



Aanslagfuncties van metastabiele toestanden, gemeten met behulp van secundaire electronen-emissie, voor helium en neon

<https://hdl.handle.net/1874/357891>

A. g. 192, 1941

**AANSLAGFUNCTIES VAN METASTABIELE
TOESTANDEN, GEMETEN MET BEHULP
VAN SECUNDAIRE ELECTRONENEMISSIE
VOOR HELIUM EN NEON**

R. DORRESTEIN

ht

Diss. Utrecht 1941

AANSLAGFUNCTIES VAN METASTABIELE
TOESTANDEN, GEMETEN MET BEHULP
VAN SECUNDAIRE ELECTRONENEMISSIE
VOOR HELIUM EN NEON

PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN DOCTOR
IN DE WIS- EN NATUURKUNDE AAN DE RIJKS-
UNIVERSITEIT TE UTRECHT, OP GEZAG VAN DEN
WAARNEMENDEN RECTOR-MAGNIFICUS L. VAN
VUUREN, HOOGLEERAAR IN DE FACULTEIT DER
LETTEREN EN WIJSBEGEERTE, VOLGENS BESLUIT
VAN DEN SENAAAT DER UNIVERSITEIT IN HET
OPENBAAR TE VERDEDIGEN OP MAANDAG
1 DECEMBER 1941 DES NAMIDDAGS TE 4 UUR
DOOR

RICHARD DORRESTEIN

GEBOREN TE ALKMAAR



1941

DRUKKERIJ Fa. SCHOTANUS & JENS — UTRECHT

ANALYSE VAN HET
SISTEM VAN METASTABELE
TOEGANGEN TEGEN HET
VAN SECUNDAIR ELECTROLYSE
VOOR HET EN BEHOEVEN

DE OORZAKEN VAN
DE TOEGANGEN TEGEN
DE SECUNDAIR ELECTROLYSE
VAN HET METASTABELE
SISTEM VAN METASTABELE
TOEGANGEN TEGEN HET
VAN SECUNDAIR ELECTROLYSE
VOOR HET EN BEHOEVEN



Faint, illegible text, possibly bleed-through from the reverse side of the page.

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

PROMOTOR: PROF. DR. M. G. J. MINNAERT.

HET IN DIT PROEFSCHRIFT BESCHREVEN ONDERZOEK WERD
UITGEVOERD IN HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER
RIJKSUNIVERSITEIT TE UTRECHT ONDER DE LEIDING VAN
WIJLEN PROF. DR. L. S. ORNSTEIN.

HET PROEFSCHRIFT IS GOEDGEKEURD
DOOR DR. J. M. W. MILATZ.

INHOUD

BLADZ.

Hoofdstuk I. Inleiding.

§ 1. Onderwerp van het proefschrift	1
§ 2. Het evenredigheidsbeginsel bij elementaire processen	1
§ 3. Metastabiele toestanden	5
§ 4. Aanslagfuncties	10
§ 5. Beginsel der meetmethode	13

Hoofdstuk II. Opstelling en meetmethode.

§ 1. Beschrijving van de buis	16
§ 2. Het magnetische veld	19
§ 3. De vacuumopstelling	19
§ 4. Ontgassen	20
§ 5. Electriche schakeling van de aanslagbuis	21
§ 6. Instellen van den electronenbundel	23
§ 7. De electrometer	23
§ 8. Meting van den secundairen electronenstroom	25

Hoofdstuk III. Dichtheid van het gas; stroomsterkte, snelheid en effectieve lengte van den bundel.

§ 1. Inleiding	29
--------------------------	----

A. Zuiverheid en dichtheid van het gas.

§ 2. Zuiverheid van het gas	30
§ 3. Dichtheid van het gas	31

B. Stroomsterkte van den bundel en secundaire electronen in de kooi.

§ 4. Oorzaken van fouten	32
§ 5. Variatie van omstandigheden in de kooi	34
§ 6. Conclusie	39

C. Werkelijke energie der electronen en afgelezen spanning.

§ 7. Oorzaken van verschillen	39
§ 8. Contactpotential	41
§ 9. Electriche veld binnen de kooi	44
§ 10. Conclusie	47

D. Het gedeelte van de in de kooi gevormde metastabiele atomen, dat het plaatje P treft.

§ 11	47
----------------	----

Hoofdstuk IV. Eliminatie van geladen deeltjes.

§ 1. Richtlijnen	52
§ 2. Variatie van potentialen in de zijbuis.	53
§ 3. Conclusie	57
§ 4. Opmerking betreffende het magnetische veld	58

Hoofdstuk V. De scheiding van de werkingen door metastabiele atomen en door straling.

§ 1. Grondbeginsel	59
§ 2. Triode-generator	61
§ 3. Proeven met wisselspanning	62
§ 4. Bepaling van ϑ	66
§ 5. Methode voor de meting der aanslagfuncties	69

Hoofdstuk VI. Metingen met helium.

§ 1. Inleiding	70
§ 2. Metingen met variatie van den druk	73
§ 3. Metingen bij hooge snelheden	77
§ 4. Metingen bij lage snelheden	79
§ 5. Discussie der aanslagkrommen	82
§ 6. Bepaling van rendementen	87

Hoofdstuk VII. Metingen met neon.

§ 1. Inleiding	94
§ 2. Metingen met variatie van den druk	96
§ 3. Metingen bij hooge snelheden	98
§ 4. Metingen bij lage snelheden	99
§ 5. Discussie der aanslagkrommen	101
§ 6. Bepaling van rendementen.	103

Hoofdstuk VIII. Enkele opmerkingen aangaande het rendement ξ_m .

§ 1. Eenige waarnemingen.	109
§ 2. Beschouwing	110

Hoofdstuk IX. Besluit.

§ 1. Iets over de historische ontwikkeling van methoden voor het aantoonen en meten van onelastische botsingen van electronen in gassen	111
§ 2. Voor- en nadeelen van de methode; verdere mogelijkheden	113

Aanhangsel.

Over de in proeven met wisselspanning optredende functie $f_m(v)$	116
---	-----

Zusammenfassung	122
---------------------------	-----

Summary	124
-------------------	-----

Eenige numerieke gegevens	127
-------------------------------------	-----

HOOFDSTUK I.

INLEIDING.

§ 1. Onderwerp van het proefschrift.

Wanneer men een bundel electronen door een verdund gas laat loopen, kunnen er, indien de kinetische energie van deze electronen een zekere minimumwaarde overschrijdt, onelastische botsingen met de gasdeeltjes plaats hebben. In sommige gassen bestaat de mogelijkheid dat de gasatomen (of -moleculen) hierbij in een metastabielen toestand (zie § 3) geraken.

In dit proefschrift zijn voor helium en neon metingen beschreven over de kans op vorming van dergelijke energierijke toestanden, in afhankelijkheid van de energie der electronen, m.a.w. metingen van de betreffende aanslagfuncties (zie § 4). Het is bekend, dat metastabiele atomen, wanneer ze tegen een wand botsen, hieruit electronen kunnen vrijmaken. Van dit verschijnsel is bij de metingen gebruik gemaakt om het aantal dezer atomen te bepalen. Hiertoe is terzijde van den electronenbundel, die de gasdeeltjes aanslaat, een metalen plaatje opgesteld; de door de vrijgemaakte electronen veroorzaakte naar dit plaatje loopende electriche stroom, die evenredig is met het aantal per tijdseenheid gevormde metastabiele atomen, wordt gemeten. De karakteristieke experimenteele problemen, die bij deze methode optreden, zijn het vrijhouden van dit plaatje van ongewenschte geladen deeltjes (zie hoofdstuk IV) en het bepalen van den invloed van het aan het plaatje optredende photoeffect (zie hoofdstuk V). *)

In dit inleidende hoofdstuk zullen enkele grondbegrippen (§§ 2, 3, 4) en voorts de grondslagen der meetmethode (§ 5) besproken worden.

§ 2. Het evenredigheidsbeginsel bij elementaire processen.

In de atoomphysica ¹⁾ treden als elementaire deeltjes, naast de atomen,

¹⁾ Hier wordt speciaal bedoeld dat deel der physica, hetwelk zich bezighoudt met de eigenschappen van atomen (en eventueel meeratomige moleculen) voor zoover deze in de gas- of dampphase voorkomen, en met uitsluiting van de eigenschappen der kern.

*) De grondslag voor het in dit proefschrift beschreven onderzoek werd gelegd door besprekingen met den Heer J. A. Smit, die mij ook later dikwijls met raad en daad heeft bijgestaan. Hiervoor ben ik hem zeer erkentelijk.

moleculen en hun electrisch geladen modificaties, de ionen, nog het electron en het lichtquant ³⁾ of photon op. Wanneer bij de wisselwerking van materie met electromagnetische straling het quanteuze karakter van die straling op den voorgrond treedt, zooals veelal het geval is, kan men namelijk met recht het lichtquant als een elementair deeltje beschouwen.

Een *elementair proces* kan men dan beschrijven als een overgang van een of meer van deze objecten met zekere eigenschappen in een of meer van dezelfde of een andere soort, met andere eigenschappen. Er zijn processen, waarbij in eerste instantie slechts één elementair deeltje optreedt, b.v. het verschijnsel der spontane lichtuitzending; voor de meeste is echter een wisselwerking van twee of meer deeltjes noodig, die verwezenlijkt kan worden, wanneer deze deeltjes in elkaars nabijheid komen tijdens een z.g. *botsing*. Hieronder vallen o.m. de processen van aanslag van atomen door electronen.

Naast deze bestaat er nog een andere categorie processen, die veelal ook onder de elementaire processen gerangschikt worden ³⁾ ⁴⁾, maar feitelijk iets ingewikkelder zijn. Bedoeld worden n.l. die processen, waarbij, behalve een of meer elementaire deeltjes, ook een vaste wand betrokken is. Ter onderscheiding zou ik hiervoor den naam (elementaire) *wandprocessen* willen gebruiken. Hieronder vallen o.a. het photoelectrisch effect en alle verschijnselen van secundaire emissie en heterogene katalyse ⁵⁾. Vele van deze verschijnselen hebben uitgebreide toepassing gevonden in de techniek. In gasontladingen spelen beide soorten processen naast elkaar een wezenlijke rol. De in het volgende voor elementaire processen gegeven beschouwingen gelden even goed voor deze wandprocessen.

De quantitative metingen over het verloop van alle mogelijke elementaire processen hebben geleid tot het fundamenteele resultaat, dat de veelvuldigheid van optreden van een zeker elementair proces altijd evenredig is met de hoeveelheden (concentraties, intensiteiten, stroomsterkten,

³⁾ Beter spreekt men van stralingsquant.

³⁾ F. M. Penning, Ned. T. Natuurk. 5, 33 (1938).

⁴⁾ M. J. Druyvesteyn en F. M. Penning, Rev. Mod. Phys. 12, 87 (1940) § 18; ^{4a)} § 12; ^{4b)} § 55.

⁵⁾ De gemaakte scheiding komt overeen met het in de chemie gemaakte onderscheid tusschen homogene en heterogene reacties. Voor die heterogene reacties, waarbij de wand zuiver als katalysator optreedt, bezigt men in de chemie wel den naam contactprocessen. Deze vormen derhalve een onderdeel van de volgens de hierboven gegeven definitie algemeener geformuleerde wandprocessen, waarbij de rol, die de wand speelt, in het midden wordt gelaten.

enz.), waarin de voor het proces noodige elementaire objecten zijn samengebracht; wanneer meer dan één elementair deeltje van eenzelfde soort bij een proces vereischt is, komt de hoeveelheid hiervan met een overeenkomstige exponent voor. Met andere woorden: de in 1867 door Guldberg en Waage voor chemische processen opgestelde „*massawerkingswet*”⁶⁾ geldt voor alle elementaire processen. Deze uitspraak formuleert een voorwaarde, waaraan een verschijnsel moet voldoen, wil men het statistisch kunnen interpreteren als resultaat van vele onafhankelijk van elkaar verloopende elementaire processen. Voor elk elementair proces kan men definiëren een *waarschijnlijkheid* per tijds-eenheid en per eenheid van hoeveelheid (in verruimden zin), een kenmerkend getal dat slechts afhangt van de parameters die het beschouwde elementair proces beschrijven (b.v. snelheid, afbuigingshoek, golfenlengte).

Als illustratie kan het geval beschouwd worden, dat men een bundel electronen van gegeven energie door een gegeven gas laat gaan en vraagt naar het aantal der onelastische botsingen, die gepaard gaan met een gegeven energieverlies en een gegeven afbuigingshoek der electronen. Dit aantal is evenredig met de sterkte van den electronenstroom en met de dichtheid van het gas, waarbij een waarschijnlijkheidsfactor optreedt, die afhangt van de energie der electronen vóór het proces, van het energieverlies en van den afbuigingshoek.

Bij de quantitative definitie van een elementair proces is rekening te houden met de door de quantenmechanica opgelegde beperkingen (onzekerheidsrelaties); bij een botsing van twee deeltjes kunnen b.v. niet tegelijk scherp gedefinieerd zijn zoowel de relatieve snelheid als de „botsingsparameter” (= kortste afstand der volgens rechte lijnen geextrapoleerde banen), enz.

Slechts in weinig gevallen is het experimenteel mogelijk een evenredigheid te constateeren bij zulke verschijnselen, die opgebouwd zijn uit gelijksoortige elementaire processen, die alle door *dezelfde* waarden van de van belang zijnde parameters beschreven worden. Meestal hebben de parameters van de elementaire processen, die leiden tot het verschijnsel, dat quantitatief bestudeerd wordt, waarden die over een zeker gebied *varieeren*.

In het bovenaangehaald geval kan men zich b.v. interesseeren voor *alle* onelastische botsingen, die gepaard gaan met een gegeven energieverlies, of *alle* botsingen, die gepaard gaan met een gegeven afbuigingshoek der electronen. In het eerste geval integreert men dan over alle afbuigingshoeken, in het tweede over alle mogelijke waarden van het energieverlies der electronen.

Bij het werken met gassen in thermisch evenwicht legt men de verdeling over de waarden van vele parameters vast door de keuze van

⁶⁾ Vgl. C. M. Guldberg en P. Waage (1867). Ostwalds Klass. No. 104.

één nieuwe: de temperatuur. Bij lichtprocessen moet men vaak middelen over de golflengte, bij vele wandprocessen over hoeken. In al deze gevallen blijft het evenredigheidsprincipe gelden.

De voor elk verschijnsel kenmerkende coëfficiënten, die in de evenredigheid optreden, hebben voor de verschillende processen verschillende namen gekregen. Men spreekt van werkzame doorsnede, aanslagkans, ionisatiekans, recombinatiecoëfficiënt, reactieconstante, absorptiecoëfficiënt, overgangswaarschijnlijkheid, rendement, nuttig effect, enz. Als gemeenschappelijke benaming voor al deze coëfficiënten zal in het volgende gebruikt worden het woord *rendement*.

Behalve voor de bovengenoemde gevallen kan men evenredigheden vaststellen voor tal van verschijnselen, die men ontstaan kan denken door combinatie van twee of meer elementaire processen, waarbij de aard en/of het aantal van elk dier processen afzonderlijk al of niet in het midden wordt gelaten, b.v. voor alle photochemische en een groot deel der chemische reacties; in de theorie der gasontladingen voor de z.g. semi-elementaire processen⁸⁾; b.v. ionisatie en aanslag per cm weg in de veldrichting door een gegeven deeltje bij gegeven veldsterkte en druk; voorts bij de studie van α -, β - en γ -stralen: ioniseerend vermogen langs de baan.

Opgemerkt kan nog worden, dat de geldigheid van evenredigheidsprincipes niet beperkt is tot de atoomphysica; zij gelden b.v. even goed voor de elementaire processen in de kernphysica.

Het algemeene evenredigheidsprincipe voor elementaire processen is een consequentie van het „klassieke” beeld der natuurkunde en is als zoodanig zoo vanzelfsprekend, dat men er in het algemeen nauwelijks bij stil staat. De onderstelling der „molekulare Ungeordnethet” van Boltzmann⁷⁾ leidt tot de uitdrukking ervan voor elastische botsingen tusschen atomen of moleculen. In dit beeld werd het rendement geïnterpreteerd als een waarschijnlijkheid van niet essentieel karakter, afgezien van de elementaire lichtprocessen, die „klassiek” niet te begrijpen waren.

In het huidige quantumtheoretische beeld echter zijn alle elementaire processen te beschouwen als waarschijnlijkheidsprocessen van essentieel karakter. Bovendien heeft het z.g. uitsluitprincipe voor de golf functies tot gevolg, dat men in de kinetische behandeling der quantumstatistieken genoodzaakt is het eenvoudige evenredigheidsprincipe van Boltzmann op te geven, en hiervoor in de plaats een uitdrukking te stellen, die ook afhangt van de „bezettingsgetallen” van de toestanden, waarin de deeltjes komen *na* het proces⁸⁾. Het verschijnsel der geïnduceerde emissie is hiervan een illustratie. In het algemeen moet men dus verwachten, dat het evenredigheidsbeginsel, zooals in deze paragraaf geformuleerd, principieel slechts in eerste benadering (voor kleine dichtheden) juist is. Mede

⁷⁾ L. Boltzmann, Vorlesungen über Gastheorie, uitg. 1898, blz. 20.

⁸⁾ Vgl. b.v. B. Kahn, Ned. T. Natuurk. 7, 401 (1940).

in verband hiermee lijkt het niet overbodig, zich eens te bezinnen op de beteekenis en de geldigheidsgrenzen van het experimenteel gevonden algemeene evenredigheidsbeginsel in de natuurkunde.

§ 3. Metastabiele toestanden.

A. *Definitie.* Wanneer een atoom of molecuul door uitwendige oorzaken uit den laagsten energietoestand, waarin het kan verkeerem, (den grondtoestand) gebracht is in een hoogerem (aangeslagen) toestand, en daarna aan zichzelf wordt overgelaten, zal het na verloop van zekeren tijd onder *spontane uitzending* van een of meer photonen, al of niet via tusschenstappen, in zijn grondtoestand terugkeeren. Voor elken spontanen overgang bestaat een zekere waarschijnlijkheid, in verband waarmee aan elk energieniveau een gemiddelde levensduur toekomt, die in de meeste gevallen van de orde 10^{-7} tot 10^{-9} sec. is. De korthed van deze verblijftijden maakt, dat het verschijnsel der spontane lichtuitzending te beschouwen is als de normale manier, waarop in verdunde gassen de aangeslagen toestanden verdwijnen.

De analyse der atoomspectra heeft echter geleerd, dat in het algemeen een belangrijk deel der overgangen, die volgens het niveauschema mogelijk zouden zijn, in den regel niet of practisch niet aanleiding geeft tot het optreden van een spectraallijn. Men heeft kunnen inzien, dat in deze gevallen het z.g. matrixelement van den overgang, dat is opgebouwd uit de golf functies van begin- en eindtoestand, en dat in hoofdzaak de waarschijnlijkheid van den overgang bepaalt, nul is (selectieregels). Dergelijke overgangen, waarbij dus de overgangswaarschijnlijkheid bijkans nul is, noemt men *verboden*.

Het kan nu voorkomen, dat voor een zeker energieniveau *alle* overgangen naar lagere niveau's verboden zijn, als gevolg waarvan een op dit niveau gebracht vrij atoom gemiddeld gedurende een veel langeren tijd dan 10^{-7} sec. in dezen toestand zal blijven. Zulk een atoom zal een groote kans hebben zijn energie op andere wijze dan door straling te verliezen, b.v. door botsing, ook wanneer de botsingskans per tijds-eenheid gering is. Een dergelijken toestand noemt men volgens Franck, Knipping en Reiche, die het verschijnsel bij helium discussieerden⁹⁾, een *metastabiel* toestand en een atoom dat in zulk een toestand verkeert een *metastabiel* atoom. Het is gebleken, dat metastabiele toestanden bij de meeste elementen en ook bij vele moleculen voorkomen. In het meerendeel der boeken wordt de definitie van een metastabiel atoom op de boven beschreven wijze gegeven met behulp van de selectieregels.

⁹⁾ J. Franck c.s., Phys. Z. 20, 485 (1919), Z. f. Phys. 1, 154 en 320 (1920).

Van experimenteel standpunt kan men echter slechts zeggen, dat een metastabiel atoom gekenmerkt wordt door een levensduur, welke belangrijk langer is dan de normaal voorkomende levensduren.

Bij metastabiele atomen dient men scherp onderscheid te maken tusschen eenerzijds den tot hier toe behandelde z.g. *natuurlijken* levensduur en anderzijds den onder bepaalde omstandigheden optredenden experimenteelen levensduur. Deze laatste hangt af van de mogelijkheden voor het atoom om op de een of andere manier (anders dan door straling) zijn energie te verliezen. Metingen aan verschillende soorten metastabiele atomen (Ne, He, Ar, Hg), vooral door Meissner en Dorgelo en resp. medewerkers¹⁰⁾, en schattingen naar aanleiding van gasontladingsexperimenten¹¹⁾ hebben aangetoond, dat de experimenteele levensduren (10^{-1} — 10^{-4} sec.) inderdaad zeer sterk afhangen van de proefomstandigheden, waaruit volgt, dat de natuurlijke levensduren nog grooter moeten zijn. In deze gevallen ligt het begrip metastabiel atoom dus voldoende vast. Er komen echter ook toestanden voor, waarvan de natuurlijke levensduur tusschen dien van een gewoon niveau (10^{-7} — 10^{-9} sec.) en een uitgesproken metastabiel niveau ($>10^{-1}$ sec.) inligt, b.v. bij de elementen van de tweede groep van het periodiek systeem de laagste triplettoestand¹²⁾.

Een belangwekkende bevestiging van de opvatting, dat ook aan metastabiele niveau's een eindige natuurlijke levensduur toekomt, leverde de ontdekking van Bowen (1927), dat vele spectraallijnen, die optreden in de ijle galactische nevels, in novae en in eenige sterren met uitgebreide atmosferen, toe te schrijven zijn aan van metastabiele niveau's uitgaande verboden lijnen¹³⁾ 14). Verder konden lijnen, die in het poollicht en in het licht van den nachtelijken hemel optreden, geïdentificeerd worden als zuurstoflijnen met metastabiel bovenniveau (Mc Lennan e.a., 1928¹⁵⁾ 14a)).

B. *Detectie*. De voor metastabiele atomen kenmerkende lange levensduur maakt dat men bij deze atomen onder varierende omstandigheden

¹⁰⁾ W. de Groot en F. M. Penning: Anregung von Quantensprüngen durch Stoss, Handb. d. Physik, bd. 23/1 (1933), Ziff. 80 e.v.; ^{10a)} Ziff. 24; ^{10b)} Ziff. 44; ^{10c)} Kap. II; ^{10d)} Kap. III; ^{10e)} Ziff. 20; ^{10f)} Ziff. 52; ^{10g)} Ziff. 82.

¹¹⁾ E. W. Pike, Phys. Rev. 49, 513 (1936).

¹²⁾ Vgl. G. Wolfsohn, Z. f. Phys. 83, 245 (1933).

¹³⁾ F. Becker en W. Grotrian, Ergebn. d. ex. Naturw. 7, 8 (1928).

¹⁴⁾ I. S. Bowen, Rev. Mod. Phys. 8, 55 (1936); ^{14a)} blz. 72.

¹⁵⁾ J. C. Mc Lennan c.s., Phil. Mag. 6, 558 (1928); L. A. Sommer, Z. f. Phys. 51, 451 (1928); L. Vegard, Ergebn. d. ex. Naturw. 17, 232 (1938); G. Déjardin Rev. Mod. Phys. 8, 1 (1936); S. Chapman, Phil. Mag. 23, 657 (1937).

een aantal elementaire processen kan bestudeeren, welke ook voor gewone aangeslagen atomen kunnen optreden, maar die daar slechts bij intensieven aanslag of bij hoogerem druk tot uiting komen. Met behulp van deze verschijnselen kan men het optreden van metastabiele atomen aantoonen en soms hun aantal of concentratie bepalen.

Het atoom kan in wisselwerking treden met a. een photon, b. een electron, c. een atoom van dezelfde soort in den grondtoestand, c' een atoom of molecuul van een andere soort, of niet in den grondtoestand, d. een wand. Het aanvankelijk metastabiele atoom kan hierdoor na afloop geraken in 1. een lageren (meestal den grond-) toestand, 2. een hoogerem energietoestand, 3. een naburigen energietoestand (van de orde der thermische bewegingsenergie hooger of lager), of 4. een chemisch gebonden toestand.

Hieronder volgen een aantal van dergelijke verschijnselen, waarvan enkele voor de detectie van metastabiele atomen toegepast worden.

Karakteristieke (specifieke) lichtabsorptie (a 2). Bestraalt men een gas met een spectraallijn van dit gas, dan zal deze merkbaar geabsorbeerd worden, indien in het gas voldoende atomen voorkomen, die zich in het onderniveau van deze spectraallijn bevinden. Reeds betrekkelijk lang geleden werd gevonden, dat sommige emissielijnen van een gas konden worden geabsorbeerd door dit gas, mits dit door een electrischen stroom in een bijzonderen toestand werd gebracht ¹⁶⁾.

Voor de lijnen, die niet op den grondtoestand uitkomen, zal de absorptie in het bijzonder gemakkelijk — ook bij lagen druk — optreden, wanneer het onderniveau metastabiel is. Wanneer tevens reëmissie optreedt, kan men van resonantie spreken. De fundamenteele proeven van Paschen in 1914 ¹⁷⁾ over de absorptie en reëmissie der lijnen 10830 Å en 20582 Å in electrisch aangeslagen helium, toenmaals slecht begrepen, hebben Franck en medewerkers, na hun experimenten over botsingen van electronen met heliumatomen, in 1920 aanleiding gegeven, het begrip metastabiel atoom in te voeren. Bij de verschillende levensduurmetingen ¹⁸⁾ is steeds gebruik gemaakt van deze eigenschap als criterium voor de aanwezigheid van metastabiele atomen, evenals bij eenige aanslagmetingen ¹⁸⁾¹⁹⁾ en metingen over „botsingen van de tweede soort” ²⁰⁾.

Als verschijnselen die met de karakteristieke absorptie in nauw verband staan kunnen hier nog de *anomale dispersie der lichtbreking* en *der magneto-rotatie* worden genoemd. Evenals de absorptie zijn ook deze verschijnselen, vooral het eerste, veel toegepast voor de bepaling van relatieve overgangswaarschijnlijkheden en van concentraties van aangeslagen toestanden, in het bijzonder in de neonzuil ²¹⁾.

¹⁶⁾ R. Kùch en T. Retschinsky, Ann. d. Phys. 22, 852 (1907); A. Pflùger, Ann. d. Phys. 24, 515 (1907).

¹⁷⁾ F. Paschen, Ann. d. Phys. 45, 625 (1914).

¹⁸⁾ J. M. W. Milatz, proefschrift Utrecht (1937); J. M. W. Milatz en L. S. Ornstein, Physica 2, 355 (1935).

¹⁹⁾ J. P. M. Woudenberg, proefschrift Utrecht (1940); J. P. M. Woudenberg en J. M. W. Milatz, Physica 8, 871 (1941).

²⁰⁾ L. Eckstein, Ann. Phys. 87, 1003 (1928).

²¹⁾ R. Ladenburg, Rev. Mod. Phys. 5, 243 (1933).

Met behulp van de genoemde optische verschijnselen is men in staat directe gegevens omtrent hoeveelheden aangeslagen toestanden in gassen te verkrijgen, zonder dat belangrijke storingen in het bestudeerde object worden geïntroduceerd.

Overdracht van aanslagenergie op een vreemd deeltje door botsing (c' 1). Aangeslagen atomen kunnen hun energie overdragen op andere atomen of moleculen (Frank, 1922). De kans op dit proces is het grootst, wanneer het botsende deeltje in staat is ongeveer de geheele aanslagenergie over te nemen (resonantiebotsingen). Daarom zijn meeratomige moleculen met hun vele dicht opeen gelegen niveau's gewoonlijk werkzamer dan atomen. Omdat in deze soort experimenten de aanslag dikwijls tot stand komt door bestraling, zijn deze processen ook veel bestudeerd bij *niet* metastabele aangeslagen atomen, in het bijzonder bij den 2^3P_1 -toestand van kwik („dooving der resonantiestraling”); de metastabele 2^3P_0 -toestand, die 0,22 Volt lager ligt, kan hieruit na een botsing ontstaan en kan zich dan dus ook manifesteren. Na de overdracht kan het aangeslagen deeltje zich op velerlei manieren merkbaar maken: het kan b.v. licht uitzenden („gesensibiliseerde fluorescentie”), dissociëren of een chemische reactie uitvoeren^{22) 23) 24)}. Opmerkelijk zijn ook botsingen van metastabele atomen met atomen van een ander element, waarvan de ionisatiespanning beneden de aanslagspanning van het metastabele atoom ligt; daarbij is de kans op ionisatie zeer groot. Dit verschijnsel moet verantwoordelijk gesteld worden voor den grooten invloed van zeer kleine hoeveelheden bijmengselen in een ontlading, wanneer het hoofdgas een metastabiël niveau heeft, dat ligt boven de ionisatiespanning van het bijgemengde gas (Penning, ^{3) 4a)}).

Overgang door botsing in een naburigen toestand, die door uitstraling in den grondtoestand overgaat (c 3, c' 3). In kwik b.v. kunnen, vooral bij hooge temperatuur en in aanwezigheid van een geschikt gas zooals stikstof, door een botsing de metastabele 2^3P_0 -toestanden overgaan in den 2^3P_1 -toestand, waarna de uitgezonden resonantiestraling (2537 Å) waargenomen kan worden²⁵⁾. De wederzijdsche overgangen tusschen naburige metastabele en „resonantie”-toestanden spelen in ontladingen in kwik, neon e.a. een groote rol.

Ionisatie en aanslag door electronen met lage snelheid (b 2). De ionisatieenergie van een metastabiël atoom met aanslagenergie V_m bedraagt V_m minder dan die van een normaal atoom. Dat aangeslagen helium reeds door electronen van ongeveer 5 Volt wordt geïoniseerd, is experimenteel aangetoond²⁶⁾. Het hooge lichtrendement van de neonzuil wijst op veel aanslag vanuit metastabele niveau's^{4b)}.

Botsingen van de tweede soort met langzame electronen (b 1) zijn in 1921 theoretisch voorspeld door Klein en Rosseland²⁷⁾, en zijn bij kwik aangetoond^{28) 24)}.

Chemische reactie (c 4, c' 4). Bij een botsing kan een metastabiël of gewoon aangeslagen

²²⁾ H. Sponer: Molekülspektren II (1936) blz. 383 e.v., 437 e.v.

²³⁾ W. Hanle: Anregung der Spektren, Hand- u. Jahrb. d. chem. Physik, bd. 9 III (1937) §§ 8, 27; ^{23a)} § 14; ^{23b)} blz. 76; ^{23c)} § 13; ^{23d)} § 17; ^{23e)} blz. 75.

²⁴⁾ W. Hanle en K. Larché: Anregung und Ionisierung, Handb. d. Radiol., bd. VI 1 (1933) Abschn. X; ^{24a)} Abschn. IV, V; ^{24b)} Abschn. IV § 2.

²⁵⁾ H. W. Webb en H. A. Messenger, Phys. Rev. 40, 466 (1932); E. W. Samson, Phys. Rev. 40, 940 (1932).

²⁶⁾ F. Horton en A. Davies, Phil. Mag. 44, 1140 (1922).

²⁷⁾ O. Klein en S. Rosseland, Z. f. Phys. 4, 46 (1921).

²⁸⁾ G. D. Latyscheff en A. J. Leipunski, Z. f. Phys. 65, 111 (1930).

atoom door zijn aanslagenergie betrokken worden in een chemische reactie met het botsende deeltje. Hieronder vallen b.v. de molecuulvorming in helium, neon, kwik (in een „Dreierstoss“) ²⁹⁾ en de hydridevorming uit H₂ en aangeslagen Hg, Cd, Zn ²²⁾ ²³⁾.

Vrijmaken van electronen uit metaaloppervlakken (d 1).

Wanneer metastabiele atomen een wand treffen, treedt onder zekere voorwaarden een secundaire emissie van electronen op. Omdat dit verschijnsel in dit proefschrift is toegepast, en omdat het betrekkelijk onbekend is, moge er hier iets meer over worden gezegd.

Nadat Schottky ³⁰⁾ in 1923 op de mogelijkheid van het bestaan van een dergelijke werking van aangeslagen atomen in analogie met de bovengenoemde botsingen van Franck gewezen had en hiervoor den naam „convectief lichtelectrisch effect“ had voorgesteld, werd het verschijnsel in 1924 door H. W. Webb ³¹⁾ toevalligerwijze experimenteel aangetoond bij zijn levensduurmetingen voor kwik, waarbij het als een storing optrad. Nadien is het aantal der publicaties, die zich rechtstreeks met het effect bezighouden, slechts zeer klein geweest en na 1933, toen de groote belangstelling der physici zich op nieuwere gebieden ging richten, tot nihil gedaald. Wel werd het optreden van het effect door vele onderzoekers aannemelijk gemaakt bij metingen met sonden in gasontladingen ³²⁾ ³³⁾ ³⁴⁾ ³⁵⁾. In den laatsten tijd heeft men ingezien, dat het verschijnsel bij gasontladingen, in het bijzonder in edelgassen, een tamelijk belangrijke rol moet spelen ³⁶⁾ ³⁷⁾ en heeft men zich beklaagd over het gebrek aan betrouwbare gegevens, die, als gevolg van de stiefmoederlijke behandeling van het effect, over het rendement ervan bestaan ³⁶⁾. De enkele numerieke gegevens voor dit rendement zijn alle op vrij indirecte en onoverzichtelijke wijze gewonnen en loopen ver uiteen, n.l. van minder dan 0,5 0/0 tot dicht bij 100 0/0 (vgl. hfdst. VIII). Het effect schijnt ook verantwoordelijk

²⁹⁾ W. Weizel, Z. f. Phys. **59**, 320 (1930); K. G. Emeleus en O. S. Duffendack, Phys. Rev. **47**, 460 (1935).

³⁰⁾ W. Schottky, Phys. Z. **24**, 350 (1923).

³¹⁾ H. W. Webb, Phys. Rev. **24**, 113 (1924).

³²⁾ W. Uyterhoeven en M. C. Harrington, Phys. Rev. **36**, 709 (1930); M. C. Harrington, Phys. Rev. **38**, 1312 (1931); C. Found en I. Langmuir, Phys. Rev. **36**, 604 (1930), **39**, 237 (1932). — ³³⁾ E. Reichrudel en G. Spiwak, Ann. d. Phys. **17**, 65 (1933). — ³⁴⁾ C. Kenty, Phys. Rev. **43**, 181 (1933); R. W. Smith en O. S. Duffendack, Phys. Rev. **47**, 473 (1935). — ³⁵⁾ L. B. Loeb: Fundamental Processes of Electrical Discharges in Gases (1939) blz. 253.

³⁶⁾ W. Rogowski, Z. f. Phys. **115**, 257 (1940).

³⁷⁾ E. Reichrudel en G. Spiwak, Phys. Z. d. Sovjet U. **10**, 121 (1936); I. I. Glouow, Phys. Z. d. Sovjet U. **12**, 235 (1937); J. Meissner, Z. f. Phys. **117**, 325 (1941).

te zijn voor zekere traagheidsverschijnselen in met gas gevulde photocellen³⁸⁾ en Geigertellers³⁹⁾.

Vergeleken met de eigenschap der karakteristieke lichtabsorptie, is van het effect der secundaire electronenemissie in weinig gevallen gebruik gemaakt voor het waarnemen van metastabiele atomen. Ongewijfeld moet het verschijnsel, naast het photoelectrisch effect, opgetreden zijn in vele oudere onderzoekingen over critische potentialen volgens de z.g. „lichtelectrische” of „Lenard-methode”, zonder dat de onderzoekers zich hiervan bewust waren^{10a) 40)}, zooals door Messenger^{41) 10b)} voor kwik werd aangetoond. Bewust werd het verschijnsel toegepast o.a. voor de bepaling van gaskinetische doorsneden voor de botsing van metastabiele met normale atomen, en wel in kwik uit diffusiemetingen door Coulliette⁴²⁾, in helium langs rechtstreekscher weg bij lagen druk door Dorrestein en Smit⁴³⁾.

Voor gegevens over het rendement kan verwezen worden naar hoofdstuk VIII.

§ 4. Aanslagfuncties.

De elementaire processen, waarbij atomen of moleculen uit den grondtoestand gebracht worden in een hooger energietoestand, heeten *aanslagprocessen*. Hier zullen alleen die gevallen beschouwd worden, waarbij de aanslag van een atoom bewerkt wordt door een botsing met een voldoende snel electron. Deze processen kunnen in den regel bestudeerd worden door een bundel electronen door een verdund gas — of door een dampstraal — te laten loopen, en op de een of andere wijze de veelvuldigheid, waarmee het proces optreedt, te meten. Het aantal malen dat een bepaald aanslagproces *a* optreedt per cm van den bundel en per sec. wordt dan gegeven door:

$$n_a = 2,65 \cdot 10^{13} p \cdot 6,24 \cdot 10^{15} i \cdot q_a(V), \dots \dots \dots (1)$$

waarin⁴⁴⁾

p is de druk van het gas (herleid op 0° C) in μ bar (= 0,00075 mm kwik),

i is de stroomsterkte van den bundel in mA, en

³⁸⁾ N. R. Campbell, Phil. Mag. **14**, 465 (1932); A. A. Kruithof, Philips Techn. T. **4**, 57 (1939).

³⁹⁾ H. Paetow, Z. f. Phys. **III**, 773 (1939).

⁴⁰⁾ G. Glockler, Phys. Rev. **27**, 423 (1926), **33**, 175 (1929).

⁴¹⁾ H. A. Messenger, Phys. Rev. **28**, 962 (1926).

⁴²⁾ H. J. Coulliette, Phys. Rev. **32**, 636 (1928).

⁴³⁾ R. Dorrestein en J. A. Smit, Proc. Kon. Ned. Akad. A'dam **41**, 725 (1938).

⁴⁴⁾ $2,65 \cdot 10^{13}$ is het aantal atomen per cm^3 bij 1 μ bar en 0° C; $6,24 \cdot 10^{15}$ is het aantal electronen per sec. bij een stroomsterkte van 1 mA.

$q_a(V)$ voorstelt het „rendement” voor het proces a ; het is afhankelijk van de kinetische energie V der electronen (b.v. in Volts uitgedrukt ⁴⁵⁾) en wordt in het algemeen *aanslagfunctie* (Anregungsfunktion, excitation function) genoemd ^{10c) 23a) 24a) 46) 47)}.

Deze aanslagfuncties zijn nul, zoolang de energie V der electronen beneden een voor het beschouwde aanslagproces karakteristieke kritische waarde blijft. Zij hebben één of meer maxima, en naderen voor hooge waarden van V weer tot nul.

Uit (1) volgt, dat q_a de dimensie van een oppervlak per atoom en per electron heeft. Aan elk atoom kan men voor elk aanslagproces a , b , enz. een oppervlakje $q_a(V)$, $q_b(V)$... toevoegen, zoodanig dat, wanneer men den invallenden bundel electronen vervangen denkt door een bundel rechtuitlopende puntvormige projectielen en elk atoom door een (stilstaand ⁴⁸⁾) schijfje van de grootte $q_a(V)$, $q_b(V)$... loodrecht op de richting van den bundel, het aantal in dit beeld door de schijfjes tegengehouden projectielen aangeeft het aantal in werkelijkheid optredende aanslagprocessen van de beschouwde soort. Aan dit beeld is ontleend de term *werkzame doorsnede* (Anregungsquerschnitt, effective cross section) voor q_a , q_b ... als maat voor in beginsel elk willekeurig aanslagproces a , b ...

Deze werkzame doorsneden voor onelastische botsingen zijn in het algemeen klein, vergeleken bij de op analoge manier gedefinieerde totale werkzame doorsneden $q_t(V)$

voor elastische en onelastische botsingen samen. De verhouding $\frac{q_a(V)}{q_t(V)}$ wordt soms als *aanslagwaarschijnlijkheid* of (minder gelukkig) als absolute opbrengst (absolute Ausbeute) aangeduid.

Vaak wordt het rendement van het proces niet betrokken op 1 atoom, maar op een druk van 1 μ bar of 1 mm kwik bij 0° C; het getal q_a moet dan vermenigvuldigd worden met resp. $2,65 \cdot 10^{13}$ of $3,54 \cdot 10^{16}$; de dimensie wordt dan $\frac{\text{cm}^2}{\text{cm}^3}$. Soms wordt het bovendien betrokken op een stroomsterkte van 1 mA; in dit geval is nog een factor $6,24 \cdot 10^{16}$ in rekening te brengen (zie vergelijking (1)).

Naar gelang van de aanslagprocessen, die men beschouwt, kunnen van methodisch standpunt verschillende soorten aanslagfuncties onderscheiden worden.

Men kan beschouwen:

1. het totaal van alle onelastische botsingen; men spreekt dan van de *totale werkzame doorsnede voor onelastische botsingen* voor het atoom;
2. die botsingen waarbij een ion ontstaat (met één, twee of meer ladingen) ⁴⁹⁾; in dat geval heeft men te maken met *ionisatiefuncties*;

⁴⁵⁾ Men spreekt ook vaak van de in Volts uitgedrukte *snelheid* van het electron.

⁴⁶⁾ W. Hanle en K. Larché, *Ergebn. d. ex. Naturw.* **10**, 285 (1931).

⁴⁷⁾ P. R. Brode, *Rev. Mod. Phys.* **5**, 257 (1933).

⁴⁸⁾ Van belang is de relatieve snelheid van electron en atoom. De snelheden der atomen zijn evenwel zeer klein ten opzichte van die der electronen.

⁴⁹⁾ Ionisatie kan in dit verband als een vorm van aanslag beschouwd worden.

3. die botsingen waarbij een bepaald niveau rechtstreeks wordt aangeslagen; hier spreekt men van de z.g. *electrische aanslagfunctie* voor dat niveau;
4. die botsingen welke leiden tot de uitzending van een bepaalde spectraallijn; hun aantal is evenredig met het aantal malen, dat het bovenniveau direct of indirect (via hogere niveau's) wordt aangeslagen; men spreekt hier van *optische aanslagfuncties*;
5. die botsingen welke leiden tot het ontstaan van een *metastabielen toestand* ⁵⁰⁾.

Bij de typen 4. en 5. heeft men, voorzover het indirecte vorming van niveau's betreft, te maken met een keten van twee of meer elementaire processen, n.l. het eigenlijke aanslagproces, gevolgd door een of meer spontane emissies. In deze gevallen heeft men dus onder aanslagfunctie niet meer te verstaan het rendement voor een enkelvoudig aanslagproces, maar wel het totale rendement van al die combinaties van elementaire processen, welke tot het verschijnsel in kwestie aanleiding geven. De aanslagfuncties van de typen 4. en 5. zijn lineaire combinaties van de *electrische aanslagfuncties* (type 3.); de combinatiecoëfficiënten zijn atoomconstanten, n.l. verhoudingen van overgangswaarschijnlijkheden. Hier moet echter aan toegevoegd worden, dat in vele gevallen de indirecte aanslag van niveau's onbelangrijk is; de optische aanslagfunctie is dan gelijkvormig met de *electrische aanslagfunctie* van het bovenniveau. Dit geldt des te nauwkeuriger, naarmate het niveau hoger ligt.

Aanslagfuncties van de typen 1. t.e.m. 4. zijn in groot aantal — op meer of minder betrouwbare wijze — bepaald. Dit geldt vooral voor de typen 2. en 4., waarbij resp. het aantal der gevormde ionen en dat der uitgezonden photonen gemeten moeten worden ^{10d) 46) 51) 52)}.

Bij de bepaling van aanslagfuncties van de typen 1. en 3., waarbij het aantal electronen, dat een zeker energieverlies heeft ondergaan, als maat voor de veelvuldigheid van het proces wordt genomen, stuit men op de complicatie, dat deze electronen over alle hoeken zijn verstrooid op een wijze, die in belangrijke mate van de snelheid der electronen en van het aangeslagen niveau afhangt. In een enkel geval zijn werkzame doorsneden bepaald door integratie over een gemeten hoekverdeling ⁵³⁾, of na gebruikmaking van het

⁵⁰⁾ Bij 4. en 5. wordt ondersteld dat het gas zoo ijl is, dat een aangeslagen atoom steeds gelegenheid heeft door uitzending van een of meer lichtquanten over te gaan hetzij in den grondtoestand, hetzij in een metastabielen toestand, zonder dat het (door botsingen) gestoord wordt.

⁵¹⁾ W. Hanle, Die Physik in reg. Ber. 2, 85 (1934), 6, 33 (1938).

⁵²⁾ Landolt—Börnstein, Phys.-Chem. Tab. bd. III B (1935) blz. 883 e.v.

⁵³⁾ J. T. Tate en R. R. Palmer, Phys. Rev. 40, 731 (1932); A. L. Hughes en J. H. Mc Millen, Phys. Rev. 44, 20 (1933).

gegeven, dat voor hoge snelheden practisch alleen verstrooiing onder kleine hoeken plaats heeft ⁵⁴). Men kan ook de hoekverdeling experimenteel elimineeren volgens een integraalmethode, die evenwel slechts bruikbaar is tot ten hoogste 5—15 Volts boven de critische potentialen ⁵⁵). Bij al deze electriche methoden is het niet mogelijk aanslag van niveau's, die dichter dan enkele tienden Volts bij elkaar liggen, te scheiden.

Bij de studie van aanslagfuncties van de soort 5. is het noodzakelijk naast het aanslagproces een tweede proces in te schakelen, met behulp waarvan de metastabiele atomen kunnen worden „gemeten”. Bij enkele metingen van zulke aanslagfuncties is hiervoor, zooals reeds in § 3 B werd vermeld, gebruik gemaakt van het verschijnsel der karakteristieke lichtabsorptie ¹⁸⁾ ¹⁹⁾.

In dit proefschrift zijn, zooals in § 1 is aangekondigd, aanslagmetingen van metastabiele toestanden beschreven, waarbij als tweede proces de secundaire electronenemissie door metastabiele atomen uit metalen is toegepast.

§ 5. Beginsel der meetmethode.

De voor de metingen gebruikte apparatuur wordt in bijzonderheden in hoofdstuk II beschreven; het principe zal hier kort aangegeven worden.

In een met gas van lagen druk gevulde buis (fig. 1, blz. 17) bevindt zich een metalen kooi K, die wordt doorlopen door een bundel electronen GI—O van regelbare snelheid. Terzijde, tegenover een opening in den wand van deze kooi, is een metalen plaatje P aangebracht, tezamen met enkele hulpelectroden. Een door geometrische omstandigheden bepaald gedeelte van de in de kooi gevormde metastabiele atomen krijgt — dank zij de normale temperatuurbeweging — gelegenheid het plaatje P te bereiken en hieruit electronen vrij te maken, waardoor een stroom ontstaat, die b.v. electrometrisch bepaald kan worden.

Voor de stroomsterkte s_m der door metastabiele atomen uit het plaatje vrijgemaakte electronen levert het evenredigheidsprincipe de vergelijking:

$$s_m = 2,65 \cdot 10^{13} p \cdot i_{\text{eff}} \cdot q_m (V) (l\omega)_{\text{eff}} \cdot \xi_m, \dots \dots \dots (2)$$

waarin

p is de druk van het gas (gereduceerd op 0° C) in μbar ;

⁵⁴) R. Whiddington en J. E. Taylor, Proc. Roy. Soc. (A) 145, 465 (1934); P. Vetterlein, Ann. d. Phys. 35, 251 (1939).

