

Gasontladingen

Citation for published version (APA):
Kruithof, A. A. (1965). *Gasontladingen*.

Document status and date:
Gepubliceerd: 01/01/1965

Document Version:
Uitgevers PDF, ook bekend als Version of Record

Please check the document version of this publication:

- A submitted manuscript is the version of the article upon submission and before peer-review. There can be important differences between the submitted version and the official published version of record. People interested in the research are advised to contact the author for the final version of the publication, or visit the DOI to the publisher's website.
- The final author version and the galley proof are versions of the publication after peer review.
- The final published version features the final layout of the paper including the volume, issue and page numbers.

[Link to publication](#)

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain
- You may freely distribute the URL identifying the publication in the public portal.

If the publication is distributed under the terms of Article 25fa of the Dutch Copyright Act, indicated by the "Taverne" license above, please follow below link for the End User Agreement:

www.tue.nl/taverne

Take down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us at:

openaccess@tue.nl

providing details and we will investigate your claim.

GPH
65
KRU

MC24087

GASONTLADINGEN

Dr. A. A. Kruithof

I N H O U D

	<u>blz.</u>
I. <u>Inleiding.</u>	1
1. Algemene beschrijving.	1
2. Literatuuropgave.	2
II. <u>De elementaire deeltjes.</u>	2
1. Het gas.	2
2. Electronen.	4
3. Atomen en ionen.	5
III. <u>Wisselwerking der elementaire deeltjes.</u>	9
1. Botsingen.	9
2. Gem. vrije weglengte.	11
3. Elastische botsingen.	12
4. Botsingen van de eerste soort.	14
5. Botsingen van de tweede soort.	16
6. Botsingen van atomen en positieve ionen.	17
7. Recombinatie.	17
8. Absorptie van straling.	18
9. Botsingen met de wand.	18
IV. <u>Statistiek der wisselwerkingen.</u>	20
1. Aantal der negatieve ionen in het gas.	20
2. Aantallen der andere elementaire deeltjes.	20
3. Ionisatie door electronen.	21
4. Onzelfstandige en zelfstandige ontladingen.	24
V. <u>Ontladingsvormen, karakteristieken, lichtverschijnselen.</u>	25
1. Ontladingsvormen.	25
2. De glimontlading, karakteristiek.	25
3. Niet-zelfstandige ontlading.	26
4. Doorslag.	26
5. Ontwikkeling van glimontlading.	28
6. De laagspanningsboog.	30
7. De zuilontlading.	30
8. De gasontlading in een gelijkstroomketen.	32
9. De gasontlading in een wisselstroomketen.	33

	<u>blz.</u>
VI. <u>Gelijkvormigheidswetten.</u>	36
1. Afleiding.	36
2. De gelijkvormigheidswetten.	38
3. Gevolgen.	38
VII. <u>Het vervaardigen van gasontladingsbuizen.</u>	39
1. Reproduceerbaarheid, pompmethoden.	39
2. Drukmeting met de magnetische gasontladingsmanometer.	40
3. Getters.	41
VIII. <u>Gelijkrichters.</u>	41
1. Werking van gelijkrichterbuizen.	41
2. Gelijkrichterbuizen voor verschillende spanning.	43
<u>Vraagstukken.</u>	46
Vraagstukken.	47
Vraagstukken.	48
Vraagstukken.	49

Inleiding.

1. Algemene beschrijving.

Een gasontlading is een gedeelte van een elektrische stroomkring, waar de stroomgeleiding door een gas geschiedt. Het gas bevindt zich gewoonlijk in een afgesloten vat, dat voorzien is van twee of meer electroden. Een eenvoudig schema van een stroomkring, waarin een gasontlading is opgenomen, is getekend in fig. 1.

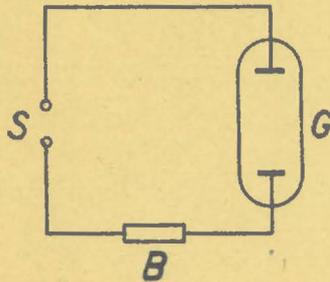


Fig. 1.

S is een spanningsbron.

G is de gasontlading.

B is een weerstand, zelfinductie of capaciteit, die nodig is, omdat bij vele gasontladingen de spanning op de buis daalt, wanneer de stroom toeneemt. De toestand van een gasontlading wordt bepaald door de volgende variabelen, die we binnen zekere grenzen willekeurig kunnen kiezen.

