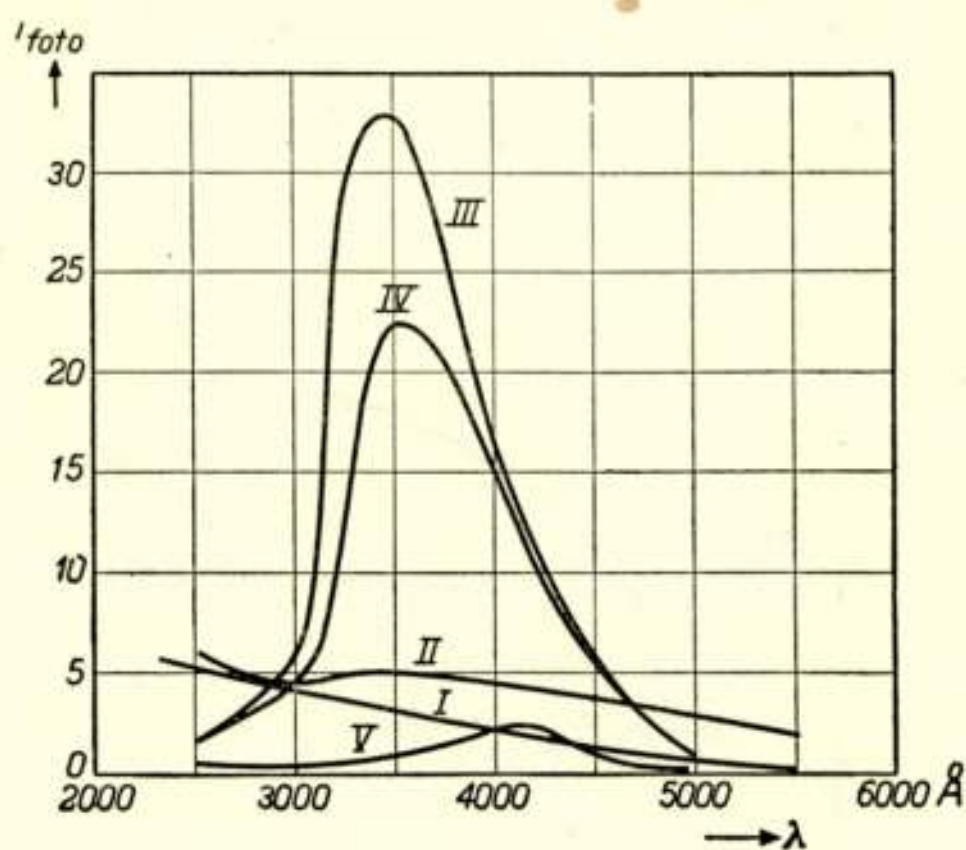


Fig. 3.

Fotogevoeligheid als functie van de golflengte van platina bedekt met kalium.

I Zwakke bedekking, II bedekking met minimale φ ,
III, IV en V achtereenvolgens toenemende bedekkingen.

(kromme I). Voeren we de bedekkingsgraad op, dan worden ook atomen geadsorbeerd en we krijgen een veel grootere electronenopbrengst (II, III, IV). Tenslotte wordt bij nog grootere bedekkingsgraad een laagje van het geadsorbeerde metaal met

¹⁾ De foto-electrische emissie door geadsorbeerde atomen wordt ook wel de selectieve foto-electrische emissie genoemd. De emissie is in twee opzichten selectief. In de eerste plaats vertoont de fotostroom als functie van de golflengte uitgesproken maxima. In de tweede plaats is bij scheeve inval de polarisatie van het licht van groote invloed; wanneer de electricische vector in het invalsvlak ligt, is de fotostroom veel grooter dan wanneer zij daar loodrecht op staat.

metallische eigenschappen gevormd, waardoor de opbrengst weer aanzienlijk daalt (V).

Er zijn talloze fotokathoden van het samengestelde type beschreven, gewoonlijk bestaande uit een onderlaag van metaalverbindingen (fluoriden, oxyden), waaraan atomen zijn geadsorbeerd van een metaal met lage uittree-arbeid, meestal alkali-metaal (7). De meest toegepaste combinatie is atomen *Cs* geadsorbeerd aan Cs_2O , omdat hiermee de laagste uittree-arbeid voor electronen wordt verkregen, terwijl het maximum, dat bij de adsorptie van *K* aan een metaaloppervlak bij 3500 Å wordt verkregen, in dit geval bij 6000—8000 Å ligt. Het Cs_2O wordt aangebracht op een metallische onderlaag, gewoonlijk zilver. Zooals reeds eerder is opgemerkt, bestaat de foto-electrische emissie van een dergelijk oppervlak uit de foto-ionisatie van de geadsorbeerde atomen. Dat de ionisatie-energie van de geadsorbeerde atomen kleiner is dan die van het vrije atoom, is reeds eerder door Dr Veenemans uiteengezet.

Er bestaan talloze variaties om dergelijke samengestelde fotokathoden op te bouwen. Zoo kan bijv. extra *Cs* of zilver in de Cs_2O -laag worden opgenomen, met het gevolg, dat de roodgrens naar de zijde der lange golven wordt verschoven (8).

Samenstelling	Foto-electrische roodgrens	Maximum (zijde der lange golven)
$[Ag] - Cs_2O - Cs$	11500 Å	6100 Å
$[Ag] - Cs_2O, Ag - Cs$	12000	7000 tot 8000
$[Ag] - Cs_2O, Ag - Cs$ (extra <i>Ag</i>)	12000	7500 tot boven 8000
sponzig { $[Ag] - Cs_2O, Cs, Ag - Cs$	tot 14000	7500 tot boven 8000
$[Ag] - Cs_2O, Cs, Ag - Cs$ (extra <i>Ag</i>)	tot 17000	7500 tot 8500

De opbrengst van deze kathoden is in het maximum van de orde van 1 electron per 100 lichtquanta.

Het lijkt op het eerste gezicht vreemd, dat de ionisatie-energie wordt veranderd door het inbouwen van metaal-atomen in de onderlaag. Dit houdt verband met de z.g. nalevering van electronen. Het Cs_2O is nl. een electriche isolator. Worden de *Cs*-atomen nu door foto-ionisatie van hun electronen ontdaan, dan moeten de achtergebleven *Cs*-ionen door electronen, die door het Cs_2O worden aangevoerd, worden geneutraliseerd. Is het Cs_2O onvoldoende geleidend, dan blijft de neutralisatie uit en

verliest de kathode haar fotogevoeligheid. Wordt de lichtstroom onderbroken, dan vindt weer een geleidelijk herstel plaats, daar de electronenaanvoer, althans gedeeltelijk, blijft bestaan. Men spreekt dan van foto-electrische vermoeidheid. Hieruit blijkt wel, dat onder bepaalde omstandigheden het geleidingsvermogen van het Cs_2O de grootte der foto-electrische emissie kan bepalen, m.a.w. dat de energie, die nodig is om de electronen in de geleidingsband van het Cs_2O te brengen, ook van belang is. Door extra metaalatomen in te bouwen kan deze energie verlaagd worden. De foto-electrische roodgrens wordt dan niet bepaald door de energie, die nodig is om van een Cs -aatom het electron in vacuum te brengen, maar door de energie om een electron naar een niveau in de geleidingsband van het Cs_2O op te heffen. Het emissiemechanisme van dergelijke kathoden is dus gecompliceerd. Het beeld dat hier gegeven wordt, is zeer ruw en slechts in staat om de verschijnselen kwalitatief te verklaren.

Volledigheidshalve zij nog vermeld, dat de fotostroom van deze samengestelde fotokathode als functie van de golflengte nog een tweede maximum vertoont en wel bij ongeveer 4000 \AA . De dan optredende foto-electronenstroom is afkomstig van het Cs_2O en niet van aan het oppervlak geadsorbeerde Cs -atomen.

De vraag ligt voor de hand, waarom deze kathoden niet als thermische electronenbron worden gebruikt. Dit is niet mogelijk, daar de temperatuur, waarbij een voldoende hoge emissie wordt verkregen, zoo hoog ligt, dat het slechts weinig gebonden Cs -aatom daarbij snel verdampt en de kathode derhalve in korte tijd haar activiteit verliest.

SECUNDAIRE ELECTRONENEMISSIE

Wordt een vaste stof beschoten met geladen deeltjes, bijv. electronen, dan zendt deze wederom electronen uit. Men spreekt van secundaire electronen en van secundaire electronenemissie. Onderzoekt men de energieverdeeling der secundaire electronen, dan blijken drie groepen aanwezig te zijn (fig. 4):

- 1) Electronen, die een energie hebben gelijk aan die van de primaire electronen. Dit zijn de z.g. elastisch verstrooide electronen, ook wel „gereflecteerde electronen” genoemd.
- 2) Electronen met een wat kleinere energie dan de primaire electronen. Het energieverval tusschen de electronen van deze en de vorige groep is onafhankelijk van de

energie der primaire electronen, zoodat men hier blijkbaar te doen heeft met primaire electronen, die een bepaalde hoeveelheid energie hebben afgestaan aan de electronen van de beschoten vaste stof; men spreekt derhalve van onelastisch verstrooide electronen. 1) en 2) worden samen ook wel rückdiffundierte electronen genoemd (nomenclatuur volgens L e n a r d (9)).