⁵⁵) R. Seiler, Z. f. Phys. 83, 789 (1933); H. Maier—Leibnitz, Z. f. Phys. 95, 499 (1935); zie ook hfdst. VI § 5.

i_{eff} is de stroomsterkte der langs de opening vliegende electronen, uitgedrukt in dezelfde eenheden als s_m ;

$q_m(V)$ is de werkzame doorsnede per atoom voor het overgaan in een metastabielen toestand, als functie van de energie V der electronen, in cm^2 ;

$(l\omega)_{eff}$ is het aantal metastabiele atomen dat P bereikt, in verhouding tot het aantal dat per cm van den bundel gevormd wordt; (de schrijfwijze brengt tot uitdrukking dat in eerste benadering $(l\omega)_{eff}$ gelijk is aan het product van een werkzame bundellengte l en $\frac{1}{4\pi}$ maal een werkzamen ruimtehoek $4\pi\omega$); $(l\omega)_{eff}$ wordt uitgedrukt in cm;

ζ_m is het rendement van de secundaire electronenemissie door metastabiele atomen aan het plaatje P.

Wanneer de druk p zoo laag is gekozen, dat slechts een klein gedeelte der electronen in de kooi botst, en dat de metastabiele atomen den weg van kooi naar plaatje ongehinderd kunnen afleggen, is i_{eff} overal in den bundel even groot en experimenteel toegankelijk (hoofdstuk III B) en is $(l\omega)_{eff}$ door geometrische omstandigheden bepaald (hoofdstuk III D). Met behulp van (2) kan uit s_m , p , i_{eff} en $(l\omega)_{eff}$ het product $q_m(V) \cdot \zeta_m$ worden gevonden.

Bij de metingen moesten twee soorten storingen worden overwonnen.

a. Elke toevoer van *geladen deeltjes*, zoowel positieve als negatieve, naar het plaatje dient vermeden te worden, aangezien deze aanleiding zouden geven tot een niet gewenschte bijdrage in den naar het plaatje P loopenden stroom. De eliminatie gelukte door middel van een magnetisch veld in de richting van den bundel en geschikte elektrische hulpvelden in de ruimte tusschen kooi en plaatje (hoofdstuk IV).

b. Van den overgebleven stroom s is in het algemeen nog een gedeelte te danken aan electronen, die door *straling photoelectrisch* worden vrijgemaakt, zoodat s_m in het algemeen kleiner is dan s :

$$s_m = \vartheta s, \text{ waarbij } 0 \leq \vartheta \leq 1 \dots \dots \dots (3)$$

Omdat in het geval van helium en neon dit effect hoofdzakelijk wordt veroorzaakt door de resonantiestraling in het verre ultraviolet (beneden 750 \AA), die in alle vaste stoffen sterk wordt geabsorbeerd, kan de scheidingsmethode met behulp van een doorzichtig plaatje, dat alleen de metastabiele atomen tegenhoudt, zooals b.v. bij kwik mogelijk is ^{10b) 41)}, hier niet worden toegepast. Het is evenwel mogelijk gebleken met behulp

van een methode, die in beginsel reeds door H. W. Webb is aangegeven in zijn eerste artikel over het vrijmaken van electronen door metastabiele atomen⁸¹⁾, niet alleen het onomstootelijke bewijs te leveren, dat althans een gedeelte van den gemeten secundairen electronenstroom te danken moet zijn aan metastabiele atomen, maar tevens in elk gegeven geval de grootte van den factor ϑ en hiermede van de stroomsterkte s_m , die door metastabiele atomen *alleen* veroorzaakt wordt, te bepalen (hoofdstuk V).

De methode levert tenslotte, met behulp van (2), de grootte $q_m(V) \cdot \zeta_m$, d.w.z. het *product* der rendementen van de twee van belang zijnde processen, n.l. het aanslagproces van normale tot metastabiele atomen en de vrijmaking van electronen uit het metaal door deze atomen.

Aangezien het rendement ζ_m kennelijk niet afhangt van de energie der electronen in de kooi, zijn relatieve metingen over de productie van metastabiele toestanden door electronen als functie van hun snelheid mogelijk; deze vormen, zooals reeds vermeld is, het onderwerp van dit proefschrift. De werkwijze is volkomen analoog met de bepaling van optische aanslagfuncties (zie § 4), wanneer men den hierbij optredenden stroom van photonen langs photoelectrischen weg meet.

Aan den anderen kant kunnen (aangezien q_m niet afhangt van de hoedanigheid van het plaatje) met dezelfde opstelling bij vaste electronensnelheid relatieve metingen gedaan worden betreffende de wijze waarop de secundaire electronenemissie van de eigenschappen van het metaalplaatje afhangt.

Beide soorten relatieve metingen kunnen met behulp van één, op andere wijze verkregen, gegeven omgezet worden in absolute bepalingen. Hiertoe kunnen verschillende absolute gegevens over den aanslag van atomen door electronen dienen (zie hfdst. VI en VII).

HOOFDSTUK II.

OPSTELLING EN MEETMETHODE.

§ 1. Beschrijving van de buis.

De voor de metingen gebruikte buis is schematisch afgebeeld in fig. 1 en bestaat uit een omhulsel van hard Siborglas, waarbinnen zich een aantal metalen electroden bevinden, die door molybdeeninsmeltingen geleidend naar buiten worden gevoerd.

Overeenkomstig de dubbele functie, die zij moet vervullen, zijn twee deelen te onderscheiden:

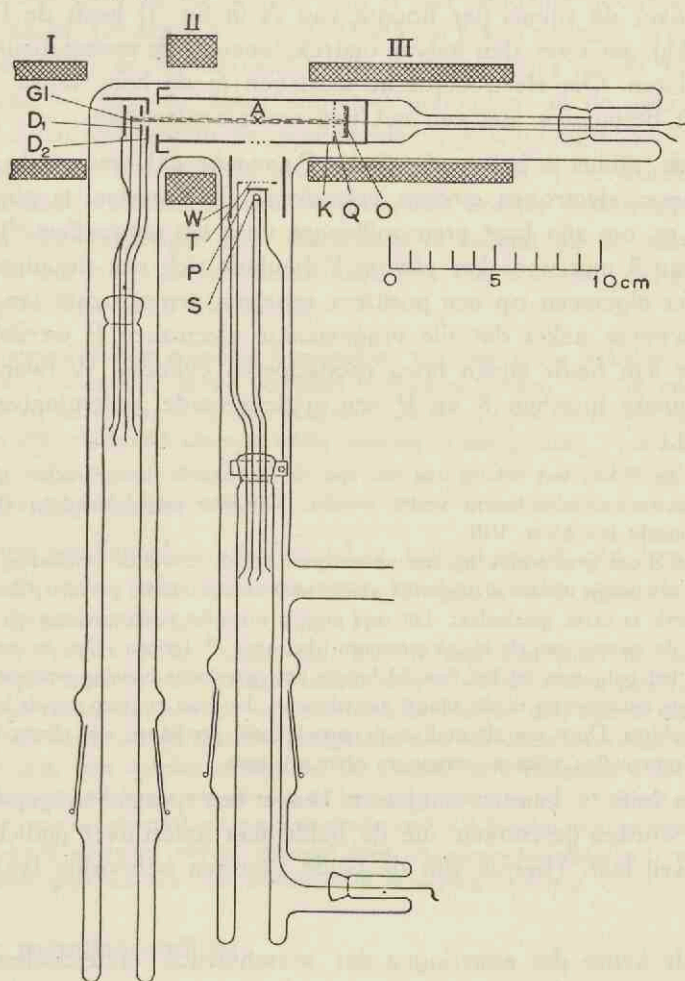
1. de hoofdbuis of aanslagbuis (horizontaal, boven in fig. 1); hierin vindt het aanslagproces van de normale atomen tot metastabiele atomen plaats;
2. de zijbuis (de rechtsche naar beneden loopende zijarm in fig. 1), waarin zich het plaatje P bevindt, waaruit de in de hoofdbuis ontstane metastabiele atomen electronen kunnen vrijmaken.

1. In de aanslagbuis is het voornaamste onderdeel de roodkoperen cilindrische kooi K. Deze wordt in de lengte doorlopen door een bundel electronen Gl—O, die geleverd worden door de gloeikathode Gl. Tusschen Gl en K bevinden zich nog twee roodkoperen diafragma's D_1 en D_2 met ronde gaatjes, waarvan de middellijnen resp. 3 en 5 mm bedragen; deze kunnen ieder afzonderlijk op een willekeurige potentiaal worden gebracht. Voor het verkrijgen van een voldoende smalle electronenbundel wordt een longitudinaal magnetisch veld toegepast, dat opgewekt wordt met behulp van eenige uitwendig aangebrachte spoelen (zie § 2). Dit veld heeft bovendien ten doel verstrooide electronen te beletten de zijbuis te bereiken.

De gloeikathode Gl bestaat uit een platina bandje, dik 20 μ , lang 8 mm en breed 2 mm, met in het midden een versmalling volgens Hertz⁵⁶⁾. Het bandje is op de gebruikelijke wijze verkoperd en met oxyde geprepareerd. Om eventuele storende wandladingen op het glas te vermijden is aan D_2 nog een cilindervormig verlengstuk vastgemaakt, terwijl

⁵⁶⁾ G. Hertz, Z. f. Phys. 22, 18 (1924).

achter G1 nog een rond, geleidend met G1 verbonden, afschermplaatje is aangebracht, dat de van de achterzijde van G1 afkomstige electronen tegenhoudt. De kathode G1 is tezamen met de beide diafragma's D_1 en D_2 gemonteerd op een voetje met 4 geïsoleerde doorvoerdraden, dat aan een slijpstuk is gesmolten, teneinde op eenvoudige wijze deze drie elektroden te kunnen vervangen of veranderen. Dit is evenwel tijdens den duur van het onderzoek niet noodig gebleken.



Figuur 1.

De gebruikte buis. G1: gloeikathode; D_1 en D_2 : diafragma's; K: cilindrische kooi; O: opvangplaat; Q: draadrooster; P: rond platinaplaatje; T: draadrooster; W: cilindrische wand; S: gloeispiraal; I, II en III: magneetspoelen.

Om te verhinderen, dat electronen zijdelings langs de kooi vliegen, bezit deze aan de voorzijde een kraag met rand, die bijna tot aan den glazen wand reikt.

In het achterste gedeelte van de kooi bevindt zich, geïsoleerd doorgevoerd, een opvangplaat O. Teneinde het te verwachten optreden van secundaire electronen zoo veel mogelijk tegen te gaan, is deze kunstmatig „zwart” gemaakt, door eenige lagen gaas op elkander aan te brengen. Voor O is in K nog een draadrooster Q bevestigd, met het doel de veldvrijheid in de kooi zoo weinig mogelijk te storen, wanneer O op een andere potentiaal dan K wordt gebracht.

Tegenover de zijbuis (ter hoogte van A in fig. 1) heeft de kooi een rechthoekig gat over den halven omtrek, teneinde de metastabiele atomen door te laten. Om electrostatische storingen in de kooi tegen te gaan is dit gat bespannen met een net van wolframdraadjes.

2. In de zijbuis is het ronde plaatje P aangebracht, waaruit de metastabiele atomen electronen moeten vrijmaken; als materiaal is platina gekozen, o.m. om zijn lage grensgolflengte voor het photoeffect⁵⁷⁾. Op een afstand van 3 mm voor het plaatje P bevindt zich een draadrooster T, dat in het algemeen op een positieve spanning ten opzichte van P wordt gehouden om te maken dat alle vrijgemaakte electronen P werkelijk verlaten. De aan beide zijden open roodkoperen cylinder W (wand) zorgt, dat de ruimte tusschen K en P een gedefinieerde potentiaalverdeling aanneemt.

Het plaatje P kan met behulp van een aan de achterzijde aangebrachte gloeispiraal S door electronenbombardement verhit worden. Van deze mogelijkheid is enkele malen gebruik gemaakt (zie hfdst. VIII).

T, W en S zijn gezamenlijk op een voetje gemonteerd, terwijl de verbinding van P met behulp van een brugje via een afzonderlijk voetje naar buiten wordt gevoerd: de omgeving van dit voetje is extra geschellakt. Dit was noodig voor het verkrijgen van een voldoende isolatie bij de meting van de kleine stroomen, die naar P loopen. Om te verhinderen, dat tijdens het ontgassen bij het (koude) brugje een geleidende aanslag ontstaat, zijn twee afschermdende micaplaatjes in de zijbuis aangebracht, die geen contact met de leiding naar P mogen hebben. Door een slijpstuk is de mogelijkheid geschapen alle electroden uit de zijbuis op eenvoudige wijze te vervangen of te wijzigen.

Om de buis te kunnen ontgassen kan er een speciaal aangepaste oven om heen worden geschoven, die de beide met apiëzonvet gedichte slijpstukken vrij laat. Hiertoe zijn de beide zijarmen behoorlijk lang geconstrueerd.

Wat de keuze der afmetingen der verschillende onderdeelen betreft is nog het volgende op te merken.

Voor een juiste bepaling van i_{eff} en $(I\omega)_{eff}$ in (2) (blz. 13) en ter vermindering van secundaire effecten, is het gewenscht waarden van den gasdruk te gebruiken, die zoo laag zijn dat:

⁵⁷⁾ L. A. Du Bridge. Phys. Rev. 31, 236 (1928); B. Gudden: Lichtelektrische Erscheinungen (1928) blz. 40.

1. de gemiddelde vrije weglengte van de electronen groot is t.o.v. den afstand GIA ;
2. de gemiddelde vrije weglengte van de metastabiele atomen groot is t.o.v. den afstand AP .

Naarmate GIA en AP kleiner zijn is het mogelijk hogere drukken toe te passen. De afstand, waartoe P de kooi K kan naderen, is evenwel — in verband met de noodzakelijkheid geladen deeltjes uit de kooi tegen te houden — aan een zeker minimum gebonden; in de gebruikte buis is AP 3,2 cm. Aangezien de gemiddelde vrije weglengte b.v. in helium bij 1 μ bar voor metastabiele atomen ca. 12 cm is⁴⁸⁾ ⁵⁸⁾, wordt aan den tweeden eisch voldaan zoodra de druk niet hoger is dan eenige μ bar; daar de vrije weglengte voor electronen in helium bij 1 μ bar (en 28 Volt) 145 cm is⁵⁹⁾, is de afstand GIA (6,1 cm) zoo klein dat dan tevens aan den eersten eisch is voldaan.

De op eenige plaatsen gebruikte draadroosters zijn van dunne draadjes vervaardigd teneinde de geometrische storing zoo klein mogelijk te houden. Voor de opening in de kooi bij A en het rooster T is wolframdraad van 50 μ , voor het rooster Q wolframdraad van 100 μ gebruikt. De maaswijdte bedraagt in alle gevallen 2 tot 3 mm.

§ 2. Het magnetische veld.

Om een smallen electronenbundel te krijgen werd een longitudinaal magnetisch veld gebruikt, waarvoor eenige spoelen om de buis zijn opgesteld, zooals aangeduid in fig. 1.

Deze zijn gewikkeld met koperdraad, dik 1,2 mm. Eén spoel (I), lang 10 cm, 400 windingen, stond in het verlengde van de kooi K aan de andere zijde van de gloeikathode, een tweede (II), met 144 windingen, om het voorste deel van de kooi tusschen beide zijarmen, terwijl om het achterste kooigedeelte nog een derde spoel (III), lang 10 cm, 400 windingen, kon worden geschoven. De tweede werd eenigszins ovaal uitgevoerd teneinde haar via de bocht aan en van de buis te kunnen schuiven. Het bleek niet mogelijk de omgeving van het plaatje P vrij van magnetische velden te houden (vgl. hoofdstuk IV § 4). De benodigde stroomen werden geleverd door een accumulatorenbatterij van 12 Volt. Voor verdere gegevens kan naar hoofdstuk III B worden verwezen.

§ 3. De vacuumpstelling.

Teneinde de buis naar behooren te kunnen laten functionneeren, is zij tezamen met een aantal hulptoestellen en -onderdeelen door glazen leidingen verbonden met een hoogvacuumpomp. De situatie is schematisch weergegeven in fig. 2.

⁵⁸⁾ Dit is een gemiddeld bedrag voor beide soorten metastabiele atomen; vgl. ¹⁰⁹⁾.

⁵⁹⁾ C. Ramsauer en R. Kollath, Handb. d. Physik, bd. 22/2 (1933) blz. 266.

De hoogvacuumpomp bestaat uit een combinatie van een glazen kwikdampstraalpompe en een dubbele kwikdiffusiepomp. Het benodigde voorvacuum wordt verkregen met behulp van een oliepomp.

Tijdens een meting zijn de kranen BK en CK open en worden de koelplaatsen VL en C door vloeibare lucht gekoeld; het koelvat C, dat met actieve kool gevuld is, wordt beveiligd door een koperen cylinder. In den koeler VL wordt kwikdamp afkomstig uit de pomp en den manometer gecondenseerd, terwijl in de kool van C eventuele tijdens de proef in de buis vrijgekomen verontreinigingen worden geabsorbeerd.

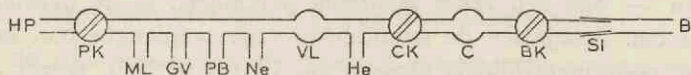


Fig. 2.

Schema van de vacuumpstelling. HP: hoogvacuumpomp; PK, CK en BK: kranen; ML: compressiemanometer; GV: groot vat van 10 l inhoud; PB: palladiumbuisje; Ne en He: voorraadvaten voor resp. helium en neon⁶⁰), elk aangesloten via een tweetal kranen; VL: koelplaats⁶¹); C: koelvat met actieve kool; Sl: slijpstuk (overgang zacht glas—hard glas); B: de buis. Alle kranen en slijpstukken zijn ingesmeerd met apiëzonvet.

Om storende drukveranderingen bij de lage drukken, waarbij gewerkt werd (orde 1 μ bar), tegen te gaan, is het groote vat GV aangesmolten, dat als buffervolume dienst doet.

Voor het controleren van het vacuum en de meting van den druk dient een compressiemanometer volgens MacLeod ML. Wanneer hierin de samengeperste gaskolom 1 cm lang is en zijn druk, aangegeven door het niveauverschil van het kwik in beide beenen, 1 cm bedraagt, is de druk vóór de compressie 0,96 μ bar geweest.

Met behulp van het palladiumbuisje PB kan waterstof worden binnengelaten (vgl. hoofdstuk V § 3).

Als algemeene stelregel gold, dat de kraan BK slechts open was, wanneer C gekoeld werd, en de kraan CK slechts open was, als VL gekoeld werd. Uit de voorraadvaten werd slechts dan gas ingelaten, wanneer tevoren een behoorlijk vacuum (ca. 0,001 μ bar) was bereikt, te herkennen aan het kleven van het kwik aan het bovineinde van de gesloten capillair van den manometer.

§ 4. Ontgassen.

Teneinde met een voldoende zuivere gasvulling te kunnen werken, zijn de volgende maatregelen genomen.

De metalen onderdeelen zijn vóór de montage in de buis eenigen tijd in salpeterzuur van ca. 25 % gelegd. Toen de buis gereed was, zijn de metalen deelen eenmaal met den hoogfrequentverhitter van het laboratorium ontgast. Vervolgens is de buis, op de beide einden van de slijpstukken dragende zijarmen na, gedurende eenige dagen op 400° C gehouden met behulp van een electrischen oven, onder voortdurend pompen. Het bleek later gewenscht deze behandeling van tijd tot tijd te herhalen. Daartoe is een oven

⁶⁰) De gebruikte gassen waren betrokken deels van de N.V. Philips, Eindhoven, deels van de fa. „Griesogen“ („spektralrein“).

⁶¹) Dat de toevoerleidingen van het helium- en van het neonvat aan weerszijden van VL liggen is onbelangrijk.

geconstrueerd, 220 V, 2 A, speciaal geschikt voor de buis in kwestie, die door een uitsparing voor de beide zijarmen om de geheele hoofdbuis heen kan sluiten. De metaaldeelen (behalve het plaatje P) zijn naderhand niet meer extra ontgast.

In den regel werd de buis na elke meting leeggepompt en werd voor de volgende meting opnieuw gas uit het voorraadvat ingelaten, zoodat elke meting werd begonnen met zuiver gas. Met meting wordt in dit verband bedoeld een proefreeks, die b.v. eenige uren duurt. Een groot deel van de tijdens een proef vrijkomende verontreinigingen kan in de door vloeibare lucht gekoelde actieve kool in het koelvat C (fig. 2) worden gebonden.

Opgemerkt moet worden, dat de damp van het apiëzonvet, waarmee de slijpstukken en de kraan BK zijn ingesmeerd, steeds in de buis aanwezig was. Voordat de buis opnieuw met gas werd gevuld, werd de gloeikathode G eenigen tijd flink gegloeid, om te vermijden, dat verontreinigingen, die op den gloeidraad waren neergeslagen, tijdens de meting zouden vrijkomen.

De eischen waaraan de zuiverheid van het gas moet voldoen, alsmede de in verband hiermee staande controles, zijn besproken in hoofdstuk III, § 2.

Voor behoorlijke metingen van het rendement van de secundaire electronemissie door metastabiele atomen is, behalve de zuiverheid van het gas, waarschijnlijk ook de toestand van het oppervlak van het plaatje P van het hoogste belang. Het is moeilijk te zeggen in hoeverre dit oppervlak bij mijn metingen schoon is geweest. Voor het hoofdonderwerp van dit proefschrift, n.l. relatieve aanslagmetingen, is dit punt niet van belang, zoolang slechts het rendement *constant* is. Gedurende één dag, en bij de latere definitieve metingen ook vaak gedurende meer dagen, was dit inderdaad het geval. Overigens kan verwezen worden naar de hoofdstukken VI, VII en VIII.

§ 5. Electriche schakeling van de aanslagbuis.

De electriche schakeling, gebruikt voor het verkrijgen van een bruikbaren electronenbundel en voor het meten van zijn stroomsterkte en snelheid, is in fig. 3 aangegeven.

Alle gebruikte spanningsbronnen zijn accumulatorenbatterijen. De voor het versnellen der electronen benodigde spanning moet continu regelbaar zijn en wordt verkregen met behulp van een potentiometerschakeling. Een hotelschakelaar staat toe, met den Mollgalvanometer G zoowel den stroom naar O en K samen, als dien naar O alleen te meten. De gebruikelijke stroomsterkten lagen tusschen 10^{-6} en 10^{-4} A. De spanning tusschen de kathode G1 en de kooi K wordt aangegeven door den voltmeter V⁶²). Voor de metingen nabij de critische potentialen was dit

⁶²) Het spanningsverval over den galvanometer is bij de gebruikte uitslagen van de orde 10^{-4} Volt en is dus volkomen onbelangrijk.

een „Siemens & Halske Volt- u. Ampèremeter für Gleichstrom, Drehspul-Voltmeter für 3 V (1000 Ω)” met voorweerstand (schaalgebied 30 Volt, 1 schaaldeel is 0,2 Volt), die van tijd tot tijd geijkt werd met behulp van normaalelementen; voor de metingen bij hogere snelheden kon volstaan worden met een „A.E.G. Gleichstrom-Vielfachmesser” (schaalgebied 30 of 120 Volt, 1 schaaldeel is resp. 0,5 of 2 Volt).

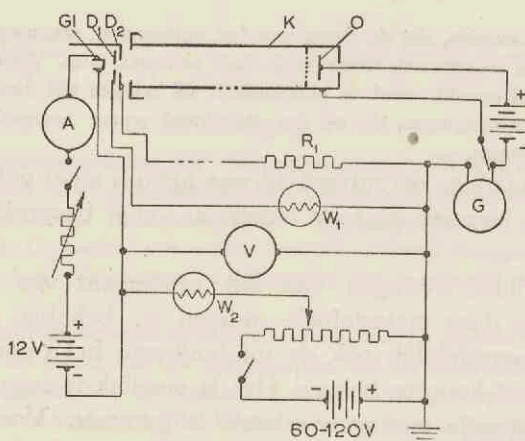


Fig. 3.

Electrische schakeling van de aanslagbuis. R_1 : weerstand 5500 Ω ; W_1 : 2 kooldraadlampen 220 V, 50 W, in serie; W_2 : 2 weerstandslampen van 151 Ω , 1,3 A, in serie; G: Mollgalvanometer met geschikte shunt; V: Voltmeter, zie tekst.

Behoudens een enkel geval werd de potentiaal van D_1 niet hoger dan die van K gekozen, teneinde bij voorbaat storingen door in de kooi geschoten snelle ionen uit te sluiten (vgl. ⁶³⁾). Dank zij de lage vereischte stroomsterkte van den electronenbundel en de magnetische focusseering was dit ook bij de laagste gebruikte snelheden mogelijk. D_1 werd evenals de kooi K op aardpotentiaal gehouden ⁶³⁾. Voor de hooge snelheden zou ook een lagere potentiaal mogelijk zijn geweest.

Bij de proeven met gelijkspanning was D_2 meestal op aardpotentiaal ⁶³⁾; bij de later te bespreken proeven met wisselspanning (hoofdstuk V) kreeg D_2 met behulp van een radiobatterij een negatieve gelijkspanning en werd bovendien op den weerstand R_1 een wisselspanning gebracht.

⁶³⁾ Het spanningsverval over de beveiligingsweerstand R_1 , W_1 en W_2 is ten hoogste van de orde 1 Volt.

§ 6. Instellen van den electronenbundel.

Opdat van de metastabiele atomen, die in den electronenbundel gevormd zijn, steeds een even groot gedeelte het plaatje P zal bereiken, moet de bundel zich steeds op dezelfde plaats, b.v. in het midden van de kooi, bevinden. Bij de stroomsterkten en de drukken van 1—3 μ bar, waarbij gemeten is, kan het door den bundel uitgezonden licht bezwaarlijk gezien worden. Daarom werd de instelling van den bundel altijd beoordeeld bij een hoogerem druk van 10—20 μ bar. Na het inlaten van een nieuwe hoeveelheid gas uit het voorraadvat, waarna de druk steeds hooger dan 25 μ bar was, werd dus niet altijd direct gepompt tot de gewenschte druk verkregen was, maar werd zoo noodig eerst bij een hoogerem druk de plaats van den bundel visueel ingesteld door middel van kleine veranderingen in den stand van de spoelen I en II en eventueel met behulp van een staafmagneet. Daarbij kon gebruik gemaakt worden van het rechthoekige gat in den zijwand van de kooi. De breedte van den bundel bleek bij het gebruikelijke magnetische veld ten hoogste 2 mm te zijn. Aangezien de gloeikathode en de beide diafragma's en daardoor ook de spoelen in hun juisten stand niet volkomen gecentreerd stonden, verplaatste de bundel zich op min of meer grillige wijze over 1—2 mm bij variatie van den stroom door de spoelen of van de spanning tusschen kooi en kathode, met name bij hooge spanningen. Bij de aanslagmetingen is afgezien van een instelling van den bundel voor elke snelheid apart, daar de nauwkeurigheid van instellen slechts ca. 1 mm is, en met het oog op de moeilijkheden hieraan verbonden. Daar een verplaatsing van den bundel over 1 mm in de richting AP overeenkomt met een toename van 3% in den gemeten secundairen electronenstroom (vgl. hoofdstuk III § 11), kan door dit effect een fout van ten hoogste 5% ontstaan.

§ 7. De electrometer.

De stroom van electronen, vrijgemaakt uit het plaatje P, die 10^{-12} — 10^{-11} A bedroeg, werd gemeten met behulp van een electrometer. Het gebruikte instrument is van een eenvoudig type dat door Milatz is ontworpen, en dat reeds eenmaal elders beschreven is ⁶⁴).

Het beweeglijke deel van dezen electrometer (zie fig. 4) wordt gevormd door een lichten aluminium vleugel H, die tusschen twee verticaal in elkaars verlengde loopende 5 cm lange geleidende draden gespannen is. Hier tegenover staan, symmetrisch ten opzichte van de spandraden, twee

⁶⁴) H. A. Vreedenberg, proefschrift Utrecht (1940) blz. 41.

cirkelvormige messing platen E_1 en E_2 . Dit alles bevindt zich in een messing huis, waarin twee openingen zijn aangebracht, om de toevoeringen naar de electrometerplaten door te laten. De platen E_1 en E_2 staan met het huis in (mechanisch) contact slechts via een paar, (electrisch) van platen en huis geïsoleerde, messing schutringen S . De isolatie tusschen platen en schutringen bestaat uit barnsteen. De vleugel is met het huis geleidend verbonden. Zet men een geschikte spanning tusschen huis en platen, dan kunnen met het instrument kleine spanningsverschillen tusschen beide platen onderling door middel van de daarmee in eerste benadering evenredige draaiing van den vleugel worden gemeten. Opdat deze draaiing waargenomen kan worden is op den vleugel een spiegeljtje bevestigd en ter plaatse in het huis een opening gelaten, af te sluiten met een lensje L .

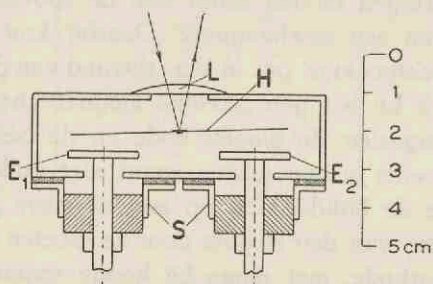


Fig. 4.

Horizontale doorsnede door den electrometer (schematisch). H : draaibare vleugel van dun aluminiumblad $5,7 \times 2$ cm², gespannen tusschen twee loodrecht op het vlak van teekening loopende torsiedraden van phosphorbrons, en voorzien van een klein spiegeljtje; E_1 en E_2 : ronde messingplaten, diameter 2 cm; S : messing schutringen.

Wijd gearceerd: barnsteen; fijn gearceerd: eboniet; niet gearceerd: messing (L : glazen lens).

Het inwendige van het huis werd vochtvrij gehouden door een bakje met calciumchloride. De draaiing van den vleugel werd een factor 10 versterkt overgebracht op die van een galvanometersysteem met behulp van een z.g. optischen relaisversterker ⁶⁵⁾. Een op constante spanning brandend autolampje verlicht een rechthoekig diafragma; hiervan wordt na terugkaatsing van het licht tegen het spiegeljtje van den electrometervleugel door een lensje een beeld gevormd op het gevoelige oppervlak van een doorsneden photospanningscel; een door een kleine draaiing van het spiegeljtje veroorzaakte verschuiving van dit beeld maakt dat de eene helft van deze cel meer licht ontvangt en de andere minder. Hierdoor ontstaat een verandering in uitslag van een Mollgalvanometer, die op beide celhelften parallel geschakeld is, zoodanig dat hij het verschil van de twee stroomen meet. Een factor 10 is zeker niet de bovenste grens voor de op deze wijze te bereiken hoekversterking; in dit geval had het echter geen nut verder te gaan. De electrometer was eenig-

⁶⁵⁾ Zie b.v. E. B. Moss, Journ. Sci. Instr. 12, 141 (1935).

zins gevoelig voor kleine hellingsveranderingen en daardoor voor dreuning; de onrust hierdoor veroorzaakt werd voor een belangrijk deel vermeden door den electrometer tezamen met de hierboven beschreven hulponderdeelen te plaatsen op een aan den muur bevestigde console.

In den evenwichtsstand dient de vleugel symmetrisch te hangen ten opzichte van beide platen; het criterium hiervoor is, dat de uitslag van den electrometer niet verandert, wanneer spanning gezet wordt tusschen het huis en de onderling verbonden platen. Een dergelijke instelling kon bereikt worden door kleine hellingsveranderingen te geven aan den electrometer met behulp van een draaiing aan een der stelschroeven waar hij op rustte, waarbij gebruik gemaakt werd van het niet volkomen uitgebalanceerd zijn van het electrometersysteem. Daarna werd de photospanningscel zoo geplaatst, dat de stroom door den galvanometer ongeveer nul was.

De te meten spanning werd gebracht op één der platen E_1 , terwijl de potentialen van het huis en de andere plaat E_2 constant bleven. De gebruikte bedrijfsspanning bedroeg meestal 33 Volt; de electrometer had dan een insteltijd van ongeveer 15 sec. en was dan lineair tot 0,5 Volt binnen 1 $\%$; de gevoeligheid was na versterking ca. 200 mm/Volt en de onrust (middelbare toevallige verplaatsing van het galvanometerbeeld in 15 sec.) bedroeg ca. 0,5—1 mm. Een geleidelijk verloop van den nulstand kon worden geëlimineerd door de aflezingen te doen met vaste tusschentijden.

§ 8. Meting van den secundairen electronenstroom.

Naar gelang van de omstandigheden zijn twee methoden toegepast voor het meten van de stroomsterkte der van het plaatje P uitgaande secundaire electronen; zij zijn beide schematisch aangegeven in fig. 5.

Het plaatje P, verbonden met de electrometerplaat E_1 , was in beide gevallen slechts via een hoogen vloeistofweerstand R in contact met de rest van de schakeling, wanneer de schakelaar S_1 open was. Dit gevoelige deel van de opstelling werd tegen electriche storingen van buiten afgeschermd door een metalen omhulsel, dat op de potentiaal van E_2 werd gehouden.

Bij de *uitslagmethode* werd eenvoudig de stationaire uitslag van den electrometer gemeten, die ontstond als gevolg van het potentiaalverschil over den vloeistofweerstand R, veroorzaakt door den te meten stroom. De schakelaar S_2 was dan open, zoodat dit potentiaalverschil overeenkwam met dat tusschen beide electrometerplaten⁶⁶⁾. De nulstand werd gegeven door de spanning tusschen G1 en K weg te nemen (vgl. fig. 3).

⁶⁶⁾ Onafhankelijk van den stand van het schuifcontact op R_2 , aangezien R_2 van de orde $10^{-7} \times R$ is.

De uitslag werd in Volts geïkt door de schakelaars S_2 en S_1 (fig. 5) te sluiten, waardoor een bekend, op den voltmeter V_3 af te lezen, spanningsverschil tusschen E_1 en E_2 kon worden gezet.

De toepasbaarheid van deze methode eischt, dat de tijdconstante van het systeem $P-E_1$, die gelijk is aan het product van den weerstand R en de capaciteit C die het systeem $P-E_1$ bezit t.o.v. de buitenwereld, binnen zekere grenzen blijft. De capaciteit C bedroeg in de gegeven omstandigheden ongeveer $30 \text{ cm} \approx 3 \cdot 10^{-11} \text{ F}$. Wil de tijd, waarin de uitslag van den electrometer (practisch) constant geworden is, niet merkbaar grooter zijn dan de insteltijd van den electrometer zelf (15 sec.) dan mag deze tijdconstante RC ten hoogste ongeveer 3 sec. bedragen en de vloeistofweerstand R dus $10^{11} \Omega$ zijn. De gebruikte weerstand bedroeg $1,7 \cdot 10^{10} \Omega$. Bij een gevoeligheid van 0,005 Volt/mm werkte op deze wijze de electrometer als een stroommeter met een gevoeligheid van ca. $3 \cdot 10^{-13} \text{ A/mm}$, lineair aanwijzend tot uitslagen van 100 mm binnen 1 0/0.

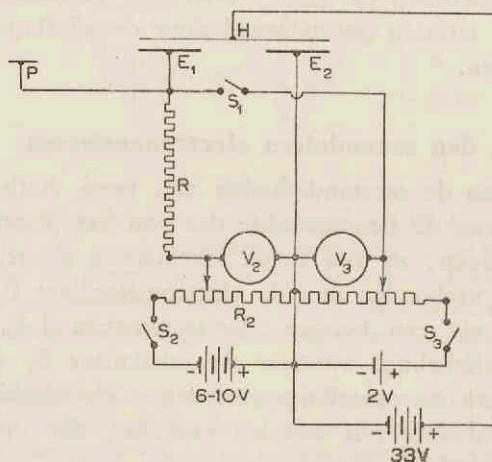


Fig. 5.

Schakelschema van den electrometer. H: vleugel (verbonden met huis) van den electrometer; E_1 en E_2 : beide platen van den electrometer; P: meetplaatje in de buis (als in fig. 1); R: hoge vloeistofweerstand, zie tekst. De schutringen van den electrometer zijn verbonden met E_2 .

Voor stroomsterkten kleiner dan ca. $3 \cdot 10^{-13} \text{ A}$ wordt de nauwkeurigheid van deze methode te gering. Daarom is dan een andere werkwijze toegepast, waarbij de door de onrust gegeven nauwkeurigheidsgrens bereikt wordt. Dit zou in principe het eenvoudigst gedaan kunnen

worden, door den vloeistofweerstand R weg te nemen en de snelheid te meten, waarmee de aanwijzing van den electrometer verloopt. Volgens

de formule $i = C \frac{dV}{dt}$ is deze snelheid een maat voor de stroomsterkte

i . In de practijk kan men slechts oplaadsnelheden meten, wanneer deze niet al te groot zijn. Daarom verdient het steeds aanbeveling den te meten stroom op de een of andere wijze ongeveer te compenseeren met een bekenden stroom. Dit is hier gedaan door introductie van een anderen vloeistofweerstand R van $1,7 \cdot 10^{12} \Omega$, die zoo hoog was, dat nu de tijdconstante RC juist groot t.o.v. den meettijd was. Bij deze *compensatiemethode* werd het schuifcontact op den weerstand R_2 zoo ingesteld (S_2 gesloten en S_1 open), dat de door den vloeistofweerstand R loopende stroom juist voldoende was om den te meten stroom te compenseeren, wat beoordeeld werd aan het niet uitslaan van den electrometer. Door de op den voltmeter V_2 afgelezen spanning te deelen door de waarde van den vloeistofweerstand R , kon dan de gevraagde stroomsterkte berekend worden. Met den gebruikten weerstand van $1,7 \cdot 10^{12} \Omega$ konden b.v. bij een hulpspanning over R_2 van 8,5 Volt stroomen tot maximaal $5 \cdot 10^{-12}$ A worden gemeten. De electrometer diende hier in beginsel dus als nulinstrument. In de practijk was de compensatie echter nooit volkomen en trad de uitslag, alsmede de snelheid waarmee de uitslag verloopt, als correctie in het eindresultaat op. Ook voor lekstroomen moest een kleine correctie toegepast worden. De fout in de aldus gemeten stroomsterkte kan ca. 10^{-14} A bedragen.

Hoewel het een voordeel van de compensatiemethode is, dat men de gevoeligheid van den electrometer niet nauwkeurig behoeft te kennen, werd bij hogere stroomsterkten de uitslagmethode verkozen op grond van haar eenvoud en overzichtelijkheid. Om dezelfde redenen werden de uitslagen niet geregistreerd, maar rechtstreeks afgelezen.

De schakelaar S_1 moest in verbroken toestand een hoogen lekweerstand hebben en is daarom uitgevoerd als een draad, die al of niet tegen den toevoerdraad van P wordt gedrukt.

De vloeistofweerstand R kon gemakkelijk uit de opstelling weggenomen en vervangen worden zonder de isolatie van het systeem $P-E_1$ in gevaar te brengen. Dit is bereikt door hem met behulp van een spiraaltje in gespannen toestand te haken aan den verbindingsdraad van P en E_1 ; het aldus verkregen contact bleek voldoende.

De gebruikte vloeistofweerstand zijn gemaakt volgens een recept van Gyemant⁶⁷⁾. De grootte ervan is bepaald door de snelheid van leeglekken van geijkte capaciteiten met behulp van den electrometer te meten. Twee vloeistofweerstand kunnen op eenvoudige wijze vergeleken worden door op beide in serie geschakeld een bekende spanning te zetten

⁶⁷⁾ A. Gyemant, Wiss. Ver. Siemens Konz. 6, 58 en 7, 134 (1928).

en met den electrometer te bepalen, hoe groot de spanning is, die dan op één er van staat. Afwijkingen van de wet van Ohm zijn niet geconstateerd in het gebruikte spanningsgebied.

Voor de metingen werd de plaat E_2 van den electrometer met toebehooren op een geschikte potentiaal t.o.v. aarde gebracht, evenals W en T. Deze spanningen en de bedrijfsspanning van den electrometer werden, tenzij anders vermeld, betrokken van een anodebatterij van 124,5 Volt.

HOOFDSTUK III.

DICHTHEID VAN HET GAS; STROOMSTERKTE, SNELHEID EN EFFECTIEVE LENGTE VAN DEN BUNDEL.

§ 1. Inleiding.

De afzonderlijke grootheden, welke van belang zijn bij de bepaling der aanslagfuncties, komen voor in de in hoofdstuk I § 5 opgestelde formules:

$$s_m = 2,65 \cdot 10^{13} p \cdot i_{eff} \cdot q_m(V) \cdot (l\omega)_{eff} \cdot \zeta_m, \quad \dots \dots \dots (2)$$

$$s_m = \vartheta s, \text{ met } 0 < \vartheta < 1, \quad \dots \dots \dots (3)$$

waarin s_m is de door metastabiele atomen veroorzaakte secundaire stroom naar het plaatje P, $q_m(V)$ is de werkzame doorsnede voor de vorming van metastabiele atomen en ζ_m is het aantal aan P vrijgemaakte electronen per opvallend metastabiel atoom.

Uit deze formules volgt, dat het voor een *absolute* bepaling van het product $q_m(V) \cdot \zeta_m$ noodzakelijk is om — behalve den factor ϑ en den totalen secundairen stroom s naar het plaatje P — de volgende grootheden te kennen:

- p , de druk van het gas, in μbar herleid op 0°C ;
- i_{eff} , de effectieve stroomsterkte van den bundel ter plaatse van de opening in de kooi;
- V , de kinetische energie der electronen in den bundel, in Volts; de nauwkeurige kennis hiervan is vooral van belang voor de metingen in de buurt der aanslagpotentialen;
- $(l\omega)_{eff}$, het aantal metastabiele atomen dat het plaatje P bereikt, in verhouding tot het aantal dat per cm van den bundel gevormd wordt, uitgedrukt in cm.

Voor de *relatieve* meting van $q_m(V)$ behoeven de grootheden p en $(l\omega)_{eff}$, die niet van V afhangen, niet bekend te zijn, terwijl s en i_{eff} fouten mogen bevatten, waarvan de relatieve waarde onafhankelijk van V is.

In dit hoofdstuk zal in vier afdelingen A, B, C en D een systematische

behandeling van de bepaling der vier grootheden p , i_{eff} , V en $(I\omega)_{\text{eff}}$ gegeven worden, alsmede een discussie van de fouten, welke hierbij kunnen optreden. Vervolgens zullen in hoofdstuk IV eenige controlemetingen worden beschreven, welke gedaan zijn om te onderzoeken onder welke omstandigheden men er zeker van kan zijn, dat de gemeten stroom s naar het plaatje P vrij is van een bijdrage door een toevoer van direct of indirect uit de kooi afkomstige electronen of ionen. In hoofdstuk V zal daarna worden behandeld, hoe de stroom s ontleed kan worden in zijn beide bestanddeelen, die te danken zijn aan resp. metastabiele atomen en straling, d.w.z. hoe de factor ϑ in (3) kan worden bepaald.

De potentialen, die aan de verschillende onderdeelen (fig. 1, blz. 17) worden gegeven zullen *cursief* worden aangeduid met dezelfde letter als aan deze onderdeelen gegeven is in de fig. 1, 3 en 5; de snelheid der electronen, die afgeleid wordt uit het op den voltmeter V (fig. 3) afgelezen spanningsverschil tusschen de kooi K en de kathode G1, wordt V_a genoemd, de werkelijke energie in Volts der electronen in de kooi: V . De stroomsterkte, die naar het plaatje P loopt, heet s (bij ionisatiemetingen p), de stroom van electronen, die op de kooi K en de opvangplaat O samen terechtkomen: i , de stroom naar de opvangplaat O alleen heet o ; de verhouding $\frac{s}{i}$ wordt met f aangeduid. De stroomen door de magneetspoelen I, II en III heeten resp. m_1 , m_2 en m_3 ; een plus- of minteken duidt de stroomrichting aan.

Voor de waarden van de verschillende hulpspanningen, die van droge anodebatterijen betrokken werden, zijn eenvoudigheidshalve de op deze aangegeven getalwaarden (veelvouden van 1,5 Volt) genomen. De afwijking tusschen deze en de werkelijke waarden ging 1—2% niet te boven.

A. ZUIVERHEID EN DICHTHEID VAN HET GAS.

§ 2. Zuiverheid van het gas.

De zuiverheid van het gas dient zoodanig te zijn:

- a. dat metastabiele deeltjes en evt. ultraviolette straling, gevormd door aanslag van andere deeltjes dan helium- resp. neonatomen in den electronenbundel, geen merkbare bijdrage tot den gemeten secundairen stroom s leveren;
- b. dat voor een metastabiel helium- resp. neonatoom, op zijn weg van den electronenbundel naar het meetplaatje, de kans op verlies van inwendige energie door botsing met een vreemd deeltje verwaarloosbaar klein is.

Aan beide eischen is bij een druk van eenige μ bar reeds ruimschoots voldaan als het totale aantal ongewenste deeltjes kleiner is dan b.v. 1 0/0 van het aantal der gewenschte atomen ⁶⁸⁾.

Voor de zuiverheid zijn twee criteria gebruikt.

In de eerste plaats mag er, bij een voldoende sterk magnetisch veld en bij geschikte keuze der potentialen in de zijbuis (vgl. hoofdstuk IV), geen stroom naar het plaatje P gemeten worden, wanneer de snelheid der electronen in de kooi beneden de aanslagspanning van het gebruikte gas ligt. Deze voorwaarde bleek in alle gevallen zeer scherp vervuld te zijn. Eenige illustraties hiervan geven meetpunten in fig. 24 en 29.

Het is op eenvoudige wijze mogelijk ook het optreden van ionen in de kooi aan te toonen (zie § 8). Een tweede criterium bestaat dus hierin, dat geen ionisatie mag worden geconstateerd voor energieën der electronen in de kooi kleiner dan de ionisatieenergie van het gebruikte gas. In het algemeen is het begin van de ionisatie van het vulgas scherp vast te stellen, maar wordt ook voor lagere snelheden een kleine stroom gemeten, die gedeeltelijk is toe te schrijven aan electronen uit P vrijgemaakt door metastabiele atomen en straling, maar ook voor een groot deel aan ionen van verontreinigingen. In fig. 9 B (zie § 8) b.v. moet ca. 80 0/0 van de bij $V_a = 27$ Volt gemeten stroom aan de laatste oorzaak worden geweten. Dit behoeft echter geen zorg te baren, in aanmerking genomen de groote ionisatiekans voor alle andere gassen vergeleken met die van helium en neon. Met behulp van bekende waarden van ionisatiewaarschijnlijkheden ⁶⁹⁾ ⁷⁰⁾ kan uit de gemeten ionenstromen, in de onderstelling dat de heele verontreiniging uit waterstof zou bestaan, het percentage hiervan berekend worden. Men komt dan volgens fig. 9 B tot een bedrag van ca. 1 0/0 „equivalente” waterstof. In dezelfde onderstelling volgt uit het verdwijnen van f beneden de aanslagspanning van het hoofdgas (fig. 24 en 29) met behulp van het bekende gedrag van het plaatje in waterstof (vgl. hoofdstuk V § 3), dat er maximaal 1 0/0 equivalente waterstof kan zijn. Hiermee is dus aangetoond, dat het aantal storende deeltjes zeker beneden 1 0/0 ligt en dat de metingen niet door verontreinigingen in de gasphase gestoord worden.

§ 3. Dichtheid van het gas.

De mate, waarin het aanslagproces in de kooi plaats heeft, is evenredig met het aantal deeltjes per cm^3 n , dat als volgt met den gasdruk p' samenhangt:

$$p' = nk \theta,$$

⁶⁸⁾ Bij metingen betreffende metastabiele atomen in gasontladingen is vaak een veel kleiner percentage reeds storend (b.v. argon in neon). Dit komt doordat hierbij de druk veelal zoo hoog is (orde 10 mm), dat een gevormd metastabiel atoom van het hoofdgas geen gelegenheid krijgt aan een wand te niet te gaan, maar net zoo lang botsingen met gasdeeltjes uitvoert, tot het tijdens zulk een botsing zijn energie kwijt raakt. Indien de kans op verlies van de aanslagenergie tijdens een botsing met een normaal deeltje van het hoofdgas zeer klein is t.o.v. deze kans bij een botsing met een deeltje van een ander gas (waarbij dan vaak ionisatie optreedt), is het duidelijk, dat een overeenkomstig gering percentage van dit gas storend zal werken (vgl. ³⁾ ^{4a)}).