1. Stroomsoort.
2. Stroomsterkte.
3. Vorm, aantal en materiaal van de electroden.
4. Vorm en materiaal van het vat.
5. Gassoort.
6. Gasdruk.

Voorbeelden.

Glimlamp

- (1. \equiv of \sim 50 per.
- (2. ca 50 mA
- (3. spiraalvormig 2 stuks Fe + Mg
- (4. glazen ballon ca 6 cm ϕ
- (5. neon
- (6. 5 mm kwikdruk

"Biosol" lamp

- (1. \sim 50 per.
- (2. 5A
- (3. gepapte wolframspiralen 2 stuks
- (4. kwartsbuis dik 25 mm, lang 25 cm
- (5. kwikdamp (+ Ar)
- (6. 1 atm.

Magnetische manometer

- (1. —
- (2. 0 - 1 mA
- (3. anode: ring(Ni);kathode: 2 plaatjes (Mo)
- (4. glazen ballon (magneet)
- (5. willekeurig
- (6. 1 tot 200 x 10⁻⁵ mm kwikdruk (Eh)

Bliksem

- (1. ~ gedempt
- (2. 10⁴ à 10⁵ A
- (3. waterdruppels, aarde
- (4. niet-afgesloten
- (5. lucht
- (6. 1 atm.

Wanneer van een ontlading de opgesomde factoren bekend zijn, is de ontlading geheel bepaald. Uit de factoren zelf kan men echter niet zonder meer het karakter van de ontlading beoordelen.

2. Literatuuropgave.

Een eenvoudig geschreven boek, dat echter speciaal de gasontladingslampen behandelt en niet de andere technische gastontladingen (gelijkrichters, relaisbuizen, fotocellen) is:

Elektrische Gasentladungslampen door W.Uyterhoeven. 38

Meer theoretisch ingesteld zijn de boeken, die uitvoerige algemene beschouwingen geven over alle soorten gasontladingen. Speciale wiskundige kennis is echter nog niet nodig om het betoog te kunnen volgen. Twee van de bekendste werken op dit gebied zijn:

Fundamental processes of electrical discharges in gases door L.B.Loeb 39

Elektrische Gasentladungen. Ihre Physik und Technik
door A.von Engel und M.Steenbeck.

Practische gegevens over gasontladingen vindt men in

Gasentladungstabellen door M.Knoll, F.Ollendorff und R.Rompe.

Tenslotte gegevens over de techniek van het maken van buizen in:

Werkstoffe der Hochvakuumtechnik door W.Espe und M.Knoll.

De elementaire deeltjes.

1. Het gas.

Zolang in een gas geen electrisch geladen deeltjes voorkomen, is het een volkomen isolator. Volgens de kinetische gastheorie kan men de eigenschappen van de niet-geïoniseerde gassen begrijpen, wanneer men zich het gas voorstelt als een verzameling snel bewegende deeltjes, de gasmoleculen of atomen, die onderling en met de wand vele botsingen maken.

Om ons een voorstelling van de verschijnselen te kunnen maken, zullen we in dit beeld successievelijk een aantal vereenvoudigingen aanbrenge-
n. Allereerst stellen we ons de gasatomen voor als volkomen elastische harde
bollen met massa M (gram) en snelheid v (cm/sec).

Aangenomen wordt, dat de gemiddelde kinetische energie van de atomen
evenredig met de absolute temperatuur T is:

$$\frac{1}{2} M \overline{v^2} = \frac{3}{2} kT \text{ erg.}$$

k = een evenredigheidsfactor, waarvan we de waarde straks uit zullen re-
kenen.