- 3) Langzame electronen (meest voorkomende energie 5—10 eV), die echte secundaire electronen worden genoemd. De energie van deze electronen is in tegenstelling met die van de electronen der vorige groepen nagenoeg *onafhankelijk* van de energie der primaire electronen. Men heeft blijkbaar te doen met electronen, die uit de vaste stof zijn

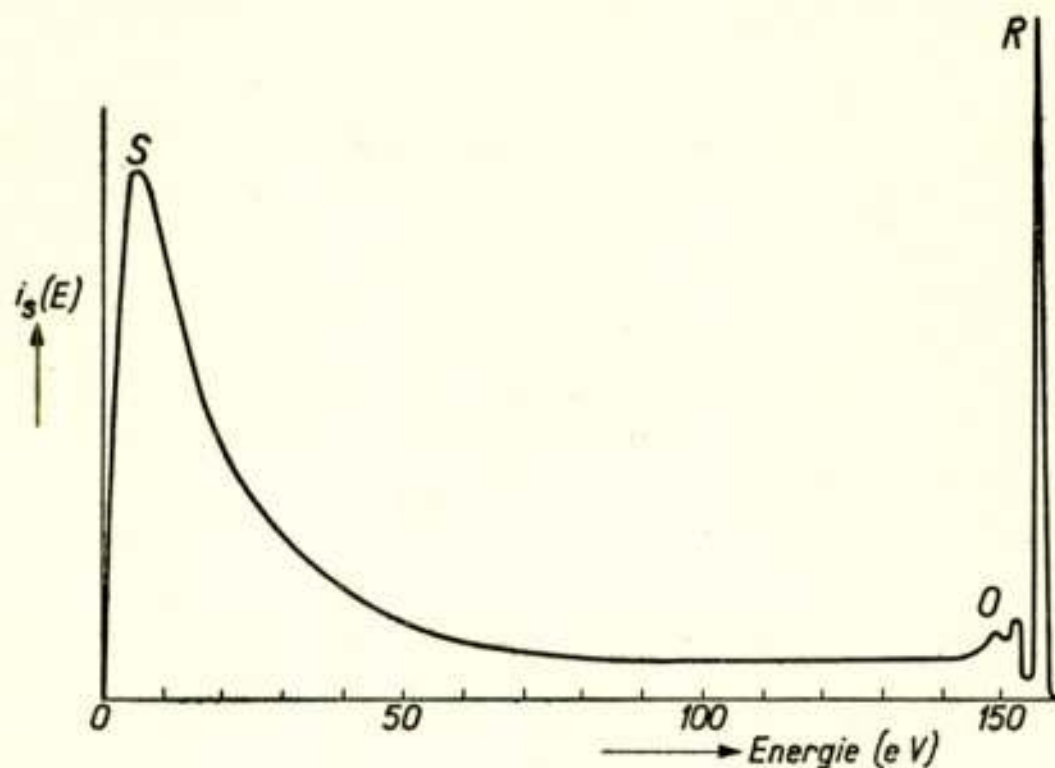


Fig. 4.

Energieverdeling der secundaire electronen van zilver.

(R u d b e r g, Phys. Rev. 50, 138, 1936).

R elastisch verstrooide electronen,

O onelastisch verstrooide electronen,

S echte secundaire electronen.

vrijgemaakt, over welk verschijnsel Prof. Kronig reeds in de inleiding heeft gesproken.

In technische vacuumbuizen treden de drie soorten electronen tegelijk op. De belangrijkste groep is de groep der echte secundaire electronen, daar deze verreweg het grootste deel der uitgezonden electronen vertegenwoordigt. Het is gebruikelijk om de elastisch en onelastisch verstrooide electronen en de echte secundaire electronen samen kortweg secundaire electronen te noemen.

Een maat voor het *secundair emitterend vermogen* is de verhouding van secundaire en primaire electronenstroom ¹⁾. Deze

¹⁾ Wanneer wij over secundaire electronenstroom spreken, denken we

zullen wij met de letter δ aangeven. Men zou verwachten, dat de factor δ toeneemt, wanneer de energie der primaire electronen eV_p toeneemt; dit is echter niet het geval. De factor δ gaat als functie van V_p door een maximum en wel bij waarden van V_p , die liggen tusschen 50 en 1000 V. Om een indruk te geven van de grootte van δ zij reeds thans vermeld, dat de maximale waarde van δ bij metalen tusschen 0,5 en 1,5 ligt, bij metaalverbindingen tusschen 1 en 10. Hierover zal nog nader worden uitgeweid. Weliswaar neemt het aantal vrijgemaakte secundaire electronen *in de stof* met toenemende V_p toe; de theorie leert echter, dat het aantal per eenheid van weglengte

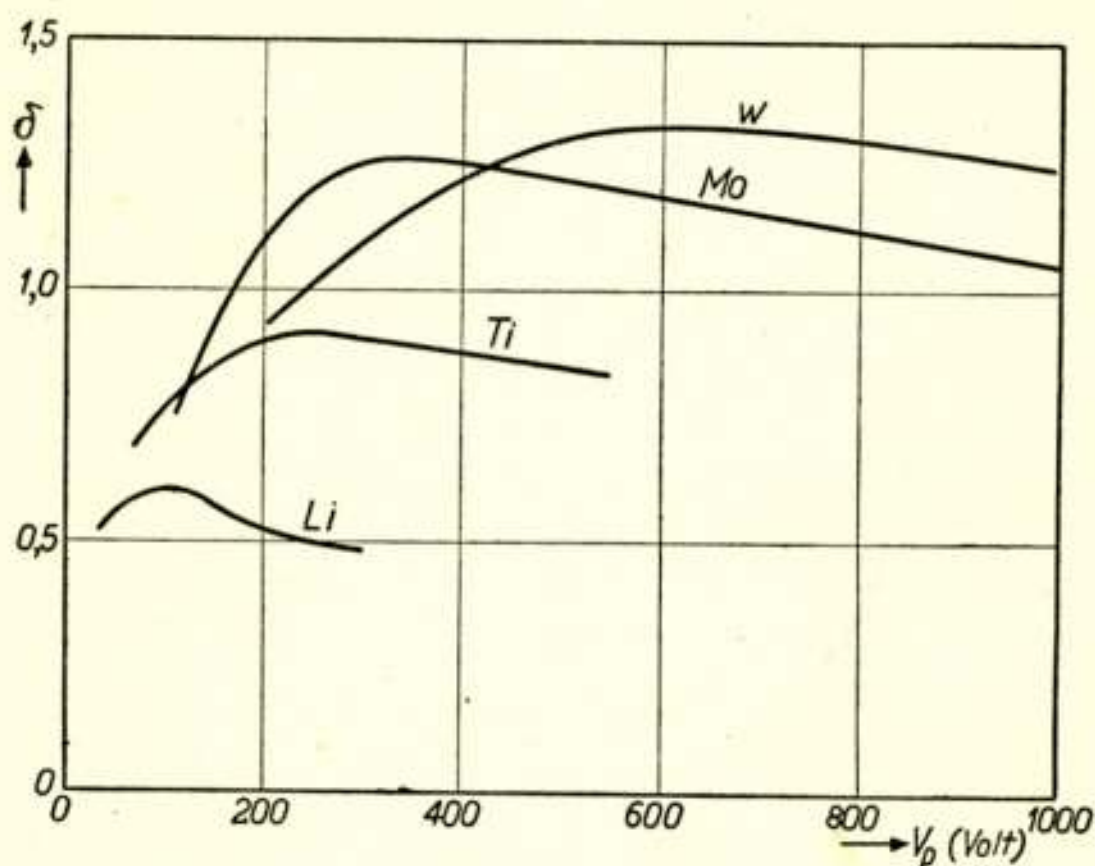


Fig. 5.

De secundaire emissiefactor δ als functie van de energie (V_p) der primaire electronen voor enkele metalen.

van de primaire electronen vrijgemaakte secundaire electronen omgekeerd evenredig met de energie van de primaire electronen is. Bij toenemende V_p wordt derhalve het grootste aantal der secundaire electronen op zoo groote diepte vrijgemaakt, dat zij een absorptie ondergaan, voordat zij het oppervlak hebben bereikt; op deze wijze kan het optreden van een maximum in de $\delta-V_p$ -kromme begrijpelijk worden gemaakt (fig. 5).

Ik zal verder in hoofdzaak spreken over de grootte van de factor δ . Bestaat er een correlatie tusschen het vermogen voor foto-electrische emissie en voor secundaire emissie en wel in die zin, dat stoffen met groote foto-electrische emissie ook een groote secundaire emissie (een groote factor δ) vertoonen? In de practijk zal men bij de secundaire emissie gewoonlijk te doen ons steeds een veld aanwezig, dat alle geëmitteerde secundaire electronen wegtrekt.

hebben met primaire electronen met een energie van de orde van 100 eV, terwijl de lichtquanta bij de foto-electrische emissie van de orde van 1 eV zijn. Daardoor is ook de energie der secundaire electronen (10 eV) veel grooter dan die van de foto-electronen (1 eV). Het gevolg hiervan is, dat de invloed van een verlaging van de φ op de secundaire emissie veel geringer is dan op de foto-electrische emissie. Dit wordt gedemonstreerd door fig. 6, waarin het verloop is aangegeven van de secundaire