⁶⁹⁾ P. T. Smith, Phys. Rev. 36, 1293 (1930) (He, Ne).

⁷⁰⁾ J. T. Tate en P. T. Smith, Phys. Rev. 39, 270 (1932) (H₂).

waarin k is de constante van Boltzmann en θ de absolute temperatuur van het gas in de kooi. Als maat voor de dichtheid van het gas neemt men meestal den druk p , herleid op 0°C door vermenigvuldiging van den gemeten druk p' met $\frac{273}{\theta}$. Om de dichtheid te kunnen berekenen, moet men dus, behalve p' , ook θ kennen.

Voor θ kan veilig de kamertemperatuur aangenomen worden in verband met de geringe warmteontwikkeling in de buis. Zooals een schatting leerde, kan de in de kooi ontwikkelde warmte zonder merkbare temperatuurverhoging door de dikke dragers worden afgeleid. Tijdens elke meting is de kamertemperatuur afgelezen. Daar n bij een plaatselijke verhoging van θ slechts als $\theta^{-1/2}$ zal afnemen, kan een afwijking van θ moeilijk groote fouten veroorzaken.

De druk p' wordt gemeten met een compressiemanager (zie fig. 2). Hierbij wordt gebruik gemaakt van het feit, dat in den evenwichtstoestand op alle plaatsen met gelijke temperatuur in de met gas gevulde ruimte ook de druk gelijk moet zijn ondanks de aanwezigheid van de twee koelplaatsen VL en C (fig. 2). Meting van den druk in de buis zelf met behulp van ionisatie werd bij de definitieve waarnemingen niet noodig geacht. Tijdens elke meetreeks werd de druk van tijd tot tijd gecontroleerd.

Zoolang de vrije weglengte der metastabiele atomen nog groot genoeg is, kan men verwachten, dat $f = \frac{s}{i}$ evenredig met p is. Dit blijkt ook in vele gevallen zoo te zijn. Er treedt echter bij helium een complicatie op, die het wenschelijk maakt, de beschrijving van metingen met variatie van p tot de hoofdstukken VI en VII uit te stellen.

B. STROOMSTERKTE VAN DEN BUNDEL EN SECUNDAIRE ELECTRONEN IN DE KOOI.

§ 4. Oorzaken van fouten.

De effectieve bundelstroom i_{eff} wordt gegeven door het aantal electronen in den bundel dat per sec. het punt A bij de opening in de kooi (fig. 1, blz. 17) passeert. Het ligt voor de hand om met behulp van een voldoende sterken stroom door de magneetspoelen I, II en III een smalle bundel electronen te vormen, die op de opvangplaat O terecht komt (behalve een klein gedeelte dat het zich vóór O bevindende rooster Q treft), en dan de stroomsterkte i naar opvangplaat en kooi samen als maat voor het aantal per sec. A passerende electronen te nemen. De stroom, die naar de kooi K alleen loopt, $i - o$, kan bij voldoende groote m_s en positieve potentiaal van O beperkt worden tot enkele procenten van i en kan dus volkomen op rekening van het rooster Q, dat een geometrischen verzwakkingsfactor van ca. 6% heeft, worden gesteld. Deze bijna ideaal schijnende toestand blijkt echter geheel onjuiste resultaten te geven.

Om een beter inzicht te krijgen moet men terdege rekening houden met de volgende verschijnselen, die aanleiding tot fouten kunnen geven:

- a. De electronen, die de opvangplaat of den kooiwand treffen, geven aanleiding tot het optreden van secundaire electronen, in een aantal,

dat van dezelfde orde is als het aantal der primair invallende electronen ⁷¹⁾;

- b. Een (klein) gedeelte van de electronen in den bundel botst met gasatomen en wordt verstrooid in alle richtingen.

Wanneer er een voldoende sterk magnetisch veld is, zullen de meeste verstrooide of secundaire electronen in de kooi spiraalbanen gaan beschrijven. Vergeleken met het hypothetische geval dat beide verschijnselen niet zouden optreden, waarbij i een goede maat voor den effectieven stroom zou zijn, maken deze beide effecten eenerzijds den te meten stroom i kleiner — immers een gedeelte der secundaire en verstrooide electronen kan de kooi weer verlaten in de richting van de kathode — en anderzijds maken ze den effectieven stroom grooter, want bij A passeeren, behalve de primaire electronen, ook in omgekeerde richting loopende secundaire en verstrooide electronen. Beide oorzaken maken, dat de effectieve bundelstroom i_{eff} grooter is dan de gemeten stroom i . Bovendien moet men rekening houden met het feit, dat de secundaire en verstrooide electronen verschillende snelheden en daardoor verschillende aanslagwaarschijnlijkheden hebben.

De vergrooting van i_{eff} wordt zeer versterkt door het volgende. Een groot gedeelte der secundaire en verstrooide electronen zal niet rechtuit volgens de richting van de as van de kooi (de x -richting) langs A loopen, maar door het magnetische veld volgens een spiraalbaan, die een constanten hoek φ met deze richting maakt. Het is duidelijk dat de werkzame baanlengte hierdoor $\frac{1}{\cos \varphi}$ maal zoo groot wordt. Voor waarden van φ in de buurt van 90° zal de invloed van dergelijke scheef loopende electronen dus zeer belangrijk worden. De in de kooi gevormde secundaire en verstrooide electronen kunnen alle waarden van φ krijgen en hierdoor dus een extra toename van den effectieven bundelstroom veroorzaken.

De storende invloed van de secundaire electronen zal afhankelijk zijn van het magnetische veld en van de potentiaal van O; die van de verstrooide electronen van het magnetische veld en van den gasdruk. Bij de gebruikte opstelling wordt het magnetische veld bepaald door de stroomen m_1 , m_2 en m_3 . In verband met de interpretatie der in § 5 te beschrijven proeven, waarbij deze stroomen gevarieerd worden, is het nuttig een overzicht te hebben van het verloop van de magnetische veldsterkte in de kooi in verschillende gevallen. Daartoe is deze veldsterkte langs de

⁷¹⁾ Vgl. b.v. R. Kollath, Phys. Z. 38, 202 (1937).

as van de hoofdbuis berekend en in fig. 6 uitgezet tegen den afstand tot de kathode voor de aangegeven combinaties van m_1 , m_2 en m_3 . Het veld binnen de kooi wordt practisch alleen door m_2 en m_3 bepaald.

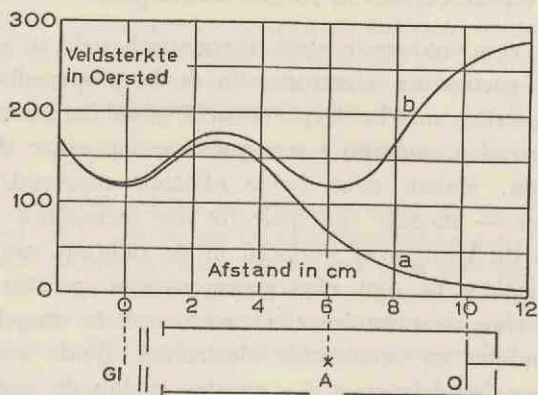


Fig. 6.

Magnetische veldsterkte langs de as van de buis als functie van den afstand tot de kathode; a: $m_1 = m_2 = 6$ A, $m_3 = 0$; b: $m_1 = m_2 = m_3 = 6$ A.

Electronen, die in een homogeen magnetisch veld met gelijke snelheid van één punt uitgaan onder niet al te groote hoeken met de veldrichting, komen na één winding van hun schroefbaan weer in één punt samen. In het in fig. 6 aangegeven geval is de afstand der knoopen in den electronenbundel ca. 1 cm voor $V = 25$ Volt en ca. 2 cm voor $V = 100$ Volt. Onder omstandigheden waren bij A inderdaad vernauwingen in den bundel zichtbaar, die op te vatten zijn als beelden van de omgeving van het eerste diafragma D_1 . In verband hiermee, en gezien het feit dat de breedte van den bundel (in de buiken) nooit grooter was dan ca. 2 mm, kan men aannemen dat de meeste *primaire* electronen van Gl een kleine φ hebben, zoodat de primaire electronenstroom niet onderworpen is aan de bovengenoemde correctie voor scheeflopende electronen. (In dit verband is nog op te merken, dat de invloed dezer correctie voor kleine φ slechts *kwadratisch* met φ toeneemt aangezien $(\cos \varphi)^{-1} = 1 + \frac{1}{2} \varphi^2 + \dots$). Dit werd bevestigd, doordat bleek dat $f = \frac{s}{i}$ binnen zekere grenzen van de potentialen van D_1 en D_2 onafhankelijk was (§ 5 ζ). Het is bij de gegeven afmetingen en potentiaalverhoudingen in de buis ook niet in te zien, hoe de primaire electronen een merkbare zijdelingsche snelheidscomponente zouden kunnen krijgen.

§ 5. Variatie van omstandigheden in de kooi.

Het doel van de in deze paragraaf te beschrijven experimenten is na te gaan in hoeverre de in de vorige paragraaf aangeduide verschijnselen voor de metingen belangrijk zijn, en de omstandigheden te zoeken, waaronder betrouwbare metingen mogelijk zijn. Daartoe werden metingen gedaan van den stroom s naar het plaatje P, als functie van de para-

meters i , m_3 , m_2 , O , o en D_2 , die tezamen het gedrag der electronen in de kooi bepalen (beteekenis der letters: zie blz. 30). Hierbij werd ervoor gezorgd, dat geladen deeltjes uit de kooi geen bijdrage konden leveren tot s — behalve wanneer m_3 zeer laag was — door een juiste keuze van de potentialen in de zijbuis P , T en W (vgl. hoofdstuk IV). In dat geval zullen — bij gegeven gasdruk p en bundelsnelheid V — eventuele variaties in den effectieven bundelstroom i_{eff} , door het meer of minder optreden van de in § 4 genoemde complicaties, volgens vergelijking (2) direct weerspiegeld worden in het gedrag van s .

a. Variatie van den bundelstroom i .

Wanneer de stroomsterkte i gevarieerd wordt door verandering van den gloeistroom alleen, dus met constant houden van alle overige parameters, blijkt de gemeten stroom s naar het plaatje P steeds streng evenredig te zijn met i , afgezien van enkele gevallen waarbij de eigen ruimtelading van den bundel een rol speelt (zie hoofdstuk IIIC). Deze evenredigheid van s met i is vele malen in allerlei experimenten bevestigd. Daar de verhouding $f = \frac{s}{i}$ dus ongevoelig is voor toevallige variaties van den bundelstroom i , werden geen bijzondere voorzorgen genomen om i constant te houden.

In het vervolg zal steeds in plaats van s het quotiënt f beschouwd worden. Het is in normale omstandigheden van de orde 10^{-7} en zal worden aangeduid als *het effect*.

β. Variatie van den magneetstroom m_3 .

Door variatie van m_3 wordt in het bijzonder het veld in het achterste deel van de kooi, dus daar waar de primaire electronen secundaire doen ontstaan, beïnvloed (fig. 6). Wanneer deze belangrijke storingen kunnen veroorzaken, moet dit in de m_3 -karakteristieken (f als functie van m_3), tot uiting komen. Inderdaad blijkt, dat $f = \frac{s}{i}$ sterk afhankelijk is van m_3 ; fig. 7 A en B laten eenige voorbeelden van de verkregen krommen zien. Bij negatieve waarden van m_3 zijn de bij de spoelen II en III behorende velden tegengesteld gericht; tot ca. — 2 Amp. blijft de bundel bij A behoorlijk zichtbaar. Van een zekere beginwaarde bij kleine waarden van m_3 af gerekend stijgt f met m_3 eerst langzaam, daarna sneller, om tenslotte bij zeer hoge m_3 naar een constante eindwaarde te streven, die 2—3 maal de beginwaarde bedraagt. Naar negatieve waarden van m_3 sluit de kromme continu aan met een kleine daling die even later in een stijging overgaat.

De verklaring van dit verloop kan volgens proeven met variatie van potentialen in de zijbuis (vgl. hoofdstuk IV) niet met geladen deeltjes, die P bereiken, samenhangen, maar moet in de in § 4 genoemde verschijnselen gezocht worden, speciaal in de vorming van secundaire electronen bij de opvangplaat achter in de kooi. Immers, bij hoge waarden van m_3 heerscht in de geheele kooi een sterk magnetisch veld en zullen de verschijnselen, besproken in § 4, in hun vollen omvang optreden, terwijl bij lage m_3 de secundaire electronen nog slechts in een nauwelijks merkbare mate zullen storen omdat alle eenigszins scheef loopende tegen den wand van de kooi verloren zullen gaan en alleen een kleine fractie met kleine φ over zal blijven.

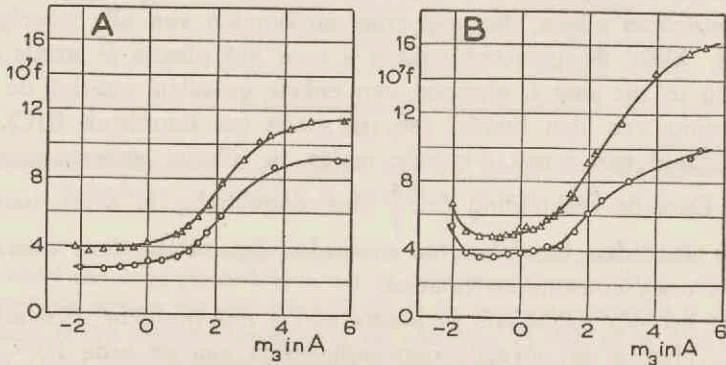


Fig. 7.

Het gemeten effect f als functie van den magneetstroom m_3 ; $m_1 = m_2 = 6$ A;
 O = +100 V (O); Δ = 0 V (Δ).

De O-punten zijn één eenheid in de $10^7 f$ -schaal naar beneden verschoven.

A. Neon; 2,24 μ bar; $V = 27,7$ Volt; $P = -33$ V; $W = T = +15$ V.

B. Helium; 2,01 μ bar; $V = 98$ Volt; $P = -81$ V; $W = T = +43,5$ V.

Terwijl het bij de hoge waarden van m_3 (en positieve opvangplaat) mogelijk is den bundelstroom i op enkele procenten na via de opvangplaat O te laten loopen, is het voor de lagere waarden van m_3 ook bij positieve O onvermijdelijk dat een merkbare fractie van i (20–50%) over de kooi loopt; de electronenbundel wordt dan blijkbaar in het achterste deel van de kooi (voorbij A!) diffuser. Dit is evenwel geen bezwaar om i als maat voor den bundelstroom te blijven gebruiken (zie ϵ). Verder blijkt de gemeten stroom i onder overigens gelijke omstandigheden bij stijgende m_3 af te nemen; deze verlaging is van de orde 10–20% als m_3 van 0 op 6 A komt. Dit demonstreert duidelijk, dat bij toenemende m_3 een stijgend aantal secundaire electronen de kooi aan de voorzijde (bij D_2) verlaat (vgl. § 4).

De knik in de m_3 -karakteristiek, waarbij de langzame stijging in de snelle overgaat, zal het punt aangeven, waar het effect van secundaire electronen met $\varphi \approx 90^\circ$ begint merkbaar te worden; hij treedt op bij $m_3 = \text{ca. } 1$ A en een veldsterkte ter plaatse van de opvangplaat O van ca. 55 Oersted, hetgeen overeenkomt met een straal van ca. 6 mm voor de baan van een electron van 100 Volt. Bij $m_3 = 4$ A keeren volgens bovenstaande

interpretatie van fig. 7 practisch alle secundaire electronen al terug; de veldsterkte bij de opvangplaat O is dan ca. 180 Oersted, de straal voor een electron van 100 Volt ca. 2 mm. Deze bedragen passen behoorlijk in de verklaring, als men bedenkt, dat b.v. een scheeflopend secundair electron, dat op het midden van de opvangplaat ontstaat, een straal moet hebben kleiner dan de halve straal van de kooi (i.c. 5 mm) om vrij van den kooiwand te blijven.

Het bovenstaande leidt tot de gevolgtrekking — die door verdere in deze paragraaf te bespreken controlemetingen bevestigd zal worden — dat de in § 4 genoemde storende invloeden afdoende vermeden kunnen worden door m_3 laag te kiezen. Volgens de ligging van het minimum van de m_3 -karakteristiek zou $m_3 = \text{ca.} -1$ A de beste waarde zijn; eenvoudigheidshalve is echter als regel $m_3 = 0$ genomen.

Terwijl de groote verhooging van f voor $m_3 > 1$ A wel geheel op rekening van de secundaire electronen kan worden gesteld, is het mogelijk dat bij de verklaring van het geringe verloop van f tusschen -1 en $+1$ A ook de verstrooiing in het gas een rol speelt. Een duidelijke invloed van den gasdruk was evenwel niet te constateeren. Door bij $m_3 = 0$ te meten, wordt f blijkbaar 10—20 % te hoog gevonden; daar deze afwijking steeds hetzelfde teeken heeft, zal de fout bij de relatieve metingen kleiner zijn. Van pogingen om hiervoor nog te corrigeeren is afgezien.

γ. Variatie van den magneetstroom m_2 .

Door variatie van m_2 wordt in hoofdzaak het veld in het voorste deel van de kooi veranderd, terwijl achter in de kooi de invloed van spoel II nauwelijks merkbaar is (fig. 6). Men kan dus verwachten, in analogie met de in hoofdstuk IV te beschrijven proeven, dat f onafhankelijk van m_2 is, zoodra m_2 voldoende groot is om de electronen in de kooi te beletten in de zijbuis te komen. Voor lagere waarden van m_2 zal dit laatste wel gebeuren en f zal omhoog gaan ten gevolge van in de zijbuis gevormde ionen (vgl. hoofdstuk IV).

Inderdaad voldoen de gevonden m_2 -karakteristieken aan deze beschrijving; zie fig. 8 A en B. De waarde van m_2 , waarbij de kromme begint af te buigen van een horizontale rechte, ligt hoger naarmate de electronensnelheid hooger is en het rooster T meer negatief is. De optredende spreiding van de punten kan geweten worden aan kleine verplaatsingen van den bundel (hoofdstuk II § 6). Fig. 8 toont dat een stroom van 6 A door spoel II inderdaad noodig is om ook in het ongunstigste geval storingen te vermijden.

δ. Variatie van de potentiaal O van de opvangplaat O.

Behalve het gedrag van f als functie van m_3 , geeft ook de wijze, waarop f van de potentiaal van de opvangplaat O afhangt, een aanwijzing voor het al of niet optreden

van secundaire electronen. Immers, wel is waar wordt de snelheid, waarmee de primaire electronen op de plaat vallen, bij toenemende positieve spanning O grooter, waardoor in het algemeen het aantal secundaire electronen toeneemt ⁷¹⁾, maar hiervan wordt een steeds kleiner aantal door het rooster Q doorgelaten, n.l. in eerste benadering slechts die waarvoor de snelheidscomponente in de richting van den bundel grooter is dan O Volt. Uit fig. 7 blijkt, dat voor kleine waarden van m_3 inderdaad geen verschil in f valt waar te nemen bij $O=0$ en $O=+100$ Volt, voor groote waarden van m_3 daarentegen wel. Dat f onafhankelijk is van O bij $m_3=0$ werd meermaals vastgesteld. Wel blijkt f verhoogd te worden bij *negatieve* O , ook bij $m_3=0$; dit is begrijpelijk daar in dit geval alle secundaire electronen van O afkomstig naar Q versneld worden, kleinere φ krijgen (§ 4) en dus meer kans hebben om vrij van den kooiwand te blijven.

Om in ieder geval de langzame „echte secundaire” electronen te kunnen terughouden, kreeg O meestal een positieve spanning van 40 Volt.

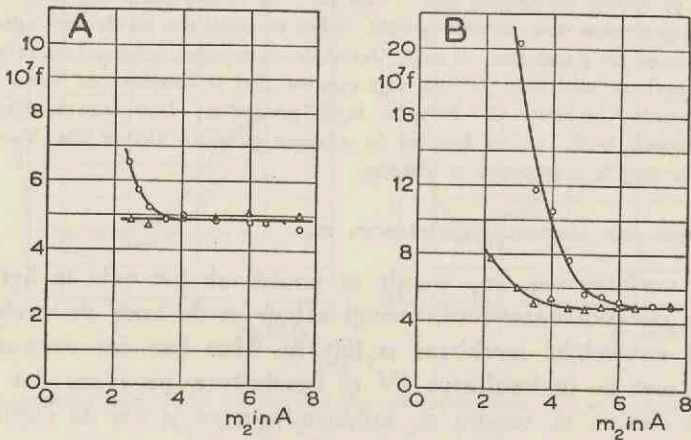


Fig. 8.

Het gemeten effect f als functie van den magneetstroom m_2 ; $m_1=6$ A, $m_3=0$, $O=+40$ V;
 $T=W$ (Δ); $T=P+3$ V (\circ).

A. Neon; 2,66 μ bar; $V=27,7$ Volt; $P=-33$ V; $W=+15$ V.

B. Neon; 2,66 μ bar; $V=98$ Volt; $P=-81$ V; $W=+43,5$ V.

ε . Variatie van den stroom o naar de opvangplaat O .

Onder β is reeds opgemerkt, dat het bij $m_3=0$ niet mogelijk is alle electronen uit den bundel op de opvangplaat O te vereenigen. Met behulp van den staafmagneet is het mogelijk den bundel zoo af te buigen, dat *alle* electronen op de kooi terechtkomen, zonder dat de plaats van den bundel bij A verandert. Het blijkt dan voor $m_3=0$ — onafhankelijk van de potentiaal van O — dat f constant blijft (binnen $\pm 5\%$), bij variatie van het gedeelte $\frac{o}{i}$ der electronen, dat via O loopt, van 0 tot ca. 70 $\%$. Ook dit gegeven steunt de onder β ontwikkelde opvatting.

§ 5. Variatie van de potentiaal D_2 van het diafragma D_2 .

De potentiaal van D_2 beïnvloedt wel den bundelstroom i , maar moet de grootte $f = \frac{s}{i}$ onveranderd laten. Dit blijkt in een beperkt gebied inderdaad het geval te zijn. De twee volgende afwijkingen treden op:

a. Voor zeer hooge D_2 (ca. + 100 Volt) gaat f een weinig dalen. Dit kan samenhangen met langzame secundaire electronen, die op D_1 ontstaan en door D_2 naar de kooi worden getrokken.

b. Bij voldoende negatieve D_2 treedt voor de snelheden boven 60 Volt een verhooging van f op van 10–20 0/0. Het feit, dat deze verhooging (relatief) toeneemt bij hooge m_2 en bij negatieve O , pleit er voor dat hiervoor verantwoordelijk is het terugkeeren van scheef loopende secundaire en verstrooide electronen bij D_2 , waardoor deze nog meer kunnen storen.

Afgezien van deze twee verschijnselen is f ongevoelig voor veranderingen in D_2 . Evenals de onder γ behandelde proeven, waarbij m_2 gevarieerd wordt, maakt dit waarschijnlijk, dat in de kooi geen storingen optreden door van D_1 afkomstige secundaire electronen.

De invloed van D_2 op de snelheid van de electronen in de kooi is alleen merkbaar vlak boven de critische potentialen (zie hoofdstuk III C).

D_2 werd in den regel evenals K op aardpotentiaal gehouden, behalve bij de wisselspanningsproeven (hoofdstuk V).

§ 6. Conclusie.

Uit de in § 5 beschreven controleproeven valt te concludeeren, dat de gemeten stroom i een redelijk goede maat is voor den gezochten effectieven bundelstroom i_{eff} , wanneer spoel III niet gebruikt wordt (β) en de opvangplaat O althans geen negatieve spanning heeft (δ), onafhankelijk er van of een grooter of kleiner gedeelte der electronen op O valt (ϵ). Het gebruik van de op een afzonderlijke potentiaal te brengen opvangplaat O blijkt niet wezenlijk te zijn. Verder treden, bij juist gekozen potentialen in de zijbuis, geen complicaties op voor snelheden tot 100 Volt, wanneer de stroom m_2 door spoel II minstens 6 A bedraagt (γ).

De vraag of het magnetische veld als zoodanig invloed heeft op de rendementen der twee van belang zijnde processen, n.l. het aanslagproces en het vrijmaken van electronen uit P door de metastabiele atomen, moet blijkbaar ontkennend beantwoord worden. Alle verschijnselen, die optreden bij variatie van het magnetische veld, kunnen op andere wijze verklaard worden (β en γ).

C. WERKELIJKE ENERGIE DER ELECTRONEN EN AFGELEZEN SPANNING.

§ 7. Oorzaken van verschillen.

De kinetische energie van een electron in den bundel bij A wordt

bepaald door het doorlopen potentiaalverschil tusschen een punt dichtbij het oppervlak van de kathode G1 en het punt A, vermeerderd met de beginenergie van het electron, nadat het den gloeidraad heeft verlaten ⁷²⁾. Zij wordt in eerste instantie gegeven door de aanwijzing van den voltmeter V (fig. 3), die het spanningsverschil tusschen het negatieve einde der kathode en de kooi aangeeft. Hierop dienen de volgende correcties toegepast te worden:

1. een potentiaalverval over de gloeikathode G1;
2. de potentiaalsprong bij het passeeren van de oppervlaktelagen van G1;
3. de bovengenoemde beginenergie, waarmee de electronen de kathode G1 verlaten;
4. een eventueel optredend potentiaalverschil tusschen het inwendige van den bundel en de zone dicht bij den wand van de koperen kooi K, tengevolge van electrostatische invloeden van buiten de kooi of door een ruimtelading binnen de kooi;
5. de potentiaalsprong bij het passeeren van het metaaloppervlak van K.

De correcties 2. en 5. zijn niet, de correcties 1. en 3. zijn wel afhankelijk van den gloeistroom door G1; beide laatste veroorzaken bovendien een spreiding van de snelheden bij A. Dit geldt eveneens voor het potentiaalverschil 4., daar dit verschillend is voor verschillende plaatsen in den bundel. De som van al deze potentiaalverschillen bleek in het onderhavige geval van de orde van enkele Volts te zijn, de veranderlijkheid en de spreiding slechts enkele tienden Volts, zoodat aan de laatste alleen bij de snelheden in de buurt van de critische potentialen aandacht behoeft te worden geschonken.

Voor het volgende blijkt het zinvol onderscheid te maken tusschen „hooge” en „lage” snelheden der electronen in de kooi. Onder het gebied der „lage” snelheden wordt dan verstaan het gebied, waarin de aanslagpotentialen van het beschouwde gas liggen, tot enkele Volts daar boven. Hier kan men een min of meer grillig verloop voor de aanslagfuncties verwachten, dat door betrekkelijk veel metingen moet worden vastgelegd; het is speciaal hier van belang de electronensnelheid nauwkeurig te kennen. Wanneer dit snelheidsgebied eenmaal gepasseerd is, zullen de krommen voor de „hooge” snelheden een gladder verloop krijgen.

Als men het potentiaalverschil 4., dat met ruimteladingen binnen de kooi samenhangt, en dat bij kleine bundelstroomten te verwaarloozen is, even buiten beschouwing laat, wordt het verschil van afgelezen en (gemiddelde) ware electronenergie, $V_a - V$, gegeven door de (gemiddelde) som

⁷²⁾ Dit geldt zoolang de invloed van het electron op de beweging van de andere electronen buiten beschouwing gelaten kan worden (zie b.v. R. Rompe en M. Steenbeck, *Ergebn. d. ex. Naturw.* 18, 257 (1939) Abschn. II).

van de potentiaalverschillen 1., 2., 3. en 5., welke slechts afhangt van den gloeistroom. Deze grootheid zal hier met contactpotentiaal C aangeduid worden. Eigenlijk is deze benaming slechts toepasselijk op de sprongen 2. en 5., die wel de grootste bijdrage leveren, aangezien het totale potentiaalverschil tusschen de einden van de gloeikathode niet meer dan 0,5 Volt bedraagt en de gemiddelde thermische beginenergie van de orde 0,2 Volt is.

Volgens de gangbare voorstelling der thermische electronenemissie ⁷³⁾ ⁷⁴⁾ ⁷⁵⁾ ⁷⁶⁾, ook voor oxydkathoden, wordt de snelheidsverdeling der uitgetreden electronen gegeven door de verdeelingswet van Maxwell voor de moleculen van een zich in thermisch evenwicht bevindend gas, die per tijeenheid een denkbeeldig oppervlakje passeeren. Het aantal electronen met beginenergieën tusschen ε en $\varepsilon + d\varepsilon$ zal dus evenredig zijn met

$$\varepsilon \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right) d\varepsilon,$$

waarbij T de temperatuur van den gloeidraad is. De gemiddelde energie bedraagt $2kT$ en de halfwaardebreedte der energieverdeling $2,45kT$. Voor $T = 1000^\circ$ K zijn deze bedragen resp. 0,17 en 0,21 Volt.

§ 8. Contactpotentiaal.

Vier waarden van de kinetische energie der electronen in de kooi zijn gekenmerkt door een of ander verschijnsel, waarbij het werkelijke bedrag van die energie bekend is. Deze ijkpunten geven dus in beginsel voor de contactpotentiaal vier bepalingen, n.l. bij:

- a. de energie nul, boven welke het eerst mogelijk wordt, dat electronen in de kooi komen;
- b. de energie van het eerste aangeslagen niveau der gasatomen, waarbij naar het plaatje P een stroom begint te loopen;
- c. de aanslagenergie van het niveau, waarbij de bundel in de kooi begint zichtbaar licht uit te zenden;
- d. de ionisatieenergie, waarbij de vorming van ionen in de kooi aanvangt.

De energieën b., c. en d. zijn voor helium en neon nauwkeurig bekend uit spectroscopische gegevens.

Ter bepaling van de aanwijzing van den voltmeter V bij de energie nul (a.) wordt aan D_1 en D_2 een positieve spanning gegeven en wordt eenvoudig waargenomen (al of niet in vacuum) bij welke (kleine) negatieve potentiaal van G1 een stroom naar K begint te loopen. Omdat bij de

⁷³⁾ W. Schottky en H. Rothe, Handb. d. Exp. Physik, bd. 13/2 (1928) blz. 233 e.v. : ^{73a)} blz. 247 e.v.

⁷⁴⁾ H. Stücklen, Handb. d. Physik, bd. 14 (1927) blz. 99 e.v.

⁷⁵⁾ A. Sommerfeld en H. Bethe, Handb. d. Physik, bd. 24/2 (1933) blz. 432.

⁷⁶⁾ L. H. Germer, Phys. Rev. 25, 795 (1925).

geringe electronensnelheden, waarvan hier sprake is (orde 0,1 Volt), zeer gemakkelijk een eigen ruimtelading optreedt, gelukt het alleen behoorlijke gegevens te krijgen, wanneer het magnetische veld uitgeschakeld is en met lagen gloeistroom gewerkt wordt. Dan krijgt men krommen gelijk in fig. 9A, corresponderend met een contactpotentiala van 2,6 Volt, terwijl zonder deze maatregelen de bundelstroom veel later begint en langer doorgaat met stijgen.

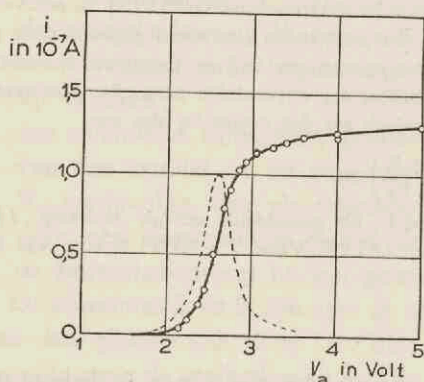


Fig. 9A.

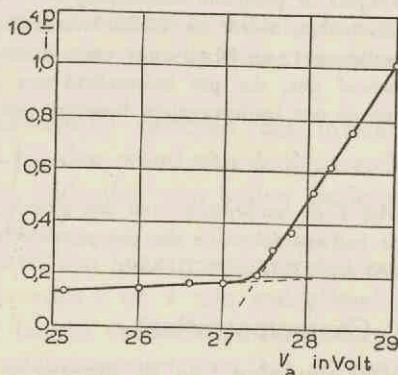


Fig. 9B.

- A. Stroomsterkte i naar kooi K en opvangplaat O als functie van spanningsverschil tusschen kooi en kathode, met daaruit afgeleide energieverdeling der electronen in relatieve maat (gestippeld). Helium; 5,45 μ bar; $D_1 = D_2 = +24$ V; geen magnetisch veld.
- B. Ionenstroom p naar P, gedeeld door bundelstroom i , als functie van afgelezen electronenenergie V_a . Helium; 5,45 μ bar; $i \approx 2.10^{-6}$ A; $P = T = W = -30$ V; $D_1 = D_2 = 0$; $O = +40$ V; $m_1 = m_2 = 6$ A; $m_3 = 0$.

De afgelezen waarde van de kritische potentiaal b . wordt aan de nauwkeurige metingen van de aanslagfunctie bij lage snelheden ontleend (vgl. fig. 24 en 29).

Bij helium is nog een onafhankelijke vergelijking mogelijk bij de potentiaal waar het *photoeffect* op het plaatje P begint. De afgelezen waarde van deze potentiaal is evenwel niet zeer nauwkeurig te bepalen (vgl. hoofdstuk VI).

De potentiaal c ., waarbij het gas in de kooi begint te lichten, kan alleen bepaald worden bij flinken bundelstroom en druk (vgl. hoofdstuk II § 6). Deze bepaling is ook dan nog onnauwkeurig en heeft dus slechts illustratieve waarde.

Het optreden van ionen bij d . kan scherp gemeten worden door alle electroden in de zijbuis P, T en W op een negatieve potentiaal te brengen en dan den ionenstroom naar P te meten met den electrometer volgens de uitslagmethode (hoofdstuk II § 8), waarbij nu echter een betrekkelijk lage vloeistofweerstand van ca. $10^9 \Omega$ ruim voldoende is (zie fig. 9B).

Bij b. en d. treedt nog een onzekerheid op tengevolge van de spreiding in de electronensnelheid en de daardoor gegeven onbekendheid van de aanslag- resp. ionisatiefunctie. Als men de energieverdeeling, welke door differentieëren van het sterk stijgende deel van de tegenveldkrommen (fig. 9A) verkregen wordt, als juist aanneemt, kan deze onzekerheid in principe geëlimineerd worden, nadat de hoekverdeling der electronen in aanmerking genomen is. Daarbij moet dan nog aangenomen worden, dat de aanslag resp. ionisatie werkelijk bij de potentialen volgens het termschema begint en niet pas later. Wanneer de ware ionisatiekromme van de ionisatiespanning af lineair begint te stijgen, is het punt waar het rechte stijgende deel de V -as ⁷⁷⁾ snijdt als het juiste te beschouwen. Aangezien de ware aanslagfuncties vlak boven de aanslagpotentialen snel veranderlijk zijn, is de afgelezen waarde van b. slechts met een onzekerheid van $\pm 0,1$ Volt te bepalen (vgl. hoofdstuk VI § 4).

De volgende tabel I geeft uit verschillende proeven gemiddelde waarden van de contactpotentialiaal welke volgens de vier methoden gevonden werden. De bepalingen volgens a., b. en d. werden bij lagen bundelstroom i uitgevoerd. Voor b. is hierbij het punt op het midden van het eerste stijgende deel der aanslagfuncties (vgl. fig. 24 en 29) als juist aangenomen.

TABEL I ⁷⁸⁾.

Helium				Neon			
Methode	V_a	V	C	Methode	V_a	V	C
a.	2,7	0,0	2,7	a.	2,5	0,0	2,5
b.	22,5	19,8	2,7	b.	19,3	16,6	2,7
c.	(26,1)	23,1	(3,0)	c.	(21,1)	18,4	(2,7)
d.	27,5	24,6	2,9	d.	24,4	21,6	2,8

De overeenstemming tusschen de verschillende uitkomsten voor C is bevredigend te noemen.

⁷⁷⁾ Fig. 9B laat zien, dat ook beneden $V_a = 27$ Volt een stroom p naar P loopt. Deze stroom is gedeeltelijk toe te schrijven aan electronen uit P vrijgemaakt door metastabiele atomen en straling, maar ook voor een groot deel aan ionen van verontreinigingen (vgl. § 2). Deze verschijnselen zullen tusschen 27 en 28 Volt geen merkbaaren knik vertoonen, zoodat hiervoor bij de bepaling van de afgelezen waarde van de ionisatiepotentialiaal gecorrigeerd kan worden.

⁷⁸⁾ V_a = afgelezen potentiaalverschil tusschen de kooi K en het negatieve einde van de gloeikathode Gl.

V = werkelijke energie der electronen bij A, in Volts.

$C = V_a - V$ = „contactpotentialiaal”.

Meestal zijn direct na afloop van een meting met lage snelheden de bepalingen a. en d. gedaan. Voor de hoge snelheden kan volstaan worden met de uit tabel I volgende gemiddelde waarde 2,7 Volt voor de contactpotentiaal in rekening te brengen.

Opmerkelijk is, dat zoowel volgens methode a. als volgens b. en d. de gevonden contactpotentiaal in geringe mate afhankelijk bleek van de potentialen van D_1 en D_2 ; verschuivingen tot 0,2 Volt kwamen voor. Een verklaring hiervoor ligt niet voor de hand. De in tabel I gegeven waarden onder a. gelden voor $D_1 = D_2 = +21$ en $+24$ Volt, onder b. en d. voor $D_1 = D_2 = K = 0$ Volt, dus alle voor een potentiaalverschil van ongeveer 20 Volt tusschen de diafragma's en de gloeikathode Gl.

De afhankelijkheid van C van den gloeistroom is betrekkelijk gering en wordt alleen gegeven door de bijdragen door het potentiaalverval over de kathode en de beginenergieën der electronen, die zelf slechts enkele tienden Volts bedragen (vgl. § 7). Afgezien van ruimteladingen zijn het ook in hoofdzaak deze beide oorzaken, die de inhomogeniteit, de spreiding, in de energie der electronen in den bundel bepalen. Volgens fig. 9A is bij lagen gloeistroom een halfwaardebreedte van 0,4 Volt bereikbaar.

§ 9. Electricch veld binnen de kooi.

De oorzaken voor afwijkingen van de veldvrijheid in de kooi K, waardoor een potentiaalverschil 4. (§ 7) kan optreden, zijn van tweeërlei soort:

- a. electrostatische werking van electroden buiten de kooi via de in de kooi aanwezige openingen;
- b. het optreden van een ruimtelading binnen de kooi.

Wat a. betreft, voor de electroden W en O kan de invloed eenvoudig bepaald worden door metingen bij verschillende potentialen van W en O te doen in het begin van de aanslagkrommen, waar $f = \frac{s}{i}$ zeer sterk met de electronensnelheid stijgt (vgl. fig. 24 en 29). Het blijkt dan, dat O in het geheel geen invloed heeft op de potentiaal bij A, terwijl deze ca. 0,03 Volt verandert als W 10 Volt gevarieerd wordt.

Een schatting van het theoretische verloop van de potentiaal, met randvoorwaarden zooals deze door kooi en opvangplaat (zonder tralierooster Q) gegeven zijn, leert dat deze langs de as van de kooi, van de opvangplaat af, ongeveer exponentieel daalt met een factor 10 over 1 cm ⁷⁹⁾, zoodat, dank zij den langgerekten vorm van de kooi, bij A geen waarneembare electrostatische invloed meer bestaat van D_2 of O.

Terwijl dus het effect a. buiten beschouwing gelaten kan worden, is dit niet steeds het geval bij b. Hierbij dient men te onderscheiden tusschen de negatieve ruimtelading, die de electronen zelf door hun aanwezigheid

⁷⁹⁾ Zie b.v. W. E. Byerly, An elementary treatise on Fourier's Series etc. (1893) blz. 226.

vormen, en een eventuele ruimtelading (in het algemeen positief), die optreedt wanneer er ionen gevormd worden.

De storende invloed van een ruimtelading zal toenemen, naarmate de electronenbundel sterker of smaller wordt. Men kan dus in principe een indruk van een dergelijke storing krijgen door metingen te doen in het eerste stijgende stuk van de aanslagkrommen (vgl. fig. 24 en 29) bij verschillende i of m_2 . De aanslagkrommen worden dan meer of minder verschoven in de V -richting. Nu kan men in het algemeen niet den bundelstroom i variëren zonder tegelijk door andere oorzaken de gemiddelde snelheid of den vorm mede te veranderen, zoodat proeven met variatie van i slechts konden aantonen, dat bij snelheden van ca. 20 Volt de variatie van de ware snelheid 0,1—0,2 Volt niet te boven ging. Proeven, waarbij m_2 gevarieerd werd, wezen op het bestaan van een merkbare ruimtelading bij bundelstroomen van $3 \cdot 10^{-5}$ A en op de afwezigheid hiervan bij $3 \cdot 10^{-6}$ A.

De invloed van de *eigen* ruimtelading van den bundel is op eenvoudige wijze te berekenen met behulp van de vergelijking van Poisson. In een oneindig lange kooi met straal r_0 , in het midden waarvan een bundel electronen loopt met een stroomdichtheid, die constant is binnen een cylinder met straal r_1 en daarbuiten nul is, kan voor de gemiddelde potentiaal in Volts ΔU in den bundel t.o.v. den kooiwand de volgende uitdrukking worden afgeleid:

$$\Delta U = -15,15 i \cdot V^{-1/2} \left(\frac{1}{2} + 2 \ln \frac{r_0}{r_1} \right),$$

waarin i is de stroomsterkte van den bundel in mA en V zijn snelheid in Volts. Voor $r_0 = 10$ mm, $r_1 = 0,5$ mm, $i = 0,01$ mA en $V = 20$ Volt bedraagt dit potentiaalverschil reeds $-0,22$ Volt.

Het is duidelijk, dat een door een negatieve ruimtelading gegeven potentiaalverschil slechts dan het bedrag, dat overeenkomt met de thermische bewegingsenergie, kan overschrijden, wanneer de productie van positieve ionen voldoende klein is. Deze moet n.l. zoo gering zijn, dat de gevormde ionen (die dan den kooiwand niet kunnen bereiken) alle in den bundel vernietigd kunnen worden of gelegenheid hebben een negatieve electrode (G1 en eventueel D_1 en D_2) te bereiken, vóórdat deze ionen in den bundel een zoodanige concentratie bereiken, dat zij de aanvankelijk aanwezige ruimtelading neutraliseeren. Hetzelfde geldt m.m. voor een positieve ruimtelading en negatieve ionen.

In de gebruikte opstelling zal een zeer kleine productie van ionen reeds voldoende zijn om de negatieve ruimtelading te compenseeren. Het is mogelijk, dat bij de metingen bij snelheden beneden de ionisatiespanning der gebruikte gassen de geringe productie van ionen uit ver-

ontreinigingen inderdaad voldoende is geweest om een positieve ruimtelading te doen ontstaan. De hierdoor maximaal te verwachten storing is te schatten (vgl. hieronder) en kan ook van de orde van 0,1 Volt zijn.

Wanneer de bundelstroom i beneden $5 \cdot 10^{-6}$ A blijft, bedraagt de invloed van ruimteladingen in elk geval minder dan 0,1 Volt.

Voor snelheden grooter dan eenige Volts boven de aanslagspanning, waar zeker een positieve ruimtelading door de gevormde ionen zal ontstaan, kunnen de eischen aangaande de bepaaldheid van V iets milder gesteld worden in verband met het vlakkere verloop der aanslagfuncties. Experimenteele argumenten voor de afwezigheid van storingen door ruimteladingen zijn te vinden in het onder alle omstandigheden recht evenredig zijn van s en i , in den vorm der m_2 -karakteristieken (fig. 8) en in het niet optreden van een knik of sprong in $f = \frac{s}{i}$ bij de ionisatiepotentiala. Daar deze criteria samenhangen met de variatie van $f(V)$, en niet direct met die van V , zijn ze juist zoo scherp als in verband met de experimenten gewenscht is.

De invloed van de positieve ruimtelading kan als volgt theoretisch geschat worden. Wanneer de positieve ionen langs de as van de kooi ontstaan met een te verwaarlozen beginsnelheid en alle door de afstootende werking van de door deze ionen zelf veroorzaakte ruimtelading naar den kooiwand versneld worden⁸⁹⁾, is het beeld hetzelfde als dat van een electronen emiteerenden gloeidraad, die gespannen is volgens de as van een cilindervormige anode, in het geval dat de emissiestroom door de ruimtelading begrensd wordt. Toepassing van de ruimteladingsvergelijking van Langmuir en Schottky^{72a)} levert voor het potentiaalverschil in Volts tusschen bundel en kooiwand, in het geval van enkelvoudig geladen ionen:

$$\Delta U = (2,92 \sqrt{M} \cdot j \cdot r_0)^{2/3},$$

waarin r_0 is de straal van de kooi in cm (i.c. 1), M is het gewicht van het ion (4 voor He en 20 voor Ne) en j is de ionenproductie in μA per cm van den bundel.

De formule is geldig indien de thermische beginsnelheid der ionen in Volts (0,03 Volt) klein is t.o.v. ΔU .

Met behulp van de gegevens over de ionisatiekans van Smith⁶⁹⁾ blijkt dat het berekende potentiaalverschil ΔU tusschen bundel en kooiwand bij de gebruikte lage drukken en stroomsterkten gering is. In het ongunstigste geval, nl. in neon bij de hoge snelheden, kan het tot ca. 2 Volt gaan; in helium bij het maximum in de gemeten aanslagfunctie (fig. 21—23) is het ca. 0,15 Volt (beide gevallen bij $p = 3 \mu\text{bar}$, $i = 4 \cdot 10^{-5}$ A).

⁸⁹⁾ De invloed van het magnetische veld op de beweging kan verwaarloosd worden.

§ 10. **Conclusie.**

De uit beide voorgaande paragrafen te trekken conclusies kunnen als volgt worden samengevat.

Opdat de invloed van ruimteladingen op de snelheid der electronen in de kooi bij lage snelheden minder dan 0,1 Volt bedragen zal, is het noodig met zeer lage bundelstromen te werken ($i < 5 \cdot 10^{-6}$ A). De op de afgelezen spanning V_a aan te brengen correctie C (contact-potentiaal) wordt telkens bepaald volgens de methoden a., b. en d. (§ 8).

Bij de hoge snelheden mogen eventueel grotere bundelstromen worden toegepast. De afgelezen spanning V_a wordt hier met een vast bedrag (2,7 Volt) verminderd om de werkelijke snelheid V te krijgen.

Deze eenvoudige omstandigheden zijn te danken aan de mogelijkheid van het meten bij lage stroomsterkten en drukken, en maken een onafhankelijke bepaling van de electronensnelheid overbodig.

D. HET GEDEELTE VAN DE IN DE KOOI GEVORMDE METASTABIELE ATOMEN, DAT HET PLAATJE P TREFT.

§ 11.

De grootheid $(l\omega)_{eff}$, die voorstelt de verhouding tusschen het aantal metastabiele atomen dat P bereikt en het aantal dat per cm van den bundel gevormd wordt, is op eenvoudige wijze uit eenige afmetingen en afstanden van electroden in de buis te berekenen, wanneer de volgende onderstellingen gemaakt worden:

- a. de metastabiele atomen worden alleen en gelijkmatig gevormd langs de as van de kooi;
- b. van de plaats van hun vorming af bewegen ze met gelijke kans naar alle richtingen;
- c. ze ondergaan in het gas geen richtingsveranderingen (door botsingen);
- d. ze gaan niet onderweg in een anderen toestand over;
- e. ze worden niet als zoodanig door wanden teruggekaatst.