Natuurlijk komen in een werkelijk gas deeltjes met verschillende
snelheid voor die zich kris-kras door elkaar bewegen. Het teken $\overline{\quad}$ duidt
aan, dat we de gemiddelde snelheid bedoelen. Voor het berekenen van de
druk van het gas zien we verder nog af van de spreiding van de snelheid
in richting en grootte. We onderstellen dat zich in een kubusvormige ruim-
te (ribbe l) (zie fig.2) N atomen bevinden. Deze N atomen zullen op drie
paren zijwanden druk uitoefenen en we onderstellen, dat $\frac{N}{3}$ atomen zich
loodrecht op elk stel evenwijdige zijwanden bewegen. Elk atoom botst met
een zijwand (bijv. de rechter) $\frac{v}{2l}$ maal per seconde. De rechter zijwand

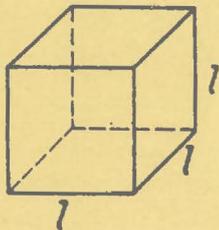


Fig.2.

ontvangt dus per seconde $\frac{v}{2l} \cdot \frac{N}{3}$ stoten
naar rechts. Wanneer de zeer grote massa
van de zijwand M_w is, zou deze, als hij
vrij was, door elke botsing van een massa
 M met snelheid v een snelheid $v_w = \frac{2 M v}{M_w}$

naar rechts verkrijgen (fig.3). In totaal
per seconde dus een snelheid

$$a = \frac{2 M v}{M_w} \times \frac{v}{2l} \cdot \frac{N}{3}. \text{ Om deze versnelling}$$

te niet te doen is nodig een kracht

$$K = M_w \times a = 2 M v \frac{v}{2l} \times \frac{N}{3} = \frac{2}{3} \frac{M v^2}{2} \times \frac{N}{l} \text{ dynes.}$$

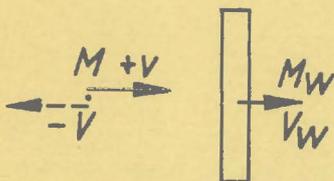


Fig.3.

Op 1 cm^2 van de zijwand wordt dus een
kracht (de gasdruk p) uitgeoefend:

$$p = \frac{2}{3} \frac{M v^2}{2} \times \frac{N}{l^3} = \frac{N k T}{V} \text{ dyne/cm}^2.$$

$l^3 = V$ is het volume van de kubus, dus:

$$pV = N k T.$$

Kiest men 1 grammol. van het gas, dan is in de formule:

$$p V_{mol} = R_{mol} T, \quad R_{mol} = 8,3 \times 10^7 \text{ erg per graad per mol.}$$

indien: $R_{mol} = N_{mol} k, \quad N_{mol} = 6,02 \cdot 10^{23}$, dus $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$ erg per graad.

2. Electronen.

Gasatomen zijn electrisch neutrale deeltjes. Voor de verklaring van de verschijnselen van stroomdoorgang, die bij gasontladingen optreden, zal het dus nodig zijn, dat de atomen zich in electrisch geladen deeltjes kunnen splitsen.

Eén van de bouwstenen van het atoom is het electron, dat de kleinste hoeveelheid negatieve electrische lading draagt, die in de natuur vrij kan voorkomen. De lading van het electron bedraagt: $e = 1,59 \times 10^{-19}$ coulomb.

De massa van het electron is $m = 9,1 \times 10^{-28}$ gram. Om vrije electronen (in vacuum of in een gas) te verkrijgen, moet men deze uit atomen of uit vaste stoffen bevrijden. Daartoe is het nodig de uittree-energie aan de electronen toe te voeren. Naar de voor de bevrijding gebruikte energiebron heeft men de verschillende bevrijdingsprocessen namen gegeven:

1. Thermische emissie (warmte).
2. Foto-electrisch effect (straling).
3. Secundaire emissie (botsing van electronen).
4. Botsing van positieve ionen (zie 3).
5. Botsing van aangeslagen atomen (zie 3).
6. Auto-electronenemissie (zeer sterk electrisch veld).

In een gasontlading bestaat er tussen de electroden een potentiaalverschil. Wanneer er twee electroden zijn, is die met de hoogste potentiaal de anode, de andere electrode is de kathode. Bij wisselstroomontladingen zijn beide electroden afwisselend anode en kathode. Een electron, dat zich bevindt in de ruimte tussen de electroden, zal zich van kathode naar anode begeven. Daar het potentiaalverschil $V_a - V_k$, uitgedrukt in volts, tussen anode en kathode gelijk is aan de arbeid, uitgedrukt in joule's, die nodig is om de positieve lading van 1 coulomb van kathode naar anode te brengen, komt er de energie $e(V_a - V_k)$ joule $= 10^7 e(V_a - V_k)$ ergs vrij, wanneer zich een electron van kathode naar anode beweegt. Bij de versnelde beweging, die het electron in het electrisch veld tussen de electroden uitvoert, komt de verdwenen potentiële energie vrij als kinetische energie van het electron. Wanneer het electron zich zonder energieverliezen (bijv. in vacuum, maar soms ook in een gas) beweegt van een punt I met potentiaal V_1 naar een punt II met potentiaal V_2 (zie fig.4), neemt de kinetische energie dus toe als:

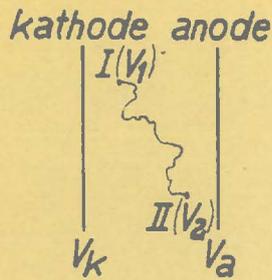


Fig.4.

$$\frac{m v_2^2}{2} - \frac{m v_1^2}{2} = e(V_2 - V_1) \text{ joule} = 10^7 e(V_2 - V_1) \text{ erg.}$$

De energiehoeveelheid, die vrijkomt, wanneer een electron een potentiaalverschil van 1 volt doorloopt ($1,59 \times 10^{-12}$ erg), noemt men 1 electronvolt (afgekort eV). In deze maat wordt gewoonlijk de kinetische energie der electronen bij de studie der gasontladingen uitgedrukt. Ook de kinetische energie van andere - zelfs van niet geladen deeltjes, evenals de potentiële energie, die het electron in een atoom kan opnemen, wordt in eV uitgedrukt.

Wanneer in een gasontlading de electronen onderling een groot aantal botsingen maken (Hoofdstuk III par 3), kan het gebeuren, dat de beweging van de electronen gaat gelijken op die van de atomen of moleculen van een gas; de electronen bewegen zich kris-kras door elkaar en maken onderling botsingen op geheel analoge wijze als de gasmoleculen. Men spreekt dan ook van een electronentemperatuur en bedoelt daarmee de temperatuur T, die men in de formule:

$$\frac{1}{2} m \overline{v^2} = \frac{3}{2} k T \text{ erg.}$$

moet zetten, om de gemiddelde energie der electronen in het linker lid te verkrijgen.

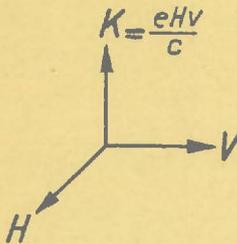


Fig.5.

In een magnetenveld ondervindt een electron een kracht, die zowel loodrecht op de magnetische veldsterkte als loodrecht op de snelheid van het electron zelf staat (zie fig.5).

Het zal daardoor de neiging vertonen een cirkel of spiraal om de magnetische krachtlijnen te gaan beschrijven. Wanneer de bewegingsrichting van het electron loodrecht op de magnetische krachtlijnen staat, is de straal van de cirkel:

$$r = \frac{c m v}{eH} = \frac{3,4 \sqrt{V}}{H} \text{ cm}$$

c is de lichtsnelheid ($3 \cdot 10^{10}$ cm/sec).

H is de magnetische veldsterkte (in gauss).

V is de kin.energie van het electron in eV.

3. Atomen en ionen.

De kinetische gastheorie, waarbij de atomen beschouwd worden als elastische bollen, is voor de behandeling der gasontladingen te grof. Wij zullen moeten ingaan op enige fijnere bijzonderheden van de bouw van het atoom.

Volgens de tegenwoordige atoomtheorie bestaat het atoom uit een positief geladen kern, waar de electronen in "schillen" om gegroepeerd zijn. Daar het gehele atoom electrisch neutraal is, is het aantal electronen gelijk aan het aantal positieve elementair-ladingen ($e = 1,59 \times 10^{-19}$ coulomb) van de kern.

Men kan de elementen rangschikken in een rij, zodat tussen de opeenvolgende atoomnummers de positieve kernlading telkens met e toeneemt. In deze rij neemt ook doorgaans het atoomgewicht met het atoomnummer toe (tabel 1). Naarmate men atomen van hoger nummer beschouwt, worden de electronen-"schillen" van binnen naar buiten steeds verder uitgebouwd.

De chemische en vele fysische eigenschappen van het atoom worden in sterke mate bepaald door het aantal electronen in de buitenste schil. Bevat de buitenste schil slechts één electron, dan kan men dit electron gemakkelijk uit het atoom verwijderen. Er ontstaat dan een positief ion waarvan de lading $1 \times e$ is. De energie, uitgedrukt in eV, die nodig is om een electron geheel uit het atoom te verwijderen, heet de ionisatiespanning. Tabel 2 geeft de ionisatiespanning voor een aantal elementen, die in gasontladingen veel voorkomen.