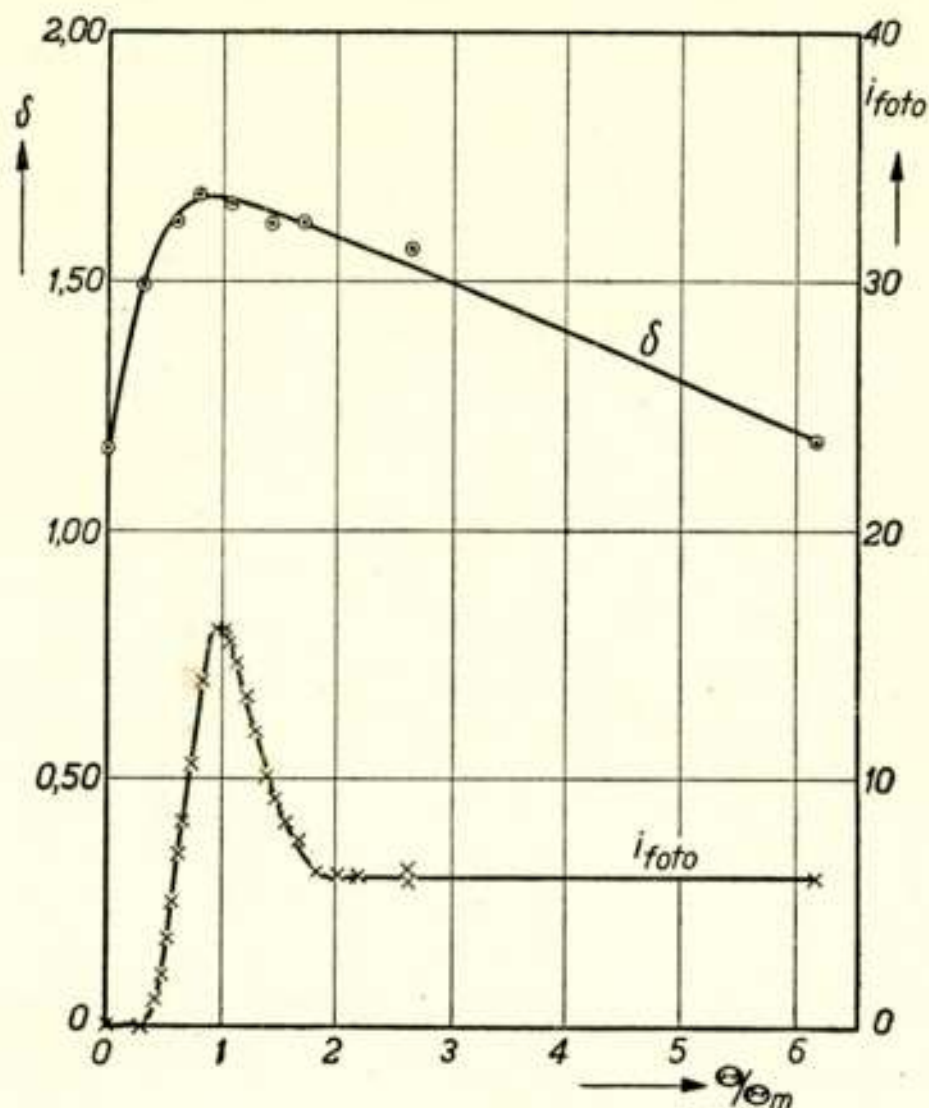


Fig. 6.

Foto-electrische en secundaire emissie voor *Ba* op *Mo* als functie van de bedekkingsgraad θ , $V_p = 200$ V.

Bij $\theta = \theta_m$ is de uitreepotential minimaal.

en de foto-electrische emissie van molybdeen, dat met barium wordt bedekt, als functie van de bedekkingsgraad θ . De foto-electrische emissie is gemeten met het continu licht van een wolfraambandlamp. Vergelijkt men de metalen met hoge en lage φ , dan blijkt, dat bij kleine energieën der primaire electronen (≈ 10 eV) de δ van de metalen met lage φ grooter is dan die van de metalen met hoge φ (fig. 7). Bij grotere energieën (≈ 100 eV) is het omgekeerde het geval¹⁾.

¹⁾ Een omslagrekening maakt het aannemelijk, dat de primaire electronen dieper in het barium dringen dan in het zilver. Daar de absorptiecoëfficiënt (uitgedrukt in cm^{-1}) voor beide metalen van dezelfde orde van

Uit dit alles blijkt, dat een verlaging van de φ niet het juiste middel is om een stof met een groote factor δ te verkrijgen. Stoffen met een groote δ (max. 10) vindt men onder de eenvoudige metaalverbindingen der alkali- en aardalkalimetalen (oxyden, halogeniden). Voor een groote factor δ is geen extra metaaloverschot vereischt, indien de primaire electronenstroom voldoende klein wordt gehouden. In dit opzicht zijn wij een andere meening toegedaan dan vele Russische onderzoekers (10), die meenen, dat een metaaloverschot wel noodzakelijk is. Volgens onze inzichten is in de eerste plaats bepalend de ligging van de energienivau's, die de electronen bezetten, in de vaste stof. Zoals reeds door Prof. Kronig is uiteengezet, vormen

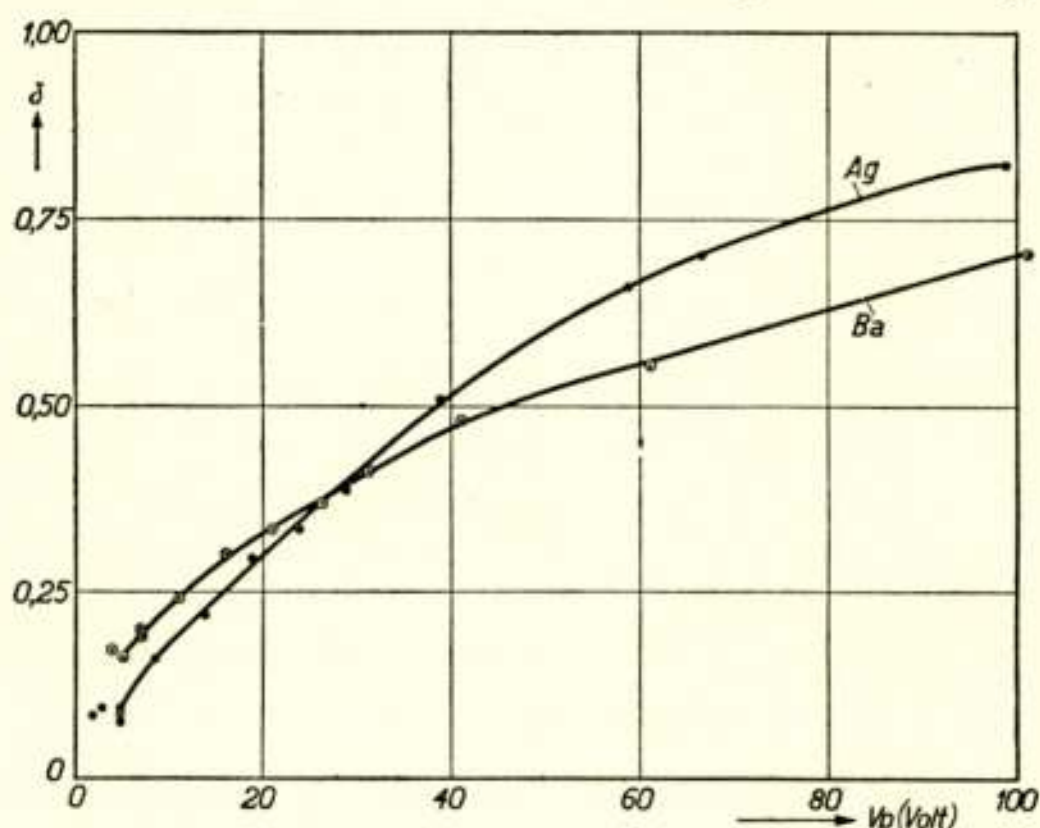


Fig. 7.

Het verloop van δ bij kleine snelheden der invallende electronen.

deze niveau's energiebanden, die door verboden intervallen van elkaar gescheiden zijn (fig. 8). De stoffen met groot secundair emitterend vermogen hebben een volledig bezette energieband I, waarboven de energieband II is gelegen, die geheel onbezett is. De energieband II is zoo gelegen, dat een electron, dat daarin een niveau bezet, zonder extra energie-opname het kristal kan verlaten. In een dergelijke stof kan een primair electron alleen energie verliezen door een electronenovergang van band I naar band II te bewerkstelligen; dit beteekent, dat het uitsluitend portie's energie aan de electronen in de stof kan afstaan, die voldoende groot zijn om deze te kunnen doen uittreden. Bij stoffen met gering secundair emitterend vermogen is de ligging van band II zoodanig, dat een electron, dat een niveau in deze grootte is, worden de secundaire electronen in het barium daardoor sterker geabsorbeerd dan in het zilver.

band bezet, niet uit het kristal kan treden. Daartoe moet het op een niveau in de band III worden gebracht (11). Een primair electron „verspilt” dan echter energie aan electronenovergangen, die niet kunnen bijdragen tot de secundaire emissie. Tot de stoffen met het eerste energieschema behooren, zoals reeds werd gezegd, de halogeniden en oxyden van alkali- en aardalkalimetalen, tot die met het tweede schema halfgeleidende verbindingen als MoS_2 , Cu_2O en ook de metalen. Bij deze laatste wordt het mechanisme iets anders door de aanwezigheid van halfgevolde banden.

Ook voor de secundaire emissie bestaat nog geen volledige theorie. Daarom is een min of meer fenomenologisch overzicht

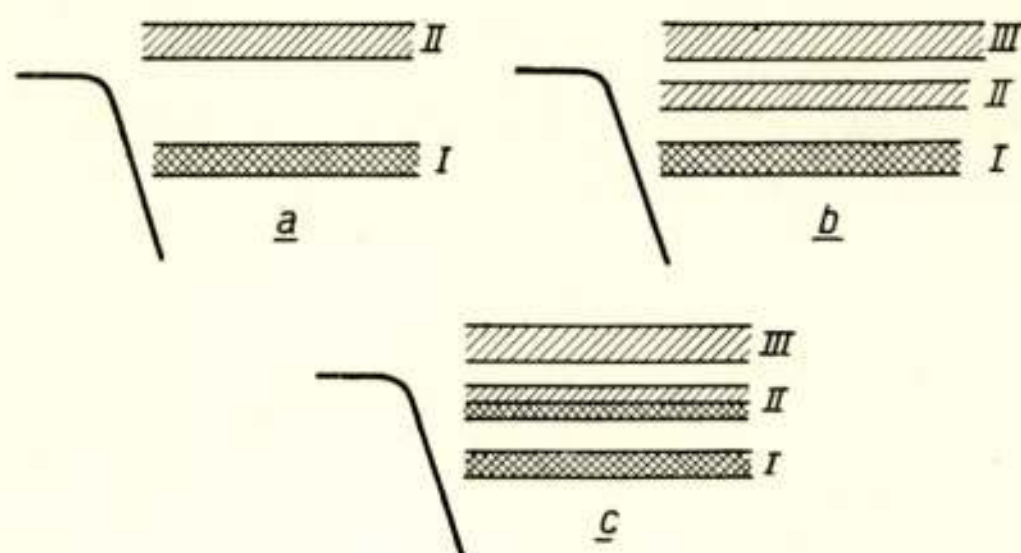


Fig. 8.