In dat geval wordt de grootheid $(l\omega)_{eff}$ gegeven door den langs de as van de kooi te nemen integraal (zie fig. 10)

$$\int_{A_1}^{A_2} dx \omega(x),$$

waarin $\omega(x) = \frac{1}{4\pi} \times$ de ruimtehoek waaronder het ronde plaatje P door de rechthoekige opening in de kooi gezien wordt van een punt van de as van de kooi uit, en x is de afstand gemeten langs de as.

Een grafische bepaling van deze integraal met behulp van de bekende geometrische gegevens leverde als uitkomst $1/102$ ⁸¹⁾.

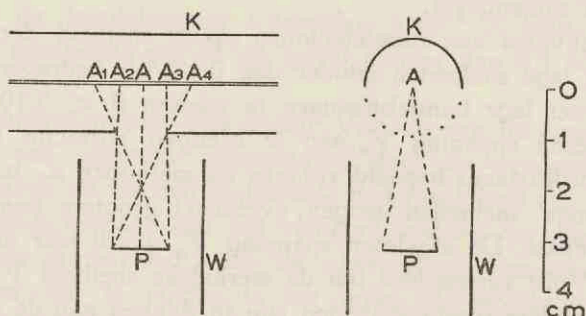


Fig. 10.

Geometrische situatie van het plaatje P ten opzichte van de kooi K en den wand W (vgl. fig. 1). Doorsnede in het vlak van den electronenbundel (links) en loodrecht hierop (rechts).

Aangaande de gemaakte onderstellingen is het volgende op te merken.

Onderstelling a. is juist, indien de electronenbundel smal en goed gecentreerd is. Een verplaatsing van den bundel over 1 mm in de richting AP veroorzaakt een afwijking van 3% (vgl. hoofdstuk II § 6). In helium is a. alleen waar bij zeer lage drukken, omdat hier door absorptie van de van den bundel uitgaande resonantiestraling in het gas nieuwe metastabiele atomen kunnen ontstaan (zie hoofdstuk VI).

Aan c. kan steeds voldaan worden door den druk laag genoeg te kiezen; afwijkingen zullen zich verraden doordat de gemeten secundaire stroom niet evenredig met den druk zal zijn (vgl. hfdst. VI § 2 en VII § 2).

Voor de geldigheid van d. is noodig, dat de levensduur der metastabiele atomen groot is t.o.v. hun looptijd naar P, dus $\gg 10^{-4}$ sec. Bij helium en neon bestaat geen aanleiding hieraan te twifelen.

De onderstelling b. kan iets ruimer geformuleerd worden. Bij de berekening is n.l. slechts ondersteld, dat het breukdeel der in een lengtelement dx van den bundel gevormde metastabiele atomen, die den bundel verlaten binnen den ruimtehoek waaronder het plaatje P van

⁸¹⁾ Binnen enkele procenten nauwkeurig is $\int_{A_1}^{A_4} dx \omega(x) = l \cdot \omega_0$, waarin $l = A_2 A_3 + \frac{1}{2}(A_1 A_2 + A_3 A_4) = A_1 A_3$ (zie fig. 10) en ω_0 is de waarde van ω in het punt A.

dx uit gezien wordt, gelijk is aan $\frac{1}{4\pi}$ maal die ruimtehoek. Deze onderstelling is slechts bij benadering juist, omdat de isotrope (thermische) snelheidsverdeling der normale atomen, door overneming van impuls van de van één kant komende electronen tijdens den aanslag, overgaat in een scheeve (anisotrope) snelheidsverdeling voor de metastabiele atomen. Hierdoor wordt het aantal metastabiele atomen met naar P gerichte snelheden beïnvloed (meestal verminderd); stel het is g maal zoo groot als bij isotrope snelheidsverdeling. De correctiefactor g is een functie van de snelheid der electronen en van hun snelheidsverlies, en is in beginsel voor elk aangeslagen niveau te berekenen uit de hoekverdeling der verstrooide electronen met behulp van de wet van het behoud van impuls. De afwijking $1-g$ is in eerste benadering omgekeerd evenredig met de massa der atomen; een schatting leert, dat zij voor neon onbelangrijk is (hoogstens enkele procenten), maar voor helium vrij aanzienlijke waarden kan aannemen.

Stel een atoom met aanvankelijke snelheidscomponenten ξ_1 (in de bundelrichting), η_1 (in de richting AP), ζ_1 krijgt er door de botsing een snelheid met componenten ξ_2, η_2, ζ_2 bij, waardoor de snelheid ξ, η, ζ wordt ($\xi = \xi_1 + \xi_2$, enz.). De aanvankelijke snelheidsverdeling wordt, indien als eenheid van snelheid $\sqrt{\frac{2k\Theta}{m}}$ ⁸²⁾ wordt gebruikt, gegeven door $\pi^{-3/2} \exp(-\xi_1^2 - \eta_1^2 - \zeta_1^2) d\xi_1 d\eta_1 d\zeta_1$; de fractie der normale atomen, die in de richting P loopt, wordt gegeven door $\omega = \frac{1}{4\pi}$ maal de ruimtehoek. Zij de fractie der metastabiele atomen, die in de richting P loopt en dus snelheden heeft binnen een betrekkelijk nauwen ruimtenhoek $4\pi\omega$ om de η -as: $g\omega = 4\pi\omega \int_0^\infty \eta^2 W(0, \eta, 0) d\eta$, waarbij g de gezochte correctiefactor en $W d\xi d\eta d\zeta$ de snelheidsverdeling der metastabiele atomen voorstelt

$$\left(\int_{-\infty}^{+\infty} \int \int W d\xi d\eta d\zeta = 1 \right).$$

1. Voor electronensnelheden vlak boven de aanslagspanning neemt het atoom den geheelen impuls van het electron over. Dan is voor alle atomen ξ_2 een constante, terwijl $\eta_2 = \zeta_2 = 0$. Voor dit eenvoudige geval wordt $g = \exp(-\xi_2^2)$; voor neon wordt dit 0,98, voor helium 0,89.

2. Voor hogere snelheden liggen de punten ξ_2, η_2, ζ_2 op het oppervlak van een bol met middelpunt op de ξ_2 -as; de coördinaat van dit middelpunt is evenredig met de primaire electronensnelheid, de straal van den bol met de electronensnelheid na de botsing. De dichtheidsverdeling op dezen bol wordt bepaald door de hoekverdeling der verstrooide electronen; bij isotrope verstrooiing is zij homogeen. Van al die metastabiele atomen, die een vaste extra-snelheid ξ_2, η_2, ζ_2 gekregen hebben, zij het breukdeel dat in de richting P loopt $\omega g'(\xi_2, \eta_2, \zeta_2)$; g' is een even functie van ξ_2 en ζ_2 . Men kan afleiden:

⁸²⁾ $k =$ constante van Boltzmann, $\Theta =$ absolute temperatuur, $m =$ massa van een helium- of neonatoom.

$\frac{1}{2}\{g'(\xi_2, \eta_2, \zeta_2) + g'(\xi_2, -\eta_2, \zeta_2)\} = (1 + 2\eta_2^2) \exp(-\xi_2^2 - \zeta_2^2)$. Door een integratie over het oppervlak van den bol kan de factor g worden bepaald.

Omtrent de hoekverdeling der in helium onelastisch verstrooide electronen bestaan voor de hier van belang zijnde niveau's geen experimentele gegevens. In het extreme geval van uitsluitend voorwaartsverstrooiing zou g monotoon stijgen van 0,89 bij 20 Volt tot 0,99 bij 100 Volt. In het geval van isotrope verstrooiing zou g over dit snelheidsgebied afnemen van 0,89 tot 0,66. Gezien de theoretische getallen bij 100 Volt⁸³⁾ en de experimentele gegevens voor het 2^1P -niveau⁸⁴⁾ ⁸⁵⁾, is het waarschijnlijk, dat voor hooge snelheden (100 Volt) overwegend verstrooiing over kleine hoeken plaats vindt, en dat dus de factor g ook voor helium weinig van 1 zal afwijken. Hij zal vermoedelijk tusschen 20 en 50 Volt weinig veranderen en daarboven iets toenemen. In het bijzonder is een merkbare invloed op de fijnstructuur der aanslagfunctie (fig. 24) niet te vreezen.

In verband met de onvoldoende gegevens zijn de gevonden aanslagkrommen niet voor de hier behandelde impulsoverdracht gecorrigeerd.

Als vijfde onderstelling e. is gebruikt, dat de metastabiele atomen bij botsing tegen een wand hun inwendige energie verliezen (eventueel onder vrijmaking van een electron). Over de mogelijkheid van terugkaatsing van metastabiele atomen tegen een vasten wand zonder verlies van de aanslagenergie is zeer weinig bekend. Het feit, dat Oliphant reflectiecoëfficiënten tot meer dan 0,50 voor snelle metastabiele atomen (energieën boven 100 electronvolt) gevonden heeft⁸⁶⁾, zegt nog niets voor thermische atomen. Meestal wordt aangenomen, dat langzame metastabiele atomen niet als zoodanig teruggekaatsd worden¹⁶⁾ ³⁶⁾. De juistheid van deze opvatting is echter vooralsnog niet experimenteel bewezen; men kan hoogstens spreken van aanwijzingen in deze richting (zie b.v. ⁴³⁾). Daarom is het verstandig rekening te houden met de mogelijkheid dat er wel reflectie is, en dat aan voorwaarde e. dus niet voldaan is. Overigens is een eventuele reflectie alleen van invloed op de gemeten absolute waarde van $q_m(V) \cdot \xi_m$, en niet op het relatieve verloop der gemeten aanslagfuncties.

Voor de in den bundel gevormde metastabiele atomen bestaan in hoofdzaak twee mogelijkheden om na een terugkaatsing het plaatje P te bereiken (zie fig. 10):

⁸³⁾ H. S. W. Massey en C. B. O. Mohr, Proc. Roy. Soc. (A) **140**, 613 (1933).

⁸⁴⁾ F. H. Nicoll en C. B. O. Mohr, Proc. Roy. Soc. (A) **142**, 320 (1933).

⁸⁵⁾ A. L. Hughes en J. H. Mc Millen, Phys. Rev. **44**, 20 (1933).

⁸⁶⁾ M. L. E. Oliphant, Proc. Roy. Soc. (A) **124**, 228 (1929).

1. na een terugkaatsing tegen den binnenwand van de kooi K;
2. na een terugkaatsing tegen den binnenwand van W.

Er zijn pogingen gedaan om, althans wat 2. betreft, iets te weten te komen, door het effect f gemeten bij massieven wand W (de normale toestand) te vergelijken met dat bij gebruik van een fijn kopergaas van denzelfden vorm. Wanneer reflectie tegen W plaats heeft, moet in het tweede geval een lager effect f worden gemeten. Na elke omwisseling, die zoo snel mogelijk werd uitgevoerd, werd de buis onderworpen aan een gelijke twee dagen durende behandeling met den oven, waarna een meting in helium bij 27,7 Volt werd gedaan. Toch trad nog een spreiding op, die er op wees, dat het rendement ζ_m van het plaatje niet constant bleef. De weinige waarnemingen leverden geen aanduiding voor het bestaan van een reflectieverschijnsel. Nauwkeuriger onderzoek vergt betere reproduceerbaarheid van ζ_m .

De resultaten der wisselspanningsproeven in hoofdstuk V wijzen er op, dat de hoofdbijdrage tot den secundairen electronenstroom s geleverd wordt door rechtstreeks van bundel naar plaatje loopende atomen (zie aanhangsel).

Theoretisch is de maximale bijdrage van één keer teruggekaatste metastabiele atomen te berekenen in het geval van volmaakt diffuse reflectie. Met een reflectiecoëfficiënt 1 zou het verschijnsel 1. een toename van ca. 100 0/0 ⁸⁷⁾, het verschijnsel 2. een van ca. 50 0/0 van het aantal op P vallende metastabiele atomen veroorzaken.

In werkelijkheid zal de eventueele afwijking van de onderstelling e. dus vermoedelijk hoogstens enkele tientallen procenten bedragen. Bij de bepaling der waarden van ζ_m in hfdst. VI en VII is geen reflectie in rekening gebracht.

⁸⁷⁾ Herhaalde reflectie binnen de kooi zou slechts indien de reflectiecoëfficiënt ≈ 1 is een aanmerkelijke stijging van dit bedrag veroorzaken. Volgens de waarnemingen van hfdst. V is het daarom zeker dat de reflectiecoëfficiënt belangrijk kleiner dan 1 is.

HOOFDSTUK IV.

ELIMINATIE VAN GELADEN DEELTJES.

§ 1. Richtlijnen.

Om de aan het plaatje P (fig. 1, blz. 17) optredende electronenemissie door metastabiele atomen en straling te kunnen meten, is het noodig zorg te dragen dat dit plaatje niet bereikt kan worden door electronen of ionen die direct of indirect afkomstig zijn van de kooi K. Aangezien de verhouding f tusschen secundairen stroom s en bundelstroom i van de orde 10^{-7} is, zou een stroom van geladen deeltjes naar P, die van de orde $10^{-8} \times i$ is, reeds een ontoelaatbare storing veroorzaken.

In hoofdstuk I § 5 is reeds kort vermeld op welke wijze men de ongewenschte geladen deeltjes voldoende van het plaatje P verwijderd kan houden. Het magnetische veld in de hoofdbuis volgens de richting van den electronenbundel heeft de taak verstrooiing van electronen naar de zijbuis te beletten, terwijl positieve ionen uit de kooi tegengehouden worden door een electricch tegenveld buiten de kooi, dat verkregen wordt door den wand W een potentiaal te geven, die positief is t.o.v. die van de kooi K. Daarnaast is het gewenscht, het plaatje P een zoodanig negatieve potentiaal te geven t.o.v. de potentialen van W en T, dat alle door metastabiele atomen en straling aan P vrijgemaakte electronen P werkelijk verlaten.

Bovengenoemde overwegingen kunnen geformuleerd worden in den vorm van twee eischen:

- a. de gemeten stroom s naar P mag alléén te danken zijn aan de werking van metastabiele atomen en straling;
- b. alle uit P vrijgemaakte electronen moeten werkelijk als stroom s worden gemeten.

In dit hoofdstuk zal experimenteel worden nagegaan onder welke omstandigheden hieraan voldaan is.

Bij een bepaalden druk, bundelstroom en -snelheid in de kooi is het quotiënt $f = \frac{s}{i}$, algemeen gesproken, een functie van de verschillende

parameters, die de situatie in de zijbuis bepalen, d.z. de potentialen van het plaatje P , het tralierooster T , den wand W (de kooi K heeft aard-potentiaal), de stroom m_2 door spoel II en ook nog wel de stand van die spoel (vgl. voor de notatie der verschillende grootheden blz. 30). De gedachte, die nu aan de gedane controlemetingen ten grondslag ligt, is, dat aan beide bovengenoemde eischen a. en b. voldaan zal zijn, indien een zoodanige combinatie van P , T , W en m_2 gevonden is, dat het gemeten effect f niet verandert wanneer een of meer dezer parameters over een zeker gebied wordt (worden) gevarieerd, en dat een stijging of daling van f wanneer een der parameters *buiten* dit gebied komt kwalitatief begrijpelijk is. Met andere woorden: P , T , W en m_2 moeten gekozen worden binnen een gebied in de vierdimensionale P , T , W , m_2 -ruimte, waarin de functie f constant is. Immers, als één der beide voorwaarden a. of b. niet vervuld zou zijn, zou het moeilijk denkbaar zijn, dat f niet onmiddellijk zou reageeren op elke verandering in P , T , W , of m_2 .

In de volgende paragraaf worden eenige metingen met variatie van P , T en W beschreven. Ze zijn voor beide gassen uitgevoerd meestal volgens de uitslagmethode bij een druk van ca. $2,5 \mu\text{bar}$ (zoals bij de aanslagmetingen gebruikt), zoowel voor een lage als voor een hoge snelheid der electronen (27,7 en 98 Volt). Daar de sterkte van het magnetische veld ook voor den toestand in de kooi van belang is, werden de proeven, waarbij m_2 gevarieerd wordt, reeds in hoofdstuk III B besproken.

§ 2. Variatie van potentialen in de zijbuis.

Evenals in hoofdstuk III B en C gedaan is, zullen hier van elk type proef slechts een of enkele kenmerkende voorbeelden gegeven worden. Bij alle in deze paragraaf te beschrijven metingen was $m_1 = m_2 = 6 \text{ A}$, $m_3 = 0$, $D_1 = D_2 = 0$, tenzij anders is vermeld.

a. Variatie van T .

Bij de eerste soort controles wordt het effect f gemeten als functie van de potentiaal T , waarbij P en W constant gehouden worden⁸⁸⁾. Wanneer W behoorlijk positief is en P behoorlijk negatief, worden krommen verkregen als fig. 11 A, B en C toonen. Deze T -karakteristieken loopen horizontaal wanneer $T > P$ is, buigen vrij plotseling naar beneden

⁸⁸⁾ Wanneer in het vervolg gesproken wordt van een aan P gegeven potentiaal P , wordt hiermee bedoeld de aan E_1 gegeven potentiaal (zie fig. 5). Die van P is (als met de uitslagmethode gewerkt wordt) maximaal 0,5 Volt hooger.

voor waarden van T in de buurt van P , en dalen monotoon met afnemende T . Blijkbaar worden in het horizontale stuk alle secundaire electronen die het plaatje P verlaten werkelijk gemeten; voor potentialen van het tralierooster T lager dan die van het plaatje P is de positief geladen wand W nog slechts in staat een deel dezer electronen tot zich te trekken.

Als illustratie, dat deze soort krommen slechts onder zekere voorwaarden ontstaan, geeft fig. 11 D een voorbeeld van een T -karakteristiek, die als onbevredigend moet worden beschouwd. Als gevolg van een te lage m_2 en een te lage W bereikt hier een met afnemende T toenemend aantal positieve ionen, die gevormd worden in de kooi, of buiten de kooi door verstrooide electronen, het plaatje P .

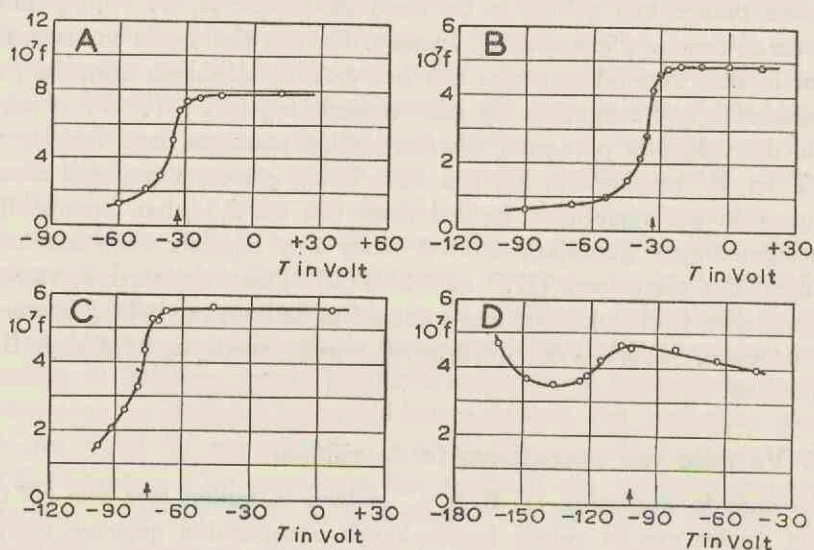


Fig. 11.

Het gemeten effect f als functie van de potentiaal T van het rooster T („ T -karakteristieken”).

A. Helium; 2,45 μ bar; $V = 27,7$ Volt; $P = -33$ V; $W = +12$ V; $D_1 = +30$ V.

B. Neon; 2,48 μ bar; $V = 27,7$ Volt; $P = -33$ V; $W = +15$ V.

C. Helium; 2,38 μ bar; $V = 98$ Volt; $P = -75$ V; $W = +49,5$ V.

D. Helium; 1,6 μ bar; $V = 98$ Volt; $P = -102$ V; $W = +22,5$ V; $m_2 = 3,75$ A.

De potentiaal P is telkens aangegeven door een pijltje.

Voor de uitvoering der wisselspanningsproeven (hoofdstuk V), die gedaan zijn ter scheiding van de werkingen door metastabiele atomen en door photonen, is het noodig een middel te hebben om den stroom van secundaire electronen uit het plaatje P periodiek te onderdrukken. Volgens fig. 11 A, B en C kan dit bereikt worden door een wissel-

spanning te brengen op het tralierooster T, zoodanig dat beurtelings T hooger en lager is dan P . Hoewel een hooge waarde van T in het algemeen het gunstigst zal zijn om positieve ionen tegen te houden, bestaat dus in verband met deze wisselspanningsproeven de verplichting te controleeren, dat ook voor de hierbij toegepaste negatieve potentialen van T , die varieeren tusschen $P-25$ en $P+25$ Volt, bij geschikt gekozen waarden van P , W en m_2 geen storingen door geladen deeltjes optreden. Het horizontale verloop in fig. 11 A, B en C wijst er op, dat hier aan dezen eisch voldaan is voorzover $T > P$, terwijl men hetzelfde kan vermoeden voor $T < P$. De daling links van den knik mag bij nog lagere waarden van T nooit overgaan in een stijging (zooals in fig. 11 D). De electronen, die van het rooster T worden vrijgemaakt, veroorzaken voor $T < P$ geen omgekeerd gericht stroom naar P, daar deze electronen niet naar P, maar naar den positieven wand W zullen worden getrokken.

β. Variatie van W en van W en T samen.

Wanneer de potentiaal van den wand W, of die van W en T samen, wordt gevarieerd, worden krommen van het type aangegeven in fig. 12 A en B verkregen. Als W voldoende positief is loopen de krommen

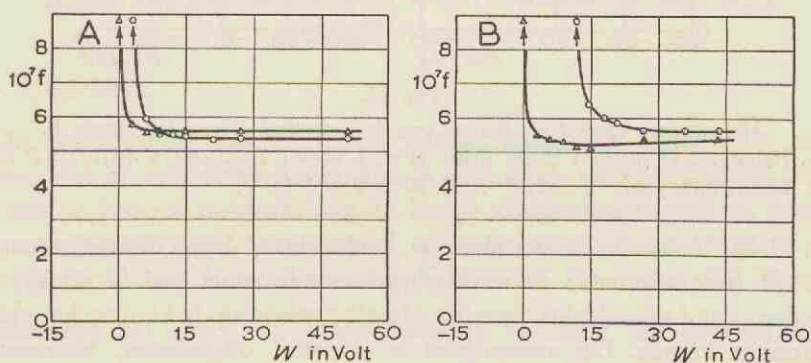


Fig. 12.

Het gemeten effect f als functie van de potentiaal W van den wand W.

A. Neon; 2,76 μ bar; $V=27,7$ Volt; $P=-33$ V; $T=-30$ V (O); $T=W$ (Δ).

B. Neon; 2,76 μ bar; $V=98$ Volt; $P=-81$ V; $T=-78$ V (O); $T=W$ (Δ).

behoorlijk horizontaal, hetgeen er op wijst dat hier noch electronen noch ionen het plaatje P bereiken. Als W echter beneden een zekere waarde komt, stijgt f met eenige orden van grootte; blijkbaar zijn de

in de kooi K gevormde ionen dan in staat een ware ionenlawine op P te veroorzaken. De waarde van W , waarbij dit gebeurt, is in het algemeen hoger dan K ($K=0$ Volt).

Dat in fig. 12 B voor hooge W de kromme met $T=P+3=-78$ Volt nog iets hoger loopt dan die met $T=W$, is vermoedelijk toe te schrijven aan het feit, dat in het eerste geval nog een klein aantal in de zijbuis ontstane ionen naar het plaatje P wordt getrokken (het verschijnsel van fig. 11 D in nauwelijks waarneembaren vorm).

γ. Variatie van P en van P en T samen.

Naar aanleiding van de tot hier toe beschreven metingen ligt het voor de hand zich af te vragen of het niet mogelijk is, door verhooging van de potentiaal van P de kans op storing door positieve ionen te verminderen. De nu volgende controles toonen echter aan, dat dan weer een andere mogelijkheid van storing, n.l. door toevoer van negatieve deeltjes, optreedt. Uit fig. 13 A en B, waar de potentiaal van P of die

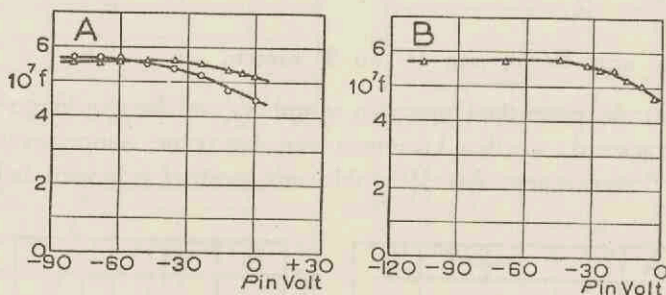


Fig. 13.

Het gemeten effect f als functie van de potentiaal P van het plaatje P.

- A. Helium; 2,42 μ bar; $V=98$ Volt; $W=+42$ V; $T=+42$ V (Δ); $T=P$ (\circ).
 B. Neon; 2,76 μ bar; $V=27,7$ Volt; $W=T=+15$ V.

van P en T samen de variabele is, blijkt dat f voor hooge waarden van P gaat afnemen; de verklaring hiervoor moet wel hierin gezocht worden, dat herhaaldelijk verstrooide electronen uit de kooi op het plaatje P kunnen komen. Dit verschijnsel is a priori uitgesloten, wanneer P een lagere potentiaal krijgt dan de gloeikathode Gl. De daling van f voor hooge P treedt niet op, wanneer spoel III ook gebruikt wordt; dit wijst er op dat evt. negatieve ionen (van verontreinigingen) uit de kooi geen groote rol spelen bij het verschijnsel. Het gebruik van spoel III is echter niet geoorloofd wegens de uitkomsten van hoofdstuk III B. Dat het verschijnsel nog kan optreden bij hooge waarden van P is dus te wijten aan de onvolkomen wijze waarop het gebruikte magnetische veld de electronen binnen de kooi houdt.

δ. Variatie van P , T en W samen.

Eenige malen zijn ook metingen gedaan, waarbij de potentialen van P , T en W tegelijk in dezelfde mate varieeren. Van de zijbuis uit gezien komt dit hierop neer, dat de kooi K een veranderlijke potentiaal t.o.v. de zijbuis aanneemt. Er treden hierbij geen nieuwe gezichtspunten op. Fig. 14 laat het resultaat van een dergelijk experiment zien. Bij negatieve zijbuis krijgt het plaatje P ionen, bij positieve zijbuis electronen toegezonden. Hier tusschen in ligt een gebied, waarin f constant is.

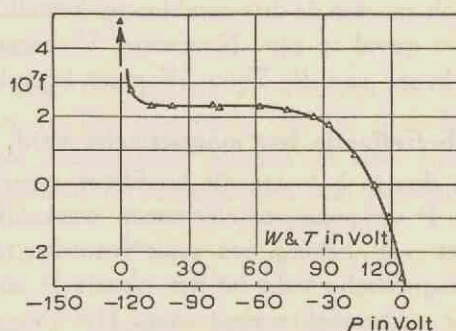


Fig. 14.

Het gemeten effect f bij gelijktijdige variatie van de potentialen P , T en W .

Helium; 1,44 μ bar; $V = 98$ Volt; $W = T = P + 124,5$ V; $m_1 = 6$ A;

$m_2 = 3,75$ A; $m_3 = 0$.

§ 3. Conclusie.

De experimenten van de in de vorige paragraaf behandelde soort leeren, dat er inderdaad onder niet te ongunstige omstandigheden, d.w.z. bij niet te hoogen gasdruk, niet te hooge electronensnelheid en niet te laag magnetisch veld, een gebied voor de electriche potentialen van het plaatje P , van het tralierooster T en van den wand W bestaat, waarbinnen het effect $f = \frac{s}{i}$ onafhankelijk van deze drie grootheden is.

Hieruit kan de conclusie getrokken worden, dat binnen dit gebied aan de in § 1 geformuleerde eischen is voldaan, gezien het feit, dat dan alle afwijkingen aan den rand van dit gebied op eenvoudige wijze begrepen kunnen worden. Wanneer P , T en W binnen dit gebied gekozen worden, stelt s dus inderdaad een stroom van secundaire electronen voor, welke vrijgemaakt worden door metastabiele atomen en straling. In hoofdstuk V wordt deze conclusie nog langs een anderen, meer rechtstreekschen, weg bevestigd.

In den loop van het onderzoek zijn voor P en W eenige vaak gebruikte potentiaalcombinaties ontstaan, waarbij de meeste metingen zijn gedaan, n.l.

$$W = + 43,5 \text{ Volt}, P = - 81 \text{ Volt (tot } V = \text{ca. } 100 \text{ Volt).}$$

$$W = + 33 \text{ Volt}, P = - 63 \text{ Volt (tot } V = \text{ca. } 60 \text{ Volt).}$$

$$W = + 15 \text{ Volt}, P = - 33 \text{ Volt (tot } V = \text{ca. } 30 \text{ Volt).}$$

Meestal werd bij de proeven met gelijkspanning $T = W$ gekozen.

Deze waarden gelden bij $m_1 = m_2 = 6 \text{ A}$, $m_3 = 0$.

Tot $V = 30 \text{ Volt}$ moeten de drie combinaties hetzelfde resultaat geven; dit bleek steeds het geval te zijn. Naarmate V hoger wordt, wordt de vrijheid in de keuze van P , T en W meer beperkt.

§ 4. Opmerking betreffende het magnetische veld.

In verband met den in § 1 van dit hoofdstuk gestelden eisch b., dat alle uit het plaatje P vrijgemaakte electronen werkelijk gemeten dienen te worden, is het van belang een paar woorden te wijden aan den invloed, die het magnetische veld bij het plaatje P uitoefent op de beweging der van P vrijgemaakte electronen. Het kan nl. voorkomen, dat zulk een electron door het magnetische veld naar P wordt teruggevoerd. Dit verschijnsel treedt vooral op als het magnetische veld bijna of geheel evenwijdig is aan het oppervlak waar de electronen uitkomen. Uit het verloop van de T -karakteristieken (fig. 11) en van de m_2 -karakteristieken (fig. 8) kan men besluiten dat dit effect onbelangrijk is wanneer $m_3 = 0$ is en T enkele Volts hoger is dan P .

Het aantal electronen, dat ten gevolge van het magnetische veld naar P wordt teruggevoerd, hangt bij gegeven electricische en magnetische veldsterkte op vrij ingewikkelde wijze af van de grootte en de richting der beginsnelheden waarmee de electronen het metaal verlaten⁸⁹⁾. Volgens een voor een ronde dunne spoel uitgevoerde berekening maakt bij $m_3 = 0$ de magnetische veldsterkte een hoek van ca. 50° met het vlak van P ; voor $m_2 = 6 \text{ A}$ bedraagt zij ca. 45 Oersted. Men kan dan schatten dat b.v. bij $T - P = 15 \text{ Volt}$ (veldsterkte 50 Volt/cm) de electronen, voor welke de beginenergie 12 Volt niet overschrijdt, alle vrij blijven en de snellere voor het grootste deel; deze critische beginenergie is evenredig met het kwadraat van de electricische veldsterkte.

⁸⁹⁾ F. M. Penning, Physica 3, 141 (1936).

HOOFDSTUK V.

DE SCHEIDING VAN DE WERKINGEN DOOR METASTABIELE ATOMEN EN DOOR STRALING.

§ 1. Grondbeginsel.

De stroom s naar het plaatje P, waarvan tot nu toe sprake was, wordt, als geladen deeltjes vermeden worden (hoofdstuk IV), veroorzaakt zoowel door metastabiele atomen als door photonen. Dit wordt tot uitdrukking gebracht in het optreden van een factor ϑ :

$$s_m = \vartheta s; \quad \frac{s_m}{i} = f_m = \vartheta f; \quad 0 \leq \vartheta \leq 1, \dots \dots (3a)$$

waarbij s_m de naar P loopende stroom is, voorzover deze aan de werking van metastabiele atomen alleen is te danken. In hoofdstuk I § 5 is reeds vermeld, dat ϑ bepaald kan worden volgens een methode die in principe reeds is gebruikt door H. W. Webb en medewerkers^{90) 91) 42)} voor het meten van verblijftijden van aangeslagen atomen.

Deze methode berust op het verschil in snelheid van metastabiele atomen en van photonen, dat tot gevolg heeft een verschil in tijd waarin de afstand AP (fig. 1 en 10) wordt afgelegd. De uitvoering is als volgt.

Aan het diafragma D_2 wordt een negatieve gelijkspanning gegeven, die juist voldoende is om te beletten, dat electronen in de kooi komen, en bovendien een *wisselspanning*. Het gevolg is, dat slechts in de halve perioden, waarin het teeken van deze wisselspanning positief is, electronen in de kooi loopen en metastabiele atomen en straling ontstaan. Het rooster T krijgt een gelijkspanning, gelijk aan die van P, eveneens gecombineerd met een *wisselspanning*, welke geleverd wordt door den zelfden generator als de wisselspanning op D_2 . Verder wordt gezorgd, dat beide wisselspanningen óf precies *in phase*, óf 180° verschoven zijn. Volgens fig. 11 zullen in de halve periode, dat T positief is t.o.v. P,

⁹⁰⁾ H. W. Webb, Phys. Rev. **24**, 113 (1924).

⁹¹⁾ F. G. Slack, Phys. Rev. **28**, 1 (1926); H. W. Webb en H. A. Messenger, Phys. Rev. **33**, 319 (1929); R. H. Randall, Phys. Rev. **35**, 1161 (1930); P. H. Garrett, Phys. Rev. **40**, 779 (1932); D. Sinclair en H. W. Webb, Phys. Rev. **50**, 440 (1936).

alle vrijgemaakte electronen worden gemeten, en in de andere halve periode slechts een deel. De tijdgemiddelden van den pulseerenden bundelstroom en secundairen electronenstroom kunnen op de gewone wijze gemeten worden, omdat in beide gevallen sprake is van lineair aanwijzende instrumenten met aanwijstijden, die groot zijn t.o.v. de periode der gebruikte wisselspanningen.

Men kan nu nagaan, wat er gebeurt indien de frequentie ν van de wisselspanning (*niet* de amplitude) gevarieerd wordt.

De verhouding der tijdgemiddelden van secundairen electronenstroom en primairen bundelstroom zij aangegeven door $f(\nu)$, het gedeelte hiervan dat aan metastabiele atomen te danken is door $f_m(\nu)$ en het gedeelte dat aan straling te danken is door $f_s(\nu) = f(\nu) - f_m(\nu)$, terwijl voorts de indices $_0$ en $_{\pi}$ bij de letter f betrekking hebben op phaseverschil 0° en 180° . Verder zij ν_0 een karakteristieke frequentie, gegeven door:

$$\nu_0 = \frac{v_0}{a} = \frac{1}{a} \sqrt{\frac{2 k \Theta}{m}},$$

waarbij v_0 de waarschijnlijkste snelheid der metastabiele atomen en a de afstand AP is; k is de constante van Boltzmann, Θ de absolute temperatuur en m de massa van een metastabiel atoom.

Men kan een scheiding maken tusschen lage en hooge frequenties.

a. Voor lage frequenties, $\nu \ll \frac{1}{2} \nu_0$, is de reisduur der atomen klein t.o.v. de halve periode, zoodat bijna alle metastabiele atomen en photonen P bereiken in de halve periode waarin ze gevormd zijn. Als de wisselspanningen in phase zijn vinden de atomen en photonen T dus positief, in het andere geval negatief t.o.v. P . In het eerste geval wordt dus een maximale f_{0m} en f_{0s} gevonden, practisch gelijk aan die bij de gelijkspanningsmetingen; in het tweede geval een minimale $f_{\pi m}$ en $f_{\pi s}$.

b. Voor hooge frequenties, $\nu \gg \frac{1}{2} \nu_0$, is de reisduur der atomen groot t.o.v. een halve periode. De in een bepaalde halve periode gevormde metastabiele atomen worden nu verdeeld — wegens de spreiding in hun snelheden — over een groot aantal positieve en negatieve halve perioden van T , zoodat zoowel bij phaseverschil 0° als bij phaseverschil 180° een zekere gemiddelde waarde voor $f_{0m} \approx f_{\pi m}$ wordt gemeten. Wat de photonen betreft, hiervoor geldt — mits ν niet al te hoog is — wegens hun hooge snelheid nog hetzelfde als onder a.; f_{0s} en $f_{\pi s}$ zullen dus hetzelfde zijn gebleven.

c. Voor frequenties in de buurt van $\frac{1}{2} \nu_0$ zijn de looptijden van de atomen deels grooter, deels kleiner dan een halve periode. Het meerendeel der in een bepaalde halve periode gevormde metastabiele atomen bereikt dan het plaatje P in de daarop volgende halve periode, zoodat f_{0m} hier kleiner dan $f_{\pi m}$ wordt. In de krommen $f_{0m}(\nu)$ en $f_{\pi m}(\nu)$ zal een extremum optreden⁹²⁾. Met f_{0s} en $f_{\pi s}$ gebeurt natuurlijk niets bijzonders.

Het zal nu duidelijk zijn, dat, wanneer het gedrag van f bij de wisselspanningsproeven als functie van ν aan deze regels beantwoordt, hierin een belangrijke controle is gelegen voor het optreden van metastabiele atomen, en dat dan uit de waarden van f_0 en f_{π} bij hooge en lage frequenties conclusies moeten zijn te trekken omtrent den invloed van straling op het plaatje P.

§ 2. Triode-generator.

De wisselspanningen op de electroden D_2 en T werden verkregen met behulp van een eenvoudig generatortje van gering vermogen met inductieve terugkoppeling, dat juist aan de gestelde eischen voldoet; zie fig. 15*).

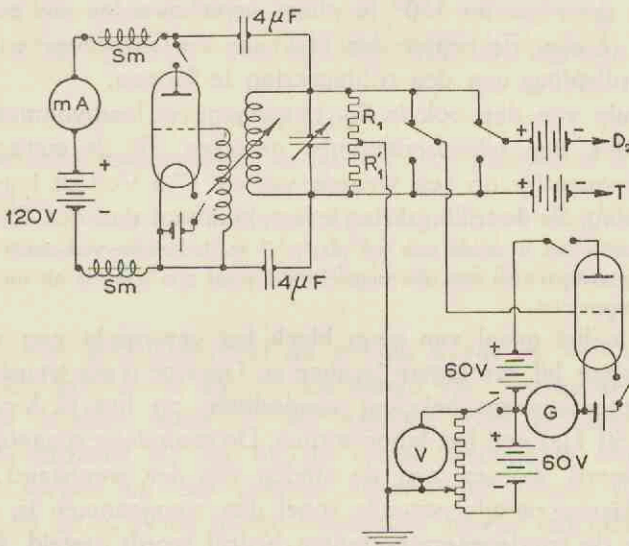


Fig. 15.

Schema van triode-generator (links boven) met triodevoltmeter (rechts onder). Sm: smoorspoel; R_1 en R_1' : staafweerstandjes, elk 5500Ω ; G: Mollgalvanometer.

⁹²⁾ Een berekening van het verloop van de functie $f_m(\nu)$ is opgenomen als een ahangsel aan het slot van dit proefschrift.

*) Den Heer H. van Bommel dank ik voor zijn waardevolle hulp bij de constructie van dit apparaat.

Parallel op den trillingskring is een weerstand $R_1 + R_1'$ geschakeld, die in het midden geaard is. De einden hiervan krijgen wisselspanningen t.o.v. aarde, die in amplitude gelijk zijn en waarvan de fasen 180° t.o.v. elkaar verschoven zijn. De beide electroden D_2 en T krijgen elk een dezer beide wisselspanningen gescheiden toegevoerd (phaseverschil 180°) of beide krijgen éénzelfde wisselspanning (phaseverschil 0°).

Door combinatie van verschillende capaciteiten ($0,001-0,1 \mu\text{F}$) en spoelen (100—1500 windingen) is de frequentie ν van de geleverde wisselspanning regelbaar tusschen 900 en 200.000 Hz met stappen van hoogstens een factor 1,5. Daar de in § 1 ingevoerde karakteristieke frequentie ν_0 voor helium 34,0 kHz en voor neon 15,2 kHz bedraagt, kan de frequentie ν dus zoowel groot als klein t.o.v. $\frac{1}{2} \nu_0$ gekozen worden (vgl. § 1). De frequenties zijn gemeten met behulp van een kathodestraaloscillograaf en een geijkte toongenerator (0—15000 Hz). De eerste diende tevens om het phaseverschil tusschen de spanningen op D_2 en T en den sinusvorm te controleren. Bij de frequenties boven 100.000 Hz bleken de spanningen aan de einden der weerstanden R_1 en R_1' niet meer precies 180° in phase verschoven en niet meer precies even groot te zijn. Er begint dan blijkbaar een merkbare wisselstroom door de aardleiding van den trillingskring te loopen.

Met behulp van den ook in fig. 15 aangegeven lampvoltmeter worden de amplituden der wisselspanningen gemeten. Bij de metingen wordt voor alle frequenties op een waarde van ca. 17,5 Volt eff. ingesteld. (De totale spanning, die de trillingskring levert, bedraagt dan dus 35 Volt eff.)

Door influentie van T neemt ook het plaatje P en de hiermee verbonden electrometerplaat E_1 een wisselspanning aan, die ongeveer 0,1 maal zoo hoog is als die van T. Dit stoort de metingen niet.

Speciaal in het geval van neon bleek het gewenscht nog een meetpunt te hebben bij een lagere frequentie. Daartoe is een transformatortje via een potentiometerschakeling aangesloten op het 12 Volt—wisselstroomnet (50 Hz) van het laboratorium. De secundaire spanning daarvan kan toegevoerd worden aan de einden van den weerstand $R_1 + R_1'$, terwijl de hierop parallel staande spoel dan weggenomen is.

Wanneer de triodegenerator buiten bedrijf wordt gesteld, zijn zonder meer de vroeger beschreven metingen met gelijkspanning mogelijk. R_1 fungeert dan als veiligheidsweerstand in den D_2 -kring (vgl. fig. 3).

§ 3. Proeven met wisselspanning.

Fig. 16 geeft de resultaten van een meetreeks voor helium bij een electronenenergie van 27,7 Volt, als functie van de frequentie. De krommen

hebben een verloop zooals dat in § 1 voor metastabiele atomen voorspeld werd. Het eerste extremum van beide krommen treedt op bij 17 kHz; de theorie⁹³⁾ geeft hiervoor $0,52 \nu_0 = 17,7$ kHz (17° C). Bij $\nu \approx 50$ kHz is duidelijk nog een extremum te zien. Voor groote ν loopen de krommen evenwijdig en dicht bijeen. Dit alles wettigt de conclusie, dat de stroom s naar het plaatje P onder deze omstandigheden grootendeels veroorzaakt wordt door metastabiele atomen.

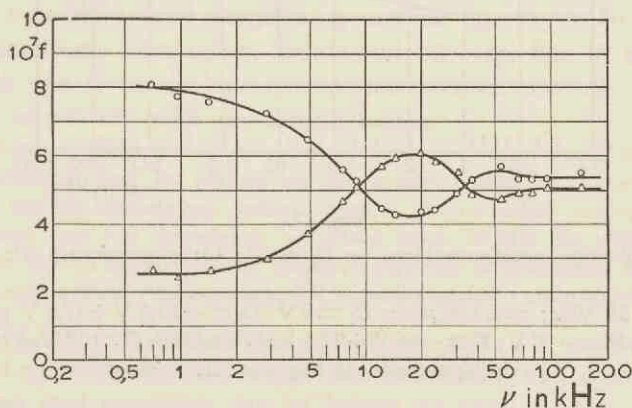


Fig. 16.

Proef met gelijktijdige wisselspanningen op D_2 en T; ○: faseverschil 0° ; △: faseverschil 180° .

Helium; $V = 27,7$ Volt; $p = 2,45$ μ bar; $D_1 = +30$ V; $D_2 = -46,5$ V + 17,5 V eff. wisselspan.; $W = +12$ V; $P = -33$ V; $T = -33$ V + 17,5 V eff. wisselspan.; $O = 0$ V; $m_1 = m_2 = 6$ A. Uitslagmethode. Meting van 25.5.'40.

Wanneer een dergelijke proef nu gedaan wordt bij 58,0 Volt, wordt het beeld iets anders: zie fig. 17. De plaats van het eerste extremum is nog wel dezelfde, maar de 180° -kromme komt nu haast niet meer boven de 0° -kromme uit, en bij de hoge frequenties blijven beide horizontaal loopen op een zekeren afstand van elkaar. Dit verschil tusschen $f_0(\nu)$ en $f_x(\nu)$ bij hoge frequenties bewijst dat hier behalve atomen ook photonen optreden als oorzaak voor den stroom naar het plaatje P.

Tenslotte geeft fig. 18 nog een voorbeeld van een proef met neon bij 27,7 Volt. De zooeven aangeduide verschijnselen doen zich hier in nog sterkere mate voor. Wegens de grootere massa, dus geringere

⁹³⁾ Zie aanhangsel.

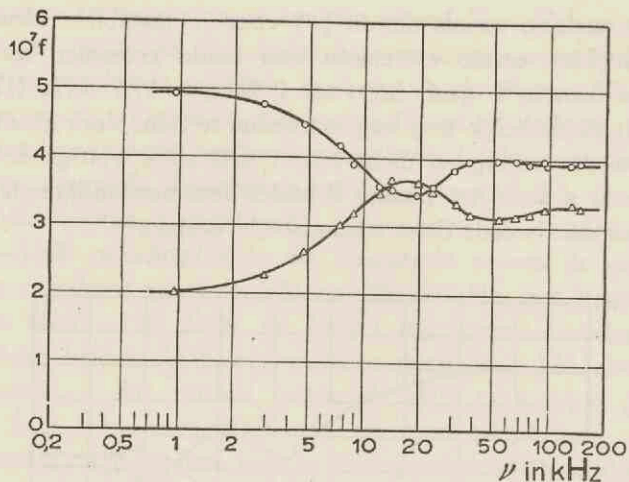


Fig. 17.

Proef met gelijktijdige wisselspanningen op D_2 en T ; \circ : faseverschil 0° ; \triangle : faseverschil 180° .

Helium; $V = 58$ Volt; $p = 2,06 \mu\text{bar}$; $D_1 = 0$ V; $D_2 = -85,5$ V + 17,5 V eff. wisselspan.; $W = +30$ V; $P = -66$ V; $T = -66$ V + 17,5 V eff. wisselspan.; $O = 0$ V; $m_1 = m_2 = 6$ A.

Litslagmethode. Meting van 22.6.'40.

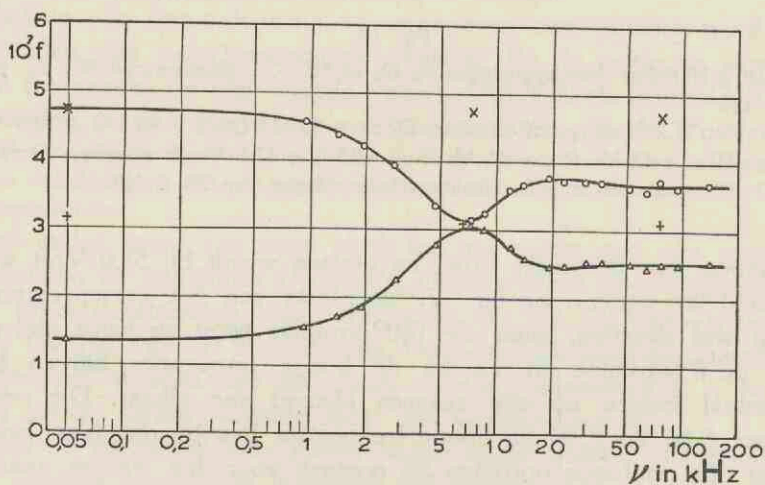


Fig. 18.