Bevat de buitenste schil 2 electronen (Be, Mg, Ca, Zn enz.), dan worden ook deze electronen betrekkelijk gemakkelijk verloren; er ontstaat een dubbel-geladen positief ion. Is de buitenste schil geheel uitgebouwd (He, Ne) of bevat zij 8 electronen (Ar, Kr, Xe, Em), dan vormt zij een bijzonder stabiel geheel. Deze elementen vertonen zo goed als geen chemische activiteit. Zij heten de edele gassen.

Ontbreekt tenslotte aan de buitenste schil één electron, om een stabiel geheel te kunnen vormen, dan neemt het atoom gemakkelijk een electron op en vormt een negatief ion (H, F, Cl, Br, J). Wanneer 2 electronen ontbreken, treedt vorming van negatieve ionen op (O, S).

Doordat de electronen in schillen gerangschikt zijn, ontstaat zo in de rij der elementen, wanneer zij in de bovengenoemde volgorde van toenemende kernlading geplaatst zijn, een periodiciteit, die in het zgn. "periodiek systeem" der elementen volgens Mendelejeff duidelijk tot uiting komt (zie tabel 1).

De eerste schil (K schil) kan twee electronen bevatten, de tweede (L schil) 8, de derde (M schil) kan 18 electronen bevatten. Na het element argon, waar de derde schil 8 electronen bevat, komt echter bij kalium het volgende electron reeds in de vierde schil. Hetzelfde gebeurt bij calcium, waar de vierde schil dus 2 electronen bevat.

In de "ijzergroep" (kernlading 21 Sc tot 28 Ni) blijft het aantal electronen in de vierde schil twee, terwijl de derde schil verder wordt volgebouwd. Dergelijke onregelmatigheden komen in de rij der elementen nog driemaal voor: 39 Y tot 46 Pd; 57 La tot 78 Pt en boven 89 Ac). In elke schil zijn de afzonderlijke electronen nog weer aan bepaalde banen gebonden. In zulk een baan ("stationnaire toestand" geheten) loopt het electron volgens de hypothese van Bohr rond, zonder straling uit te zenden, hoewel dit volgens de klassieke electro-dynamica onmogelijk is. De som van kinetische en potentiële energie (de energie) van het electron is in een stationnaire toestand constant. De som van de energieën van alle electronen van een atoom noemt men het energieniveau van het atoom.

Wanneer een atoom enige tijd met rust gelaten wordt, zoeken de electronen zodanige banen uit, dat het energieniveau bij het gegeven aantal electronen zo laag mogelijk is. Het atoom is dan in de grondtoestand, waar men gewoonlijk het nulpunt van de energieschaal legt. Het periodiek systeem is gebaseerd op de plaatsen, die de electronen in de grondtoestand innemen.

Door allerlei middelen kan men nu één of meer der electronen van het atoom op niet-bezette banen brengen of aanslaan, waardoor de som van potentiële en kinetische energie van het electron in het atoom wordt verhoogd. Het energieververschil moet bijv. door een botsing met een ander snel electron geleverd worden.

Het gemakkelijkst worden de electronen van de buitenste schil aangeslagen. Zij komen daarbij in nog verder gelegen schillen, die geheel leeg zijn. Een grafische voorstelling van de energie-inhoud van het kwikatoom bij een aantal mogelijke electronenbanen is gegeven in fig. 6. De energie is opgegeven in eV. Het aantal n geeft het nummer van de schil aan, waarop het buitenste electron zich bevindt.

Wordt het atoom na een aanslag weer met rust gelaten, dan heeft het de neiging, zich met een sprong naar een toestand met lagere energie te begeven. Bedraagt de energie in het begin- en eindtoestand van een sprong resp. E_1 en E_2 , dan komt bij de sprong een energie $E_1 - E_2$ vrij. Elke energiesprong komt overeen met een spectraallijn, waarvan de golflengte $L = \frac{123950}{V} \text{ \AA}$ bedraagt, als $E_1 - E_2 = V$ de grootte van de energiesprong in eV is

(1 \AA of Angströmenheid = 10^{-8} cm).