Energiebanden

- a) voor een halfgeleider met hoge secundaire emissie,
- b) voor een halfgeleider met geringe secundaire emissie,
- c) voor een metaal; hier is δ eveneens gering.

gegeven. Het volgende staatje geeft een overzicht van de verschillende groepen:

		δ bij $V_p = 150$ V	δ_{max}
metaalverbindingen	groep oxyden en halogeniden van alkali- en aardalkalimetalen voorbeeld $NaCl$	ca. 4	ca. 7, schema a
	groep halfgeleidende verbindingen voorbeeld MoS_2	0,9	1,10, schema b
metalen	groep $\varphi \approx 4$ V voorbeeld Mo	1,00	1,26, schema c
	groep $\varphi \approx 2$ V voorbeeld Ba	0,63	0,83, schema c

Het spreekt vanzelf, dat dit sterk geschematiseerde overzicht niet volledig is. Zoo zijn er talloze verbindingen, die vertegenwoordigers zijn van een tusschengeval. Voorts kunnen zich speciaal bij de stoffen met hooge δ gecompliceerde verschijnselen voordoen. Deze betreffen:

1) *Levensduur*. De halogeniden zijn in de practijk onbruikbaar, daar deze bij beschieten met electronen zeer snel ontleden; de buitenelectronen der *Cl*-ionen worden geëmitteerd en het overblijvende chlooratoom ontwijkt. In de secundair emitteerende stof vormen zich metaalconglomeraten met lage secundaire-emissiefactor. In dit opzicht zijn de oxyden veel beter. Een bekende secundaire emitter is de laag $Ag - Cs_2O - Ag - Cs$, die ook reeds bij de foto-electrische emissie werd genoemd. Deze laag heeft een hooge secundaire-emissiefactor ($\delta \max \approx 10$) dank zij de aanwezigheid van het Cs_2O , een goede foto-electrische emissie dank zij de aanwezigheid van het atomaire *Cs*.

In de practijk wordt gezocht naar een laag, die tevens gemakkelijk op te brengen is. Interessant zijn in dit opzicht legeringen van *Ni* of *Cu* met enkele (2) procenten *Be*. Door verhitting diffundeert het *Be* naar de oppervlakte. Vindt dit plaats in een zuurstofatmosfeer, dan vormt zich een huidje BeO met groote secundaire-emissiefactor (12).

2) *Effect van een electricch veld in de laag*. Zooals reeds zal zijn opgevallen, zijn de hier genoemde verbindingen isolatoren. Emitteert een laag van een isoleerende stof meer secundaire electronen, dan er primaire electronen opvallen, dan ontstaat er een positieve oppervlaktelading. In de laag ontstaat dan een electricch veld, dat een zoodanige richting heeft, dat het uitreden der secundaire electronen wordt bevorderd.

Er zijn onderzoekers (vooral Russische) (10), die de meening zijn toegedaan, dat van alle stoffen de eigenlijke maximale waarde van δ van de orde van 1 is, en de oorzaak van de groote secundaire-emissiefactoren, die bij de zoeven genoemde metaalverbindingen worden gevonden, geheel aan dit „veldeffect” moet worden toegeschreven. Deze opvatting lijkt ons niet juist; er is nl. betrekkelijk kort geleden een halfgeleidende verbinding ($SbCs_3$) met groote factor δ gevonden, waarvan het specifiek geleidingsvermogen zoo groot is, dat men niet meer aan een veldeffect kan denken. Er zijn ook nog andere argumenten aan te voeren, die er tegen pleiten, dat de groote factor δ uitsluitend veroorzaakt wordt door een veldeffect. Dat het veldeffect de secundaire stroom kan vergrooten is echter zeker.

Een laag, die dit veldeffect in zeer sterke mate vertoont, is door den Amerikaan Malter (13) gevonden. De kathode in kwestie bestaat uit een plaat *Al*, die met een 2000 Å dikke Al_2O_3 -laag is bedekt, waarop weer een laag Cs_2O is aangebracht. Door de groote secundaire emissie van de *Cs*-oxyde vormt zich een zoo groote positieve oppervlaktelading, dat door het veldeffect een secundaire electronenstroom ontstaat, die het 1000-voudige is van de primaire electronenstroom ¹⁾. Deze secundaire stroom blijft soms, wanneer de primaire electronenstroom wordt verbroken, nog geruimen tijd (soms uren) bestaan. Bekijkt men een op deze wijze emitterend oppervlak met behulp van een fluoresceerend scherm, dan blijkt, dat het oppervlak niet gelijkmatig emitteert, zooals bij de „normale” secundaire electronenemissie, maar dat bij het „Maltereffect” erupties van electronen optreden. Door dit eruptieachtige en trage van deze emissie lijkt het twijfelachtig of het Maltereffect voor de techniek bruikbaar is.

Overigens is het ontstaan van de positieve oppervlaktelading nog onduidelijk. Door onderzoekingen van Mühlenpfordt (14) en Paetow (15) is nl. gebleken, dat zeer kleine gasresten (drukken van de orde van 10^{-6} mm *Hg*) soms oorzaak zijn van het optreden van een Malterstroom. Bij de vorming van de positieve oppervlaktelading spelen dus naast de secundaire emissie vermoedelijk ook gasresten een rol.

*Eindhoven, Natuurkundig Laboratorium der
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken.*

¹⁾ Men heeft hier waarschijnlijk te doen met een koude emissie van het aluminiummetaal, dat zijn electronen door de oxydehuid heen emitteert. Merkwaardig genoeg wordt de oppervlaktelading door deze electronen niet geneutraliseerd; zij schieten er blijkbaar langs.

LITERATUUR

- (1) A. L. Reimann, Thermionic Emission, Londen 1934.
- (2) R. Suhrmann, Zs. Phys. **33**, 63, 1925; **54**, 99, 1928.
- (3) S. C. Roy, Proc. Roy. Soc. **A**, **112**, 599, 1926.
- (4) J. H. de Boer, Elektronenemission und Adsorptionerscheinungen, Leipzig 1937, blz. 268.
- (5) J. H. de Boer, l.c. blz. 272.
- (6) R. Suhrmann, Erg. exakte Naturw. **13**, 173, 1934.
- (7) J. H. de Boer, l.c. Kap. XIV.
- (8) J. H. de Boer, l.c. blz. 262.
- (9) P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen, Heidelberg, 1925.
H. Bruining, Die Sekundär-Elektronen-Emission fester Körper, Berlin 1942.
- (10) F. Trey, Physik. Zs. **44**, 38, 1943.
- (11) H. Bruining en J. H. de Boer, Physica **6**, 834, 1939.
- (12) R. Kollath, Fernsehen u. Tonfilm, Heft 4/5, 1941.
- (13) L. Malter, Phys. Rev. **49**, 478, 1936; **50**, 48, 1936.
H. Mahl, Zs. techn. Phys. **19**, 313, 1938.
- (14) J. Mühlenpfordt, Zs. Phys. **108**, 698, 1938.
- (15) H. Paetow, Zs. Phys. **111**, 779, 1939.

DISCUSSIE

Dr Elenbaas, Eindhoven: Is de formule $I_{foto} = C T^r \exp(-e\varphi/kT)$ theoretisch afgeleid of experimenteel bepaald?

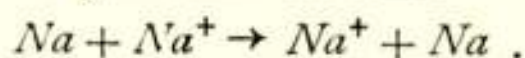
Dr Bruining: Door Richardson is de formule theoretisch afgeleid voor een metaal in thermodynamisch evenwicht met zijn omgeving bij temperatuur T . Bij de proeven van Suhrmann en Roy wordt bestraald met de straling van een zwart lichaam op temperatuur T . Deze experimentele condities beantwoorden niet aan het model van Richardson en het is daarom merkwaardig, dat de meetresultaten door de gegeven formule kunnen worden beschreven.

Dr Wassink, Utrecht: Op grond van fig. 2 zou men verwachten, dat het ion ontstaan door foto-electrische ionisatie dichter tot het oppervlak nadert dan het atoom. Is dit juist?

B. Dit is inderdaad het geval. Tijdens de electronenovergang blijft de afstand tot het oppervlak echter constant. Eerst nadat de overgang heeft plaatsgevonden nadert het ion tot het oppervlak.

Prof. Gorter, Amsterdam: Door ultraviolet bestraling van $NaCl$ krijgt men de merkwaardige kleuring, die zich in een electricch veld verplaatst (Pohl). Bewijst dit niet, dat er ook in $NaCl$ een onbezette energieband is, waarin de electronen toch het kristal niet behoeven te verlaten?

B. Deze verkleuring wordt veroorzaakt door Na -atomen, die aan z.g. „Störstellen” gebonden zijn. In een electricch veld en bij verhoogde temperatuur kunnen de electronen van deze atomen zich door de geleidingsband bewegen en zich vastzetten bij een verder gelegen Na -ion. Men krijgt dus een ladingstransport volgens het schema



Daar de electronen zich naar de anode bewegen, ziet men ook een beweging der verkleuring in die richting. Uit proeven van Stasiw (Nachr. Ges. Wiss. Gött. 1932, 261) is echter gebleken, dat bij voldoende innig contact de verkleuring als het ware in de anode verdwijnt, zoodat ook hier de electronen, die zich in de geleidingsband bewegen, het kristal kunnen verlaten.