Proef met gelijktijdige wisselspanningen op D_2 en T ; \circ : faseverschil 0° ; \triangle : faseverschil 180° .

Neon; $V = 27,7$ Volt; $p = 2,48 \mu\text{bar}$; $D_1 = 0$ V; $D_2 = -42$ V + 17,5 V eff. wisselspan.; $W = +15$ V; $P = -33$ V; $T = -33$ V + 17,5 V eff. wisselspan.; $m_1 = m_2 = 6$ A.

\times : $T = +15$ V zonder wisselspan., rest onveranderd; $+$: $D_2 = -36$ V zonder wisselspan., rest onveranderd. Compensatiemethode. Meting van 9.11.'40.

thermische snelheid van het neonatoom bevindt het eerste extremum zich nu bij een lagere frequentie: in fig. 18 ligt dit bij 7,5 kHz, theoretisch ⁹³⁾ bij 7,9 kHz.

In deze figuur zijn tevens eenige meetpunten opgenomen, verkregen door slechts op een der beide electroden T en D₂ een wisselspanning te brengen. In beide gevallen blijkt f onafhankelijk van ν te zijn, hetgeen bewijst dat inderdaad een samenwerken der twee wisselspanningen noodig is om het karakteristieke verloop van $f(\nu)$ te geven.

Zooals o.a. blijkt door vergelijking met de fig. 11 A en B, die de T-karakteristieken voorstellen, behoorend bij resp. fig. 16 en 18, komt de waarde van f_0 bij de lage frequenties overeen met de waarde die gevonden wordt uit gelijkspanningsmetingen.

Het horizontaal loopen van de krommen bij hoge frequenties vormt nog weer eens een sterk argument voor het afwezig zijn van geladen deeltjes bij P (hoofdstuk IV). In dit verband kan als bijzonderheid vermeld worden, dat bij enkele metingen met neon sterke variaties van $f(\nu)$ optraden in het gebied boven 30 kHz. De verklaring hiervan moet gezocht worden in een blijkbaar onjuiste keuze van de potentialen in de zijbuis of in een ongunstigen stand van magneetspoel II, waardoor positieve ionen op P konden komen.

Tenslotte zijn ook nog eenige metingen van de beschreven soort uitgevoerd met *waterstof* als vulgas. De vermindering van geladen deeltjes is bij dit gas veel moeilijker dan bij helium en neon wegens de grootere ionisatiekans, zoodat alleen proeven gedaan zijn bij lage electronensnelheden. Bij de wisselspanningsproeven blijkt f onafhankelijk van ν ; speciaal in de buurt van 30—40 kHz, waar eventueel het eerste extremum zou moeten optreden, gebeurt niets bijzonders. Hieruit valt te concludeeren, dat het effect uitsluitend wordt veroorzaakt door straling, en dat er dus geen van de kooi afkomstige aangeslagen atomen of moleculen optreden bij het plaatje P. Daarom is na enkele voorloopige experimenten van verdere metingen afgezien.

Op grond van de huidige kennis omtrent het H₂-molecuul en het H-atoom is het bestaan van aangeslagen toestanden met langen levensduur in waterstof onder de hier voorkomende omstandigheden niet te verwachten.

Het H₂-molecuul vertoont, als twee-electronen-systeem, in zijn spectrum eenige analogie met het He-atoom. De laagste term van het tripletsysteem bij H₂, die evenals bij He metastabiel zou moeten zijn, is de term $1s\ 2p\sigma\ ^3\Sigma_u^+$, die evenwel instabiel is en tot dissociatie in twee atomen in den grondtoestand voert. De toestand $1s\ 2s\ ^1\Sigma_g^+$, die overeenkomt met den metastabiel 2¹S-term van het He-atoom, kan via den lager liggenden term $1s\ 2p\sigma\ ^1\Sigma_u^+$ door uitstraling in den grondtoestand $(1s\sigma)^2\ ^1\Sigma_g^+$ overgaan ⁹⁴⁾.

⁹⁴⁾ Vgl. G. Herzberg: Molekülspektren und Molekülstruktur I (1939) fig. 133; O. W. Richardson, Proc. Roy. Soc. (A) 160, 487 (1937); 164, 316 (1938).

In het termsysteem van het H-atom komt een metastabiele toestand voor, nl. de $2^2\text{S}_{1/2}$ -toestand. De metastabiliteit van dezen term gaat evenwel volgens de theorie, door het samenvallen met den $2^2\text{P}_{1/2}$ -toestand, onder invloed van een zwak elektrisch veld verloren. Bij velden van de orde van 10 Volt/cm, zooals deze in de gebruikte buis (buiten de kooi) aanwezig zijn, is de levensduur nog slechts van de orde 10^{-8} sec.⁹⁵⁾ Deze uitkomst is in overeenstemming met resultaten van experimenten over de absorptie van Balmer-lijnen⁹⁶⁾.

§ 4. Bepaling van ϑ .

Nu gebleken is, dat de resultaten van de in § 3 beschreven experimenten beantwoorden aan de in § 1 gestelde verwachtingen, mag het hier gegeven beeld als juist beschouwd worden. Op grond hiervan kan, zooals in het volgende zal worden uiteengezet, uit de gemeten waarden van f_0 en f_π bij slechts één voldoende lage en één voldoende hoge frequentie de verhouding van de bijdragen van metastabiele atomen en van straling, dus ook de grootte ϑ in vergelijking (3a) gevonden worden.

Notaties: $f = \frac{S}{i}$ = gemeten effect = verhouding van secundairen tot primairen electronenstroom; ϑ en $1 - \vartheta$ zijn de fracties van f , die te danken zijn aan de werkingen van resp. metastabiele atomen en straling; indices 0 en π duiden aan phaseverschil resp. 0° en 180° ; indices m en s duiden aan resp. metastabiele atomen en straling; argumenten $\nu = 0$ en $\nu = \infty$ in $f(\nu)$ duiden aan resp. lage en hoge frequentie (resp. \ll en $\gg \frac{1}{2} \nu_0$).

De berekening van ϑ uit de gemeten waarden van $f_0(0)$, $f_\pi(0)$, $f_0(\infty)$ en $f_\pi(\infty)$ berust op de volgende zeer plausible betrekkingen:

a. bij de lage frequentie is de fractie van het totale effect, die te danken is aan straling, zoowel bij phaseverschil 0° als 180° gelijk aan $1 - \vartheta$ (evenals bij gebruik van gelijkspanningen):

$$f_{0s}(0) = (1 - \vartheta) f_0(0) \text{ en } f_{\pi s}(0) = (1 - \vartheta) f_\pi(0);$$

b. bij de hoge frequentie zijn de bijdragen van atomen in absolute waarde onafhankelijk van het phaseverschil:

$$f_{0m}(\infty) = f_{\pi m}(\infty);$$

⁹⁵⁾ H. Bethe, Handb. d. Physik, bd. 24/1 (1933) blz. 452 e.v.; ^{95a)} blz. 456 e.v.; ^{95b)} blz. 421, 424.

⁹⁶⁾ J. L. Snoek en L. S. Ornstein, Z.f. Phys. 50, 600 (1928); J. L. Snoek, proefschrift Utrecht (1929); V. v. Keussler, Ann. d. Phys. 7, 225 (1930). Discussie van deze metingen: zie ^{95a)}.

c. de bijdrage van straling is voor beide frequenties in absolute waarde gelijk:

$$f_{0s}(0) = f_{0s}(\infty) \text{ en } f_{\pi s}(0) = f_{\pi s}(\infty).$$

Uit deze relaties, die in het onderstaande nog zullen worden toegelicht, volgt:

$$1 - \vartheta = \frac{f_{0s}(0)}{f_0(0)} = \frac{f_{0s}(0) - f_{\pi s}(0)}{f_0(0) - f_{\pi}(0)} = \frac{f_{0s}(\infty) - f_{\pi s}(\infty)}{f_0(0) - f_{\pi}(0)} = \frac{f_0(\infty) - f_{\pi}(\infty)}{f_0(0) - f_{\pi}(0)}.$$

De grootheid $1 - \vartheta$ kan dus gevonden worden als het verschil tusschen de waarden van f voor phaseverschil 0° en 180° bij hooge frequentie, in verhouding tot het overeenkomstige verschil bij lage frequentie. Deze frequenties moeten genomen worden in de horizontale gedeelten van de $f(\nu)$ -krommen, aan weerszijden van het karakteristieke frequentiegebied. Uit de fig. 16, 17 en 18 wordt op deze wijze gevonden: $1 - \vartheta = \text{resp. } 0,06, 0,22 \text{ en } 0,34$.

De zoojuist afgeleide formule voor $1 - \vartheta$ is als volgt eenvoudig te begrijpen. Beide functies $f_0(\nu)$ en $f_{\pi}(\nu)$ zijn lineaire combinaties van een (varieerend) aandeel dat te danken is aan metastabiele atomen en een (constant) aandeel dat te danken is aan photonen. Hetzelfde geldt dus voor de verschilfunctie $f_0(\nu) - f_{\pi}(\nu)$. Hiervoor bestaat bij hooge frequenties slechts het aandeel door photonen. Daarom zal, bij gegeven $f_0(0) - f_{\pi}(0)$, $1 - \vartheta$ evenredig zijn met $f_0(\infty) - f_{\pi}(\infty)$. De overweging dat, wanneer alléén photoeffect optreedt dus wanneer $1 - \vartheta = 1$ is, $f_0 - f_{\pi}$ onafhankelijk van ν zal zijn, leidt tot bovenstaande formule.

De betrekking a. geldt, wat phaseverschil 0° betreft, zeker voor een voldoende lage frequentie. Indien deze lager gekozen wordt dan $\frac{1}{50}$ maal de frequentie van het eerste extremum, wordt de fout in ϑ kleiner dan 0,01⁹³). Voor het geval van phaseverschil 180° geldt a. indien de T -karakteristiek (fig. 11) voor de door beide oorzaken vrijgemaakte electronen dezelfde gedaante heeft. Dit is een keer nagegaan door in helium na elkaar T -krommen te meten bij 27,7 Volt ($\vartheta \approx 0,95$) en bij 98 Volt ($\vartheta \approx 0,6$); terwijl het effect dus in het eerste geval bijna geheel door atomen en in het tweede geval voor een groot deel door straling werd veroorzaakt, vertoonden beide krommen precies hetzelfde relatieve verloop.

De betrekking b. geldt asymptotisch voor hooge frequenties. Indien de frequentie hooger gekozen wordt dan 4 maal de frequentie van het eerste extremum, wordt de fout in ϑ reeds kleiner dan 0,01⁹³).

Dat tenslotte ook c. geldt in het beschouwde frequentiegebied is bijna zeker, gezien het gemeten horizontale verloop der $f(\nu)$ -krommen bij hooge frequenties. De grootheid $f_{\pi}(\nu)$ wordt mede bepaald door het

verloop van de stroomsterkte van den bundel als functie van de phase en door het verloop van de potentiaal van T als functie van de phase. Dat dit in beide gevallen onafhankelijk van de frequentie is, wordt gesteund door de waarnemingen, dat de gemeten gemiddelde bundelstroom gelijk blijft bij variatie van ν , en dat f onafhankelijk van ν is wanneer alleen T een wisselspanning (met constante amplitude) krijgt (§ 3). De $f(\nu)$ -krommen zullen evenwel niet voor onbeperkt hooge waarden van ν horizontaal blijven loopen; in een zeker frequentiegebied zullen zij naar elkaar toe buigen en verder samenvallen, doordat de traagheid der electronen en de natuurlijke levensduur der aangeslagen atomen merkbaar zullen worden. Voor eerstgenoemde zal dit het geval zijn bij ca. 10^7 Hz, terwijl de verblijftijd der straling zal afhangen van den aard van het gas, en bovendien van den druk, wanneer absorptie- en reëmissieprocessen een rol spelen⁹⁷⁾. Voor mijn geval is slechts van belang, dat deze verblijftijd hier blijkbaar voldoende klein is: $\ll 10^{-5}$ sec., een relatie, die alleszins normaal geacht mag worden.

In dit verband is het belangwekkend op te merken, dat de oorspronkelijke wisselspanningsmethode door Webb c.s. ontwikkeld is juist met het doel dergelijke verblijftijden van aangeslagen toestanden te meten. Bij kwik werd toen bij toeval de directe werking van metastabiele atomen op een wand aangetoond⁹⁸⁾. In tegenstelling tot wat door de atomen gebeurt, kunnen in het voor de straling critieke frequentiegebied, tenminste bij een exponentieel verloop van de straling met den tijd na den aanslag, geen extrema optreden^{91) 93)}.

Resumerend kan men dus vaststellen, dat het in beginsel mogelijk is uit vier metingen met wisselspanningen (nl. van $f_0(0)$, $f_x(0)$, $f_0(\infty)$ en $f_x(\infty)$) bij een bepaalde bundelsnelheid zowel het effect bij gelijkspanning ($f(=) = f_0(0)$), als de verhouding van de bestanddeelen hiervan (nl. ϑ) te bepalen, zonder dat hiertoe de vorm der T -karakteristieken (f als functie van T) en der D_2 -karakteristieken (i als functie van D_2) bekend behoeft te zijn.

Webb c.s. verkreeg de periodieke onderbreking van den aanslag door aan het spanningsverschil tusschen *snelheids*bepalende electrode en kathode een wisselspanning toe te voegen, zoodanig dat de electronen beurtelings wel en niet voldoende energie hadden om gasdeeltjes aan te slaan. Door toepassing van het principe in dezen vorm is het meten van aanslagfuncties uiteraard niet mogelijk. De in dit proefschrift beschreven wijziging van de methode, bestaande uit de introductie van een aparte electrode voor de regeling van de sterkte van den bundel, is voor de meting van aanslagfuncties dus *essentieel*. Dat er zich twee diafragma's (D_1 en D_2) tusschen gloeikathode en kooi bevinden, is hierbij van practisch voordeel. Hiermee kan nl., bij gebruik van een even groote wisselspanning, een periodiek onderbroken electronenstroom worden verkregen, die aanmerkelijk sterker is dan bij gebruik van slechts één tusschenelectrode mogelijk zou zijn.

⁹⁷⁾ De eindige waarde der lichtsnelheid zou pas bij 10^9 Hz een merkbare afwijking geven.

§ 5. Methode voor de meting der aanslagfuncties.

Aangezien het in beginsel mogelijk is, dat de beide van de hoedanigheid van het plaatje P afhankelijke grootheden ζ_m en ζ_s , voorstellende resp. het aantal vrijgemaakte electronen per metastabiel atoom en per lichtquant, veranderen in den loop van de metingen, kunnen ook de voor f en ϑ gevonden waarden in beginsel aan variaties onderhevig zijn. Waarnemingen op verschillende dagen gedaan mogen dus slechts op elkaar worden betrokken, indien met deze omstandigheid rekening gehouden wordt. Gedurende de definitieve metingen (voor ieder gas een periode van ca. twee maanden) bleken dergelijke veranderingen in geringe mate op te treden. Zooveel mogelijk zijn de belangrijkste meetreeksen geconcentreerd binnen één dag, soms twee dagen. Overigens zijn correctiefactoren toegepast om waarnemingen van verschillende dagen te betrekken op waarnemingen van één bepaalden dag, en wel telkens één voor het effect door metastabiele atomen en één voor het effect door photonen veroorzaakt. Deze — weinig van 1 afwijkende — factoren werden zoo gekozen, dat de meetpunten zoo goed mogelijk bij elkaar aanpasten; zij zijn bij de verschillende figuren aangegeven.

Steeds zijn behalve de verkorte wisselspanningsproeven (bij één lage en één hooge frequentie) ook metingen met gelijkspanning gedaan, en wel bij de snelheden beneden 80 Volt als controle en bij de hoogste snelheden omdat hier werkelijk een klein verschil bestaat tusschen $f_0(0)$ en $f(=)$ (vgl. hoofdstuk III § 5 ζ). De wisselspanningsproeven werden meestal uitgevoerd met helium bij 940 Hz ⁹⁸⁾ en bij 94,5 kHz en met neon bij 50 Hz en bij 30,2 en/of 76,5 kHz.

Als nevenresultaat, waarover tot nu toe niet gesproken is, leveren de metingen nog $(1 - \vartheta) f = f_s$ als functie van V , d.i. een aanslagfunctie voor de op het plaatje werkzame straling. Hieruit kunnen ook nog conclusies worden getrokken.

Uit de wijze waarop ϑ wordt berekend is het duidelijk, dat de nauwkeurigheid, waarmee $\vartheta f = f_m$ bepaald kan worden, belangrijk kleiner is dan die waarmee f vastligt. Hoe kleiner ϑ is, des te grooter zal de relatieve fout in f_m uitvallen. Gelukkig zijn waarden van ϑ kleiner dan 0,3 bij de uitgevoerde metingen niet voorgekomen. Aan den anderen kant zal, wanneer ϑ tot 1 nadert, de onzekerheid in f_s zeer groot worden.

⁹⁸⁾ Deze frequentie voldoet niet aan de in § 4 gestelde norm; 50 Hz zou beter zijn geweest. Volgens het in het aanhangsel ontwikkelde model zou door het meten bij 940 Hz een fout 0,03 in ϑ kunnen ontstaan. In werkelijkheid is deze echter kleiner (ca. 0,01), zooals experimenteel werd geconstateerd en zooals ook theoretisch is in te zien (vgl. aanhangsel).

HOOFDSTUK VI.

METINGEN MET HELIUM.

§ 1. Inleiding.

Inhoud. Bij aanslag leidt een deel der botsingen tot het ontstaan van metastabiele atomen, het overige deel tot het ontstaan van photoelectrisch werkzame photonen; naarmate de druk hooger is neemt het breukdeel der metastabiele atomen toe ten koste van dat der photonen door secundaire processen in het gas.

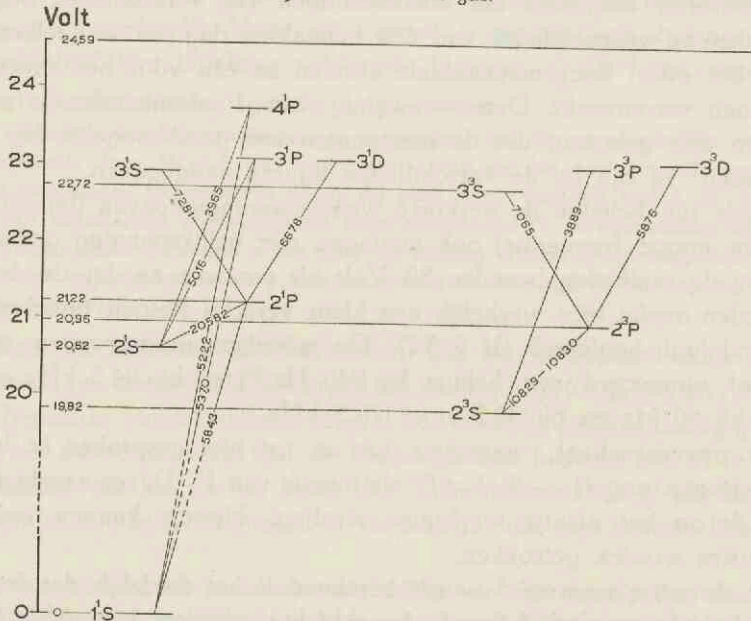


Fig. 19.

Niveauschema voor het heliumatoom (He I).

De aangegeven termwaarden in Volts zijn uit de optische gegevens berekend volgens de formule V (in Volts) = $12400 \lambda^{-1}$ (in \AA^{-1}).

Ten gerieve van den lezer wordt hierbij een vereenvoudigd term-schema voor het heliumatoom in fig. 19 gegeven ⁹⁹⁾.

⁹⁹⁾ Zie W. Grotrian: Graphische Darstellung der Spektren usw. (1928) I blz. 108 e.v.; II blz. 85; Handb. d. Astrophysik, bd. III² (1930) blz. 555 e.v.; H. Kayser en H. Konen, Handb. d. Spektroskopie, bd. VII (1934) blz. 606 e.v.

Zooals bekend laten de energieniveau's van helium zich scheiden in twee groepen, het tripletsysteem (spins der beide electronen parallel, golf functie antisymmetrisch in de plaatscoördinaten van beide electronen, „orthohelium”) en het singuletsysteem (spins antiparallel, golf functie symmetrisch in de plaatscoördinaten, „parahelium”). Daar optische overgangen van toestanden van de eene in de andere soort practisch niet voorkomen, geldt voor het lijnenspectrum dezelfde indeeling. De grondtoestand is een singuletterm: 1^1S . De onderste term van het tripletstelsel 2^3S combineert niet met lager gelegen termen, evenmin als de op één na onderste singulettoestand 2^1S . Dit zijn de beide metastabiele toestanden van het heliumatoom.

Experimenteel werd dit aangetoond door de proeven van Paschen¹⁷⁾ over de karakteristieke absorptie en reëmissie der infrarode lijnen 10830 Å en 20582 Å in electrisch zwak aangeslagen helium. Later werden door Mc Curdy¹⁰⁰⁾ dergelijke metingen verricht voor lijnen met hogere bovenniveau's. Voor het 2^3S -niveau werden levensduurmetingen uitgevoerd door Dorgelo en Washington¹⁰¹⁾ en door Ebbinghaus¹⁰²⁾. De levensduur van het 2^1S -niveau werd nog niet rechtstreeks gemeten.

Het spectrum, dat bij de in de experimenten gebruikte lage waarden van druk, bundelstroom en -snelheid optreedt, zal in hoofdzaak bestaan uit de lijnen van het uit fig. 19 af te leiden spectrum van het ongeïoniseerde atoom („boogspectrum”). Voorzover het hierbij overgangen betreft, waarbij de laag liggende grondtoestand 1^1S niet betrokken is, liggen de golflengten van al deze lijnen boven 2600 Å. De lijnen, die den grondtoestand tot onderniveau hebben, vormen de in het verre ultraviolet liggende serie $1^1S - n^1P$, beginnende bij 584,4 Å en convergerende tot 504,3 Å, de hoofdserie of resonantieserie^{103) 104)}. In verband met het bestaan van een drempelwaarde voor de golflengten, waarvoor een photoelectrisch effect mogelijk is, is het nu te verwachten, dat alleen deze resonantiestraling in staat zal zijn photoelectrisch electronen uit het plaatje P vrij te maken. Genoemde drempelwaarde hangt wel is waar sterk van den graad van reinheid van het platinaoppervlak af⁵⁷⁾ en is

¹⁰⁰⁾ W. H. Mc Curdy, Phil. Mag. 2, 529 (1926).

¹⁰¹⁾ H. B. Dorgelo en T. P. K. Washington, Proc. Kon. Akad. A'dam 30, 33 (1927).

¹⁰²⁾ E. Ebbinghaus, Ann. d. Phys. 7, 267 (1930).

¹⁰³⁾ Th. Lyman, Astroph. J. 60, 1 (1924). — ¹⁰⁴⁾ H. B. Dorgelo en J. H. Abbink, Physica 6, 150 (1926).

daarom in mijn geval niet bekend, maar ligt hier hoogstwaarschijnlijk wel beneden $2600 \text{ \AA}^{57) 106)}$. Deze waarde komt overeen met een uit-treedarbeid van 4,7 Volt.

We zullen nu nagaan in hoeverre de aanslag der verschillende energie-niveau's aanleiding zal geven tot het ontstaan van metastabiele atomen of resonantiephotonen.

Wanneer door aanslag door een electron een atoom in een willekeurigen triplettoestand wordt gebracht, zal er steeds, eventueel na uitzending van eenig op P onwerkzaam licht, een metastabiel atoom in den toestand 2^3S moeten ontstaan.

Minder eenvoudig is de situatie echter, wanneer een der hoogere singuletniveau's wordt aangeslagen. Er zijn dan twee mogelijkheden te onderscheiden: 1. het atoom komt, eventueel onder uitzending van onwerkzaam licht, terecht in den metastabielen 2^1S -toestand; 2. het atoom valt terug in den grondtoestand 1^1S na een resonantiephoton te hebben uitgezonden. Behalve de rechtstreeksche aanslag van het 2^1S -niveau leidt dus slechts een *deel* van de botsingen, waarbij hoogere singuletniveau's worden aangeslagen, tot het ontstaan van een metastabiel 2^1S -atoom. Het overige deel (en wel waarschijnlijk verreweg het grootste, zie § 2) geeft aanleiding tot de directe uitzending van een resonantiephoton.

Nu zijn de waarden van den gasdruk, toegepast bij de metingen, niet zóó laag, dat deze resonantiestraling daarbij ongehinderd een afstand van eenige cm door het gas kan afleggen (vgl. de gegevens in § 2). Het is te verwachten, dat zulk een photon na een betrekkelijk korten afstand weer geabsorbeerd zal worden, waarbij een ander atoom in een 1^1P -toestand wordt gebracht. Voor dit atoom bestaan nu weer twee mogelijkheden: in den metastabielen 2^1S -toestand vallen, of in den grondtoestand 1^1S terugkeeren onder emissie van een photon van denzelfden energie-inhoud als het zoo juist geabsorbeerde. In het laatste geval herhaalt zich dit proces even verder aan een ander atoom enz. Het resultaat van deze complicatie is dus dat een — met den druk toenemend — gedeelte van de primair bij A ontstane resonantiephotonen tijdens hun diffusie door het gas a.h.w. verbruikt worden voor de vorming van metasta-

¹⁰⁵⁾ Experimenteel zou het niet werkzaam zijn van de rest van het spectrum op het plaatje P te toetsen zijn door tusschen P en de kooi K een kwartsplaatje aan te brengen; er mag dan geen stroom meer naar P loopen.

biele 2^1S -atomen ¹⁰⁶). De vraag, in hoeverre deze secundaire vorming van metastabiele atomen belangrijk is, is in beginsel te beantwoorden met behulp van metingen bij verschillende drukken.

Tusschen 65 en 79 Volt liggen de aanslagpotentialen van de lijnen, die behooren tot het spectrum van het eenmaal geïoniseerde atoom (He II-spectrum). In één botsing met een electron ontstaat dan uit een normaal atoom in den grondtoestand een ion in een aangeslagen toestand ¹⁰⁷). Deze „vonklijnen” van helium liggen grootendeels in het ultraviolet, b.v. die van de hoofdserie tusschen 303 en 228 Å. Zij zullen dus mede werkzaam zijn op het plaatje P. Absorptie in het gas zal hierbij uiteraard niet optreden. Eventueele metastabiele ionen worden natuurlijk, als alle ionen, van P geweerd.

De resultaten der levensduurmetingen voor het 2^3S -niveau ¹⁰¹)¹⁰³) (orde 10^{-3} sec.), alsmede theoretische beschouwingen ¹⁰⁸) toonen aan dat de natuurlijke levensduur voor beide soorten metastabiele atomen 2^1S en 2^3S groot is t.o.v. den tijd dien de atomen noodig hebben om den weg van kooi K naar plaatje P af te leggen ($3 \cdot 10^{-5}$ sec.), zoodat de atomen dezen afstand zonder verlies van hun aanslagenergie kunnen overbruggen. Dit blijft gelden wanneer men rekening houdt met de aanwezigheid van de electrostatische en magnetostatische velden tusschen A en P, in overeenstemming met de resultaten van hoofdstuk III § 5 en hoofdstuk IV § 2. Het magnetische veld geeft voor geen van beide toestanden een vermindering van den levensduur, evenmin als het electricische veld voor het 2^3S -niveau. Een schatting leert verder, dat de door een veld van 1000 Volt/cm veroorzaakte emissiewaarschijnlijkheid voor 2^1S slechts van de orde 10^{-9} maal die voor 2^1P is ^{95b}). — De kans op verlies van de aanslagenergie na een botsing met een normaal atoom is volkomen te verwaarloozen ¹⁰³).

§ 2. Metingen met variatie van den druk.

Inhoud. Uitkomsten van metingen bij twee electronensnelheden als functie van den druk. De vorm der krommen is kwalitatief te verklaren.

Het blijkt, dat in helium bij lage snelheden de bijdrage van het photo-effect onbelangrijk is; men kan dus verwachten, dat de in § 1 genoemde complicatie hier niet zal optreden en dat het gemeten effect f recht even-

¹⁰⁶) Volgens de gangbare definitie (Pringsheim, Handb. d. Physik bd. 23 (1926) blz. 480, e.a.) is de naam resonantielijijn alleen van toepassing op die gevallen waarbij van het bovenniveau uit geen andere overgangen naar lagere toestanden mogelijk zijn, zoodat de lijn na absorptie weer voor 100 % wordt uitgestraald (afgezien van storingen). Men kan aan het spraakgebruik tegemoet komen door de lijnen waarbij absorptie en reëmissie optreedt te onderscheiden in „echte” resonantielijijnen, die wel aan deze definitie voldoen, en „onechte” resonantielijijnen, die er niet aan voldoen, zooals hierboven in het geval van helium.

¹⁰⁷) K. T. Compton en J. C. Boyce, J. Franklin Inst. 205, 497 (1928); Phys. Rev. 31, 708 (1928).

¹⁰⁸) G. Breit en E. Teller, Astrophys. J. 91, 215 (1940).

redig met den druk p zal zijn, zoolang de vrije weglengten van electronen en atomen groot genoeg zijn. Metingen bij 27,7 Volt toonden de juistheid van deze verwachting aan, zooals blijkt uit fig. 20. Hierin geeft de bovenste kromme gemeten waarden van het totale effect gedeeld door den druk bij 27,7 Volt, uitgezet tegen den druk. De bijdrage van het photoeffect bedraagt bij deze snelheid wel is waar reeds eenige

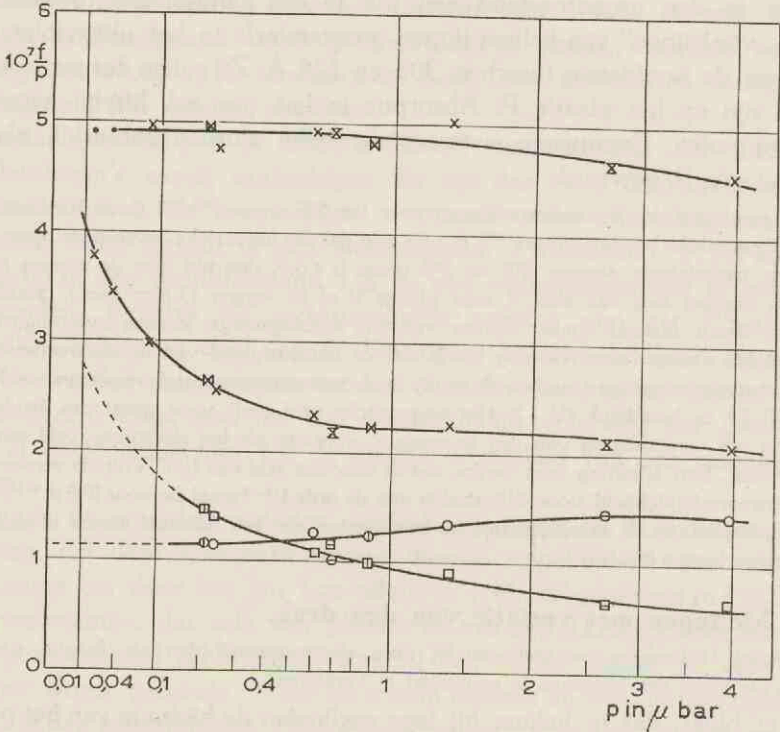


Fig. 20.

Het gemeten effect in helium gedeeld door den druk p , als functie van den druk p .

Bovenste kromme: $V = 27,7$ Volt; onderste drie krommen: $V = 98$ Volt.

×: totale effect $\frac{f}{p}$; ○: effect door met. atomen $\frac{f_m}{p}$; □: effect door photonen $\frac{f_s}{p}$.

Compensatiemethode $m_1 = m_2 = 6$ A. Metingen van 7,8, 27,7 (—) en 30,7·40 (|). Correctiefactoren (vgl. hoofdstuk V § 5) voor met. at. resp. 1,00, 0,98 en 1,05, voor phot. 1,00, 1,00 en 1,15.

Bij 27,7 Volt wordt ca. 95 % van het effect veroorzaakt door metastabiele atomen. Voor $p < 0,04$ μ bar, waar de aflezingen op den compressiemanometer onnauwkeurig worden, is het gemeten effect bij 27,7 Volt als maat voor den druk genomen, en wel is hierbij

$$\text{aangenomen } \frac{f}{p} = 4,9 \cdot 10^{-7}.$$

procenten; daar zich hier echter het maximum van de (totale) aanslagfunctie bevindt en dus $q(V)$ hier maximaal en weinig gevoelig voor variaties in de electronensnelheid is, moet deze spanning bij deze soort metingen verkozen worden boven een nog lagere. De verhouding θ van het effect door metastabiele atomen tot het totale effect bleek van $0,25 \mu\text{bar}$ af niet merkbaar te veranderen; bij nog lagere drukken waren wisselspanningsproeven niet meer mogelijk. De kleine afwijking van $\frac{f}{p}$ naar beneden bij toenemenden druk wordt verklaard in verband met de afnemende vrije weglengte der metastabiele atomen (bij $1 \mu\text{bar}$ is deze ongeveer 12 cm^{109})).

Bij hogere snelheden, b.v. 98 Volt, waar het gedeelte photoeffect zeer belangrijk is, treden echter wel degelijk groote afwijkingen van de lineariteit op, zoowel wat het totale bedrag f betreft als ook het gedeelte f_m , dat aan metastabiele atomen te wijten is; zie fig. 20. Wanneer in deze figuur bij de lage drukken de gestippelde lijnen als de meest geloofwaardige voortzetting der getrokken krommen worden aangenomen, is het verloop dezer krommen gemakkelijk kwalitatief te verklaren. Over het geheele drukgebied daalt het stralingsaandeel, aanvankelijk zeer sterk, later nauwelijks waarneembaar. Dit wijst op de toenemende absorptie resp. verstrooiing der resonantiestraling. Het effect door metastabiele atomen vertoont voorbij ca. $1 \mu\text{bar}$ een duidelijke stijging, klaarblijkelijk als gevolg van de toenemende secundaire vorming van 2^1S -atomen uit de resonantiestraling. Beneden dezen druk is $\frac{f_m}{p}$ echter praktisch constant en is deze extra-vorming van metastabiele atomen dus onbelangrijk.

Quantitatief is de vorm der krommen in fig. 20 moeilijk theoretisch te voorspellen, in aanmerking genomen de niet eenvoudige begrenzing van de ruimte waarin de resonantiestraling diffundeert. Door berekening kan men een indruk verkrijgen van de mate waarin deze straling geabsorbeerd wordt, wanneer de oscillatorsterkten der verschillende lijnen bekend zijn. Hiervoor bestaan slechts theoretische gegevens. Volgens be-

¹⁰⁹⁾ R. Dorrestein en J. A. Smit, Proc. Kon. Ned. Akad. A'dam 41, 725 (1938). Uit latere metingen volgde als gemiddelde waarde voor de botsingsdoorsnede $22(\pm 2) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$. Hieruit is het boven aangegeven bedrag voor de vrije weglengte afgeleid. Dit is een gemiddelde voor beide soorten metastabiele atomen. — E. Ebbinghaus ¹⁰²⁾ leidt uit zijn levensduurmetingen een waarde af voor den diffusiecoëfficiënt voor 2^3S -atomen in helium. Hieruit berekent hij een waarde voor de werkzame doorsnede bij een botsing tusschen 2^3S - en 1^1S -atomen van $38 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, waaruit volgt een vrije weglengte van slechts 7 cm bij $1 \mu\text{bar}$.

rekeningen van Vinti¹¹⁰⁾, Wheeler¹¹¹⁾, K rwien¹¹²⁾ en Hylleraas¹¹³⁾ bedraagt deze voor de eerste lijn (1^1S-2^1P) resp. 0,35 — 0,27 — 0,30 — 0,36 (waarschijnlijkste waarde 0,30), voor de tweede (1^1S-3^1P) ca. 0,08, voor de derde (1^1S-4^1P) ca. 0,03. Uit deze getallen is af te leiden, dat het gedeelte van de in de kooi bij A in de richting van het plaatje P uitgezonden straling, dat dit plaatje ongestoord kan bereiken voor de drie genoemde lijnen b.v. bedraagt: bij een druk van 0,5 μ bar resp. 4, 22 en 58 0/0, bij een druk van 0,1 μ bar resp. 29, 70 en 85 0/0. Definieert men als „vrije weglengte” den afstand waarover de intensiteit van de oorspronkelijke lijn op $\frac{1}{e}$ gedaald is, dan bedraagt deze bij 1 μ bar resp. 0,24, 1,0 en 2,7 cm. Deze schattingen zijn uitgevoerd in de onderstelling van een door Doppler-effect gegeven vorm van de emissielijn en de absorptielijn; de natuurlijke lijnverbreding kan in de bovengenoemde gevallen nog verwaarloosd worden. Voor een schatting van de verzwakking voor alle lijnen samen moet men bedenken, dat de aanslagwaarschijnlijkheid der P-niveau's, evenals de corresponderende oscillatorsterkten, sterk met het rangnummer n afneemt: asymptotisch voor groote n als n^{-8} ¹¹⁴⁾. De omstandigheid, dat ook een deel der in het gas gere mitteerde straling het plaatje bereiken kan, maakt dat de gemeten drukinvloed (fig. 20) belangrijk minder is dan men volgens deze data zou verwachten.

Wellicht kan het verwondering wekken, dat bij 1 μ bar, waar de resonantiestraling kennelijk reeds sterk wordt verzwakt, nog zoo weinig is te merken van vorming van het metastabiele 2^1S -niveau. Dit wordt eenigszins begrijpelijk als men de waarden van de overgangswaarschijnlijkheden bekijkt die door Hylleraas¹¹³⁾ zijn berekend. Volgens deze berekeningen heeft een heliumatoom, dat zich in een 1^1P -toestand bevindt (b.v. door voorafgegene absorptie van een resonantiephoton) een veel grotere kans om weer in den 1^1S -(grond)toestand terug te vallen, dan om in den 2^1S -toestand over te gaan. Voor het niveau 2^1P is de verhouding dezer overgangswaarschijnlijkheden 1120, voor 3^1P : 42,

¹¹⁰⁾ J. P. Vinti, Phys. Rev. **42**, 632 (1932). — ¹¹¹⁾ J. A. Wheeler, Phys. Rev. **43**, 258 (1933). — ¹¹²⁾ H. K rwien, Z. f. Phys. **91**, 1 (1934).

¹¹³⁾ E. A. Hylleraas, Z. f. Phys. **106**, 395 (1937). Om tot de (gemiddelde) oscillatorsterkten in den gewonen zin te komen moeten de getallen van Hylleraas vermenigvuldigd worden met een factor die afhangt van de l -waarden van begin- en eindtoestand (vgl. ⁹⁹⁾ formule (40.5)).

¹¹⁴⁾ D. R. Hartree, Proc. Cambr. Phil. Soc. **24**, 426 (1928).

voor 4^1P : 26 en voor de hoogere 1^1P -niveau's omstreeks 30¹¹⁵). Dit beteekent dus dat, wanneer een resonantiephoton door een atoom geabsorbeerd wordt, er slechts een kans resp. $\frac{1}{1121}, \frac{1}{43}, \frac{1}{27} \dots$ bestaat op vorming van een metastabiel 2^1S -atoom.

Om een indruk ervan te krijgen of de gedaante der experimenteel gevonden kromme voor metastabiele atomen eenigszins in overeenstemming is met deze theoretische gegevens, kan men onderstellen dat alle secundaire metastabiele atomen in de kooi ontstaan: door de groote absorptie der straling zal de bijdrage der *buiten* de kooi gevormde metastabiele atomen, ondanks den dan grooteren werkzamen ruimtehoek, niet groot zijn. De in den bundel ontstane straling behoeft gemiddeld een (rechtstreeks gemeten) afstand van ruim 1 cm af te leggen om door een wand geabsorbeerd te kunnen worden (de straal van de kooi is 1 cm; de reflectiecoëfficiënt is zeer laag¹¹⁶). Bij een druk van 2 μ bar bedraagt voor de drie eerste resonantielijnen: de „vrije weglengte” (zie boven): 0,12 — 0,5 — 1,3 cm; het gemiddelde aantal absorpties en reëmissies onderweg in het gas, n , volgens de formule $n = \frac{l^2}{\lambda^2}$, waarin l is de af te leggen afstand en λ de „vrije weglengte” (ruwe schatting): $n = 64 - 4 - 0,6$; de fractie van de straling, die verbruikt wordt voor de vorming van 2^1S -atomen (met behulp van de getallen van Hylleraas): 0,057 — 0,09 — 0,02. Voor alle lijnen tezamen kan men deze fractie op 0,05 schatten; dit komt volgens fig. 20 overeen met een afneming van $\frac{f}{p}$ van $0,05 \times 0,8 \cdot 10^{-7} = 0,04 \cdot 10^{-7}$. Voor de metastabiele atomen is het effectieve rendement der secundaire electronenemissie aan het plaatje (betrokken op de productie in den bundel) ongeveer een factor $\frac{0,4}{0,022} = 18$ maal zoo hoog als voor de straling bij 2 μ bar (zie § 6), zoodat de secundair gevormde metastabiele atomen een toeneming van $\frac{f}{p}$ van $18 \times 0,04 \cdot 10^{-7} = 0,7 \cdot 10^{-7}$ zullen veroorzaken, terwijl volgens fig. 20 de toeneming $0,3 \cdot 10^{-7}$ bedraagt. Beide getallen zijn inderdaad van dezelfde orde van grootte.

De conclusie is dus, dat voor drukken beneden ca. 0,5 μ bar de resonantiestraling practisch alleen verstrooid wordt, zonder secundaire vorming van metastabiele atomen; deze laatste wordt voor hoogere drukken merkbaar.

§ 3. Metingen bij hooge snelheden.

Inhoud. Uitkomsten van metingen bij twee waarden van den druk als functie van de snelheid der electronen. Vaststelling van een aanslagkromme voor metastabiele atomen, die vrij is van een bijdrage door secundaire vorming uit photonen.

Het resultaat van twee series gecombineerde proeven met gelijk- en wisselspanning op twee achtereenvolgende dagen telkens bij 2,36 μ bar is weergegeven in fig. 21. Nadat gebleken was, dat bij dezen druk een

¹¹⁵) L. Goldberg (Astrophys. J. 90, 414 (1939)) berekent o.a. voor de serie 2^1S-n^1P overgangswaarschijnlijkheden, die slechts weinig afwijken van die van Hylleraas¹¹³).

¹¹⁶) H. M. O' Bryan, Phys. Rev. 38, 32 (1931); 44, 952 (1933).

extra-vorming van metastabiele atomen uit de resonantiestraling op-trad (§ 2) is een dergelijke reeks metingen uitgevoerd bij $0,32 \mu\text{bar}$: zie fig. 22.

Inderdaad loopt in fig. 21 bij hogere snelheden de kromme voor metastabiele atomen hoger, die voor photoeffect lager dan in fig. 22. De twee krommen voor het photoeffect hebben binnen de meetfout denzelfden vorm. Beneden 23 Volt is de bijdrage hiervan onmeetbaar klein.

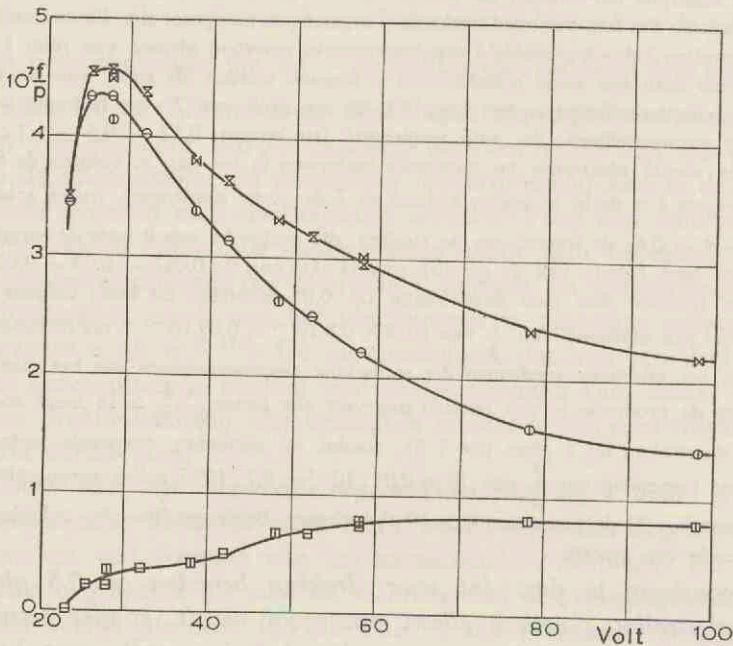


Fig. 21.

Aanslagkrommen helium.

×: totale effect $\frac{f}{p}$; ○: effect door met. atomen $\frac{f_m}{p}$; □: effect door photonen $\frac{f_s}{p}$.
 $p = 2,36 \mu\text{bar}$; $i = \text{maximaal } 3.10^{-5} \text{ A}$; $m_1 = m_2 = 6 \text{ A}$; $O = + 40 \text{ Volt}$. Uitslag-
 methode. Metingen van 17.7. (|) en 18.7.'40 (—). Geen correctiefactoren.

Wanneer aangenomen wordt, dat de secundaire vorming van metastabiele toestanden uit resonantiestraling in fig. 21 een zelfde afhankelijkheid van de electronensnelheid bezit als de aanslagkromme voor het photoeffect, kan de $\frac{f_m}{p}$ -kromme van fig. 21 gecorrigeerd worden, zoodra één punt van de gecorrigeerde kromme bekend is. In fig. 23 zijn volgens

dit recept de $\frac{f_m}{p}$ -punten van fig. 21 zoo goed mogelijk aan die van fig. 22 aangepast. Men ziet dat op deze manier beide krommen goed tot samen-vallen gebracht kunnen worden. De verkregen kromme mag beschouwd worden als de relatieve aanslagkromme voor metastabiele toestanden in helium. Zie voor de discussie van deze kromme §§ 5 en 6.

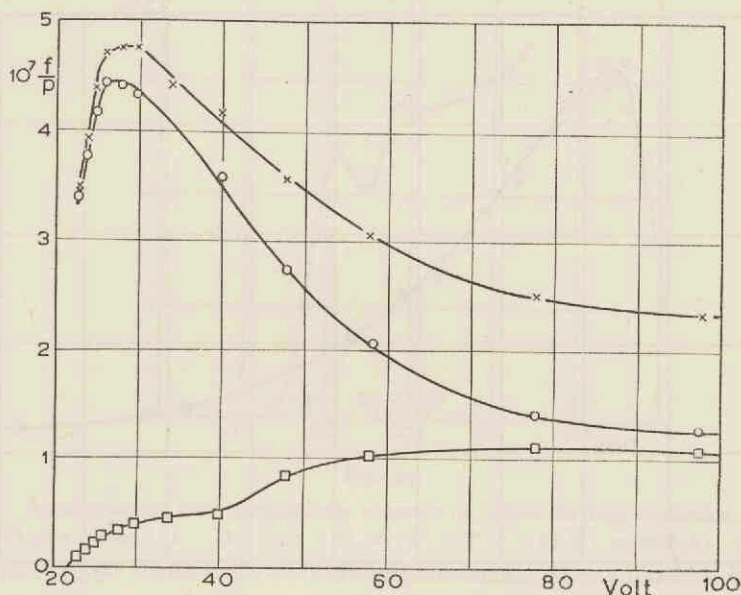


Fig. 22.

Aanslagkrommen helium.

\times : totale effect $\frac{f}{p}$; \circ : effect door met. atomen $\frac{f_m}{p}$; \square : effect door photonen $\frac{f_s}{p}$.
 $p = 0,32 \mu\text{bar}$; $i = \text{maximaal } 2,10 \cdot 10^{-5} \text{ A}$; $m_1 = m_2 = 6 \text{ A}$; $\circ = +40 \text{ Volt}$. Compensatiemethode. Meting van 10.8.'40.