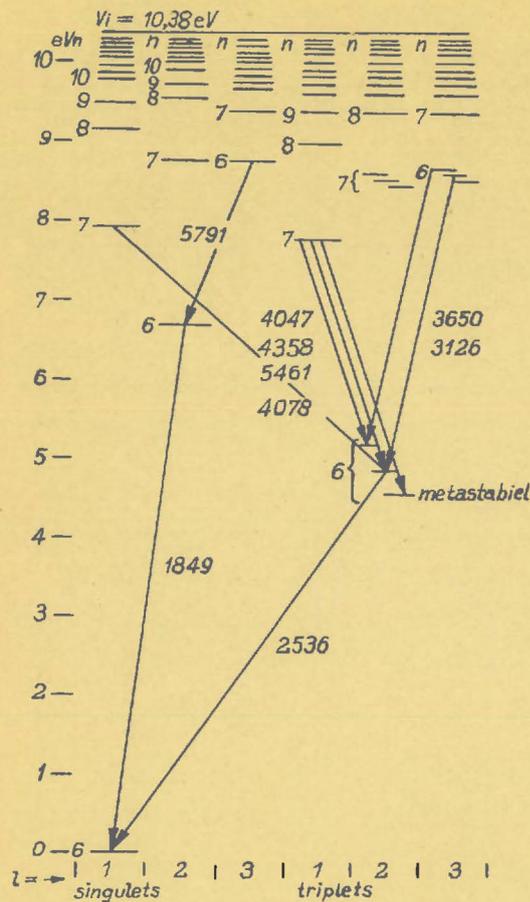


Fig. 6.

Enige stralingsovergangen met de bijbehorende spectraallijnen zijn in fig. 6 door pijlen aangegeven. Bij het uitzenden van straling is het atoom bij gegeven begintoestand niet geheel vrij in de keuze van de eindtoestand. Er komen zelfs aangeslagen toestanden voor, waarbij geen geschikte eindtoestand met lagere energie-inhoud behoort. Dergelijke toestanden, die het atoom niet onder uitzending van straling kan verlaten, heten metastabiele toestanden.

Terwijl een gewone aangeslagen toestand slechts ca. 10^{-8} sec. kan blijven bestaan, is de levensduur van de metastabiele toestanden veel langer (tot 10^{-3} of 1 sec. toe). Zij kunnen zich dus in een gasontlading ophopen. Metastabiele toestanden komen voor bij edele gassen, kwik (zie fig. 6),

stikstofmoleculen en vele andere atomen en moleculen.

Het omgekeerde van emissie van straling gebeurt bij de absorbtie van straling: het atoom neemt straling op van golflengte $L = \frac{12395}{E_1 - E_2}$ en wordt aangeslagen vanuit een toestand met energie E_2 naar de toestand met hogere energie E_1 . Het atoom kan dus dezelfde straling absorberen die het na de aanslag kan uitzenden.

Behalve naar het nummer n van de schil zijn de energieniveaux van fig. 6 gerangschikt naar het nummer l van de baan in de schil. De niveaux van het kwikspectrum moeten verder verdeeld worden in twee grote systemen. In het systeem, dat in fig. 6 links getekend is zijn alle niveaux enkel (singuletsysteem) in het rechts getekende systeem zijn de niveaux in principe drievoudig (tripletsysteem) door de samenwerking van de beide electronen van de buitenste schil in het kwikatoom.

Het grondniveau behoort tot het singuletsysteem. In overeenstemming met tabel 2 bevinden zich de buitenste electronen in de 6e schil.

Bij constane l en toenemende n wordt de toename van de energie telkens kleiner, zodat men tenslotte voor alle l bij zeer grote n ($n = \infty$) op één bepaald niveau uitkomt.

In dit geval heeft men het electron op steeds verder van het centrum van het atoom gelegen schillen gebracht, tot het tenslotte geheel vrij is geworden. Het atoom is geïoniseerd. Het energieniveau $n = \infty$ geeft dus de ionisatiespanning van het atoom aan.

Een geïoniseerd of aangeslagen atoom, dat zich in een der hogere niveaus bevindt, keert niet altijd direct naar de grondtoestand terug. In vele gevallen worden spectraallijnen uitgezonden, die overeenkomen met sprongen tussen hogere toestanden (zie fig. 6) voor het kwikspectrum.