Drs Borren, Eindhoven: Hoe worden bij de Malterkathode de Al_2O_3 - en de Cs_2O -laag opgebracht?

B. De Al_2O_3 -laag wordt electrolytisch gevormd. Hierop wordt Cs gedampt en dan geoxydeerd.

Dr v. Liempt, Eindhoven: Is de secundaire emissie temperatuurafhankelijk?

B. Door verschillende onderzoekers is gevonden, dat δ onafhankelijk is van de temperatuur. Alleen bij overgang van de vaste in de vloeibare toestand en omgekeerd of bij verandering van de kristalstructuur worden sprongen van de orde van enkele procenten waargenomen.

Ir Toxopeus, Eindhoven: Zou $SbCs_3$, daar dit een goedgeleidende halfgeleider is, volgens het energiebandenschema niet een lage δ moeten hebben?

B. Daar $SbCs_3$ een halfgeleider is, zij het ook met een lage specifieke weerstand van $10 \Omega \text{ cm}$, moeten we hier een volledig bezette en een volledig onbezette energieband aannemen, die echter energetisch veel dichter bijeen liggen dan bijv. bij $NaCl$. Dit sluit echter geenszins uit, dat de electronen in de onbezette band zonder extra energieverlies de stof zouden kunnen verlaten.

FOTO-ELECTRISCHE EN SECUNDAIRE EMISSIE IN VACUUMBUIZEN

door

M. C. TEVES

Gedurende de laatste jaren is het gebruik van secundaire emissie in vacuumbuizen voor versterking van foto-electrisch en thermisch geëmitteerde stroomen sterk toegenomen. Ook speelt de secundaire emissie een groote rol in bijzondere buizen voor televisiedoeleinden, zooals de iconoscoop, zonder tot de versterking van het afgegeven signaal bij te dragen. Daarnaast kan secundaire emissie en soms ook foto-electrische emissie in buizen vaak zeer ongewenscht zijn en heeft men getracht deze te onderdrukken.

Onderdrukking van secundaire emissie en foto-emissie.

Deze onderdrukking laat zich in het kort behandelen en zal daarom eerst besproken worden. Het gaat hierbij om de oplading van de glaswand en van isolatoren in buizen en om de emissie van die electroden in zend- en ontvangbuizen, die ten opzichte van een andere electrode een negatieve potentiaal hebben, welke emissie veroorzaakt wordt door opvallende electronen of door licht van de kathode.

Dit laatste treedt alleen bij zendbuizen met wolframkathode op; de straling van deze kathode is bij de hooge bedrijfstemperatuur voldoende om eenige milliampères foto-emissie van het stuurrooster te veroorzaken. Verhooging van de uittreepotentiaal door bijv. bedekking van het stuurrooster met *Zr* is meestal voldoende om deze emissie te onderdrukken.

De secundaire emissie van deze electroden is een veel erger kwaal. Men kan hier beginnen met het bedekken van de betreffende electrode met een stof met lage δ . Hiertoe wordt vaak *Zr* gebruikt, dat steeds oppervlakkig geoxydeerd is, of koolstof.

De δ van koolstof in de vorm van roet is ca. 0,15. Oppervlakken met een δ gelijk aan nul zijn tot nu toe niet verwerkelykt. Ook kan men van een vertragend veld gebruik maken, veroorzaakt door een remrooster of een ruimtelading, dat verhindert, dat de secundaire electronen een volgende electrode bereiken, zooals bijv. in de penthode wordt toegepast. Complete onderdrukking is echter uiterst moeilijk. De aanwezigheid van snelle secundaire electronen maakt een strenge scheiding tusschen de secundaire en de primaire electronen slecht doorvoerbaar.

Ook de secundaire emissie van niet-metallische deelen van de buis kan ernstige moeilijkheden veroorzaken, wanneer electronen de glaswand of isolatiemateriaal in de vorm van glasparels of mica treffen (1). De δ van glas is nl. grooter dan 1. Daar door de hooge isolatieweerstand geen stroom kan vloeien, kan de potentiaal van de isolator zich t.o.v. de anode slechts zoo instellen, dat de afgevoerde secundaire stroomsterkte gelijk is aan de toegevoerde primaire stroomsterkte, d.w.z. op kathodepotentiaal of iets minder positief dan de anode. De potentiaal van de isolator kan dus, eventueel zeer plaatselyk, sprongsgewijze van kathodepotentiaal op bijna anodepotentiaal overgaan. Daar bij sturing van de buis zoowel intensiteit als richting van de deze oplading veroorzakende electronen periodiek kunnen veranderen, kan men dus merkwaardige en zeer ongewenschte effecten verwachten, zooals verandering van de inwendige weerstand in H.F. buizen en een uiterst hinderlyke hoorbare vervorming in eindbuizen. Als middel hiertegen kan men de glaswand met een geleidende laag bedekken, zooals koolstof in de vorm van grafiet of metaal, en deze aan een vaste potentiaal leggen, waarbij bij grafiet nog het voordeel van een δ kleiner dan 1 bij alle in deze buizen voorkomende spanningen verkregen wordt. In het algemeen kan men zeggen, dat in buizen geen vrij isolatoroppervlak mag voorkomen, dat in het zicht is van electronen.

Multiplicatorbuizen.

Interessanter is de versterking van thermisch of foto-electrisch geëmitteerde stroomen met behulp van secundaire emissie. Als eerste voorbeeld diene een radio-ontvangbuis, de *EE* 1 (zie fig. 1) met één trap versterking, waarbij de eindsteilheid gelijk is aan δ maal de primaire steilheid. De door de kathode 1 geëmitteerde electronen worden door een stuurrooster 2 gestuurd, door een schermrooster 3 (op ca. 150 V) versneld en daarna door de

zich op kathodepotentiaal bevindende schermen 4 en door het anoderooster 6 (op 250 V) afgebogen en gericht op de secundaire kathode 5 (op 150 V). De vrijgemaakte secundaire electronen worden door het anoderooster 6 afgezogen en komen tenslotte op de daarmee verbonden anode 7 terecht. Het ver-

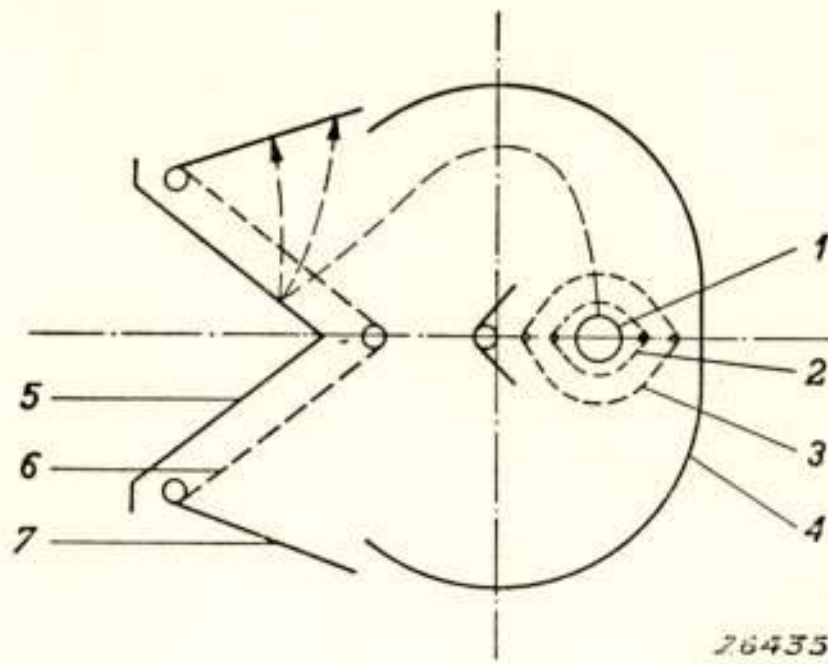


Fig. 1.

Dwarsdoorsnede van de ontvangbuis *EE1*.

1 kathode, 2 stuurrooster, 3 schermrooster, 4 schermplaat,
5 secundaire kathode, 6 anoderooster, 7 anode.

loop van de equipotentiaalvlakken is in fig. 2 weergegeven. De steilheid van de buis is 14 mA/V bij een kathodestroom van 2,7 mA en een anodestroom van 8 mA. Vermeld zij nog, dat deze merkwaardige constructie is gekozen om te verhinderen,

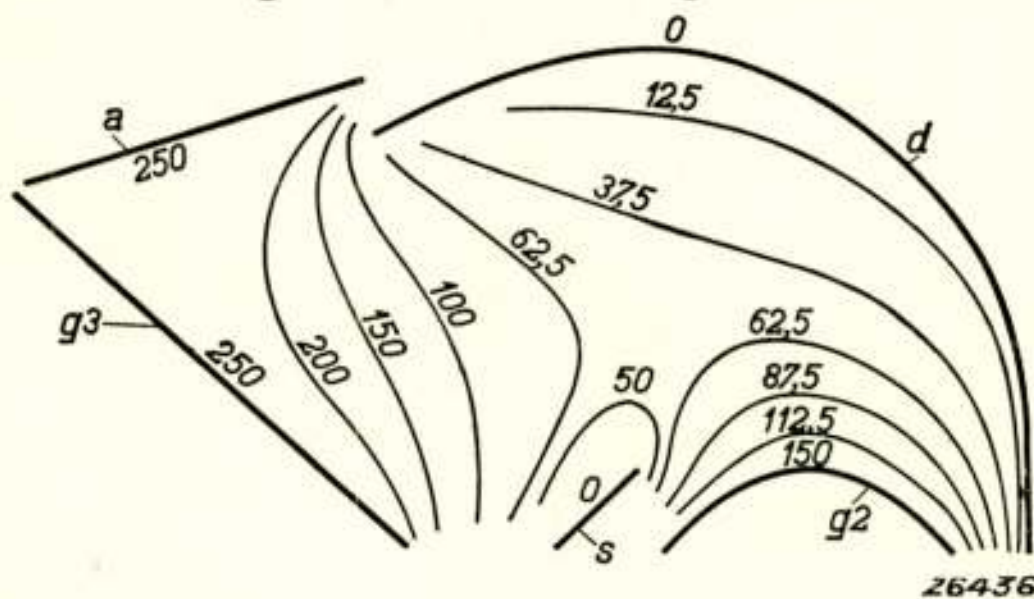


Fig. 2.