§ 4. Metingen bij lage snelheden.

Inhoud. Uitkomsten van metingen bij electronensnelheden tot 23 Volt, waarbij het photonen-aandeel te verwaarlozen is. De gevoeligheid der detectiemethode staat toe de aanslagkromme zeer precies vast te leggen; twee maxima worden gevonden.

Voorloopige metingen in helium bij lage snelheden gaven weinig bijzonders te zien: het effect begon bij de aanslagspanning vrij plotseling en steeg daarna verder tot de maximumwaarde bij ca. 27 Volt. Naderhand bleek het echter mogelijk, door toepassing van een zeer lagen gloei- en bundelstroom en na verfijning van de meetmethode (invoering

van de compensatiemethode), om de homogeniteit van den electronenbundel, wat de snelheid betreft, zoo belangrijk te verbeteren dat althans twee maxima in het begin van de aanslagkromme konden worden aangetoond. De afwezigheid van photoeffect beneden 23 Volt, waardoor metingen met wisselspanning overbodig zijn, geeft hier een aangename vereenvoudiging.

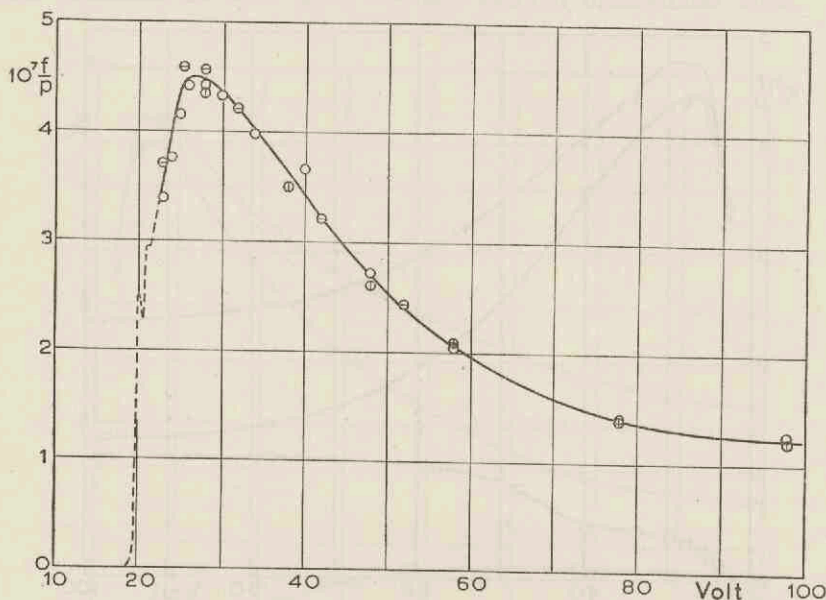


Fig. 23.

Aanslagfunctie voor metastabiele niveau's in helium $\frac{f_m}{p}$. Gegevens van de fig. 21 en 22. Ordinaten van fig. 21 na correctie (zie tekst) vermenigvuldigd met 1,07. Verloop beneden 22 Volt ontleend aan fig. 24.

Als het er om gaat het relatieve verloop bij deze lage snelheden vast te stellen, kan men met voordeel den druk iets hooger kiezen; immers, des te lager kan — bij gelijkblijvend stroom naar het plaatje P — de bundelstroom i worden gekozen. De meting van den effectieven bundelstroom mag dan wegens de te kleine vrije weglengte der electronen in den bundel met een relatieve fout behept zijn, mits deze in dit snelheidsgebied maar weinig varieert. Aangezien de totale werkzame doorsnede van He-atomen voor botsingen met electronen hier weinig verloopt, is het waarschijnlijk, dat deze voorwaarde vervuld is. Bij 5 μ bar is de vrije weglengte der electronen ca. 25 cm en het verschil tusschen gemeten bundelstroom i en effectieven bundelstroom i_{eff} vermoedelijk niet hooger dan 20%. Wegens de afwezigheid van straling treden de hiermee samenhangende complicaties niet op. Tenslotte is bij deze lage snelheden het gevaar van geladen deeltjes gering, als de potentialen in de zijbuis laag gekozen worden.

Dank zij den goeden toestand waarin de oxydkathode tijdens deze metingen verkeerde,

was het mogelijk bundelstroomen van eenige μA te krijgen, reeds wanneer een gloeiing van de kathode (in de niet verduisterde kamer) nog onzichtbaar was. In hoofdstuk III C is reeds uiteengezet, dat pas bij deze stroomsterkten de invloed van de eigen ruimtelading van den bundel verwaarloosd mag worden, terwijl ook de lage temperatuur van den gloeidraad de homogeniteit van den bundel ten goede komt.

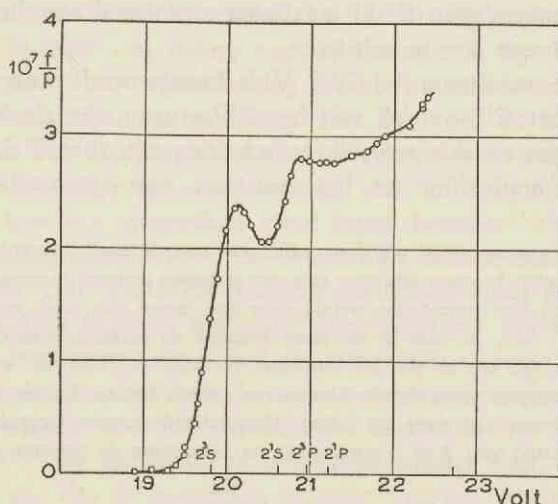


Fig. 24.

Aanslagfunctie voor metastabiele niveau's in helium bij lage snelheden.

$p = 5,45 \mu\text{bar}$; $i \approx 1.10^{-6} \text{ A}$; $P = -33 \text{ V}$, $W = T = +15 \text{ V}$; $m_1 = 6 \text{ A}$; $m_2 = 4 \text{ A}$;

$O = +40 \text{ V}$; $D_1 = D_2 = 0$. Compensatiemethode. Meting van 15.8.'40.

Wat het verloop van $\frac{f}{P}$ voorbij 22,5 Volt betreft, zij opgemerkt dat hier volgens waarnemingen van andere dagen een geleidelijke stijging optreedt tot ca. 27 Volt (vgl. ook fig. 21 en 22).

Eenige malen is een reeks waarnemingen voor het gebied der lage snelheden gedaan, waarbij de electronensnelheid met stappen van 0,1 Volt gevarieerd werd. Van de verkregen krommen is die, waarbij de maxima het duidelijkst zijn, in fig. 24 getoond. De in fig. 9 A en B weergegeven en in hoofdstuk III § 8 besproken metingen, die gedaan zijn om inlichtingen te krijgen omtrent het verschil tusschen werkelijke en afgelezen electronensnelheid, zijn de bij deze kromme behorende. De spreiding in de electronensnelheid is hier zoo gering als met de gegeven opstelling mogelijk is; volgens fig. 9 A bedraagt de halfwaardebreedte van de snelheidsverdeling slechts ca. 0,4 Volt; 50 % der electronen bevindt zich binnen een gebied van 0,25 Volt. De contactpotential (hoofdstuk III C) bedraagt volgens fig. 9 A 2,6 Volt, volgens fig. 9 B

2,8 Volt (ionisatiespanning 24,6 Volt). In fig. 24 is gerekend met een bedrag van 2,7 Volt.

Het eerste maximum komt dan bij 20,1 Volt, d.i. 0,3 Volt boven de aanslagpotentialiaal van het 2^3S -niveau te liggen; de onzekerheid in deze bedragen is $\pm 0,1$ Volt. Daar het volgende niveau eerst bij 20,6 Volt kan worden aangeslagen is dit maximum uitsluitend aan directen aanslag van het 2^3S -niveau toe te schrijven.

Het tweede maximum bij 20,9 Volt beantwoordt waarschijnlijk aan aanslag van het 2^1S - en/of van het 2^3P -niveau, die slechts 0,35 Volt van elkaar liggen en dus moeilijk te scheiden zijn (het 2^1P -niveau geeft praktisch geen aanleiding tot het ontstaan van metastabiele atomen; vgl. § 2).

Er zijn pogingen aangewend om door eliminatie van de snelheidsverdeling der electronen uit de gemeten kromme iets meer te weten te komen omtrent de ware aanslagkromme. Het blijkt echter, dat deze behandeling weinig meer kan leeren dan reeds een oppervlakkige beschouwing laat zien, nl. dat in de ware kromme de maxima, vooral het eerste, vrij aanmerkelijk verhoogd zijn en dat het minimum verlaagd is. Van de verdere gedaante laat zich weinig zeggen, want details binnen een gebied kleiner dan ca. 0,4 Volt komen in de gemeten kromme niet meer tot uiting. Verschillende soorten geprobeerde krommen konden bij aanpassing van 2 of 3 parameters na uitsmering de gemeten kromme leveren.

§ 5. Discussie der aanslagkrommen.

Inhoud. Qualitatieve discussie der gevonden krommen aan de hand van opgaven van andere auteurs. Zoowel 2^1S -atomen als 2^3S -atomen veroorzaken secundaire emissie van electronen uit het plaatje P.

Bij het beschouwen der verkregen aanslagkrommen voor metastabiele niveau's moet men in de eerste plaats in het oog houden, dat in de kooi *beide* soorten metastabiele atomen gevormd worden (vgl. § 1). In hoeverre de kansen op het vrijmaken van electronen voor de twee soorten van elkaar afwijken, is niet bekend. Theoretisch is er geen reden om aan te nemen, dat deze gelijk zijn, gezien het verschillende karakter van beide niveau's t.o.v. den grondtoestand. Wel kan uit de experimenten worden geconcludeerd, dat *beide soorten metastabiele atomen althans een meetbaren invloed hebben*, immers uit fig. 20 spreekt het optreden der singuleet-atomen, en uit het beginnen van het effect bij de aanslagspanning van het 2^3S -niveau in fig. 24 het optreden der tripletatomen.

Hooge snelheden.

De kromme voor metastabiele atomen (fig. 23) heeft een vrij scherp maximum een paar Volt boven de aanslagspanning, gevolgd door een

betrekkelijk steile daling. Deze eigenschappen zijn kenmerkend voor aanslagfuncties van het tripletsysteem volgens metingen van optische aanslagfuncties in helium door Thieme¹¹⁷⁾, Lees¹¹⁸⁾¹¹⁹⁾ e.a. (literatuur zie ^{23b)}⁵²⁾), volgens de meting van de aanslagfunctie van het metastabiele 2^3S -niveau door Woudenberg¹⁹⁾ en volgens theoretische beschouwingen van Massey en Mohr¹²⁰⁻¹²⁴⁾. Bij nadere beschouwing blijkt echter de mate van daling van de kromme in fig. 23 minder sterk te zijn dan men voor tripletaanslag uit het bestaande experimenteele en theoretische materiaal zou besluiten. Het ligt voor de hand dit toe te schrijven aan den bij hogere snelheden relatief toenemenden invloed der 2^1S -atomen. De gegevens over aanslag van het singuletsysteem wijzen nl. uit, dat hier ruw gesproken twee typen bestaan¹¹⁷⁾¹¹⁸⁾⁵²⁾:

1. De aanslagfuncties voor de $1P$ -niveau's hebben een breed maximum bij omstreeks 100 Volt. Bij hogere snelheden vindt men bijna alleen aanslag van deze (optisch met den grondtoestand combineerende) $1P$ -niveau's, in overeenstemming met de benaderingstheorie volgens Born.

2. De aanslagfuncties voor de andere singuletniveau's ($1S$, $1D$, enz.) gelijken meer op die voor de triplets; het maximum ligt echter bij een iets hogere V en de daling is belangrijk minder steil.

Het treft nu, dat de gevonden kromme voor het photoelectrische effect (fig. 21 en 22) zeer goed is voor te stellen als een superpositie van deze beide typen. Het vlakke verloop bij 60—100 Volt is dus te interpreteren als in hoofdzaak veroorzaakt door directen aanslag der $1P$ -niveau's, de verhooging bij 30 Volt als afkomstig van indirecten aanslag via $1S$ -, $1D$ -, enz. -niveau's.

Boven 65 Volt kan men nog een stijging in het photoelectrische effect verwachten door het optreden van het vonkspectrum (vgl. § 1). De metingen schijnen aan te toonen dat de bijdrage hiervan relatief onbelangrijk is.

Voor een quantitative discussie der krommen van fig. 21, 22 en 23 zij verwezen naar § 6.

Lage snelheden.

Het bestaan van een maximum in de aanslagkromme voor het 2^3S -niveau

¹¹⁷⁾ O. Thieme, Z. f. Phys. 78, 412 (1932); ^{117a)} blz. 416 fig. 6.

¹¹⁸⁾ J. H. Lees, Proc. Roy. Soc. (A) 137, 173 (1932). — ¹¹⁹⁾ H. W. B. Skinner en J. H. Lees, Proc. Roy. Soc. (A) 137, 186 (1932).

¹²⁰⁾ N. F. Mott en H. S. W. Massey: The Theory of Atomic Collisions (1933), Chap. XI.

¹²¹⁾ H. S. W. Massey en C. B. O. Mohr, Proc. Roy. Soc. (A) 132, 605 (1931).

— ¹²²⁾ *ibid.* 139, 187 (1933). — ¹²³⁾ *ibid.* 140, 613 (1933). — ¹²⁴⁾ *ibid.* 146, 880 (1934).

vlak boven de kritische spanning is sinds lang waarschijnlijk. Dymond¹²⁵⁾, Glockler¹²⁶⁾ en Maier-Leibnitz¹²⁷⁾ vonden volgens elektrische methoden een maximum resp. 0,27, 0,18 en ca. 0,4 Volt boven de aanslagspanning, maar deze getallen zijn zeer onzeker en geen van de auteurs was in staat veel verdere bijzonderheden van de aanslagfunctie in dit gebied mee te delen. De vermelde waarnemingen hebben gemeen, dat het aantoonen van het maximum min of meer indirect geschiedde, in tegenstelling tot de hier beschreven metingen.

De door de drie genoemde onderzoekers gebruikte opstellingen waren in beginsel gelijk aan die, gebruikt door Franck en Hertz e.a. bij hun welbekende onderzoekingen^{10c) 23c) 24b)}. Electronen, afkomstig van een gloeikathode, worden over een korten afstand door een potentiaalverschil V versneld en treden dan in een veldvrije ruimte (kooi). De gasdruk p is zoo hoog (van de orde van 1 mm kwik), dat de vrije weglengte der electronen klein is t.o.v. de afmetingen van deze ruimte, zoodat de beweging der electronen door een diffusievergelijking beschreven kan worden, althans wat de elastische botsingen betreft. Een deel der electronen diffundeert uit de veldvrije kooi via een plaatselijk gaasvormig deel van de begrenzing en bereikt een hier dicht achter opgestelde plaat. Tusschen kooi en plaat kan een tegenspanning U worden gebracht. Wanneer $U < V$, maar $U > V - V_0$, waarbij V_0 de aanslagpotentialiaal van het beschouwde gas is, kan de plaat wel bereikt worden door electronen met de oorspronkelijke energie V (mits ze niet te scheef loopen), maar niet door electronen die in de kooi onelastisch gebotst hebben en dus een energie V_0 hebben afgestaan. De verhouding, i , tusschen den naar de plaat loopenden stroom en den totalen stroom die van de kathode uitgaat is een functie van V , U en p . Uit metingen van deze functie worden eigenschappen van de aanslagfunctie afgeleid.

Dymond¹²⁵⁾ mat, door toepassing van een schakeling met roteerende commutatoren, rechtstreeks differenties van „stroom-spanning-krommen” of „Franck-krommen” $i(V)$ en van „tegenspanningskrommen” $i(U)$. Glockler¹²⁶⁾ mat, behalve „Franck-krommen” $i(V)$ bij $U=0$, ook „Lenard-krommen” $i(V)$ bij $U > V$, waarbij de plaatstroom dus veroorzaakt wordt door secundaire werkingen van de aangeslagen (metastabiele) He-atomen (w.o. vermoedelijk het vrijmaken van electronen uit de plaat door deze atomen). Hoewel beide schrijvers, vooral de laatste, in omvangrijke discussies tot min of meer quantitative resultaten komen, kan de conclusie, die met zekerheid uit hun metingen te trekken is, toch slechts deze zijn, dat de aanslagfunctie voor het 2^3S -niveau in helium een maximum bezit, dat ten hoogste enkele tienden Volts boven de aanslagspanning ligt.

Maier-Leibnitz¹²⁷⁾, die voortbouwde op de ervaringen van Sponer, Harries, Ramien en Seiler, komt, wat den vorm van dit maximum betreft, niet verder. Hij geeft echter een vrij betrouwbare waarde voor de absolute aanslagkans, terwijl Dymond hiervoor slechts een zeer ruwe schatting kon maken. Voorts kon tot 28 Volt de totale werkzame doorsnede voor onelastische botsingen worden bepaald. Behalve met helium zijn met neon en argon metingen gedaan.

De verbeteringen ten opzichte van de eerstgenoemde oudere metingen zijn de volgende.

1. De door M.-L. gebruikte plaatstroommen zijn veel kleiner, zoodat fouten door ruimteladingen vermeden zijn.

¹²⁵⁾ E. G. Dymond, Proc. Roy. Soc. (A) **107**, 291 (1925).

¹²⁶⁾ G. Glockler, Phys. Rev. **33**, 175 (1929).

¹²⁷⁾ H. Maier-Leibnitz, Z. f. Phys. **95**, 499 (1935).

2. Het gemiddelde aantal botsingen n dat een electron in de veldvrije ruimte ondergaat, voordat het op de plaat komt, is, door keuze van een lageren gasdruk (b.v. 0,3 mm), zoo gering geworden (b.v. 30), dat de spreiding in de energieën der electronen, die ontstaat door het energieverlies bij de elastische botsingen, te verwaarloozen is. Dit getal n kon M.-L., met behulp van gegevens over de vrije weglengte en de hoekverdeling der elastisch verstrooide electronen, vrij nauwkeurig berekenen. Bij de oudere metingen was het veel grooter (Dymond schatte $n = 400$).

3. M.-L. maakt gebruik van de benaderde „Ähnlichkeit“ van tegenspanningskrommen, d.w.z. van het feit dat, zoolang alleen elastische botsingen optreden, i bij benadering slechts een functie van $\frac{U}{V}$ en p is. De resultaten worden afgeleid uit $i(V)$ -krommen met constante $\frac{U}{V}$ (b.v. $\frac{1}{3}$); deze loopen tot de critische potentiaal vrij vlak en buigen dan naar beneden. Op deze wijze kan de richtingsverdeling der in het tegenveld tredende electronen geëlimineerd worden.

De (electrische) aanslagfuncties voor de verschillende niveau's afzonderlijk konden tot op zekere hoogte uit de gedaante der tegenspanningskrommen $i(U)$ (V als parameter) worden afgeleid, waarbij ook in zekere mate gecorrigeerd kon worden voor de spreiding in de energie der primaire electronen (halfwaardebreedte 1,0 Volt). De boven de ionisatiespanning optredende storing door de gevormde ionen kon met behulp van metingen van den ionenstroom bij $U > V$ geëlimineerd worden.

De factoren, waardoor de nauwkeurigheid begrensd wordt, zijn eensdeels te vinden in experimenteele onvolkomenheden, zooals de tamelijk breede energieverdeling der primaire electronen en kleine ruimteladingen; anderdeels zijn zij opgesloten in zekere bij de mathematische en grafische uitwerking der metingen gemaakte onderstellingen, die slechts bij benadering juist zijn.

De theoretische behandeling van den aanslag door electronen bij lage snelheden is, ook voor de eenvoudigste atomen, zeer ingewikkeld en moeilijk. De overeenkomst tusschen experiment en theorie is dan ook lang niet altijd bevredigend. Voor het gebied vlak boven een aanslagspanning is in de theoretische literatuur der laatste 15 jaren niets te vinden.

Volgens de bij hooge snelheden geldende „eerste benadering van Born“ (1926) is de aanslagwaarschijnlijkheid van een term evenredig met de optische waarschijnlijkheid voor den betrokken overgang. Aanslag van triplettoestanden uit een singulettoestand, zooals in het onderhavige geval bij helium, kan pas verklaard worden door de mogelijkheid van uitwisseling van electronen tusschen de electronengolven en het atoom in aanmerking te nemen (Oppenheimer, 1928). Naarmate de snelheid der invallende electronen geringer wordt, wordt de wisselwerking tusschen het atoomveld en de invallende en verstrooide electronengolven gecompliceerder van aard. Overigens wordt de lezer verwezen naar de artikelen van Massey en Mohr¹²⁴⁾ 28d).

Aangaande het verdere verloop der aanslagfunctie bij lage snelheden kan het volgende worden opgemerkt. Tot 22,7 Volt zijn er nog 3 andere niveau's, die kunnen worden aangeslagen, nl. 2^1S , 2^3P en 2^1P met aanslagpotentialen resp. 20,62, 20,96 en 21,22 Volt (zie fig. 19). Het laatste zal geen merkbare bijdrage aan metastabiele atomen geven (vgl. § 2). De eerste twee zijn echter moeilijk te scheiden; één ervan is of beide zijn verantwoordelijk voor het tweede maximum in fig. 24.

De experimenteele gegevens uit de literatuur zijn hier zeer schaarsch. Volgens de optische methode zijn dicht boven de aanslagspanning bij helium nog nooit details in aanslagfuncties gevonden kunnen worden, afgezien van de door Michels¹²⁸⁾ voor *alle* niveau's na een ingrijpende mathematische correctie gevonden maxima, waarvan de realiteit onwaarschijnlijk is^{28e)}.

Bij elektrische methoden is de homogeniteit van de energie der primaire electronen meestal onvoldoende in verband met het dicht bij elkaar liggen der energieniveau's.

Een tweede maximum werd eveneens door Maier-Leibnitz gevonden bij 21 Volt. Volgens Löhner¹²⁹⁾, die de onder een *vasten* hoek (14°) onelastisch verstrooide electronen mat, zou bij 22 Volt relatief weinig aanslag in 2^3P voorkomen, vergeleken met dien in 2^1S en 2^1P .

Het afwezig zijn van photoeffect in dit snelheidsgebied wijst er op, dat de aanslag der 1^1P niveau's hier relatief onbelangrijk is (ook nog als men het verschil in rendement voor de secundaire electronenemissie door metastabiele atomen en straling (§ 6) in rekening brengt). In overeenstemming hiermee is, dat Maier-Leibnitz e.a. bij metingen volgens de „Differenzenmethode” van Hertz^{28e)}^{24b)} wel knikken vonden bij 19,8, 20,6 en 22,8 Volt, maar niet bij 21,2 Volt.

De algemeene vorm der aanslagkromme voor metastabiele niveau's, ook na analyse in een triplet- en een singulet-aandeel (zie § 6), suggereert sterk, dat de (*elektrische*) *aanslagfuncties van althans een deel der triplet-niveau's, behalve een maximum binnen 1 Volt boven de aanslagspanning, bij ca. 27 Volt nog een tweede maximum hebben.* Zij zouden daarmee een vorm krijgen analoog aan dien, gevonden voor de 1^1S_0 -niveau's van Hg, Cd en Zn door Schaffernicht¹³⁰⁾ en Larché¹³¹⁾ en voor het 2^1P_1 -niveau van Hg door Seiler⁶⁵⁾ en door Schregardus¹³²⁾.

¹²⁸⁾ W. C. Michels, Phys. Rev. 36, 1362 (1930).

¹²⁹⁾ H. Löhner, Ann. d. Phys. 22, 81, (1935).

¹³⁰⁾ W. Schaffernicht, Z. f. Phys. 62, 106 (1930).

¹³¹⁾ K. Larché, Z. f. Phys. 67, 440 (1930).

¹³²⁾ M. W. F. Schregardus, proefschrift Utrecht (1936).

Voor de aanslagfunctie der s-niveau's van neon zijn de aanwijzingen voor het bestaan van twee maxima nog sterker (hfdst. VII).

§ 6. Bepaling van rendementen.

Inhoud. Met behulp van de betrouwbaarste gemeten optische aanslagfuncties en theoretische gegevens wordt de gemeten aanslagfunctie voor metastabiele toestanden gesplitst in twee deelen die op resp. 2^1S - en 2^3S -atomen betrekking hebben. Waarschijnlijkste waarden voor de verschillende werkzame doorsneden voor aanslag en rendementen voor de secundaire electronenemissie worden opgegeven.

In het volgende zal geprobeerd worden uit de gedane metingen met behulp van gegevens uit de literatuur de waarschijnlijkste absolute waarden te bepalen van de van belang zijnde werkzame doorsneden q_1 en q_3 en rendementen ζ_1 en ζ_3 , waarbij de indices $_1$ en $_3$ betrekking hebben op het metastabiele 2^1S - resp. 2^3S -niveau.

Daartoe kan formule (2) (blz. 13) met $f_m = \frac{s_m}{i_{\text{eff}}} = \frac{s_m}{i}$ geschreven worden in den vorm

$$\zeta_1 q_1(V) + \zeta_3 q_3(V) = \frac{10^{19}}{2,65 \cdot 10^{13}} \frac{1}{(I\omega)_{\text{eff}}} \frac{f_m}{p}, \dots (4)$$

waarin de q 's nu zijn uit te drukken in 10^{-19} cm^2 . Indien de druk voldoende laag is, geldt $\frac{1}{(I\omega)_{\text{eff}}} = 102$ (hfdst. III § 11) en is (4) te schrijven als

$$\zeta_1 q_1(V) + \zeta_3 q_3(V) = 3,85 \cdot 10^7 \frac{f_m}{p} \equiv z_m(V) \dots (5)$$

Het probleem is nu: 1. te onderzoeken of het mogelijk is de gemeten functie $z_m(V)$ als een lineaire combinatie van twee functies $q_1(V)$ en $q_3(V)$ voor te stellen, waarbij voor deze q 's een plausibel relatief verloop gekozen wordt; 2. hierna ζ_1 en ζ_3 te bepalen met behulp van gegevens betreffende de absolute waarde der q 's.

In het volgende zal in eerste instantie gewerkt worden met de voor „oneindig lagen” druk geldende vergelijking (5). Voor den invloed van den druk kan eventueel tenslotte nog gecorrigeerd worden.

De gegevens aangaande de q 's voor snelheden boven ca. 25 Volt laten zich verdeelen in twee groepen:

a. Gegevens van experimenteelen aard; voornamelijk metingen van optische aanslagfuncties door Thieme¹¹⁷⁾ en Lees¹¹⁸⁾. De aanslag

der belangrijke lagere niveau's waarvan geen zichtbare lijnen uitgaan kan op deze manier niet gemeten worden; op grond van het algemeen gevonden principe der gelijkvormigheid van aanslagfuncties van niveau's die tot één serie behoren¹³³⁾ kan men evenwel uit deze metingen ook hierover conclusies trekken. De gemeten optische aanslagfuncties zijn echter veelal verteekend door het optreden van secundaire processen^{119) 133)}. Ook schijnt dit het geval te zijn met de q_3 -kromme van Woudenberg¹⁹⁾. Bij de metingen van Thieme is de verteekening vermoedelijk gering; zij mogen in dit verband als het betrouwbaarst gelden.

b. Gegevens van theoretischen aard. Door Massey en Mohr^{122) 123)} zijn voor de belangrijkste heliumniveau's berekeningen uitgevoerd, die voor snelheden van 100 Volt en hoger vermoedelijk wel betrouwbaar zijn, maar speciaal beneden ca. 50 Volt geen aanspraak meer op eenige nauwkeurigheid maken.

De vraag 1. kan nu het beste opgelost worden door een aannemelijken vorm voor $q_1(V)$ te kiezen, deze functie met verschillende factoren ζ_1 vermenigvuldigd van $z_m(V)$ af te trekken, en te onderzoeken, wanneer het verschil een aannemelijken q_3 -vorm vertoont. Het blijkt nl., dat de gekozen vorm van $q_1(V)$ op de gedaante van de verschilfunctie een zeer geringen invloed heeft, doordat $q_1(V)$ minder snel met V daalt dan $z_m(V)$.

Zoals reeds uiteengezet is, kan men q_1 uit twee gedeelten opgebouwd denken, nl. 1. vanwege directen aanslag van het 2^1S -niveau een bijdrage $q_1'(V)$ en 2. vanwege indirecten aanslag via de overige singuletniveau's een bijdrage $q_1''(V)$. Voor q_1' kan de optische aanslagfunctie van 4^1S van Thieme dienen^{117a)}; die van 5^1S en 6^1S en de theoretische kromme voor 3^1S wijken hier betrekkelijk weinig van af¹³⁴⁾. Zoowel de indirecte aanslag van het 2^1S -niveau als de uitzending van resonantiephotonen geschiedt steeds via een der 1P -niveau's; voor q_1'' is daarom de in fig. 21 en 22 uitgezette gemeten aanslagkromme voor het photo-effect een goede benadering. De verhouding waarin de beide functies voor q_1' en q_1'' lineair gecombineerd moeten worden om het verloop van $q_1(V)$ te krijgen kan worden afgeleid uit de door Massey en Mohr berekende waarden voor de aanslagkansen van het 2^1S -niveau en de 1P -niveau's bij 100 Volt, met behulp van de overgangswaarschijnlijkheden van Hylleraas. Voor 2^1S bij 100 Volt geven Massey en

¹³³⁾ L. S. Ornstein en J. A. Smit, Physica, 1, 455 (1934).

¹³⁴⁾ Dit wijst er op dat bij deze optische aanslagfuncties de indirecte aanslag onbelangrijk is.

Mohr ¹²³⁾ op een werkzame doorsnede $7,6 (\times 10^{-19} \text{ cm}^2)$, zoodat

$$q_1'(100) = 7,6.$$

Voor 2^1P , 3^1P , 4^1P , 5^1P . . . bij 100 Volt berekenen deze auteurs resp. 94, 27, 10,5, 5,5 . . . ($\times 10^{-19} \text{ cm}^2$). Hieruit volgt voor $q_1''(100)$, wanneer men voor elk P-niveau de verhouding der door Hylleraas berekende overgangswaarschijnlijkheden in rekening brengt (vgl. § 2):

$$q_1''(100) = \frac{94}{1121} + \frac{27}{43} + \frac{10,5}{27} + \frac{5,5}{30} + \dots = 1,4,$$

zoodat $q_1'(100) + q_1''(100) = q_1(100) = 9,0$. Hiermee ligt de functie $q_1(V)$ vast; zie tabel II. De waarden van z_m in deze tabel zijn ontleend aan fig. 23 door de ordinaten met 3,85 te vermenigvuldigen (vergelijking (5)).

TABEL II.

V	$z_m(V)$	$q_1(V)$	$\zeta_3 q_3(V)$ (berekend met $\zeta_1 = 0,48$)	$\zeta_3 q_3(V)$ (berekend met $\zeta_1 = 0,40$)
28	17,2	13,0	11,0	12,0
32	16,1	15,2	8,8	10,0
40	13,1	14,5	6,2	7,3
50	9,7	12,8	3,6	4,6
60	7,6	11,6	2,0	3,0
80	5,3	10,0	0,5	1,3
100	4,6	9,0	0,29	1,0

Het is duidelijk, dat de verschilfunctie $\zeta_3 q_3 = z_m - \zeta_1 q_1$ des te steiler zal dalen naarmate voor ζ_1 grootere waarden worden genomen. Maximaal kan $\zeta_1 = \frac{4,6}{9,0} = 0,51$ zijn; $q_3(100)$ zou dan gelijk aan nul zijn.

Nu kan uit de elektrische metingen van Maier-Leibnitz ¹²⁷⁾ over de totale onelastische botsingsdoorsnede q bij lage snelheden een waarde voor ζ_3 worden afgeleid. Beneden 20,6 Volt nl. is er alleen aanslag van het 2^3S -niveau. Bij 20,2 Volt b.v. is volgens de metingen van Maier-Leibnitz $q = q_3 = 38 (\times 10^{-19} \text{ cm}^2)$. Uit fig. 24 en andere eigen proeven volgt, dat hier $z_m = \zeta_3 q_3 = 9$ ¹²⁶⁾, zoodat dus

$$\zeta_3 = \frac{9}{38} = 0,24.$$

¹²⁶⁾ Dit is de waarde, genomen na uitsmering van de gemeten kromme tot zij met die van M.-L. vergelijkbaar was, en na herleiding op lagen druk.

Volgens Massey en Mohr is $q_3(100) = 1,2$. Wordt nu ζ_1 zoo gekozen, dat $\zeta_3 q_3(100)$ de uit deze twee gegevens volgende waarde $0,24 \times 1,2 = 0,29$ aanneemt ($\zeta_1 = 0,48$), dan ontstaan de waarden in de vierde kolom van tabel II.

Het aldus gevonden verloop van q_3 vertoont echter een onaannemelijk steile daling met V . Dit is b.v. te beoordeelen aan de waarde van de verhouding $\frac{q_3(50)}{q_3(100)}$ die hier $\frac{3,6}{0,29} = 12$ bedraagt, maar volgens de theorie tusschen 4 en 8 moet liggen. Het theoretische verloop der q 's wordt hier nl. reeds bij goede benadering gegeven door hun asymptotisch gedrag, en dit is voor de ^3S -niveau's als V^{-2} en voor de ^3P -niveau's als V^{-3} , terwijl de bijdrage der andere niveau's onbelangrijk is ¹²⁰). Hier treedt dus een discrepantie op tusschen de verschillende gegevens. De oorzaak hiervan ligt vermoedelijk in het optreden van sporen langzame secundaire electronen in den bundel, die vooral bij hogere snelheden aanleiding geven tot een schijnbare toeneming van q_3 .

Bij hoogerem druk kunnen ook de overgangen van aanslagenergie van ^1P -niveau's naar tripletniveau's door botsing storend werken ¹¹⁹⁾ ¹²⁶⁾. Een schatting van dit effect met een effectieve werkzame doorsnede van 10^{-13} cm^2 (geschat door Skinner en Lees ¹¹⁹⁾) en met behulp van de theoretische aanslagwaarschijnelijkheden van Massey en Mohr leert, dat bij 1 μbar en 100 Volt voor elk ^1P -niveau de relatieve toeneming van q_3 slechts 1% bedraagt. De gelijkvormigheid der bij 0,005 mm door Thieme gemeten aanslagkrommen voor de ^3D -niveau's pleit er voor dat dit effect bij diens metingen slechts weinig stoorde. Dit geldt dan a fortiori voor de in fig. 22 en 23 gegeven kromme, waarbij de druk nog een factor 20 lager was.

De experimenteele waarden voor de verhouding $\frac{q(50)}{q(100)}$, die Thieme voor de verschillende tripletlijnen vindt, loopen niet veel uiteen; b.v. voor de lijn 3888 Å ($3^3\text{P}-2^3\text{S}$) is deze 4,7, voor de lijn 4713 Å ($4^3\text{S}-2^3\text{P}$): 4,2. Een vrij betrouwbare experimenteele waarde voor $\frac{q_3(50)}{q_3(100)}$ krijgt men door deze beide getallen te middelen onder inachtneming van de omstandigheid dat de ^3P -niveau's volgens de theorie in dit gebied eenige malen zoo sterk worden aangeslagen als de ^3S -niveau's ¹²³⁾ ¹²⁷⁾. Wordt in overeenstemming met de aldus gevonden waarde voor $\frac{q_3(50)}{q_3(100)} = 4,6$ voor ζ_1 de waarde 0,40 gekozen, dan worden de waarden in de vijfde kolom van tabel II gevonden. Deze waarde 0,40 van ζ_1 mag zeker als een minimumwaarde beschouwd worden.

¹²⁶⁾ W. Maurer en R. Wolf, Z. f. Phys. 92, 100 (1934).

¹²⁷⁾ De absolute bedragen die Thieme opgeeft zijn niet betrouwbaar.

In fig. 25 is de in deze paragraaf behandelde analyse van de functie $z_m(V)$ grafisch voorgesteld.

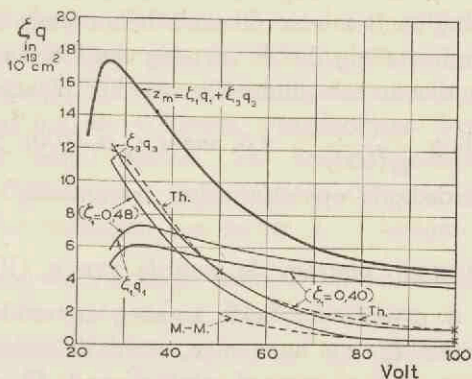


Fig. 25.

Splitting der gemeten aanslagfunctie van metastabiele niveau's in helium (fig. 23) in een singuletaandeel $z_1 q_1(V)$ en een tripletaandeel $z_3 q_3(V)$ met aangenomen $q_1(V)$ voor twee waarden van ζ_1 . (De waarschijnlijkste waarde voor ζ_3 is 0,24, afgeleid uit metingen bij lage snelheden.)

M.-M.: $z_3 q_3(V)$ als product van $\zeta_3 = 0,24$ en q_3 volgens de theorie van Massey en Mohr.

Th.: relatieve q_3 -kromme, samengesteld uit 2 optische aanslagfuncties van Thieme.

Ten overvloede moge er ter wille van de duidelijkheid nog eens op gewezen worden dat de aanslag der metastabiele niveau's in het geheel niet bijzonder bevoorrecht is boven den aanslag van andere niveau's, zoodat bij het 2^3S -niveau de rechtstreeksche aanslag slechts een kleine fractie van den totalen aanslag uitmaakt. Zoo vindt Woudenberg¹⁹⁾ voor de lijn 2^3P-2^3S (10830 Å), die het grootste gedeelte der indirecte productie van 2^3S vertegenwoordigt, bij een druk van 0,06 mm en bij 46 Volt $q = 22$. Dit getal is vermoedelijk minder dan bij de hogere tripletlijnen gestoord door overgangen door botsing van andere toestanden uit. Volgens fig. 25 is hier gevonden $4,5 < z_3 q_3(46) < 5,5$, of, als $\zeta_3 = 0,24$ gesteld wordt: $19 < q_3(46) < 23$. Men moet dus wel aannemen dat het grootste deel van de vorming van het 2^3S -niveau tot stand komt via het 2^3P -niveau.

Concludeerende kan men dus vaststellen, dat de gemeten aanslagkromme op redelijke wijze in overeenstemming gebracht kan worden met het bestaande feitenmateriaal;

dat gevonden is $\zeta_3 = 0,24$, welke waarde berust op de waarnemingen van Maier—Leibnitz¹²⁷⁾;

dat gevonden is $0,48 > \zeta_1 > 0,40$, berustende op

a. aangenomen waarden van $q_1(100)$ en $q_1(50)$:

a₁. van $q_1(100)$ uit theoretische gegevens van Massey en Mohr¹²⁸⁾ en van Hylleraas¹¹⁸⁾;

a₂. van $\frac{q_1(50)}{q_1(100)}$ ontleend aan een optische aanslagfunctie van Thieme¹¹⁷⁾, met behulp van het principe der gelijkvormigheid van aanslagfuncties van niveau's behorende tot één serie, en met de onderstelling dat de vorming van 2^1S via hogere niveau's evenredig is met het photoeffect op het plaatje;

b. de onderstelling $\frac{q_s(50)}{q_s(100)} > 4,6$, maar $\zeta_s q_s(100) > 0,24 \times 1,2$;

c. de in § 2 verdedigde opvatting dat „secundaire” 2^1S -atomen afwezig zijn.

Speciaal de aanname a₁. omtrent de waarde van $q_1(100)$ is van belang.

Wanneer men a priori voor beide soorten metastabiele atomen een even groot rendement ζ_m zou aannemen, wordt de onderlinge aanpassing der verschillende gegevens uiteraard minder goed. De waarschijnlijkste waarde voor ζ_m zal dan liggen tusschen 0,24 en 0,40.

Ook voor het photoelectrische rendement van de werkzame resonantiestraling kan een schatting gegeven worden. Analoot met (5) zij een grootheid ζ_s gedefinieerd door de vergelijking:

$$\zeta_s q_s(V) = 3,85 \cdot 10^7 \frac{f_s}{p} \equiv z_s(V), \quad \dots \dots \dots (6)$$

waarin q_s is de werkzame doorsnede voor botsingen voerend tot de emissie van een resonantiephoton. De met behulp van (6) uit q_s en z_s bij niet zeer lagen druk bepaalde waarde van ζ_s stelt voor het aantal photoelectronen van P, gedeeld door het aantal resonantiephotonen gevormd over $(l\omega)_{\text{eff}} = \frac{1}{102}$ cm van den bundel, een grootheid die ten gevolge van de absorptie onderweg van den druk p zal afhangen en bovendien nog van V voorzoover de verschillende ^1P -niveau's verschillende relatieve aanslagfuncties hebben. Deze laatste afhankelijkheid kan hier echter buiten beschouwing worden gelaten, daar zij voornamelijk van belang zal zijn voor de allerlaagste snelheden. Voor zeer lage drukken zal ζ_s naderen tot het echte photoelectrische rendement, aangenomen, dat het in de richting van P uitgestraalde breukdeel der photonen gelijk is aan $\frac{1}{4\pi}$ maal de ruimtehoek waaronder P van A uit gezien wordt.

Voor q_s zal de som der door Massey en Mohr¹²⁸⁾ berekende

waarden voor de 1P -niveau's bij 100 Volt een vrij betrouwbare waarde geven: $q_s(100) = 142$ ¹³⁸⁾; volgens fig. 20 is bij 1 μ bar $z_s(100) \approx z_s(98) = 3,7$; uit deze twee gegevens volgt $\zeta_s = 0,026$. Een extrapolatie naar druk nul in fig. 20 geeft $z_s(100) \approx 12$ en dus $\zeta_s = 0,08$.

Dit vrij hoge bedrag is van dezelfde orde van grootte als de uitkomsten van Kenty ¹³⁹⁾ voor verschillende metaaloppervlakken. Deze onderzoeker vond b.v. de volgende waarden van het photoelectrische rendement voor resp. helium- en neon-resonantiestraling: schoon wolfram 0,05—0,02, schoon nikkel 0,044—0,16; in niet ontgasten toestand werden deze bedragen een factor 2—3 hoger.

Tenslotte zij nog de volgende controle op de verschillende ingevoerde en berekende getallen meegedeeld. Bij 28 Volt kan de som der uit deze getallen afgeleide waarden van q_1 , q_3 en q_s vergeleken worden met de waarde 102 door Maier-Leibnitz voor de totale werkzame doorsnede van onelastische botsingen bij deze (zijn hoogste) snelheid gevonden. Volgens tabel II is $q_1(28) = 13$ gerekend, terwijl met $\zeta_1 = 0,40$ resp. 0,48 voor $q_3(28)$ de waarde 50 resp. 46 zou gelden. Gezien de relatieve aanslagfunctie voor het photoeffect (fig. 21 en 22) volgt uit de waarde van Massey en Mohr voor $q_s(100) = 142$ dat $q_s(28) = 46$. De som der drie termen wordt 109 resp. 105, in bevredigende overeenstemming met het resultaat van Maier-Leibnitz. Als in aanmerking wordt genomen dat de theoretische waarde van $q_s(100)$ vermoedelijk iets te hoog is ¹²³⁾ kan het nog optredende verschil verklaard worden.

¹³⁸⁾ De correctie ten gevolge van de vorming van 2^1S -atomen (berekening van q_1'' : zie boven) is hierbij onbelangrijk.

De bijdrage der vonklijnen is hier verwaarloosd. Dit wordt nog gerechtvaardigd door een ruwe schatting van de op deze lijnen betrekking hebbende werkzame doorsnede met behulp van de door Thieme ¹¹⁷⁾ gemeten aanslagkans voor de vonklijn 4686 Å, gecombineerd met de bekende overgangswaarschijnlijkheden in het He^+ -ion (vgl. ⁹⁶⁾ tabel 18b). Verder wijzen berekeningen van Massey en Mohr (Proc. Camb. Phil. Soc. 31, 604 (1935)) uit, dat de aanslag der discrete niveau's met beide electronen in een hooger toestand betrekkelijk gering is.

¹³⁹⁾ C. Kenty, Phys. Rev. 44, 891 (1933).

HOOFDSTUK VII.

METINGEN MET NEON.

§ 1. Inleiding.

Inhoud. Ook voor neon leidt bij aanslag een deel der botsingen tot het ontstaan van metastabiele atomen en het overige deel tot het ontstaan van photoelectricisch werkzame photonen. De in het geval van helium voorkomende stijging van het breukdeel der metastabiele atomen ten koste van dat der photonen bij hoogerem druk treedt hier echter niet op.

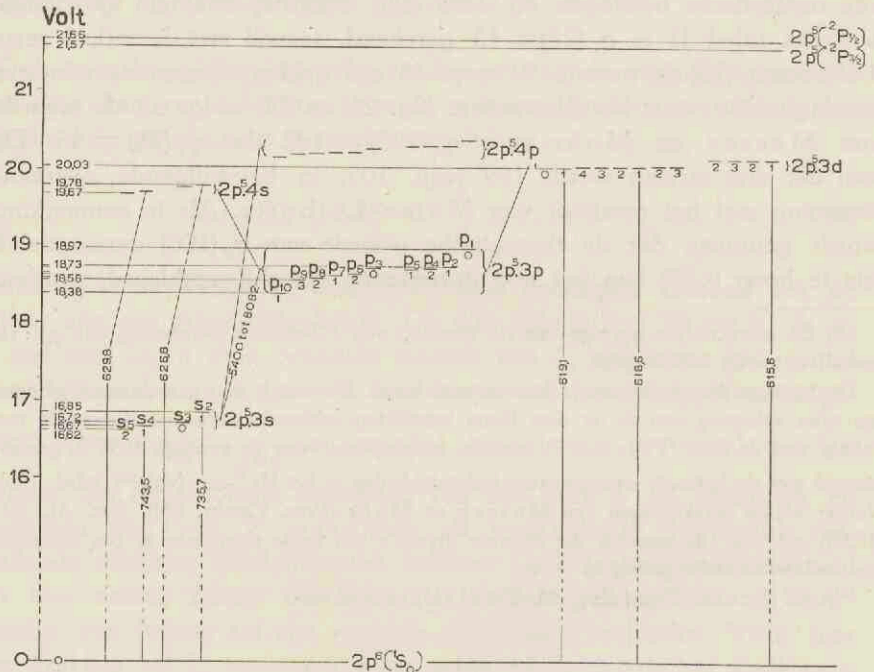


Fig. 26.

Niveauschema voor het neonatoom (Ne I). De cijfers onder de niveaustreepjes geven de betreffende waarden van het quantumgetal j aan. Geoorloofd zijn al die overgangen tusschen de p - en de s -niveaus, waarvoor de verandering in j gelijk is aan 0 of ± 1 ($0 \rightarrow 0$ is verboden). De aangegeven termwaarden in Volts zijn uit de optische gegevens berekend volgens de formule V (in Volts) = $12400 \lambda^{-1}$ (in \AA^{-1}).

In fig. 26 is een vereenvoudigd niveauschema voor het neonatoom gegeven ¹⁴⁰⁾.

Evenals helium is neon gekenmerkt door een hoge waarde van de eerste aanslagspanning en een ongeveer 5 Volt hierboven liggende ionisatiespanning, wat ook hier tot uiting komt in het bestaan van een spectrum in het verre ultraviolet waarbij de grondtoestand wel is betrokken en een langgolvig spectrum boven 2500 Å waarbij dit niet het geval is. Evenals bij helium zal uitsluitend het eerste spectrum werkzaam zijn op het plaatje P (fig. 1).