Volgens Bohr wordt bij een sprong van een toestand met energie E_1 naar een toestand met energie E_2 straling uitgezonden, waarvan de frequentie zodanig is, dat

$$E_1 - E_2 = h \nu \text{ erg}$$

$h =$ constante van Planck $= 6,6 \times 10^{-27}$ erg x sec.

Nu is bij golflengte L

$$L \nu = c = 3,0 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec, zodat } \nu = \frac{3,0 \cdot 10^{10}}{L}$$

Metten we E in eV, en L in Å dan is

$$E_1 - E_2 = \frac{6,6 \times 10^{-27} \times 3,0 \cdot 10^{10} \times 10^8}{1,60 \times 10^{-12} L} = \frac{12395}{L}$$

De straling die behoort bij een absorberende overgang van toestand 2 naar de hogere toestand 1 zal des te sterker geabsorbeerd worden, naarmate er meer atomen in de toestand 2 aanwezig zijn. Vooral de lijnen, waarbij de toestand 2 de grondtoestand van het atoom is, zullen dus zeer sterk geabsorbeerd worden. Deze lijnen heten resonantielijnen. Ook in metastabiele toestanden kunnen zich onder bepaalde omstandigheden uiteraard een groot aantal atomen ophopen, zodat in deze gevallen ook de spectraallijnen, die een metastabiele niveau tot benedenste niveau hebben, sterk geabsorbeerd worden.

Wisselwerking der elementaire deeltjes Elementaire processen.

1. Botsingen.

In een gasontlading zullen de in hoofdzak II besproken elementaire deeltjes elkaar beïnvloeden. Daar de deeltjes in het algemeen slechts merkbare krachten op elkaar uitoefenen. Als de onderlinge afstand van hun middelpunten zeer klein is, vindt de wisselwerking alleen plaats, wanneer zij elkaar zo dicht naderen, dat zij elkaar ten dele doordringen, dus met elkaar botsen,

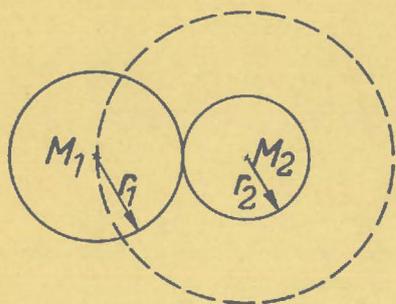


Fig.7

Men spreekt van de botsingsdoorsnede van botsende deeltjes en bedoelt daarmee de grootte van het cirkeloppervlak $q = \pi (r_1 + r_2)^2$, waarop het middelpunt M_1 van het eerste deeltje (straal r_1) gelegen moet zijn, om met het tweede deeltje (straal r_2) in botsing te komen. In fig. 7 zijn twee deeltjes getekend, die elkaar juist raken, de cirkel met straal $r_1 + r_2$ is gestippeld.

Wanneer twee elementaire deeltjes bijv. een electron en een atoom botsen kunnen er verschillende gebeurtenissen plaats vinden.

- 1^e. alleen de snelheden der deeltjes worden gewijzigd, echter niet de totale kinetische energie. Zulk een botsing heet een elastische botsing.
- 2^e. de totale kinetische energie der deeltjes is na de botsing kleiner dan er vóór.

Deze botsingen heten botsingen van de eerste soort;

- 3^e. de totale kinetische energie der deeltjes is na de botsing groter dan er vóór. Deze botsingen heten botsingen van de tweede soort.

Wisselwerkingen treden niet alleen op bij onderlinge botsingen van de in hoofdstuk II besproken elementaire deeltjes, maar ook emissie en absorptie van straling kan men tot deze wisselwerkingsprocessen rekenen, wanneer men nl. een nieuw soort "deeltjes" invoert: de lichtquanta of photonen. Noemt men een hoeveelheid stralingsenergie van de grootte $E = \frac{12395}{\lambda} \text{eV} = h\nu$ erg ($h =$ constante van Planck; $\nu =$ trillingsgetal van de straling) een lichtquant of photon (zie hoofdstuk II par.3), dan kunnen deze nieuwe deeltjes volgens hoofdstuk II ook met de atomen in wisselwerking treden.

Verder komen er nog wisselwerkingsprocessen voor, wanneer de tot nu toe bekende deeltjes botsen met de wand (waarbij ook de elektroden gerekend worden) van de ontladingsbuis.