Verloop van de equipotentiaalvlakken in de *EE1*.

dat verontreinigingen, welke door verdamping uit de oxydekathode kunnen ontstaan, op de secundaire kathode zouden komen, waardoor de δ zou kunnen veranderen. Dit is bij deze opbouw niet mogelijk (2).

Buizen met meer dan één trap versterking brengen groote moeilijkheden met zich mede, doordat men om voldoende steil-

heid te bereiken met een vrij groote kathodestroom wil werken en deze stroom mede versterkt wordt. Dit voert zodoende tot te groote electrodenbelasting in de buis, zoodat van een zeer kleine kathodestroom moet worden uitgegaan. Hierbij wordt echter de primaire steilheid klein, zoodat de winst in eindsteilheid slechts gering is.

Gaat men daarentegen van een fotokathode uit, dan bestaat dit bezwaar niet. Hier vinden wij dan ook het toepassingsgebied van vele trappen secundaire-emissieversterking. Aangezien de primaire emissie van de fotokathode direct evenredig is met de opvallende lichtintensiteit, is zonder belichting de primaire stroom gelijk nul, waardoor de electrodenbelasting laag blijft. Daarvoor treden echter andere bezwaren op. De verdeling in uittreerichting en in snelheid van de echte secundaire electronen leidt reeds tot een van electrode tot electrode toenemende bundelspreiding. Dit, met het niet te verwaarloozen percentage gereflecteerde electronen, die daarenboven door hun grootere snelheid en de daarmee gepaard gaande grootere δ nog extra versterkt worden, maakt, dat van de gewenschte focusseering van de tenslotte zeer inhomogene electronenbundel niet veel meer overblijft, zoodat een toenemend aantal electronen aan een bepaalde secundaire kathode voorbijvliegt en zich zodoende aan de versterking onttrekt.

Wij kunnen bij deze buizen zuiver electrostatische of gemengd magnetisch-electrostatische focusseering toepassen. De eenvoudigste vorm is wel de „Netzvervielfacherröhre” van Weiss (3), waarbij eenvoudig een aantal als secundaire kathoden dienende gaasjes, waarvan het oppervlak een hooge δ heeft, achter elkaar geplaatst zijn. Doordat de aan de voorzijde van elk gaasje aan de draden vrijgemaakte secundaire electronen door het gaasje heengezogen moeten worden en doordat slechts een deel van de electronen de gaasjes zullen treffen, is de stroomversterking per trap slechts ca. $\frac{1}{2} \delta$. Men vervalt zodoende in een groot aantal trappen met daardoor hooge totaalspanning, indien men groote versterking wil bereiken.

Bij het gebruik van massieve secundaire kathoden vervalt men in meer of minder gecompliceerde focusseeringsmethoden, waarvan die van Raïchmann(4) wel de laatste uitvoeringsvorm is en waarbij zuiver electrostatische focusseering gebruikt wordt. Hierbij moet de primaire stroom sterk gebundeld worden, anders komt men tot zeer groote afmetingen van de secundaire kathoden en dus van de buis, door de spreiding van de bun-

dels op hun loop door de buis, tenzij men van een zeer kleine lichtvlek op de fotokathode uitgaat. In verband met het gevaar voor overbelasting van deze fotokathode wordt de buis dan slechts voor zeer kleine lichtintensiteiten bruikbaar.

Wij hebben een andere oplossing gezocht om tot meer dan 3 trappen te komen bij zeer kleine buisafmetingen en toch een vrij groote lichtvlek op de fotokathode toe te kunnen laten (5). Hiertoe is het noodig de primaire foto-electronenstroom zeer fijn te bundelen. Gebruik werd gemaakt van een eigenschap van

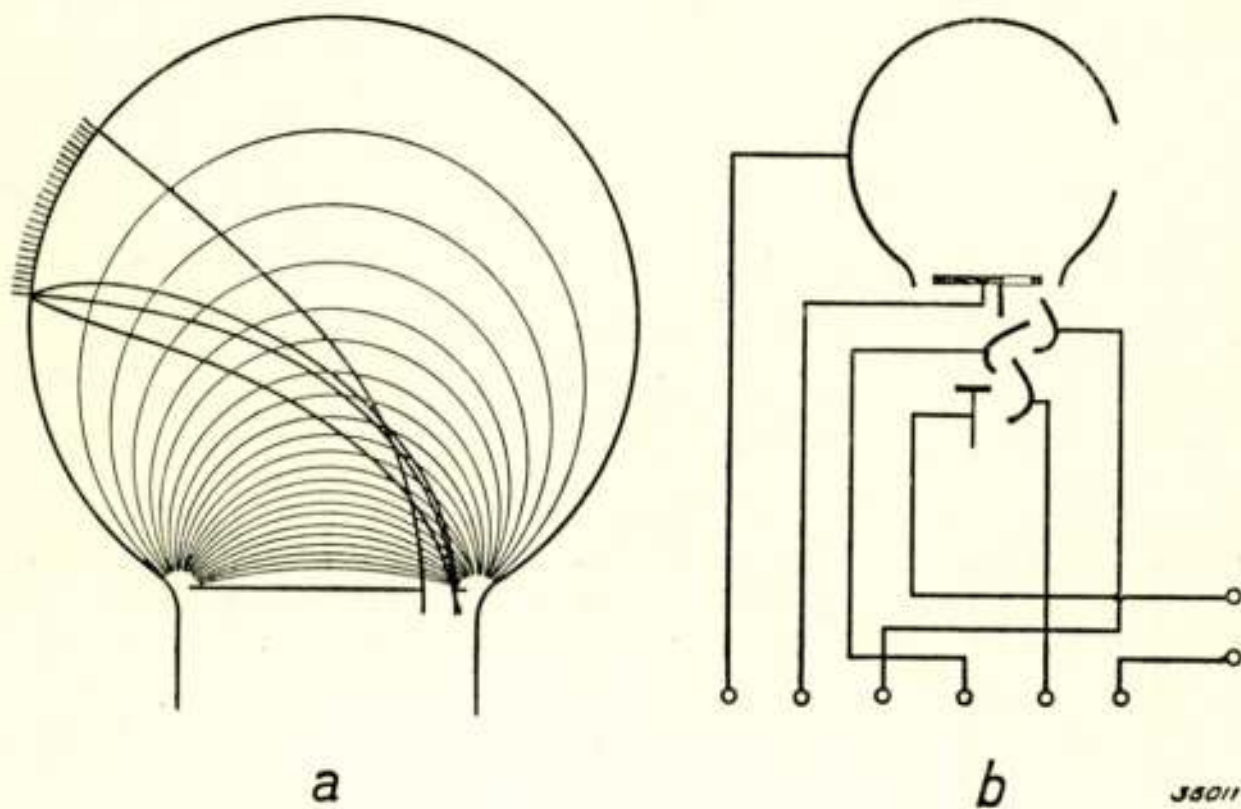


Fig. 3.

Foto-electrische cel 3520 met 3 trappen versterking door secundaire emissie.

- a) Banen der foto-electronen tusschen een bolvormige fotokathode en een platte anode (de dunne lijnen zijn æquipotentiaallijnen). De fotokathode wordt op de anode verkleind afgebeeld. De uit het gearceerde deel van de fotokathode vrij gemaakte electronen gaan door de opening van de anode en worden in het daarachter geplaatste multiplicatorsysteem vermenigvuldigd.
- b) Doorsnede van het systeem.

een holle bolvormige fotokathode, welke op één plaats door een plaatvormige anode is afgesloten, die dus geometrisch een deel van de wand van de bol vormt. Elk element van het bolvlak wordt dan nl. op een bepaalde plaats op de anode afgebeeld en wel ca. $10\times$ verkleind bij een bol van 4 cm diameter bij 100 V anodespanning. Maakt men nu op één plaats in de anode een gaatje, dan zal hierdoor een bundel electronen behoorende bij een zeer bepaald deel van de fotokathode vallen. Wij hebben dus te zorgen, dat de belichting op dit deel valt.