Van een bestaan van twee streng gescheiden termsystemen is hier evenwel geen sprake. In het niveauschema volgt boven den grondtoestand ($2p^6\ ^1S_0$) eerst een groep van 4 niveau's bij ongeveer 16,6 — 16,8 Volt, in navolging van Paschen met de symbolen s_5 , s_4 , s_3 en s_2 aangeduid. Hiervan zijn s_5 en s_3 de twee metastabiele neontoestanden, zooals werd aangetoond door absorptiemetingen van Meissner c.s. en bevestigd door levensduurmetingen van Meissner c.s. en Dorgelo c.s. ^{10g)}. De s_5 -toestand van neon is van alle metastabiele toestanden het meest onderzocht ^{10g)}. De toestanden s_4 en s_2 combineren met den grondtoestand onder uitzending van de resonantielijnen 743,5 Å en 735,7 Å ¹⁴¹⁾ ¹⁴²⁾.

Op de groep der s-niveau's volgt een betrekkelijk nauwe groep van 10 niveau's bij 18,4—18,9 Volt, aangeduid met p_{10} tot en met p_1 . Tusschen beide genoemde groepen bestaan ongeveer 30 mogelijkheden van overgang, die aanleiding geven tot het hoofdbestanddeel van het bekende orangerooie neonlicht. De p-niveau's combineren niet met den grondtoestand, zoodat aanslag van een dezer niveau's leidt tot een terugvallen op een der s-niveau's, waardoor of een metastabiel atoom, of een photon van een der beide resonantielijnen ontstaat. Dezelfde mogelijkheden bestaan bij aanslag van een der overige niveau's, die boven 19,7 Volt liggen, maar bovendien voor een deel rechtstreeks met den grondtoe-

¹⁴⁰⁾ Zie L. Pauling en S. Goudsmit: *The Structure of Line Spectra* (1930) blz. 252; R. F. Bacher en S. Goudsmit: *Atomic Energy States* (1932) blz. 312.

¹⁴¹⁾ G. Hertz, *Physica* 5, 189 (1925).

¹⁴²⁾ De niveau's s_5 , s_4 , s_3 en s_2 worden volgens Hund met resp. 3P_2 , 3P_1 , 3P_0 en 1P_1 aangeduid. Deze notatie is gebaseerd op het koppelingsschema van Russell en Saunders, dat in zeer goede benadering geldt voor het heliumatoom, echter niet voor het neonatoom (vgl. b.v. E. U. Condon en G. H. Shortley: *The Theory of Atomic Spectra* (1935) blz. 301 e.v.). Zoo zou volgens dit schema de lijn 743,5 Å, die van s_4 uitgaat, verboden zijn. In werkelijkheid treedt deze lijn wel degelijk op; volgens de theorie onderscheidt zij zich van de lijn 735,7 Å slechts door een 13 maal kleinere overgangswaarschijnlijkheid (G. H. Shortley, *Phys. Rev.* 47, 299 (1935)).

stand kunnen combineeren, wat aanleiding geeft tot photonen van 570—630 Å¹⁰⁴⁾. De ionisatiespanning is 21,6 Volt.

De vraag doet zich nu voor of de bij helium optredende extra-productie van metastabiele atomen door absorptie van ultraviolette straling ook hier zal voorkomen. Daar de beide resonantielijnen 743,5 en 735,7 Å echt¹⁰⁶⁾ zijn zal de straling hiervan alleen verstrooid kunnen worden. De meer kortgolfige met den grondtoestand combineerende lijnen zullen in beginsel wel tot secundaire metastabiele atomen aanleiding kunnen geven. Het is evenwel onwaarschijnlijk dat dit verschijnsel in merkbare mate optreedt, omdat deze lijnen veel zwakker worden aangeslagen dan de twee eerstgenoemde lijnen (vgl. ¹⁴³⁾ ¹⁵²⁾) en omdat bovendien in het algemeen de oscillatorsterkte, dus ook het absorberend vermogen, met stijgende ligging van het bovenniveau snel afneemt. Er is dus op deze wijze geen omzetting van ultraviolette stralingsenergie in metastabiele toestanden te verwachten.

Tusschen 48 en 62 Volt liggen de aanslagpotentialen van de lijnen, die behooren tot het spectrum van het eenmaal geïoniseerde atoom (Ne II-spectrum)¹⁰⁷⁾ ¹⁴⁴⁾. Deze vonklijnen liggen, evenals bij helium, voor een groot deel in het verre ultraviolet; aangetoond zijn een aantal lijnen tusschen 463 en 353 Å.

Ook in het geval van neon behoeft geen vrees te bestaan dat de levensduren der metastabiele atomen door de in de buis aanwezige zwakke elektrische en magnetische velden zoodanig bekort zouden worden, dat zij vergelijkbaar zouden worden met den tijd dien de neonatomen gebruiken om den weg van kooi K naar plaatje P af te leggen ($6 \cdot 10^{-5}$ sec.). Door een electrisch veld van 1000 Volt/cm b.v. zal de emissiewaarschijnlijkheid voor zoowel s_3 als s_5 van de orde 10^{-7} maal die voor s_4 (vgl. ^{95b)}), dus van de orde 10 sec.⁻¹ worden. — Overgangen der metastabiele toestanden in naburige s-toestanden door botsing met een normaal atoom zijn niet van belang, daar de kans op dit proces, betrokken op de gaskinetische doorsnede, voor s_5 van de orde 10^{-4} is ¹⁰⁹⁾, en ook voor s_3 zeer klein t.o.v. 1 gesteld kan worden.

§ 2. Metingen met variatie van den druk.

Om de afwezigheid van de in § 1 genoemde compliceerende extra-vorming van metastabiele atomen aan te toonen zijn eenige metingen met variatie van den druk gedaan. Een voorbeeld geeft fig. 27. Er zijn geen bijzondere verschijnselen waar te nemen; de systematische afwijking van $\frac{f_m}{P}$ naar beneden bij toenemenden druk kan gemakkelijk verklaard worden in verband met de afnemende vrije weglengte der metastabiele

¹⁴³⁾ L. C. van Atta, Phys. Rev. 38, 876 (1931).

¹⁴⁴⁾ M. J. Druyvesteyn, Z. f. Phys. 62, 764 (1930).

atomen; voor normale atomen is deze bij 1 μbar ongeveer 12 cm¹⁴⁵).

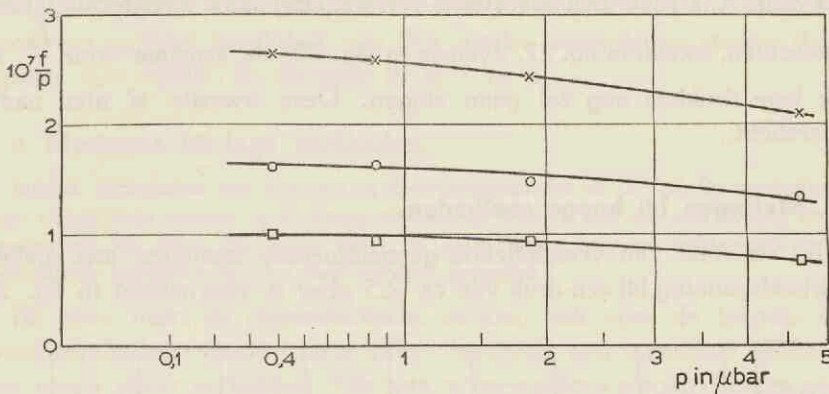


Fig. 27.

Het gemeten effect in neon gedeeld door den druk p , als functie van den druk p .

X: totale effect $\frac{f}{p}$; O: effect door met. atomen $\frac{f_m}{p}$; \square effect door photonen $\frac{f_s}{p}$.
 $V = 27,7$ Volt; $i \approx 1 \cdot 10^{-5}$ A; $W = +15$ V; $P = -33$ V; $m_1 = m_3 = 6A$. Compensatiemethode. Meting van 28.10.'40.

Het betrekkelijk vlakke verloop van de kromme voor het photo-effect $\frac{f_s}{p}$ als functie van p suggereert, dat de invloed van verstrooiing onbelangrijk is. Uit metingen van Schütz en Schillbach¹⁴⁶ over de natuurlijke breedte van zichtbare neonlijnen in de positieve zuil kan echter afgeleid worden dat de s_3 -lijn 735,7 Å in neon nog sterker zal worden geabsorbeerd dan de heliumlijn 584,4 Å in helium van denzelfden druk. Voor de s_4 -lijn 743,5 Å zal volgens deze metingen de absorptie belangrijk minder zijn, zooals ook theoretisch te verwachten is (vgl. ¹⁴²)).

De natuurlijke breedte van een spectraallijn wordt bepaald door de som van de reciproke levensduren van boven- en onderniveau (Weisskopf en Wigner). Daar de reciproke levensduur voor een metastabiel niveau zeer klein is, volgt de levensduur van het s_2 -niveau uit het verschil der natuurlijke breedten voor twee neonlijnen met gemeenschappelijk boven-(p-)niveau, waarvan de eene naar het s_2 -niveau en de andere b.v. naar het metastabiele s_3 -niveau gaat. Op deze wijze is de oscillatorsterkte voor de lijn 735,7 Å te schatten. Schütz en Schillbach vinden hiervoor 0,2 ($\pm 0,1$). Voor de s_4 -lijn 743,5 Å bleek de oscillatorsterkte te klein om langs dezen weg gemeten te kunnen worden.

Voor de van hogere niveau's uitgaande ultraviolette lijnen zal de absorptie betrekkelijk laag zijn, terwijl deze voor evt. vonklijnen geheel afwezig is.

¹⁴⁵) Zie b.v. K. F. Herzfeld. Handb. d. Physik, bd. 22 (1926), tab. 8 en 13.

¹⁴⁶) W. Schütz en H. Schillbach, Ann, d. Phys. 18, 705-721-746 (1933).

Uit het voorgaande volgt dat men althans voor de lijn 735,7 Å bij een druk van ca. 1 μ bar een merkbare verzwakking door verstrooiing moet verwachten, zoodat in fig. 27, evenals in fig. 20, de kromme voor $\frac{f_s}{p}$ bij zeer lage drukken nog zal gaan stijgen. Deze kwestie is niet nader onderzocht.

§ 3. Metingen bij hoge snelheden.

Het resultaat van verschillende gecombineerde metingen met gelijk- en wisselspanning bij een druk van ca. 2,5 μ bar is voorgesteld in fig. 28.

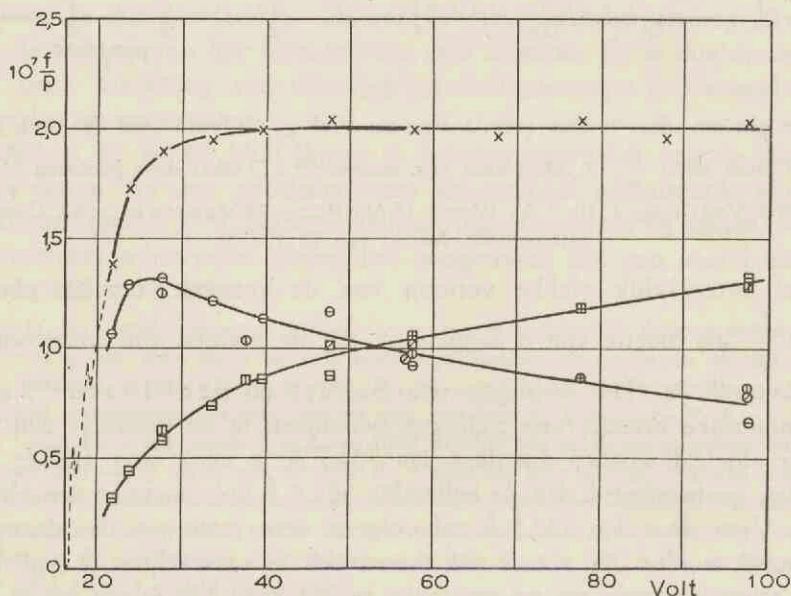


Fig. 28.

Aanslagkrommen neon.

×: totale effect $\frac{f}{p}$; ○: effect door met. atomen $\frac{f_m}{p}$; □: effect door photonen $\frac{f_s}{p}$.

$p = \text{ca. } 2,5 \mu\text{bar}$; $i = \text{maximaal } 6 \cdot 10^{-5} \text{ A}$; $m_1 = m_2 = 6 \text{ A}$.

Beide meetmethoden. Metingen van 13.11.(-), 26.10.(|) en 11.12.'40 (/). Correctiefactoren (vgl. hoofdstuk V § 5) voor met. at. resp. 1,00, 0,80 en 1,03; voor phot. 1,00, 0,87 en 0,89. Totale effect van 13.11.'40.

Evenals bij helium (fig. 21—23) vertoont de kromme voor metastabiele toestanden reeds bij een vrij lage electronenenergie een maximum, terwijl het photoeffect in het bestudeerde gebied met V toeneemt. Het

totale effect hangt toevalligerwijze boven 30 Volt bijna niet van V af. Over het geheele snelheidsgebied vormt de photoelectrische stroom bij neon een grooter breukdeel van den totalen secundairen stroom dan bij helium. Zie verder de discussie in §§ 5 en 6.

§ 4. Metingen bij lage snelheden.

Inhoud. Uitkomsten van metingen bij electronensnelheden tot 22 Volt. De aanslagfuncties voor metastabiele atomen en photonen afzonderlijk kunnen niet zoo nauwkeurig bepaald worden als die voor het totale effect. In de krommen voor het totale effect en voor metastabiele toestanden worden twee maxima gevonden.

Bij neon blijkt de photoelectrische stroom, ook voor de laagste electronensnelheden waarbij een effect optreedt, een meetbaar aandeel in het totale effect te hebben. Dit was te verwachten wegens het ten naaste bij samenvallen der metastabiele s_3 - en s_5 -niveau's met de „stralende” s_2 - en s_4 -niveau's (fig. 26). De krommen voor het totale effect — met gelijkspanning — konden voor neon met ongeveer dezelfde nauwkeurigheid worden gemeten als voor helium. Bij de wisselspanningsproeven echter was het wegens de negatieve potentiaal van het diafragma D_2 noodzakelijk den stroom door de gloeikathode iets te verhoogen om een voldoende sterken bundelstroom te houden, wat tot uiting kwam in een iets bredere snelheidsverdeling der electronen. Daardoor kon de detailstructuur in de aanslagkrommen voor metastabiele atomen en photoeffect afzonderlijk niet zoo scherp worden vastgesteld als die in de kromme voor de som van beide verschijnselen.

Fig. 29 geeft een kromme van het totale effect, als resultaat van één meetreeks, analoog met fig. 24. De halfwaardebreedte der snelheidsverdeling der electronen bedroeg hier 0,35 Volt, 50% bevond zich binnen een gebied van 0,2 Volt. De correctie op de afgelezen electronensnelheid bedroeg volgens de directe methode 2,55 Volt, uit het begin der ionisatie 2,85 Volt. Toegepast is een correctie van 2,7 Volt.

Er zijn twee duidelijk uitgesproken maxima. Het eerste bij 17,0 Volt bevindt zich vlak achter de aanslagspanningen der s -niveau's (16,6—16,8 Volt). Het tweede bij 18,7 Volt valt binnen het gebied van de aanslagpotentialen der p -niveau's (18,4—18,9 Volt) en wordt dus naar alle waarschijnlijkheid door aanslag van deze p -niveau's veroorzaakt. Verder is het verloop der kromme min of meer glad, zooals metingen van andere dagen aantoonde; bij ca. 20,0 Volt treedt nog een nauwelijks merkbare oneffenheid in de kromme op.

Op de vraag in hoeverre de gevonden details veroorzaakt worden door aanslag van de metastabiele, of van de stralende niveau's, of van

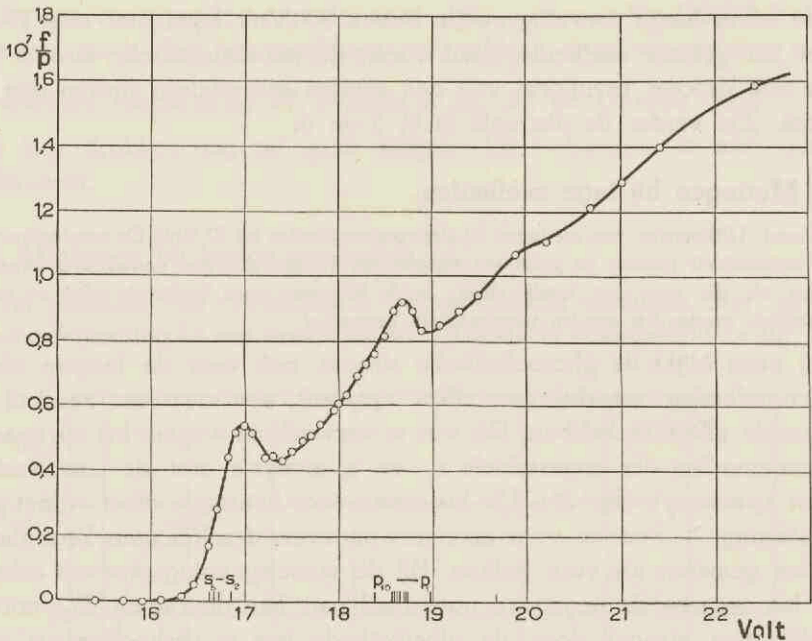


Fig. 29.

Aanslagkromme in neon bij lage snelheden: totale effect $\frac{f}{p}$ (proef met gelijkspanning).
 $p = 4,4 \mu\text{bar}$; $i \approx 5 \cdot 10^{-6} \text{ A}$; $P = -33 \text{ V}$; $W = T + 15 \text{ V}$; $m_1 = m_2 = 6 \text{ A}$; $O = +40 \text{ V}$; $D_1 = D_2 = 0$. Compensatiemethode. Meting van 2.11.'40.

beide, kan door de gedane wisselspanningsproeven geen duidelijk antwoord worden gegeven, daar de maxima hierbij aanmerkelijk zijn vervaagd. Om een indruk te geven omtrent de in dit snelheidsgebied minder nauwkeurige wisselspanningsmetingen zijn in fig. 30 de resultaten van verschillende meetreeksen op dezelfde manier als voor fig. 28 gedaan was (§ 3) gecombineerd. Wegens den veranderden gloeistroom is het niet juist de gevonden waarden van den factor ϑ te combineren met de resultaten der gelijkspanningsproeven b.v. van fig. 29. Als maat voor het totale effect is de gemeten stroom bij lage frequentie en phaseverschil 0° genomen.

Uit fig. 30 kan besloten worden dat beide maxima ook in de aanslagkromme voor metastabiele niveau's optreden; voor de kromme van het photoeffect is dit niet zeker. Het algemeene verloop van beide krommen is overigens gelijksoortig; ϑ is in dit gebied weinig veranderlijk met de snelheid en bedraagt 0,7—0,8.

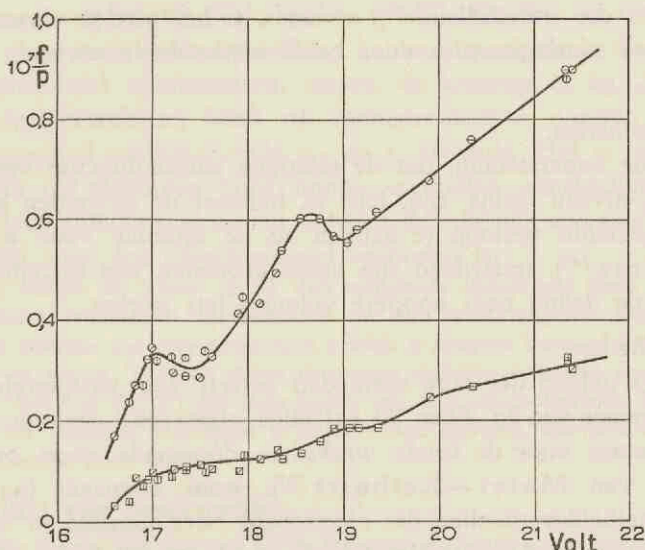


Fig. 30.

Aanslagkrommen in neon bij lage snelheden.

O: effect door met. atomen $\frac{f_m}{P}$; □: effect door photonen $\frac{f_s}{P}$ (proeven met wisselspanning).
 $p = \text{ca. } 4,2 \text{ } \mu\text{bar}$; $i \approx 5 \cdot 10^{-6} \text{ A}$; $P = -24 \text{ V}$, $W = +15 \text{ V}$, $m_1 = m_2 = 6 \text{ A}$; $O = +40 \text{ V}$; $D_1 = 0$. Compensatiemethode. Metingen van 12.11.(-), 6.11.(/) en 27.11.'40 (|)
 Correctiefactoren voor met. atomen resp. 1,00, 1,04 en 0,98; voor phot. 1,00, 0,85 en 1,02.

§ 5. Discussie der aanslagkrommen.

Inhoud. Qualitatieve discussie der gevonden krommen aan de hand van opgaven van andere auteurs.

Omdat bij neon, evenals bij helium, twee metastabiele toestanden voorkomen, moet ook hier de gevonden aanslagfunctie voor metastabiele niveau's opgevat worden als de som van twee functies die betrekking hebben op beide niveau's afzonderlijk.

Uit de vele emissiemetingen, die in het zichtbare neonspectrum gedaan zijn, kan men zich wel een vrij goed beeld vormen van de indirecte toestandkoming van elk s-niveau via de p-niveau's, maar zij leveren geen gegevens over den rechtstreekschen aanslag van de s-niveau's. Ook het principe der gelijkvormigheid van aanslagfuncties van gelijksoortige termen kan hiertoe niet helpen, terwijl theoretische gegevens ontbreken. Om deze redenen is een analyse van de aanslagfunctie voor metastabiele niveau's hier onmogelijk. Omdat echter beide termen s_3 en s_5 tot één multiplet behoren en gezien ook de weinige verscheidenheid in de optische aan-

slagfuncties der verschillende p-niveau's, is het niet te verwachten dat de relatieve aanslagfuncties voor beide metastabiele niveau's veel uiteenloopen.

Hooge snelheden.

Indien de onderstelling, dat de relatieve aanslagfuncties voor het s_3 - en het s_5 -niveau gelijk zijn, juist is, behoort de gevonden kromme in fig. 28 hetzelfde verloop te hebben als de kromme voor s_5 gemeten door Milatz¹⁴⁷⁾. Inderdaad zijn beide krommen van hetzelfde type; in fig. 28 is de daling naar hoogere voltages iets sterker.

Lage snelheden.

Wat het gebied der lage snelheden betreft kan vastgesteld worden dat de krommen van fig. 29 en 30 hetzelfde algemeene verloop vertoonen als de kromme voor de totale werkzame doorsnede voor onelastische botsingen van Maier—Leibnitz¹²⁷⁾, waar eveneens (na correctie voor de snelheidsverdeling der electronen) twee maxima in voorkomen bij ca. 17,0 en 18,8 Volt. Het feit dat de krommen in fig. 29 en 30 na haar eerste maximum bij 17,0 Volt een minimum hebben en weer beginnen te stijgen nog *beneden* de aanslagspanningen der p-niveau's, demonstreert duidelijk dat de functie die betrekking heeft op den rechtstreekschen aanslag van het s_3 - en het s_5 -niveau samen, behalve het maximum bij 17,0 Volt, nog een tweede maximum moet hebben. Immers, alle aanslagfuncties krijgen bij voldoende hooge snelheden een dalend verloop. Hoogst waarschijnlijk moet men voor *elk* der beide metastabiele niveau's een verloop met twee maxima aannemen. Dergelijke tweetoppige aanslagfuncties zijn ook in enkele andere gevallen gevonden (vgl. hfdst. VI, § 5 slot). Bij de p-niveau's is het gedrag waarschijnlijk analoog.

Gedurende enkele jaren heeft de opvatting bestaan dat voor electronen met lage snelheden de aanslag der s-niveau's zeer weinig zou optreden, vergeleken met dien der p-niveau's^{10f) 11)}. Deze conclusie, die getrokken was uit eenige waarnemingen op het gebied der gasontladingen, werd op grond van de resultaten van Maier—Leibnitz¹²⁷⁾ in 1937 herroepen¹⁴⁸⁾. Ook de vorm der in fig. 29 en 30 gevonden aanslagkrommen is klaarblijkelijk in strijd met deze oude opvatting, en wel nog duidelijker dan de gedaante der krommen van Maier—Leibnitz dat is.

Photoeffect.

De vorm der kromme voor het photoeffect in fig. 28 wijkt af van die van de tot nu toe voor neon gemeten optische aanslagfuncties, die

¹⁴⁷⁾ J. M. W. Milatz, proefschrift Utrecht (1937).

¹⁴⁸⁾ A. A. Kruithof en F. M. Penning, *Physica* 4, 430 (1937) noot blz. 438.

alle maxima beneden 60 Volt hebben ¹⁴⁹⁾ ¹⁵⁰⁾. Dit was te verwachten, aangezien deze laatste alle betrekking hebben op niveau's die niet met den grondtoestand combineeren, terwijl de kromme in fig. 28 althans voor een deel betrekking heeft op rechtstreekschen aanslag der met den grondtoestand combineerende s_3 - en s_4 -niveau's. Het is immers bekend, dat in het algemeen voor hooge snelheden aanslagfuncties van de laatste soort minder snel tot nul naderen, dan die van niveau's waarvoor de overgang naar den grondtoestand verboden is.

Bovendien hebben de boven ca. 50 Volt optredende ultraviolette lijnen van het geïoniseerde atoom (vonklijnen) waarschijnlijk tot 100 Volt stijgende aanslagfuncties. Hoe groot de bijdrage van deze lijnen is, is moeilijk te schatten. Vermoedelijk is ze relatief grooter dan bij helium; hiervoor pleiten de geringe drukafhankelijkheid van het photo-effect bij 98 Volt (vgl. fig. 27), het lager liggen van de aanslagpotentialen, benevens het feit dat in het algemeen vonklijnen in sterkere mate optreden, naarmate men met een zwaarder element te doen heeft.

§ 6. Bepaling van rendementen.

Inhoud. Met behulp van gegevens uit de literatuur worden de waarschijnlijkste waarden van de werkzame doorsneden voor aanslag en de rendementen voor de secundaire electronen-emissie afgeleid. Aangenomen wordt, dat de aanslag van het s_3 - en het s_5 -niveau in de verhouding 1 : 5 plaats vindt; argumenten hiervoor worden aangevoerd:

- de indirecte gedeelten van de werkzame doorsneden q_3 en q_5 voor aanslag van resp. het s_3 - en het s_5 niveau zijn (bij 35 Volt) niet grooter dan $\frac{1}{3}$ van het geheel, en verhouden zich als 1 : 4;
- voor de directe gedeelten kan men op grond van analogieoverwegingen aannemen, dat zij zich als de statistische gewichten 1 : 5 verhouden.

In het geval van neon veroorloven de weinige beschikbare gegevens slechts een ruwe schatting der rendementen.

Men kan in plaats van (5) (hoofdstuk VI § 6) schrijven:

$$z_m(V) \equiv 3,85 \cdot 10^7 \frac{f_m}{p} = \zeta_3 q_3(V) + \zeta_5 q_5(V) = \zeta_m q_m(V) \quad (5a)$$

waarbij de indices 3 , 5 en m betrekking hebben op resp. de s_3 -atomen, de s_5 -atomen en beide tezamen, zoodat $q_m = q_3 + q_5$, terwijl ζ_m een gemiddeld rendement voorstelt, dat onafhankelijk van V is, indien $q_3(V)$ en $q_5(V)$ hetzelfde relatieve verloop hebben.

Eerste schatting.

De absorptiemetingen van Milatz ¹⁴⁷⁾ leveren relatieve waarden voor $q_5(V)$. Onder gebruikmaking van verschillende gegevens worden bovendien de absolute waarden geschat; bij 35 Volt wordt opgegeven

¹⁴⁹⁾ W. Hanle, Z. f. Phys. 65, 512 (1930).

¹⁵⁰⁾ J. M. W. Milatz en J. P. M. Woudenberg, Physica 7, 697 (1940).

$q_5 = 33 (\times 10^{-19} \text{ cm}^3)^{151}$). De grootte van $q_8(V)$ is volgens deze methode nog niet gemeten.

Volgens fig. 28 is bij 35 Volt $z_m = 3,85 \times 1,2 = 4,6$. Wanneer in (5a) $\zeta_3 q_3 = 0$ en $q_5 = 33$ gesteld wordt, volgt hieruit een maximumwaarde voor $\zeta_5: \frac{4,6}{33} = 0,14$. Wanneer men aanneemt, dat $q_8 = \frac{1}{5} q_5$, dus dat de aanslag van het s_8 -niveau $\frac{1}{5}$ maal zoo dikwijls plaats heeft als die van het s_5 -niveau, wordt $q_8 = \frac{1}{5} \times 33 = 7$, dus $q_m = 40$, en vindt men voor het gemiddelde rendement:

$$\zeta_m = \frac{z_m}{q_m} = \frac{4,6}{40} = 0,11.$$

Argumenten voor de stelling $q_8 = \frac{1}{5} q_5$ worden in het onderstaande naar voren gebracht.

Over die *gedeelten* van q_8 en q_5 , welke betrekking hebben op *indirecten* aanslag van het s_8 - en het s_5 -niveau via de p-niveau's, worden gegevens geleverd door verscheidene optische metingen aangaande de zichtbare p—s-neonlijnen. Herrmann¹⁵²⁾ heeft bij een druk van 0,05 mm voor 8 van de 12 op s_8 en s_5 uitkomende lijnen de absolute werkzame doorsnede bij 35 Volt bepaald. De waarden van de niet gemeten lijnen kunnen uit die van de wel gemeten lijnen met zelfde bovenniveau worden afgeleid met behulp van gegevens over relatieve overgangswaarschijnlijkheden van Ladenburg en Levy¹⁵³⁾ en van Garbuny¹⁵⁴⁾. Deze overgangswaarschijnlijkheden zijn bepaald met behulp van emissiemetingen in de positieve zuil, waarbij in beide onderzoeken gecorrigeerd is voor de zelfabsorptie, en wel op verschillende wijze.

In tabel III zijn met behulp van bovengenoemde metingen afgeleide werkzame doorsneden voor de verschillende lijnen opgegeven. Door optelling verkrijgt men eenerzijds de werkzame doorsneden voor indirecten aanslag van de vier s-niveau's, anderzijds de totale werkzame doorsneden voor aanslag van de p-niveau's. Daar Herrmann geen der van p_{10} uitgaande lijnen heeft gemeten, zijn voor p_{10} geen getallen ingevuld. Dit hiaat heeft op de verhouding der over de p-niveau's gesommeerde getallen weinig invloed; de totale werkzame doorsnede voor p_{10} zal

¹⁵¹⁾ Berekend met behulp van een waarde $5,8 \cdot 10^7$ voor A van de lijn 6402 \AA ¹⁵⁵⁾.

¹⁵²⁾ O. Herrmann, Ann. d. Phys. 25, 143 (1936).

¹⁵³⁾ R. Ladenburg, Rev. Mod. Phys. 5, 243 (1933); R. Ladenburg en S. Levy, Z. f. Phys. 88, 461 (1934).

¹⁵⁴⁾ M. Garbuny, Z. f. Phys. 107, 362 (1937).

ca. $10-15 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{cm}^3$ zijn (vgl. tabel IV). Men ziet dat de waarden van de verschillende gesommeerde werkzame doorsneden nagenoeg onafhankelijk zijn van de keuze tusschen de overgangswaarschijnlijkheden van Ladenburg—Levy en die van Garbuny.

TABEL III.

Absolute werkzame doorsneden voor neonlijnen bij 35 Volt volgens Herrmann, aangevuld met behulp van metingen van overgangswaarschijnlijkheden door Ladenburg en Levy (L.L.) en door Garbuny (Garb.). Uitgedrukt in $10^{-4} \text{ cm}^2/\text{cm}^3$ bij 1 mm kwik en 0° C . Om de werkzame doorsnede per atoom, q , in cm^2 te krijgen moeten deze getallen door $3,54 \cdot 10^{20}$ gedeeld worden.

In de laatste kolom eenige waarden volgens Milatz en Woudenberg. Een horizontaal streepje duidt aan dat de overgang verboden is, een sterretje dat de betreffende overgangswaarschijnlijkheid „zeer klein” is.

	s_2		s_3		s_4		s_5		Alle s-niveau's samen		s_6 Mil.-W.	
	L.L.	Garb.	L.L.	Garb.	L.L.	Garb.	L.L.	Garb.	L.L.	Garb.		
p_1	39		—		*	0,6	—		39*	39,6	34	
p_2	5,9	7,7	3,6		1,6	1,3	2,6		13,7	15,2		
p_3	*	0,1	—		5,6		—		5,6*	5,7		
p_4	16,2		—		6,8		4,6		27,6			
p_5	7,0	7,5	6,4		<1,0	0,2	1,5	0,9	14,9*	15,0		
p_6	12,7	12,3	—		3,3	2,1	11,6		27,6	26,0		98
p_7	*	1,0	4,5	3,6	8,8		3,0		16,3*	16,4		
p_8	3,6	2,6	—		15,7		8,8		28,1	27,1		74
p_9	—		—		—		21,4		21,4			142
Alle p-niveau's samen	84,4**	86,4	14,5	13,6	41,8**	41,1	53,5	52,9	194,2****	194,0		
	86		14		42		53		195			

Uit de tabel volgt, dat bij 35 Volt de indirecte gedeelten van q_8 en q_6 resp. $\frac{14}{3,54 \cdot 10^{20}} = 0,4 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ en $\frac{53}{3,54 \cdot 10^{20}} = 1,5 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ bedragen. Daar volgens Milatz de totale waarde van q_5 $33 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ is, komt men tot de conclusie, dat de indirecte aanslag van het s_5 -niveau verwaarloosbaar klein zou zijn t.o.v. den rechtstreekschen aanslag. Volgens emissiemetingen van Milatz en Woudenberg¹⁵⁰⁾ echter zijn de q -waarden voor een viertal op s_5 uitkomende lijnen elk 7—8 maal zoo hoog als de overeenkomstige waarden van Herrmann. Dan zou het indirecte gedeelte van q_5 ongeveer $\frac{1}{8}$ van de totale waarde worden, een geloofwaardiger resultaat. Het is dus waarschijnlijk, dat alle getallen van Herrmann een factor 7—8 te laag zijn; de verhouding 1:4 der indirecte gedeelten van q_8 en q_6 zal wel juist zijn.

Voor de verhouding der *directe* gedeelten van q_8 en q_6 , d.z. de

werkzame doorsneden, die betrekking hebben op rechtstreekschen aanslag van resp. het s_3 - en het s_6 -niveau, kan men in eerste instantie de verhouding van de statistische gewichten van deze toestanden 1:5 nemen.

Dit wordt o.a. gemotiveerd door het feit, dat voor de niveau's p_2 t.e.m. p_{10} de aanslag door electronen met lage snelheid vrij nauwkeurig evenredig is met de respectievelijke statistische gewichten, mits deze snelheid niet zóó laag is, dat de verschillen in de aanslagpotentialen merkbaar worden. Dit blijkt b.v. uit de volgende tabel IV, waarin voor de verschillende p-niveau's relatieve waarden van $\frac{q}{g}$, het quotiënt van de werkzame doorsnede voor aanslag en het gewicht, gegeven worden.

TABEL IV.

Relatieve waarden voor $\frac{q}{g} = \frac{\text{werkzame doorsnede voor aanslag}}{\text{statistisch gewicht}}$ voor de p-niveaus van neon. De som der waarden van p_1 t.e.m. p_9 is 100 gesteld.

Auteur Energie der electronen Druk			Herrmann (Garbuny) 1936 35 Volt 0,05 mm	Ende 1929 25 Volt 0,8 mm
Niveau	Gewicht	Aanslag- spanning (Volt)		
p_1	1	18,97	49,5	50,0
p_2	3	18,73	6,4	5,4
p_3	1	18,71	7,1	8,9
p_4	5	18,71	6,9	6,2
p_5	3	18,69	6,2	5,6
p_6	5	18,64	6,5	6,0
p_7	3	18,61	6,8	6,3
p_8	5	18,58	6,8	6,8
p_9	7	18,56	3,8	4,8
p_{10}	3	18,38	—	4,2*)

*) De lijn 8082 Å ($p_{10}-s_2$) is hier niet meegerekend. Ende heeft slechts de lijn $p_{10}-s_5$ gemeten; de bijdragen der lijnen $p_{10}-s_4$ en $p_{10}-s_3$ zijn hieruit berekend met de overgangswaarschijnlijkheden van Garbuny.

Naast de reeds in tabel III verwerkte gegevens van Herrmann ¹⁵²⁾ bij 35 Volt zijn getallen van Ende ¹⁵⁵⁾ bij 25 Volt opgenomen. Bij Herrmann blijkt voor p_2 t.e.m. p_8 het quotiënt $\frac{q}{g}$ nagenoeg constant; bij Ende geldt hetzelfde met uitzondering van een positieve afwijking voor p_3 . Voor p_9 is $\frac{q}{g}$ in beide gevallen iets lager, vooral bij Herrmann. Gezien de relatieve aanslagfunctie van de lijn 6402 Å (de eenige lijn met p_9 als bovenniveau), die een vorm vertoont die afwijkt van die voor de andere lijnen, lijkt het zeer wel mogelijk, dat dit verschil bij lagere electronensnelheden verdwijnt. Voor p_1 is

¹⁵⁵⁾ W. Ende, Z. f. Phys. 56, 503 (1929), 67, 292 (1931).

q_g volgens beide auteurs een factor 7–10 hooger dan voor de andere p-niveaus; dit niveau schijnt dus een uitzonderingspositie in te nemen. Het p_{10} -niveau gedraagt zich waarschijnlijk niet afwijkend.

Bij de beschouwing der tabel is het van belang op te merken, dat de getallen van Ende bij een aanzienlijk hooger druk zijn gevonden dan die van Herrmann, en uit dien hoofde minder betrouwbaar zijn. Naarmate de druk hooger wordt, neemt immers de kans toe, dat door botsingen tusschen aangeslagen en niet aangeslagen neonatomen p-niveaus in naburige p-niveaus overgaan, waarbij naar een statistisch evenwicht gestreefd wordt. Men kan uit de gegevens over de levensduren der p-niveaus¹⁵³⁾ afleiden, dat dit effect bij de metingen van Herrmann alleen dan merkbaar gestoord zou hebben, wanneer de effectieve werkzame doorsnede meer dan ~ 100 maal de gaskinetische zou bedragen. Met den druk en met de stroomsterkte neemt bovendien de mate van zelfabsorptie en van aanslag door electronen van p-niveaus uit de s-niveaus toe. Om deze redenen zijn de resultaten van een aantal intensiteitsmetingen in de positieve zuil^{10 f)}¹⁵⁴⁾ niet in de tabel opgenomen. Deze geven alle een vrijwel monotone stijging te zien van p_1 tot p_{10} ; de uitzonderingspositie van p_1 is hierbij geheel verdwenen. De verminderde aanslag der hooger liggende p-niveaus kan hier kwalitatief verklaard worden door de in het gebied der aanslagpotentialen dalende energieverdeeling der electronen in aanmerking te nemen¹⁵⁵⁾.

Verder is bij *kwik* volgens Penney¹⁵⁷⁾ de aanslagwaarschijnlijkheid van de drie niveaus $2^8P_{0,1,2}$ voor lage electronensnelheden theoretisch evenredig met de statistische gewichten 1, 3 en 5.

De bovenstaande overwegingen, zoowel wat den directen als den indirecten aanslag der s-niveaus betreft, leiden er toe, de aanslagwaarschijnlijkheid van het s_8 -niveau $1/5$ maal zoo groot aan te nemen als die van het s_6 -niveau.

Tweede schatting.

Maier—Leibnitz¹⁵⁷⁾ geeft bij lage snelheden waarden voor de totale werkzame doorsnede voor onelastische botsingen: $q = q_m + q_s$ (waarin q_s weer betrekking heeft op die botsingen, welke tot een resonantiephoton leiden). In tabel V is voor drie snelheden de waarde van q volgens dezen auteur opgegeven, alsmede uit fig. 30 afgeleide waarden van z_m en z_s .

TABEL V.

Waarden voor de totale onelastische botsingsdoorsnede q volgens Maier—Leibnitz en waarden van z_m en z_s volgens fig. 30.

V (Volt)	q (10^{-19} cm ²)	z_m	z_s
17,2	26	1,3	0,4
18,8	48	2,2	0,7
21,0	75	3,2	1,1

¹⁵⁶⁾ W. Elenbaas, Z. f. Phys. 72, 715 (1931).

¹⁵⁷⁾ W. G. Penney, Phys. Rev. 39, 467 (1932).

Deze gegevens zijn op zichzelf ook onvoldoende om de grootheden ζ_m en ζ_s uit te rekenen, maar leveren slechts een betrekking tusschen beide:

$$q = \frac{z_m}{\zeta_m} + \frac{z_s}{\zeta_s}.$$

Een minimumwaarde voor ζ_m wordt verkregen door $q_s = 0$ te stellen:

$$\zeta_m \geq \frac{z_m}{q} = 0,043, \text{ voor } \zeta_s \text{ door } q_m = 0 \text{ te stellen: } \zeta_s \geq \frac{z_s}{q} = 0,015.$$

Een eenigszins gefundeerde uitspraak over de grootte van q_m en q_s kan vooral in dit snelheidsgebied niet gedaan worden. Wanneer (volgens de statistische gewichten) $q_m = q_s = \frac{1}{2} q$ wordt aangenomen, berekent men

$$\zeta_m = 0,09 \text{ en } \zeta_s = 0,03.$$

Deze schatting levert dus voor ζ_m een ongeveer even groot getal als de eerste schatting.

Wegens de onbekendheid van de aanslagfunctie der s_2 - en s_4 -niveau's ook bij hooge snelheden is het niet mogelijk langs dezen weg een waarde voor het photoelectrische rendement af te leiden, zooals bij helium gebeurd is.

Om tot de ware rendementen te komen, moeten de bovengenoemde waarden van ζ , die afgeleid zijn met behulp van de alleen bij „oneindig” lagen druk geldige formules (5a) en (6), nog gecorrigeerd worden voor de verstrooiing der resonantiestraling en der metastabiele atomen (vgl. fig. 27).

Uit de beschikbare gegevens kan geconcludeerd worden tot een waarschijnlijkste waarde voor ζ_m , het gemiddelde aantal vrijgemaakte electronen per opvallend metastabiel neonatoom:

$$\zeta_m = 0,12.$$

Het photoelectrische rendement ζ_s voor de neon-resonantiestraling is minstens 0,03 en waarschijnlijk hooger. Deze orde van grootte is in overeenstemming met de uitkomsten van Kenty¹⁸⁹⁾ (vgl. hfdst. VI § 6), evenals het resultaat dat ζ_s voor neonstraling lager schijnt te zijn dan voor heliumstraling.

HOOFDSTUK VIII.

ENKELE OPMERKINGEN AANGAANDE HET RENDEMENT ζ_m .

§ 1. Eenige waarnemingen.

Ofschoon het gedrag van het rendement ζ_m voor het vrijmaken van electronen door metastabiele atomen niet stelselmatig onderzocht is, zijn er toch in den loop van het onderzoek hieromtrent eenige waarnemingen gedaan van meerendeels incidenteel karakter, waarover hier iets kort moge worden medegedeeld *).

De meeste hiervan hebben betrekking op metingen met gelijkspanning in helium bij 27,7 Volt; onder deze omstandigheden is de bijdrage van het photoelectrische effect nog te verwaarloozen (hoofdstuk VI § 2). De opgegeven getallen ζ_m zijn verkregen uit het totale effect met behulp van $q_m = q_1 + q_2 = 61(\times 10^{-19} \text{ cm}^2)$ (hoofdstuk VI § 6) en stellen dus bij benadering voor een gemiddeld rendement voor 2^1S - en 2^3S -heliumatomen.

In de beginperiode van het onderzoek viel een langzame daling van ζ_m te constateeren van ca. 0,80 voor de eerste betrouwbare meting tot ca. 0,30 vier maanden later, waarna het rendement verder om deze waarde bleef schommelen. Alle gedane aanslagmetingen en nog mee te deelen experimenten hebben betrekking op deze laatste periode. Toelating van 1 atm. lucht tot de buis gedurende korten tijd bleek geen invloed te hebben. Na een verwarming van de geheele buis met den oven op 400°C gedurende enkele uren bleek het rendement ook niet merkbaar veranderd.

Met behulp van een gloeispiraals S (fig. 1) kon het plaatje P door electronenbombardeement verhit worden. Na afloop van een dergelijke verhitting, waarbij het plaatje helderrood gloeide, onder gelijktijdig pompen kon na 5 minuten weer een meting gedaan worden. Enkele malen was het rendement na ca. 10 minuten gloeien tot ca. 0,45 gestegen, waarna het in de volgende dagen tot zijn normale waarde terugkeerde. Deze verhooging trad evenwel niet altijd op. Eenmaal werd de verhitting uitgevoerd in 40 μbar waterstof. Na leegpompen en helium inlaten bleek het rendement onveranderd.

Zooals reeds medegedeeld is, traden in den loop van het onderzoek wel van tijd tot tijd min of meer plotselinge variaties in ζ_m op, zonder dat hiervoor een duidelijke aanleiding was aan te geven. Blijkbaar is het rendement nog van omstandigheden afhankelijk, die zich met de gebruikte hulpmiddelen niet laten reproduceeren.

§ 2. Beschouwing.

Al is de gesteldheid van het oppervlak van P nog een onbekende factor, de orde van grootte van ζ_m die voor *dit* plaatje gevonden is staat in elk geval vast, en kan als betrouwbaarder gelden dan alle andere

*) Den Heer F. Sjenitzer dank ik voor zijn aangename medewerking gedurende het tijdvak waarin de meeste van deze waarnemingen werden gedaan.

tot nu toe voor dit rendement bepaalde (geschatte) waarden, waarvan hieronder een korte opsomming zal worden gegeven.

Oliphant⁸⁸⁾ trok uit zijn waarneming, dat het rendement voor helium-atomen op nikkel, magnesium en molybdeen even groot was, de gewaagde conclusie dat dit rendement ongeveer 1 zou zijn; hij werkte evenwel met snelle atomen (ca. 1000 electronvolt).

Pike¹⁵⁸⁾ berekende uit waarnemingen van Penning¹⁵⁹⁾ over den geringen invloed, die bestraling heeft op de doorslagspanning in zuiver neon, dat het rendement kleiner moest zijn dan 0,005 (neon op ijzer).

Kenty⁸⁴⁾ deed, evenals reeds vroeger Langmuir en Found⁸²⁾, metingen over het geleidingsvermogen van het gas tusschen twee electroden op eenigen afstand van een ontlading in edelgassen, en schatte $\zeta_m < 0,2$ (neon op wolfram).

Sonkin¹⁶⁰⁾ vond voor kwikatomen op wolfram een zeer sterken invloed van oppervlaktelaagjes, wat begrijpelijk is, gezien de betrekkelijk lage aanslagenergie van metastabiel kwik (4,68 Volt), die vergelijkbaar is met en eventueel kleiner is dan de uittreedarbeid voor electronen uit den wand. Daarom vormt kwik in dit verband een ander geval dan de edelgassen.

In het theoretische beeld van Massey¹⁶¹⁾ wordt de kans berekend, dat een metaalelectron na een botsing van de tweede soort met het aangeslagen atoom het metaal zal verlaten, wanneer het middelpunt van dit atoom zich op een zekeren afstand a van het metaaloppervlak bevindt. Wanneer de snelheid der aankomende atomen en de minimale afstand l bekend zijn, kan hieruit door integratie over a een waarde voor het rendement ζ_m worden berekend. Het resultaat hangt natuurlijk sterk van l af (exponentieel) en heeft daarom geen practische waarde. De integraal wordt 1 bij $l \approx 2 \text{ \AA}$, zoodat het verschijnsel zich in het algemeen op een grooteren afstand zal afspelen. Verder doet de theorie enkele uitspraken over de snelheidsverdeling der secundaire electronen, die hier echter niet ter zake doen.