Bij een bol van 4 cm diameter kan de lichtvlek 1 cm doorsnede hebben; de bundeldoorsnede in het gaatje is dan ca. 1 mm. Wij kunnen nu de bundel in een systeem van secundaire kathoden laten vallen; zeer gunstig is hiervoor het reeds genoemde systeem van Raïchmann. Met drie trappen komt men tot een stroomversterking van ca. $200 \times$ en tot een gevoeligheid van 4 mA/lm bij een totaalspanning van 650 V over de cel (fotocel type 3520 van Philips, Fig. 3). Bij 6 trappen bereikt men

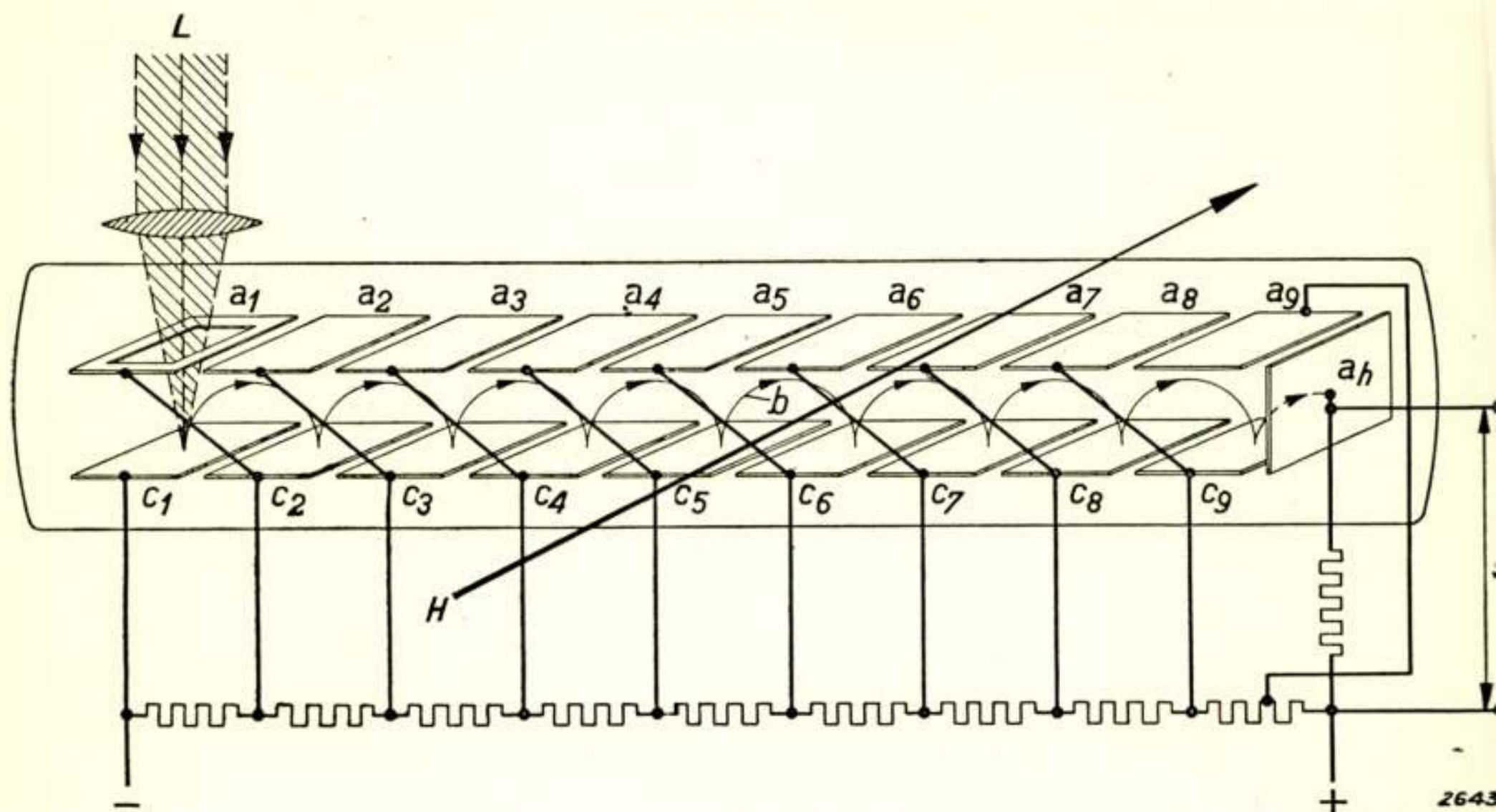


Fig. 4.

Multiplicatorbuis met magnetische focusseering volgens Zworykin.

c_1 fotokathode, c_2, c_3, \dots secundaire kathoden,

a_1, a_2, \dots hulpanoden, a_n eindanode,

$H \rightarrow$ richting van het magnetische dwarsveld.

bij overeenkomstig hogere totaalspanning een versterking van ca. $50000 \times$ en een celgevoeligheid van ca. 1 A/lm. Het wordt hierbij echter al zeer moeilijk de electronen bij de latere trappen binnen de gewenschte banen te houden.

Wil men toch nog verder gaan op deze weg, dan moet men een richtend homogeen magneetveld te hulp roepen en vervalt dan in de oudere uitvoering van Zworykin (6) (fig. 4). Het magneetveld is zoo gericht, dat de electronen, ongeveer halve cirkels beschrijvend, de opeenvolgende secundaire kathoden treffen. Wij hebben op deze wijze buizen tot en met 11 trappen gemaakt, welke een stroomversterking van ca. $10^7 \times$ hadden bij

3000 V totaalspanning. De toepassing van deze buizen is beperkt; hoofdbezwaar is wel de uiterst critische instelling in het magneetveld en de groote afmetingen van de opstelling met bijbehorende voeding.

De voordeelen van versterking door secundaire emissie zijn zuivere stroomversterking en daardoor frequentie-onafhankelijkheid; verder wordt bij de fotomultiplicatorbuis de verhouding van de ruisch tot de primaire electronenstroom door de versterking slechts weinig ongunstiger in tegenstelling met de versterking door radiobuizen met hun diverse koppellementen (7).

Televisie-signaalbuizen.

Voor televisie heeft de ontwikkeling tot een geheel nieuw type buis geleid, de iconoscoop, waarvan de grondgedachte reeds in 1908 door Campbell Swinton (8) aangegeven is; de praktische uitvoering is later door Zworykin (9) verwezenlijkt. Met deze buis wordt een lichtbeeld opgelost in een aantal beeldpunten, welke in een electricch signaal worden omgezet. De werking berust op de positieve oplading van een geïsoleerde fotokathode bij belichting, gevolgd door een plotselinge neutralisatie van deze lading door een electronenstraal. Door het verdeelen van de fotokathode in zeer vele microscopisch kleine elementjes (diameter ca. 1μ) verkrijgen wij een geheel, dat gaat lijken op het netvlies van ons oog.

Door deze verzameling van onderling geïsoleerde fotokathoden aan te brengen op een dunne (50μ) micaplaat, welke aan de andere zijde gemetalliseerd is, verkrijgen wij een groot aantal microcondensatortjes, samen een mozaïekkathode vormende. Projecteeren wij nu een lichtbeeld op dit mozaïek, dan zullen de microcondensatortjes zich opladen. Is de opladingstijd kort genoeg in verband met de lichtgevoeligheid, de capaciteit en de plaatselijke lichtintensiteit, dan zal de lading van elke elementaire kathode ongeveer evenredig zijn met de plaatselijke lichtintensiteit; het lichtbeeld zal dus in een ladingsbeeld zijn omgezet.

Laten we nu een scherp gefocusseerde electronenbundel, de aftaststraal, over de mozaïekkathode loopen, dan zullen de plaatselijke ladingen achtereenvolgens plotseling gecompenseerd worden en de overeenkomstige stroomstooten als signaal aan de gemeenschappelijke condensatorzijde kunnen worden afgenomen. Het ladingsbeeld zal dus als functie van de tijd, synchroon naar

tijd en plaats van de aftaststraal op het mozaïek, als stroomsignaal verschijnen. Laten wij de aftaststraal een raster beschrijven en sturen wij met het signaal na versterking een met de aftaststraal synchroon verlopende electronenstraal in een kathodestraalbuis, dan zal op het fluorescentiescherm van deze buis het ladingsbeeld van het mozaïek, dus het oorspronkelijke lichtbeeld weer verschijnen.

De constructie en schakeling van de buis zijn in fig. 5 weergegeven. Magnetische deflectie zorgt, dat de aftaststraal een regelmatig raster van 405, 441 of ook meer lijnen binnen $1/25$

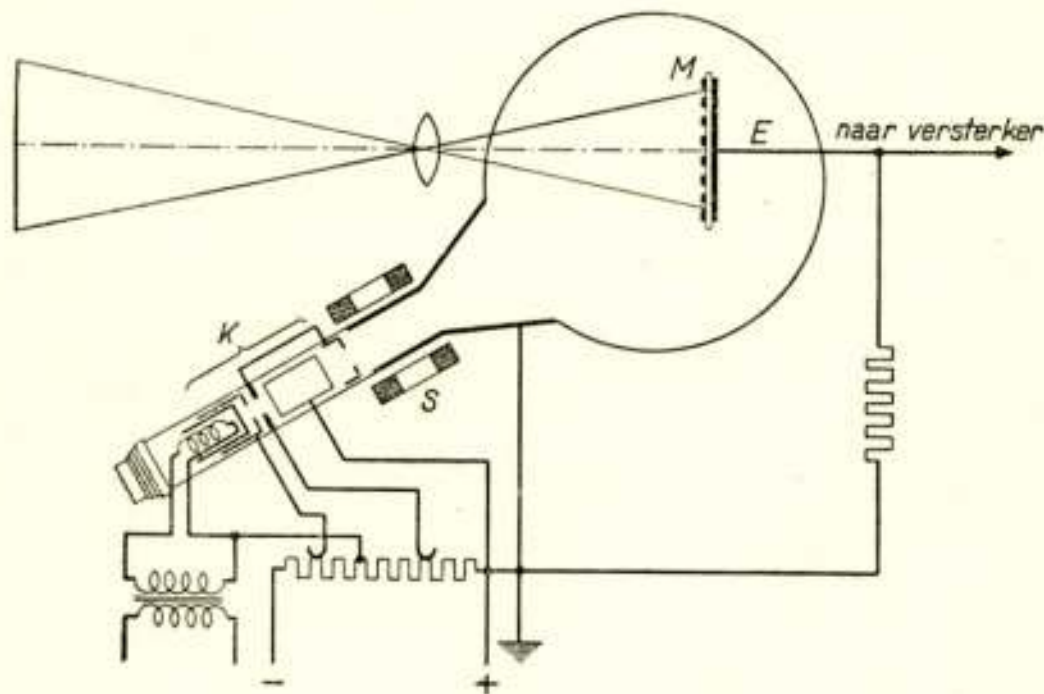


Fig. 5.

Iconoscoop

- K* electronenkanon, dat de aftastbundel levert,
S spoelenstel voor magnetische deflectie,
M mozaïek,
E signaalelectrode.

sec, de beeldtijd, op het mozaïek schrijft. Het spanningsverschil tusschen de kathode van het electronenkanon, dat de bron van de straal is, en de anode is ca. 800 V, de tegenelectrode van het mozaïek bevindt zich op ongeveer anodepotentiaal, het mozaïek zelve kiest zijn spanning ten opzichte van de anode tengevolge van de secundaire emissie op ca. 1,5 V negatief.

De werking van de buis berust dus op het verzamelen van lading gedurende een bepaalde tijd, gevolgd door een zeer snelle ontlading. Gedurende de geheele periode, welke de aftaststraal noodig heeft om het geheele mozaïek af te tasten, de beeldperiode, kan deze oplading plaats vinden. De beeldperiode wordt in verband met de gevoeligheid van het oog voor lichtflikkeringen bij de weergave $1/25$ sec gekozen. Vergeleken met de klassieke methode met de schijf van Nipkow, waarbij een beeldpunt

slechts gedurende de aftastduur een fotostroom produceert, zou dus de iconoscoop een signaal moeten leveren, dat ongeveer een factor gelijk aan het aantal beeldpunten groter is. Aangezien echter de foto-emissie van het mozaïek verre van verzadigd is — de gemiddelde potentiaal van het mozaïek t.o.v. de anode, bepaald door de secundaire emissie, welke de aftaststraal veroorzaakt, is slechts 1,5 V negatief — wordt reeds een factor 5 verloren. Verder compenseeren de vrijgemaakte secundaire elektronen, voor welke afvoer ook geen verzadigingsspanning aanwezig is, een deel van de foto-electrische oplading en vormen

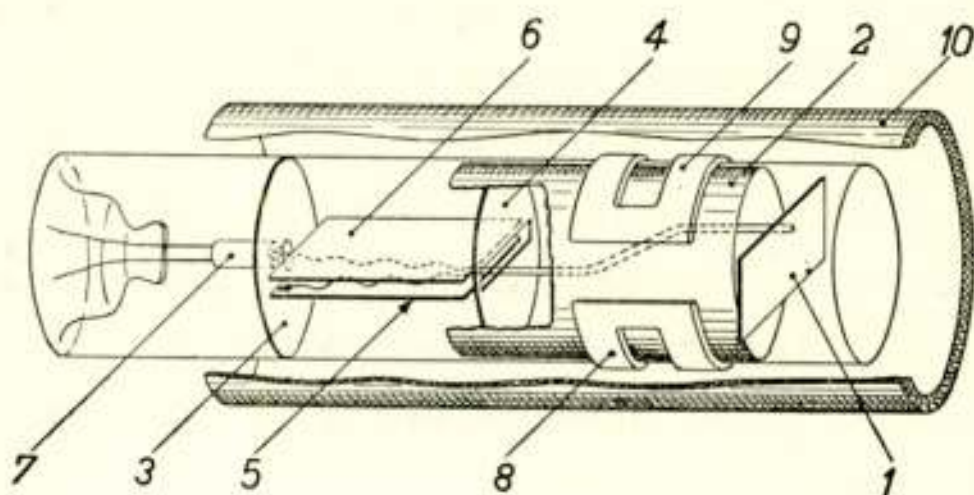


Fig. 6.

Orthicon.

- 1 doorzichtig mozaïek,
- 2 metalen wandbekleding, welke als anode dient,
- 3, 4 metalen afsluitplaten op anodepotentiaal,
- 5, 6 deflectieplaten voor de lijndeflectie,
- 7 elektronenkanon met kathode op aardpotentiaal,
- 8, 9 deflectiespoelen voor de magnetische beelddeflectie,
- 10 lange focusseeringsspoel, welke de geheele buis omvat.

een ruimtelading vóór het mozaïek. Hier treedt weer een verliesfactor 4 op. Bovendien treedt een extra stoorsignaal op, de z.g. „black spot”, gevormd door de zoo juist genoemde ruimtelading. Het werkelijke rendement van de iconoscoop waarvan het mozaïek slechts ca. $5 \mu\text{A}/\text{lm}$ geeft, is dus slechts een factor 1000 groter dan dat van de klassieke methode met de schijf van Nipkow en een goede fotocel met $50 \mu\text{A}/\text{lm}$.

Een nieuwe uitvoeringsvorm van de iconoscoop door Zworykin, de orthicon (10), vermijdt de verliezen en het stoorsignaal veroorzaakt door de secundaire emissie van het mozaïek (fig. 6). De aftastbundel, tot ca. 100 V versneld, doorloopt een deflectiesysteem, dat gemengd electrostatisch-magnetisch is, en wordt dan weer tot 0 V geremd, voordat hij het mozaïek treft. Een homogeen longitudinaal magneetveld van ca. 100 gauss om

de geheele buis zorgt, dat de aftaststraal toch fijn gebundeld blijft. Het mozaïek, nu om constructieve redenen doorzichtig gemaakt — de tegenelectrode aan de achterkant bestaat uit een opgedampt geleidend metaallaagje, dat doorzichtig is en waardoorheen belicht wordt met helaas een 30⁰/₀ verlies — bevindt zich op 0 volt en wordt door de belichting plaatselijk opgeladen. De opgeladen plaatsen onttrekken aan de aftastbundel juist zooveel electronen als noodig is om hun lading te compenseeren, de rest van de bundel keert volgens dezelfde weg door de buis terug, waarlangs zij gekomen is, gedwongen door het magneetveld. Secundaire emissie treedt dus niet op. Ook is de foto-electrische emissie practisch verzadigd, daar de anodespanning nu ca. 100 V bedraagt. Bovendien zorgt het magneetveld, dat geen electronen naar het mozaïek terug kunnen keeren. De gevoeligheid van de orthicon is ca. 10× grooter dan die van de iconoscoop. Bij te sterke belichting, als de oplading van het mozaïek niet meer door de aftaststroom gecompenseerd kan worden, laadt het mozaïek zich tot anodepotentiaal, ca. 100 V, op. De aftastbundel komt dan met deze snelheid op het mozaïek aan, maakt weer secundaire electronen vrij en de buis werkt verder als iconoscoop bij overeenkomstig verlaagde gevoeligheid.

*Eindhoven, Natuurkundig Laboratorium der
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken.*

LITERATUUR

- 1) J. L. H. Jonker, Phil. techn. tijds. **3**, 215, 1938.
H. Bruining, Die Sekundär-Elektronen-Emission fester Körper, Berlijn 1942.
- 2) J. L. H. Jonker en A. J. W. M. van Overbeek, Wir. Eng. **15**, 150, 1938.
J. L. H. Jonker en M. C. Teves, Phil. techn. tijds. **3**, 137, 1938.
- 3) G. Weiss, Zs. techn. Phys. **17**, 623, 1936.
- 4) V. K. Zworykin en J. Raïchmann, Proc. Inst. Radio Eng. **27**, 558, 1939.
- 5) M. C. Teves, Phil. techn. tijds. **5**, 265, 1940.
- 6) V. K. Zworykin, G. A. Morton en L. Malter, Proc. Inst. Radio Eng. **24**, 351, 1936.
- 7) W. Shockley en J. R. Pierce, Proc. Inst. Radio Eng. **26**, 321, 1938.
- 8) Campbell Swinton, Nature **78**, 51, 1908; **118**, 590, 1926, Journ. Röntgen Soc. **7**, 1912.
- 9) V. K. Zworykin, G. A. Morton en L. E. Flory, R.C.A. Rev. **1**, 60, 1936, Proc. Inst. Radio Eng. **25**, 1071, 1937.
- 10) A. Rose en H. Iams, Proc. Inst. Radio Eng. **27**, 547, 1939, R.C.A. Rev. **4**, 186, 1939.

DISCUSSIE

Dr Wassink, Utrecht. Zijn fotocellen, die 10^{-4} A/lm geven, in de handel en welke lichtintensiteiten zijn er nog betrouwbaar mee te meten?

Dr Teves. Op het oogenblik zijn o.a. buizen met 2×10^{-3} A/lm in de handel en wel de Philipsbuis 3520. Deze zijn geconstrueerd voor het meten van lichtintensiteiten van 10^{-5} — 10^{-2} lumen; voor nog kleinere intensiteiten is de isolatie van de anode niet berekend. De laagste intensiteit, welke in het algemeen te meten is, hangt af van de toelaatbare ruisch, welke, afgezien van lekstroomen, door thermische emissie veroorzaakt wordt. Afkoeling op lage temperatuur wordt daarom wel toegepast; men kan zoo wel tot ca. 10^{-12} lm toe meten

Ir Paling, Eindhoven. Waarom wordt de binnenzijde van de ballon van iconoscopen nooit met grafiet bedekt om oplading der glaswand te vermijden, bijv. doordat de aftaststraal buiten het mozaïek valt?

T. Bedekken van de glaswand met grafiet of met een metaallaag heeft weinig invloed; de gemiddelde potentiaal van het mozaïek stelt zich immers t.o.v. de omringende electrode automatisch in. Men zorgt ervoor, dat de aftaststraal binnen het vlak van het mozaïek blijft. Wordt de glaswand toch getroffen, dan is dit niet zoo erg. De gemiddelde potentiaal kan iets veranderen en daarmee ook de ligging van de ruimtelading, maar dit effect wordt toch voortdurend door een toegevoegd signaal zoo goed mogelijk gecompenseerd en is overigens van dezelfde grootte-orde als plotselinge veranderingen in de gemiddelde belichtingsintensiteit.