De in hoofdstuk VII geschatte waarde 0,12 van ζ_m voor neon is vereenigbaar met de schatting van Kenty, niet met die van Pike. Het is opmerkelijk, dat zowel ζ_m als ζ_s voor neon lager gevonden zijn dan voor helium. Dit hangt wellicht rechtstreeks samen met het verschil in de aanslagenergie voor beide gassen.

¹⁵⁸⁾ E. W. Pike, Phys. Rev. **40**, 314 (1932).

¹⁵⁹⁾ F. M. Penning, Z. f. Phys. **57**, 723 (1929).

¹⁶⁰⁾ S. Sonkin, Phys. Rev. **43**, 788 (1933).

¹⁶¹⁾ H. S. W. Massey, Proc. Cambr. Phil. Soc. **26**, 386 (1930); **27**, 460 (1931).

HOOFDSTUK IX.

BESLUIT.

§ 1. Iets over de historische ontwikkeling van methoden voor het aantoonen en meten van onelastische botsingen van electronen in gassen.

In het volgende zal kort geschetst worden hoe de in dit proefschrift beschreven methode berust op een tot nu toe niet gerealiseerde combinatie van enkele reeds lang bekende principes.

Voor het onderzoek naar critische potentialen voor den aanslag door electronen in gassen zijn aanvankelijk, met name door Franck en medewerkers, twee technisch zeer verwante, maar principieel uiteenlopende manieren aangegeven. Bij beide maakt men gebruik van een kathode, een of meer roosters op positieve potentiaal, waardoor de electronen worden versneld, en een opvangplaat, in welke toevoering een galvanometer is opgenomen. Bij de eerste methode wordt door een gering electrisch tegenveld aan deze plaat een scheiding teweeggebracht tusschen de primaire electronen, die wel, en de door een onelastische botsing vertraagde electronen, die niet de plaat kunnen bereiken. De gasdruk is hierbij in het algemeen zoo hoog gekozen, dat electronen de plaat slechts kunnen bereiken na een groot aantal botsingen in het gas uitgevoerd te hebben. De stroom naar de plaat als functie van de primair versnellende spanning vertoont bij een aanslagspanning een knik naar *beneden*. Bij de tweede methode, die reeds in beginsel gebruikt was door Lenard, („lichtelectrische" of ook „Lenard-methode") wordt deze plaat op een zoo lage potentiaal gebracht, dat zij onbereikbaar wordt voor *alle* electronen afkomstig van de kathode. De dan naar de plaat vloeiende stroom is een secundaire stroom, die nul is beneden de eerste aanslagspanning en bij elke aanslagspanning een knik naar *boven* geeft. Hij ontstaat door electronenemissie uit de plaat, die mogelijk gemaakt wordt door de aangeslagen gasatomen, hetzij door photoelectrisch effect, hetzij, zooals later gebleken is, door directe werking

der aangeslagen (metastabiele) atomen op de plaat. Boven de ionisatiespanning komt hier nog bij een toevoer van de gevormde positieve ionen.

Ook werd nog een derde methode aangegeven, die evenals de tweede berust op een secundaire werking der aangeslagen atomen, nl. die der *optische* detectie. Hierbij worden de na aanslag van een zeker niveau optredende photonen, voor zoover deze in een toegankelijk spectraalgebied liggen, *buiten* de buis waargenomen.

Nu is de eerstgenoemde z.g. elektrische methode, zonder essentiële wijzigingen in de techniek, vooral door onderzoekers van de school van Franck, ontwikkeld tot een methode voor het meten van *aanslagfuncties*, die voor niet al te hoge snelheden reeds verscheidene zeer bruikbare resultaten heeft geleverd⁵⁵⁾ (vgl. ook hfdst. VI § 5), terwijl voor de tweede, lichtelectrische methode een dergelijke uitbreiding niet is doorgevoerd. Deze tweede methode van de negatieve electrode is, beschouwd als detectiemethode bij het meten van aanslagfuncties, principieel minder machtig dan de eerste, daar zij essentieel niet in staat is aanslag van verschillende niveaus te scheiden, wat bij de eerste methode in beginsel wel mogelijk is door variatie van de sterkte van het tegenveld.

De derde methode ontwikkelde zich tot de methode voor het meten van de z.g. *optische* aanslagfuncties (Seeliger), die zeer algemeen is toegepast (Hanle c.s., Ornstein c.s., en anderen^{46) 51)}). Om de aanslagcondities te vereenvoudigen werd hierbij meestal gebruik gemaakt van een bundel electronen, die met een zoo goed mogelijk gedefinieerde snelheid loopt in een op enkele openingen na gesloten (veldvrije) kooi, waarbij de gasdruk zoo laag behoort te zijn, dat ook de stroomsterkte goed gedefinieerd is. De zijdelings in een zekeren ruimtehoek uitgezonden photonen worden, na spectrale ontleding, volgens verschillende optische methoden waargenomen; men mag meestal aannemen, dat de verdeling der uitgezonden straling over de hoeken bij benadering isotroop is. Ook voor de bovengenoemde elektrische methode is een dergelijke vereenvoudiging van de aanslagcondities door gebruik van een bundel electronen in een gas van lagen druk mogelijk; de na één botsing onelastisch verstrooide electronen worden dan gemeten^{143) 53)}). Omdat hierbij echter de hoekverdeling der verstrooide electronen niet isotroop en van de omstandigheden afhankelijk is, kan de totale werkzame doorsnede pas berekend worden wanneer de geheele hoekverdeling bekend is.

Na het bovenstaande is het duidelijk, dat het principe der in dit proefschrift beschreven methode als volgt kan worden opgebouwd uit oudere principes:

- a. de aanslag geschiedt volgens het principe van den electronenbundel in de veldvrije kooi;
- b. de detectie geschiedt volgens het oude Lenard-principe van de negatieve electrode;
- c. door geschikte elektrische en magnetische velden wordt verhinderd, dat de negatieve electrode bereikt kan worden door geladen deeltjes;
- d. de werkingen van straling en van metastabiele atomen op de negatieve electrode zijn gescheiden met behulp van het — voor een ander doel ontwikkelde — wisselspanningsprincipe van Webb c.s.

§ 2. Voor- en nadeelen van de methode; verdere mogelijkheden.

De in dit proefschrift voor helium en neon beschreven methode voor het meten van aanslagfuncties van metastabiele toestanden met behulp van secundaire electronenemissie kan vergeleken worden met de methode der selectieve lijnabsorptie, welke gebruikt is door Milatz¹⁸⁾ en Woudenberg¹⁹⁾. Beide methoden hebben gemeen, dat de directe aanslag der metastabiele toestanden gezamenlijk met den indirecten aanslag via hogere niveau's gemeten wordt.

Men kan dan bij de methode der secundaire electronenemissie twee nadeelen aanwijzen. Ten eerste is zij niet in staat te onderscheiden tusschen verschillende tegelijkertijd optredende metastabiele niveau's van hetzelfde deeltje (of van even zware deeltjes); deze tekortkoming is inherent aan de detectiemethode. Verder bestaat de niet essentiele omstandigheid, dat de methode in de practijk beperkt is tot electronenenergieën, die niet al te hoog zijn. Deze laatste omstandigheid hangt samen met de noodzakelijkheid om geladen deeltjes van het meetplaatje verwijderd te houden. Ook werkt de bij hoge electronensnelheden toenemende invloed van het effect door photonen ten opzichte van dat door aangeslagen atomen — althans bij helium en neon — in ongunstige richting.

Tegenover deze beide beperkingen staat evenwel het grootte voordeel van de in dit proefschrift behandelde methode ten opzichte van de methode der lichtabsorptie, dat de detectie der metastabiele atomen bij de eerste zoo veel gevoeliger is dat het mogelijk wordt veel lagere gasdrukken en bundelstroomden toe te passen^{18,2)}. Hierdoor wordt het optreden van allerlei fouten en storingen tegengewerkt, zooals fouten in de meting van de energie der electronen door de aanwezigheid van ruimteladingen, in de meting van den stroom door te kleine vrije weglengte der electronen, en storingen door secundaire effecten, die kwa-

^{18,2)} De drukken en stroomsterkten, door Milatz¹⁸⁾ en Woudenberg¹⁹⁾ gebruikt, waren elk ongeveer een factor 20 hooger dan de hier toegepaste.

dratisch van den druk of van den stroom afhangen (uitwisseling van aanslagenergie door botsingen tusschen atomen onderling, cumulatieve aanslag, enz.). Bijzondere methoden voor de meting der electronensnelheid¹⁶³⁾ en correcties voor het vaststellen van den electronenstroom zijn hier dus niet noodig. Dat de spreiding van de energieën der electronen in den bundel door het gebruik van lage bundelstroomen klein gehouden kan worden, is speciaal van belang voor het onderzoek van de detailstructuur der aanslagfuncties bij lage snelheden. Tot dit doel is de methode der lichtabsorptie veel te ongevoelig. Door toepassing van electronenbundels met nog scherper gedefinieerde snelheid (spreiding der snelheden niet hooger dan 0,1 Volt) moet het mogelijk zijn verdere bijzonderheden in dit gebied te vinden.

Aan de mogelijkheid van toepassing der methode op andere gassen of dampen zijn eenige voorwaarden verbonden. De te onderzoeken aangeslagen toestanden moeten een verblijftijd hebben, die grooter is dan de tijd, die het aangeslagen deeltje noodig heeft om een afstand van eenige cm met thermische snelheid af te leggen, welke tijd van de orde 10^{-4} sec. is. Verder moeten de aangeslagen deeltjes in staat zijn tot secundaire electronenemissie uit een metaal, waarvoor noodig is, dat de aanslagenergie van het atoom (molecuul) grooter is dan de uit-treedenergie der electronen in het metaal. Bovendien moet natuurlijk de betrokken stof voldoen aan de algemeene voorwaarden, die bij het gebruik in aanslagbuizen gesteld worden, d.w.z. zij moet voldoende vluchtig zijn en er mogen geen chemische reacties optreden door de aanwezigheid van gloeikathoden, metaaloppervlakken en electronen.

Uit de metingen met wisselspanning volgt de massa der werkzame deeltjes. Deze bepaling kan verscherpt worden en kan dan tevens een controle op de snelheidsverdeling leveren⁴²⁾.

In het algemeen zal het werken met andere gassen moeilijker zijn, naarmate deze gemakkelijker geïoniseerd worden en naarmate ze een kleinere aanslagenergie van het metastabiele niveau hebben. In de practijk zal het aantal toepassingsmogelijkheden in deze richting dus beperkt zijn.

Meer belovend lijkt de toepassing van een opstelling van de in dit proefschrift beschreven soort voor het systematisch onderzoek van het rendement der secundaire electronenemissie aan metaaloppervlakken door metastabiele atomen en van het photoelectrische rendement in het verre

¹⁶³⁾ Vgl. b.v. J. M. W. Milatz, Z. f. Phys. 85, 672 (1933) en proefschrift Utrecht (1937) blz. 46; H. Schamhardt, proefschrift Utrecht (1938) blz. 25.

ultraviolet, in afhankelijkheid van de verschillende factoren, die de gesteldheid van het oppervlak bepalen.

Er moeten dan maatregelen genomen worden om het meetplaatje gemakkelijk te kunnen uitwisselen en goed te kunnen ontgassen. Voor de bestudeering van het effect door metastabiele atomen verdient het aanbeveling gebruik te maken van helium als vulgas en dit met electronen van lage snelheid aan te slaan: het rendement is voor heliumatomen hoog, de invloed van het photoeffect is voor helium bij lage snelheden te verwaarloozen zoodat dan in het algemeen geen proeven met wisselspanning noodig zijn, en de eventueele storingen door vorming van ionen zijn in dat geval zoo klein mogelijk.

Tenslotte zal het verstandig zijn, zoo mogelijk het gebruik van een magnetisch veld met zijn gedeeltelijk ongewenschten invloed op de beweging der electronen te vermijden. Men zal moeten probeeren de geladen deeltjes uit de kooi van het plaatje verwijderd te houden uitsluitend met behulp van electrostatische velden tusschen een aantal hulp-electroden van geschikten vorm.

AANHANGSEL.

Over de in proeven met wisselspanning optredende functie $f_m(\nu)$.

In hoofdstuk V zijn metingen beschreven van het gemiddelde aantal per sec. uit het plaatje P vrijgemaakte electronen als functie van de frequentie van de hierbij toegepaste wisselspanning. Het relatieve verloop van de daarbij ingevoerde, op metastabiele atomen betrekking hebbende functie $f_m(\nu)$ is in principe te berekenen uit twee met gelijkspanning te bepalen karakteristieken, met behulp van de snelheidsverdeling der metastabiele atomen.

Stel: ν de frequentie der wisselspanning in Hz (ν^{-1} de periode in sec.), t de tijd gemeten in sec., $\tau = \nu t$ de tijd gemeten in perioden ν^{-1} .

De productie van metastabiele atomen als functie van den tijd wordt, bij gegeven gasdruk en electronensnelheid, bepaald door de wijze waarop de bundelstroom i van de potentiaal D_2 afhangt („ D_2 -karakteristiek”) en door het (periodieke) verloop van deze potentiaal met den tijd. Ingevoerd wordt een functie $j(\tau)$, zoodanig dat $j(\tau) dt$ evenredig is met het aantal metastabiele atomen geproduceerd in den tijd dt ; $j(\tau)$ heeft de periode 1, is gelijk aan 0 voor $1/2 \leq \tau \leq 1$ (vgl. hfdst. V § 1) en is zoo gekozen dat $\int_0^1 j(\tau) d\tau = 1$. Ondersteld wordt dat $j(\tau)$ niet van ν afhangt.

Het aantal der uit het plaatje vrijgemaakte electronen per opvallend metastabiel atoom als functie van den tijd (de *momenteele* gevoeligheid van het detectieapparaat) wordt bepaald door de wijze waarop het gemeten effect f van de potentiaal T afhangt („ T -karakteristiek”, fig. 11) en door het (periodieke) verloop van deze potentiaal met den tijd. Zij dit aantal vrijgemaakte electronen per opvallend atoom evenredig met $m(\tau)$; $m(\tau)$ heeft de periode 1. In het volgende zal in de eerste plaats het geval beschouwd worden, dat de wisselspanningen op D_2 en T in phase zijn. Stel dan $m(\tau) = 1$ voor $0 \leq \tau \leq 1/2$ en $m(\tau) < 1$ voor $1/2 < \tau < 1$ (vgl. hfdst. V § 1). Ondersteld wordt, dat $m(\tau)$ niet van ν afhangt.

De functies $j(\tau)$ en $m(\tau)$ kunnen voor elk gegeven geval bepaald worden uit de bovengenoemde met gelijkspanning gemeten „ D_2 ” en „ T -karakteristieken”, door een sinusvormig verloop der wisselspanningen op D_2 en T in rekening te brengen.

Voor de snelheden der metastabiele atomen geldt (bij benadering, zie hfdst. III § 11) de verdeelingswet volgens Maxwell.

Stel: $v_0 = \sqrt{2 \frac{k \Theta}{m}}$ = de waarschijnlijkste snelheid in cm/sec. (k = constante van Boltzmann, Θ = absolute temperatuur, m = massa van een atoom), en $\nu_0 = \frac{v_0}{a}$ = een karakteristieke frequentie, waarbij a is de afstand tusschen electronenbundel en plaatje. Stel verder $\sigma = \nu_0 t$ de tijd gemeten in perioden ν_0^{-1} ; $\beta = \frac{\nu}{\nu_0} = \frac{\tau}{\sigma}$ = de frequentie der wisselspanningen uitgedrukt in eenheden ν_0 .

Volgens de verdeelingswet van Maxwell is dan de kans dat een in de richting van P bewegend atoom een snelheid heeft tusschen v en $v + dv$:

$$w'(v) dv = \frac{4 v^2}{v_0^3 \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{v^2}{v_0^2}\right) dv.$$

Hieruit leidt men af dat de kans $w(\sigma) d\sigma$, dat zulk een atoom een tijd liggende tusschen σ en $\sigma + d\sigma$ (in de σ -schaal) gebruikt om van kooi naar plaatje te komen, gegeven wordt door:

$$w(\sigma) d\sigma = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \sigma^{-4} \exp\left(-\frac{1}{\sigma^2}\right) d\sigma \dots \dots \dots (1)$$

Uit de functies $j(\tau)$, $m(\tau)$ en $w(\sigma)$ kan het relatieve verloop van de functie $f_m(\nu)$ als volgt berekend worden.

Het aantal vrijgemaakte electronen per atoom voor de atomen, die aangeslagen zijn op het tijdstip τ_1 (in de τ -schaal) en die een looptijd τ hebben, is evenredig met $m(\tau_1 + \tau)$.

Het gemiddelde aantal electronen per atoom voor alle atomen met een vasten looptijd τ wordt gevonden door een integratie over τ_1 :

$$h(\tau) = \int_0^1 j(\tau_1) m(\tau_1 + \tau) d\tau_1 \dots \dots \dots (2)$$

Daar volgens de hierboven gegeven definities van $j(\tau)$ en $m(\tau)$

$\int_0^1 j(\tau_1) m(\tau_1) d\tau_1 = h(0) = 1$ is, stelt $h(\tau)$ het gemiddelde aantal electronen per atoom voor de atomen met een looptijd τ voor, uitgedrukt in dat voor de atomen met een (hypothetischen) looptijd 0.

De functie $h(\tau)$ heeft de periode 1; $h(0) = 1$; $h(\tau) < 1$ voor $0 < \tau < 1$; er is een minimum bij $\tau = 1/2$.

Indien tevens over de looptijden gemiddeld wordt, is, volgens de definitie van $w(\sigma) d\sigma$, en aangezien $\tau = \beta\sigma$, de werking op het plaatje P evenredig met

$$F(\beta) = \int_0^\infty d\sigma w(\sigma) h(\beta\sigma) \dots \dots \dots (3)$$

Daar $F(0) = \int_0^\infty d\sigma w(\sigma) = 1$, stelt $F(\beta)$ het relatieve verloop voor van $f_m(\nu)$ en wel uitgedrukt in het effect f_m bij lage frequenties.

De functie $h(\tau)$ hangt van de functies $j(\tau)$ en $m(\tau)$, dus van de proefomstandigheden af. Strikt genomen zijn daarom $h(\tau)$ en $F(\beta)$ van geval tot geval verschillend. De temperatuur Θ en de massa van de atomen m hebben geen invloed op $F(\beta)$; zij bepalen slechts de karakteristieke frequentie ν_0 .

Het algemeen karakteristieke in het gedrag van $F(\beta)$ kan duidelijk worden aan de hand van de volgende schematisering. Stel, dat de productie van metastabiele atomen binnen de positieve halve periode *constant* is, en dat in de negatieve halve periode *geen* secundaire electronen het plaatje kunnen verlaten. De met deze onderstellingen verbonden speciale functies zullen met een sterretje worden aangeduid:

$$j^*(\tau) = 2 \text{ voor } 0 \leq \tau \leq 1/2 \text{ en } j^*(\tau) = 0 \text{ voor } 1/2 < \tau < 1 \dots \dots (4)$$

$$m^*(\tau) = 1 \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad m^*(\tau) = 0 \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \dots \dots (5)$$

Hieruit volgt:

$$h^*(\tau) = 1 - 2\tau \text{ voor } 0 \leq \tau \leq 1/2 \text{ en } h^*(\tau) = 2\tau - 1 \text{ voor } 1/2 \leq \tau \leq 1 \dots (6)$$

De kromme $h^*(\tau)$ bestaat uit rechte lijnstukken en oscilleert tusschen 0 en 1.

Differentieeren van (3) naar β levert:

$$\frac{dF}{d\beta} = \int_0^\infty d\sigma \sigma w(\sigma) \frac{dh(\beta\sigma)}{d(\beta\sigma)} \dots \dots \dots (7)$$

waaruit met behulp van (6) volgt:

$$\frac{1}{2} \frac{dF^*}{d\beta} = - \int_0^{\frac{1}{2\beta}} \sigma w(\sigma) d\sigma + \int_{\frac{1}{2\beta}}^{\frac{2}{2\beta}} \sigma w(\sigma) d\sigma - \int_{\frac{2}{2\beta}}^{\frac{3}{2\beta}} \sigma w(\sigma) d\sigma + \dots (8)$$

$\frac{dF^*}{d\beta}$ kan dus voor verschillende waarden van β in dit geval eenvoudig berekend worden als combinatie van bepaalde integralen van slechts één functie $\sigma w(\sigma)$. Hierna kan $F^*(\beta)$ door integratie gevonden worden ¹⁶⁴).

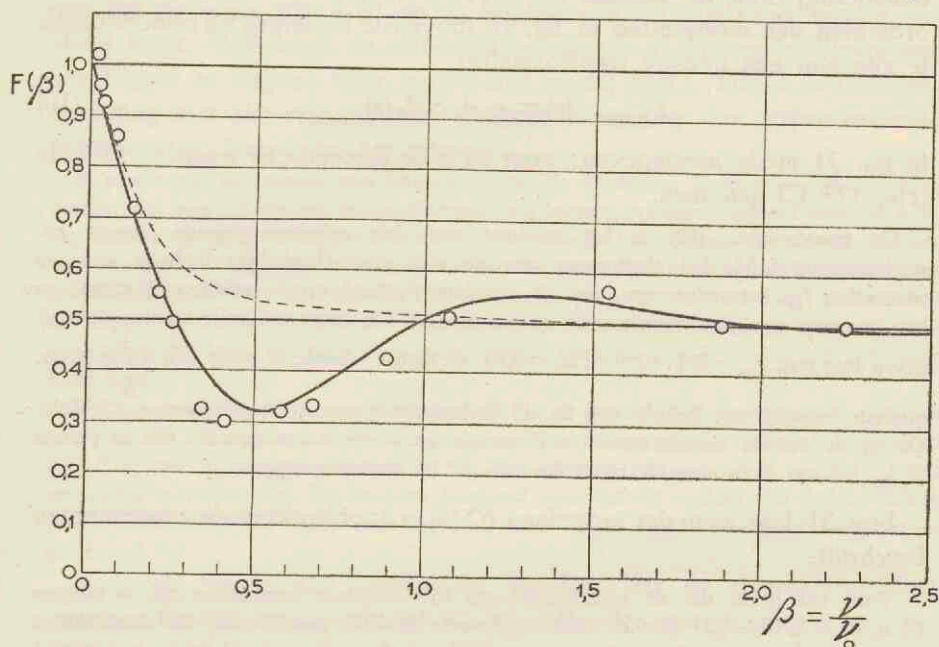


Fig. 31.

Getrokken kromme: de functie $F^*(\beta)$, voorstellende het relatieve verloop van de bij wisselspanningsproeven (fig. 16—18) optredende functie $f_m(\nu)$, berekend voor een geschematiseerd geval; \circ : meetpunten van fig. 16 na een lineaire transformatie; gestippeld: berekende kromme voor photoeffect. Zie verder de tekst.

Het resultaat is in fig. 31 grafisch voorgesteld. De benodigde integraties zijn grafisch uitgevoerd. Voor $\beta \rightarrow \infty$ nadert $F^*(\beta)$ volgens (3) en (6) tot $1/2$. Het eerste minimum van $F^*(\beta)$ ligt bij $\beta = 0,52$, dus

¹⁶⁴) Twee maal differentieeren van (3) naar β levert $\frac{d^2 F^*}{d\beta^2}$ als de som van een reeks, waarvan de termen waarden van de functie $\sigma^2 w(\sigma)$ zijn, afwisselend met positief en negatief teken.

bij $\nu = 0,52 \nu_0$, het volgende maximum bij $\beta = 1,31$, dus bij $\nu = 1,31 \nu_0$.

Indien in plaats van onderstelling (5) wordt gesteld:

$$m^{**}(\tau) = 1 \text{ voor } 0 \leq \tau \leq \frac{1}{2} \text{ en } m^{**}(\tau) = \text{const.} = m_0 < 1 \text{ voor } \frac{1}{2} < \tau < 1 \dots (5a)$$

wordt een oplossing $F^{**}(\beta)$ gevonden, die een lineaire functie is van $F^*(\beta)$, en wel

$$1 - F^{**}(\beta) = (1 - m_0) \{1 - F^*(\beta)\} \dots (9)$$

Om te toetsen of de ligging der experimenteel gevonden punten bij benadering door dit schema beschreven wordt, zijn als voorbeeld de ordinaten der meetpunten in fig. 16 (bovenste kromme), na onderworpen te zijn aan een lineaire transformatie:

$$F_{\text{exper.}}(\nu) = c_1 + c_2 f_0(\nu) \dots (10)$$

in fig. 31 mede aangegeven; voor ν_0 is de theoretische waarde 34,0 kHz (He, 17° C) genomen.

De transformatie (10) is het resultaat van drie achtereenvolgende lineaire bewerkingen op $f_0(\nu)$: het elimineeren van de van ν onafhankelijke bijdrage van het photoeffect f_{0s} , het reduceeren van de absolute f -schaal op de relatieve F -schaal en het invoeren van een waarde voor m_0 volgens (9). De eerste en derde hiervan zijn gegeven door resp. $f_{0s} = 0,4 \cdot 10^{-7}$ en $m_0 = 0,30$; de laatste waarde is gelijk aan $2 \int_{\frac{1}{2}}^1 m(\tau) d\tau$, grafisch bepaald met behulp van fig. 11 A (amplitude van de wisselspanning 25 Volt). De in de tweede transformatie voorkomende constante is zoo gekozen dat de punten $F_{\text{exper.}}(\nu)$ zoo dicht mogelijk bij de kromme $F^*(\nu)$ komen te liggen.

Fig. 31 laat zien dat inderdaad $F^*(\beta)$ in hoofdtrekken de experimenten beschrijft.

Voor het geval dat de wisselspanningen 180° in phase verschoven zijn, is volgens (2) $h_{\tau}(\tau) = h_0(\tau + \frac{1}{2})$; (aan de reeds ingevoerde functies wordt voor de duidelijkheid een index 0 toegevoegd). In de schematisering volgens (4) en (5) is dus $h_0^*(\tau) + h_{\tau}^*(\tau) \equiv 1$ en $F_0^*(\beta) + F_{\tau}^*(\beta) \equiv 1$, zoodat de theoretische krommen symmetrisch zijn t.o.v. de lijn $F = \frac{1}{2}$. Ook met (5a) wordt $F_0^{**}(\beta) + F_{\tau}^{**}(\beta) \equiv \text{const.}$ In werkelijkheid is $f_0(\nu) + f_{\tau}(\nu)$ niet constant¹⁶⁵, maar is deze som voor de hooge frequenties iets hooger. Een eenvoudige vergelijking van het gedrag van F bij lage en bij hooge frequenties leert, dat inderdaad deze symmetrie-eigenschap in den aangegeven zin verloren gaat, zoodra voor $j(\tau)$ in het interval $0 < \tau < \frac{1}{2}$ en voor $1 - m(\tau)$ in $\frac{1}{2} < \tau < 1$ meer „ronde“ functies met een maximum bij resp. $\tau = \frac{1}{4}$ en $\frac{3}{4}$ worden gesteld. Wanneer $j(\tau)$ of $m(\tau)$ in $\tau = \frac{1}{2}$ continu blijft, kan men bewijzen dat $\frac{dh(\tau)}{d\tau} = 0$ is voor $\tau = 0$, zoodat volgens (7) $\frac{dF}{d\beta} = 0$ is voor $\beta = 0$; hierdoor wordt het gedrag van $F(\beta)$ bij kleine β dus anders (vgl. noot bij hfdst. V § 5).

In het algemeen stijgen de D_s -karakteristieken steil vanaf een zekere drempelwaarde van D_s en hebben daarna een (naar boven) convex ver-

¹⁶⁵) De bijdragen van photoeffect hebben op deze relatie geen invloed.

loop. Hieruit, en uit den algemeenen vorm der T -karakteristieken (fig. 11) volgt dat de werkelijke gedaante der krommen $j(\tau)$ in $0 < \tau < 1/2$ en $1 - m(\tau)$ in $1/2 < \tau < 1$ in moet liggen tusschen die van een sinusboog en van een rechthoek.

Voor het algemeene geval wordt de berekening van $F(\beta)$ vrij bewerkelijk. Indien één der functies $j(\tau)$ en $1 - m(\tau)$ gegeven wordt door een sinusboog, en de andere door een rechthoek als in (4) of (5), is $1 - h(\tau)$ evenredig met $\sin^2 \pi\tau$. Voor dit geval is nog gecontroleerd dat het minimum van $F(\beta)$ eveneens bij $\beta = 0,52$ ligt, zoodat het vermoeden rijst dat de vorm van $h(\tau)$ op de ligging van dit minimum weinig invloed heeft. Wel komt de minimumwaarde van $F(\beta)$ voor het algemeene geval lager te liggen: voor $h(\tau) = \cos^2 \pi\tau$ bij 0,271. Dit is in overeenstemming met de systematisch afwijkende ligging der experimenteele punten in de buurt van het minimum.

In plaats van de toetsing van formule (3) op de hierboven beschreven wijze uit te voeren, zou men (3) als een integraalvergelijking kunnen opvatten, waaruit men b.v. $w(\sigma)$ zou kunnen oplossen en vergelijken met de theoretische uitdrukking die uit de formule van Maxwell volgt. Het is echter duidelijk dat een betere experimenteele bepaling der verdeelingsfunctie voor de snelheden der atomen mogelijk is, wanneer men den aanslag der atomen en het overloopen der secundaire electronen slechts laat plaats hebben in tijdsintervallen, die klein zijn t.o.v. den gemiddelden looptijd, zooals Coulliette⁴²⁾ voor kwik deed.

Om een indruk te krijgen van den invloed die de functie $w(\sigma)$ heeft op $F(\beta)$, kan men in plaats van (1) andere functies voor $w(\sigma)$ in (3) substitueeren. Steeds moet, met (4) en (5), $F(\beta)$ tot $1/2$ naderen voor $\beta \rightarrow \infty$. Het optreden van extrema is volgens (7) niet eenvoudig te voorspellen. De kromme, berekend voor het bij straling van belang zijnde geval $w(\sigma) = \exp(-\sigma)$, heeft geen extrema. Deze is in fig. 31 gestippeld mede aangegeven (vgl. ⁹¹⁾).

Tenslotte moge nog opgemerkt worden, dat de overeenstemming tusschen theorie en experiment, in het bijzonder wat de plaats van het minimum betreft, nog een belangrijk argument vormt voor het niet of weinig optreden van terugkaatsing van metastabiele atomen door vaste wanden (vgl. hoofdstuk III § 11). Immers, de atomen die het plaatje P bereiken na een botsing met den wand W of speciaal met den wand van de kooi K hebben een langeren weg af te leggen dan de atomen die rechtstreeks van kooi naar plaatje loopen (vgl. fig. 10). Voor eerstgenoemde is dus ν_0 kleiner en indien de metastabiele atomen, die P treffen, voor een aanzienlijk deel uit zulke teruggekaatste atomen zouden bestaan, zou men dit moeten merken in de ligging van het experimenteel gevonden extremum in de $f(\nu)$ -krommen.

ZUSAMMENFASSUNG.

Gegenstand der Arbeit. Wenn ein Elektron von ausreichender Energie mit einem Atom zusammenstösst, so kann in vielen Fällen das Atom entweder direkt, oder indirekt nach Anregung von höheren Termen in einen metastabilen Zustand gelangen. In Helium und Neon wurde die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess in Abhängigkeit der Elektronenenergie — d.h. die entsprechende Anregungsfunktion (A.F.) — bestimmt. Die metastabilen Atome (m. At.) wurden in relativer Zahl gemessen mittels ihrer Fähigkeit Sekundärelektronen aus Metallen auszulösen.

Experimentelle Anordnung. Die benutzte Röhre ist in Fig. 1 (S. 17) dargestellt. Ein Elektronenbündel ($i \sim 10^{-5}$ A) durchquert einen zylindrischen Käfig K. Seitlich befindet sich ein Platinplättchen P, einem Loch in diesem Käfig gegenüber. Die Röhre ist mit Gas von niedrigem Druck ($p \sim 10^{-3}$ Torr) gefüllt. Die m. At., welche im Elektronenbündel erregt worden sind, treffen teilweise die Platte P und lösen hier Elektronen aus. Der so entstehende Elektronenstrom ($s \sim 10^{-12}$ A) wird gemessen.

Beseitigung von Störeffekten. Mittels eines Magnetfeldes in der Bündelrichtung und eines elektrischen Feldes, das die positiven Ionen abhält, wurden geladene Teilchen im Käfig gehindert die Platte P zu erreichen. Kontrollversuche sind in Abschn. IV beschrieben (Fig. 11—14; das Verhältnis zwischen Sekundärstrom s und Primärstrom i ist mit f bezeichnet).

Der Strom, der auftritt wenn geladene Teilchen abgehalten werden, ist nur für einen Bruchteil (ϑ) auf die Wirkung metastabiler Atome zurückzuführen, im Übrigen auf die photoelektrische Tätigkeit von kurzwelligeren Photonen, welche ebenfalls im Käfig entstehen. Unter Ausnützung der Tatsache dass die m. At. eine längere Zeit als die Photonen brauchen um den Abstand AP (Fig. 1) zurückzulegen, konnten beide Effekte durch Anwendung von Wechselspannungen auf den Elektroden D_2 und T getrennt werden. Hierbei wurde das Elektronenbündel periodisch unterbrochen und die Empfindlichkeit der Messanordnung mit derselben Frequenz periodisch verringert, so dass beide Phänomene entweder 0° oder 180° in Phase verschoben waren. Gemessen wurde die Gleich-

stromkomponente des Sekundärstromes s . In Fig. 16—18 ist der gemessene Effekt gegen die Frequenz aufgetragen. Der Faktor ϑ wurde aus Messungen bei einer hohen und einer tiefen Frequenz bestimmt (Abschn. V).

Ergebnisse. Bei He, sowie bei Ne kommen zwei metastabile Zustände vor.

Helium (Abschn. VI). Fig. 23 zeigt die für Elektronenenergien bis 100 V gemessene Produktion metastabiler Atome bei $0,24 \cdot 10^{-3}$ Torr in relativem Massstab. Eine Analyse dieser A.F. in einen Singulett- und einen Triplettanteil mit Hilfe verschiedener Angaben aus der Literatur wird in Fig. 25 gegeben. Im Gebiet der Anregungspotentiale wurde die A.F. mit möglichst einheitlicher Geschwindigkeit der Elektronen gemessen; es konnten hier zwei Maxima in der A.F. festgestellt werden (Fig. 24).

Der totale Effekt als Summe der Effekte von m. At. und von Photonen ist in Fig. 21 bei $1,8 \cdot 10^{-3}$ Torr, in Fig. 22 bei $0,24 \cdot 10^{-3}$ Torr dargestellt. Durch Absorption der primär ausgesandten extrem ultravioletten Strahlung (584 Å usw.) im Gas tritt eine sekundäre Produktion metastabiler 2^1S -Atome auf. Diese ist jedoch unterhalb $0,5 \cdot 10^{-3}$ Torr zu vernachlässigen. Unterhalb 23 V ist kein Photoeffekt nachweisbar.

Die Ausbeuten der Sekundäremission durch m. At. wurden für 2^3S -Atome zu $\zeta_3 = 0,24$, für 2^1S -atome zu $\zeta_1 = 0,40$ Elektronen pro Atom, die photoelektrische Ausbeute für die Strahlung (584—504 Å) zu $\zeta_s = 0,08$ Elektronen pro Photon abgeschätzt.

Neon (Abschn. VII). Fig. 28, 29 und 30 zeigen den totalen Effekt sowie seine zwei Teile, die resp. m. At. und Photonen zuzuschreiben sind. Der totale Effekt zeigt Maxima bei 17,0 und 18,8 V (Fig. 29), die sich auf Anregung resp. der s-Niveaus und der p-Niveaus beziehen. Beide Maxima sind auch in der m. At.-Kurve nachgewiesen worden (Fig. 30).

Die Ausbeute der Sekundäremission durch m. At. wurde hier $\zeta_m = 0,12$ Elektronen pro Atom, die photoelektrische Ausbeute (743—570 Å) zu $\zeta_s > 0,03$ Elektronen pro Photon abgeschätzt.

In beiden Gasen gibt es deutliche Hinweise dafür, dass die direkten („elektrischen“) A.F. der Niveaus, jedenfalls zum Teil, zwei Maxima besitzen, deren eines die Anregungsspannung um weniger als 1 Volt übersteigt.

SUMMARY.

Subject. An electron of sufficient energy, colliding with an atom, may raise this atom to a metastable state, either directly, or indirectly *via* higher levels. The efficiency for this process in its dependence on the electron velocity (*i.e.* the corresponding excitation function) was determined in helium and neon. The metastable atoms (m.a.) were detected by means of the electron emission they cause by impact on metal surfaces.

Experimental arrangement. A diagram of the tube used is shown in fig. 1 (p. 17). A beam of electrons ($i \sim 10^{-6}$ A) passes through a metal cylinder K. At one side, opposite to an opening in this cylinder, a platinum plate P has been mounted. The tube is filled with gas of low pressure ($p \sim 10^{-8}$ mm). A part of the m.a. produced by the electron beam hits the plate P and liberates electrons from it. The electron current thus arising ($s \sim 10^{-12}$ A) is measured.

Elimination of other effects. By means of a magnetic field in the beam direction and of an electric field for keeping back the positive ions, charged particles in the cylinder K were prevented from reaching the plate P. Check-experiments have been described in Chap. IV (figs. 11–14; the ratio between the plate current s and the beam current i has been denoted by f).

Only a fraction (ϑ) of the remaining current is due to impact of m.a., the rest to photo-electric effect. Both agents were separated, making use of the difference in time needed by m.a. and by photons to cover the distance AP (fig. 1), in experiments with alternating tensions on the electrodes D_2 and T. In this way the electron beam was periodically interrupted and with the same frequency the sensitivity of the detection apparatus was periodically diminished, the phase difference between zero excitation and minimum detection being either 0° or 180° . The time-average of the plate current s was measured. Curves of the effect against the frequency are presented in figs. 16–18. The factor ϑ was computed from measurements at one high and at one low frequency (Chap. V).

Results. Both in He and in Ne two metastable states occur.

Helium. (Chap. VI). The production of m.a., as measured in relative

amounts for electron energies up to 100 V at 0.00024 mm pressure, is shown in fig. 23. An analysis of this excitation function into a singlet and a triplet part with the aid of various data from literature has been given in fig. 25. In the neighbourhood of the excitation potentials much stress was laid upon obtaining electron beams with sharply defined energy; in this range two maxima could be distinguished (fig. 24).

The total effect, together with its two parts caused by metastables and by photons, is represented in fig. 21 at 0.0018 mm, in fig. 22 at 0.00024 mm. By absorption of the primarily emitted extreme ultra-violet radiation (584 Å etc.) in the gas, a secondary production of metastable 2^1S -atoms results, which, however, is negligible at pressures below 0.0005 mm. Below 23 V no photo-effect is detectable.

The efficiencies for the electron emission by m.a. were estimated for 2^8S -atoms to $\zeta_8 = 0.24$, for 2^1S -atoms to $\zeta_1 = 0.40$ electrons per atom; the photo-electric yield for the radiation involved (584–504 Å) to $\zeta_8 = 0.08$ electrons per photon.

Neon (Chap. VII). Figs. 28, 29 and 30 show the total effect, the effect by metastables and that by photons. The total effect shows maxima at 17.0 and at 18.8 V (fig. 29), corresponding to excitation of the s-levels and of the p-levels respectively. Both maxima have been proved to exist also in the m.a. curve (fig. 30).

The efficiency for m.a. was estimated here to $\zeta_m = 0.12$ electrons per atom, that for photons (743–570 Å) to $\zeta_s > 0.03$ electrons per photon.

For both gases the functions relating to direct excitation of at least part of the levels seem to possess two maxima, one of which is situated within one volt above the excitation potential.

the first part of the book, the author discusses the history of the... the second part of the book, the author discusses the history of the...

the third part of the book, the author discusses the history of the... the fourth part of the book, the author discusses the history of the...

the fifth part of the book, the author discusses the history of the... the sixth part of the book, the author discusses the history of the...

the seventh part of the book, the author discusses the history of the... the eighth part of the book, the author discusses the history of the...

the ninth part of the book, the author discusses the history of the... the tenth part of the book, the author discusses the history of the...

the eleventh part of the book, the author discusses the history of the... the twelfth part of the book, the author discusses the history of the...

the thirteenth part of the book, the author discusses the history of the... the fourteenth part of the book, the author discusses the history of the...

the fifteenth part of the book, the author discusses the history of the... the sixteenth part of the book, the author discusses the history of the...

EENIGE NUMERIEKE GEGEVENS.

De gebruikte waarden voor de natuurconstanten zijn ontleend aan een artikel van Du Mond *); de belangrijkste zijn $e = 4,80 \cdot 10^{-10}$ e.s.e., $m = 9,11 \cdot 10^{-28}$ g., $h = 6,62 \cdot 10^{-27}$ erg. sec., $N = 6,02 \cdot 10^{23}$ mol./Mol., $k = 1,380 \cdot 10^{-16}$ erg/graad.

$$1 \mu\text{bar} \equiv 1 \text{ dyne/cm}^2 = \frac{1}{1333,2} \text{ mm kwik.}$$

Aantal deeltjes per cm^3 bij 0°C en $1 \mu\text{bar}$: $2,65 \cdot 10^{18}$.

" " " " " 0°C " 1 mm kwik : $3,54 \cdot 10^{16}$.

Snelheid van een electron met energie V Volt: $5,93 \cdot 10^7 V^{1/2} \text{ cm/sec.}^{**}$.

Golflengte volgens de Broglie van zulk een electron: $12,26 V^{-1/2} \text{ \AA}^{***}$.

Straal van den cirkel beschreven door een electron met energie V Volt onder invloed van een loodrecht op de bewegingsrichting staand magnetisch veld van H Gauss: $3,37 H^{-1} V^{1/2} \text{ cm}^{***}$.

Id. id. door een He^+ -ion: $288 H^{-1} V^{1/2} \text{ cm}$.

Id. id. door een Ne^+ -ion (isotoop 20) $644 H^{-1} V^{1/2} \text{ cm}$.

Energie van photonen met een golflengte λ (in \AA): $1,240 \cdot 10^4 \lambda^{-1} \text{ Volt}$.

Een electronenstroom van 1 mA vertegenwoordigt $6,24 \cdot 10^{15}$ electronen/sec.

Waarschijnlijkste thermische snelheid v_0 (blz. 117) bij 17°C :

voor He $1,097 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}$.

" Ne (isotoop 20) $0,491 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}$.

De hiermee overeenkomende thermische energie: $0,0250 \text{ Volt}$.

*) J. W. M. Du Mond, Phys. Rev. **56**, 153 (1939); zie ook Ned. T. Natuurk. **6**, 253 (1939).

***) De relativiteitscorrectie op deze formule bedraagt 1% bij 1000 Volt .

****) " " " " " " 1% " 500 Volt .

STELLINGEN

I.

Uit de tegenwoordige gedaante der kustlijnen aan weerszijden van den zuidelijken Atlantischen oceaen is geen doorslaggevend argument te putten ten gunste van de theorie van Wegener.

(Voorl. meded.: R. Dorrestein, Tijdschr. Kon. Ned. Aandr. Gen. 57, 89, 1940).

II.

Door de vraag naar een rechtvaardiging van het inductieprincipe tot een schijnprobleem te verklaren, maakt men zich op onbevredigende wijze van deze kwestie af.

III.

De beschouwing van Massey betreffende de hoekverdeling der electronen, die door botsing van metastabiele atomen uit een metaal vrijgemaakt worden, berust op een vergissing zijnerzijds.

H. S. W. Massey, Proc. Cambr. Phil. Soc. 27, 465, 1931.

IV.

Het merkwaardige verloop, dat Schaffernicht en Larché vinden voor de „optische” aanslagfuncties van de 1S_0 -niveau's van kwikzilver, cadmium en zink, is ook eigen aan de „electriche” aanslagfuncties van deze niveau's. De verklaringen die genoemde auteurs voor dit verloop meenen te moeten voorstellen zijn onjuist.

W. Schaffernicht, Z. f. Phys. 62, 106, 1930.
K. Larché, Z. f. Phys. 67, 440, 1931.

V.

De sterkte van een stroom langzame metastabiele atomen kan in beginsel langs thermischen weg — thermoelectrisch of bolometrisch — in absolute maat bepaald worden.

VI.

De verklaring die Schade geeft voor den geringen invloed, dien de helling van de karakteristiek van de Townsend-ontlading in zuiver neon ondervindt van een bestraling van het gas met neonlicht, kan niet juist zijn.

R. Schade, Z.f. Phys. 108, 353, 1938.

VII.

De uitbreiding van de benaming „botsingen van de tweede soort” op die botsingen, waarbij aanslagenergie wordt overgedragen (Franck) heeft een vervaging van dit begrip ten gevolge gehad, daar bij deze botsingen het teeken van het (veelal kleine) verschil in de totale aanslagenergie der deeltjes voor en na de botsing niet kenmerkend is. Deze processen kunnen beter worden aangeduid met „botsingen met overdracht van aanslagenergie”.

VIII.

De argumenten die Franck en Gaffron aanvoeren tegen het bestaan van een „photosynthetische eenheid” zijn niet steekhoudend.

J. Franck en H. Gaffron, Adv. in Enzymol. 1, 199, 1941.

IX.

De conclusies die Smith trekt betreffende de wijze waarop de snelheid der fotosynthese, v , afhankelijk is van de lichtintensiteit, I , of van de koolzuurspanning zijn niet gerechtvaardigd. Wel kan men met dezen schrijver eens zijn dat het door verschillende onderzoekers verzamelde experimentele materiaal een verband van het type

$$v = \frac{\alpha I}{1 + \beta I} \quad (\alpha \text{ en } \beta \text{ constanten}),$$

zoals voorgesteld wordt in verscheidene theorieën, uitsluit.

E. L. Smith, J. Gen. Phys. 20, 807, 1937; 22, 21, 1938.

X.

Voor de z.g. wet van het minimum en het z.g. beginsel der beperkende factoren geldt de volgende gemeenschappelijke algemeene formulering.

De snelheid (opbrengst) F van een samengesteld proces moge een functie zijn van een aantal concentraties en een aantal maximumsnelheden van (heterogeen gedachte) deelreacties. Beide soorten grootheden zullen worden aangeduid als de „factoren” $c_1, c_2, c_3, \dots, c_z$ zoodat men heeft

$$F = F(c_1, c_2, c_3, \dots, c_z) > 0 \text{ voor } c_1, c_2, \dots, c_z > 0.$$

Bovengenoemde principes worden dan door de volgende drie voorwaarden uitgedrukt:

(1) F is een niet dalende functie van c_1, \dots, c_z .

(2) Wanneer de „factor” c_n betrekking heeft op een stof of deelreactie die voor het proces noodig is, geldt:

$$\lim_{c_n \rightarrow 0} F(c_1, \dots, c_z) = 0,$$

„gelijkmatig” convergeerend voor alle positieve waarden van c_1, \dots, c_z (behalve c_n).

(3) Wanneer men de „factoren” c scheidt in twee willekeurige groepen $c_k, \dots, c_{k'}$ en $c_l, \dots, c_{l'}$ dan is:

$$\lim_{c_k, \dots, c_{k'} \rightarrow \infty} F(c_1, \dots, c_z) = G_k \dots G_{k'}(c_l, \dots, c_{l'})$$

(waarbij de functies G invariant zijn tegen een permutatie der indices k, \dots, k').

(1) drukt uit dat het bestaan van evt. optimale concentraties buiten beschouwing wordt gelaten.

(2) drukt uit dat, wanneer een der noodige „factoren” klein genoeg is, de opbrengst niet boven een hiermee overeenkomende kleine waarde kan stijgen, hoe ook de andere „factoren” worden gekozen.

(3) drukt uit dat bij „overmaat” van eenige der „factoren” de opbrengst slechts door de overblijvende „factoren” bepaald wordt.