De deeltjes, die met elkaar in wisselwerking kunnen treden, zijn derhalve:

1. electronen
2. atomen
3. aangeslagen atomen
4. photonen
5. positieve ionen
6. negatieve ionen
7. wand.

2. Gem. vrije weglengte.

Beschouwt men één bepaald deeltje (al of niet een gasatoom), dat zich in een gas beweegt, dan ziet men, dat het telkens een "vrije" weg aflegt en dan botst. Men kan spreken van een gemiddelde vrije weglengte λ .

Voor electronen is de gemiddelde vrije weglengte

$\lambda = \frac{1}{qN}$, waarin $q = \pi r_2^2$, daar voor het electron $r_1 \approx 0$, wanneer zich in een cm^3 N gasatomen bevinden. Noemt men de vrije weglengte bij 1 mm kwikdruk λ_1 en het aantal gasatomen N_1 , dan is

$$\lambda_1 = \frac{1}{qN_1}.$$

Men noemt $qN_1 = Q$ ook wel de werkzame doorsnede van het gasatoom voor electronen. Bij een gasdruk $p = N_p = p N_1$; de gem.vrije weglengte wordt derhalve:

$$\lambda_p = \frac{\lambda_1}{p} = \frac{1}{pQ}.$$

Denken we de wegstukken, die het uitgekozen deeltje (deeltje 1) in 1 sec. aflegt, achter elkaar gelegd, dan is de weg lang v_1 cm.

Hebben de gasatomen een straal r_2 dan zal het deeltje 1 botsen met alle atomen, die liggen in een cylinder met straal $r_1 + r_2$ en hoogte v_1 . Stonden de gasmoleculen stil, dan waren er in die cylinder

$$\pi (r_1 + r_2)^2 \times v_1 N \text{ atomen.}$$

De per botsing gemiddeld afgelegde weg is dientengevolge:

$$\frac{v_1}{\pi (r_1 + r_2)^2 v_1 N}.$$

Nu bewegen de gasatomen zich echter en daarom moet men v_1 in de noemer vervangen door $\sqrt{v_1^2 + v_2^2}$, zodat:

$$\lambda = \frac{v_1}{\pi (r_1 + r_2)^2 \sqrt{v_1^2 + v_2^2} \cdot N_1}.$$

Voor de gasatomen zelf is:

$$r_1 = r_2 = r; \quad v_1 = v_2 = v.$$

$$\lambda_g = \frac{1}{4 \sqrt{2} \pi r^2 N}$$

Voor snelle ionen, waarvoor $r_1 = r_2 = r$, doch $v_1 \gg v_2$

$$\lambda_i = \frac{1}{4 \pi r^2 N} = \sqrt{2} \lambda_g$$

en voor electronen, die zeer

klein en snel zijn: $r_1 = 0$ $v_1 \gg v_2$

$$\lambda_{el} = \frac{1}{\pi r^2 N} = 4 \sqrt{2} \lambda_g.$$

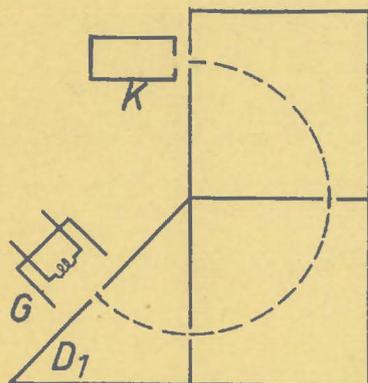


Fig.8.

De gem.vrije weglengte van electronen in een gas kan men zeer nauwkeurig meten met behulp van het toestel van Ramsauer (zie fig.8). Het toestel is doosvormig. Een gloeidraad g emitteert electronen, die tussen de gloeidraad en het eerste diafragma D1 versneld worden tot een willekeurige, bekende snelheid. Doordat een magneetveld loodrecht op het vlak van tekening is aangebracht, gaan de electronen een cirkel in het vlak van tekening beschrijven.

De openingen van de getekende diafragma's zijn juist op een cirkelomtrek aangebracht. Men kan dus het magneetveld zo regelen, dat de electronen van de gewenste snelheid in het kooitje K terechtkomen. De electronenstroom wordt gemeten. Daarna wordt gas in het toestel gelaten. Van elk electron, dat ergens botst, zullen de bewegingsrichting of de snelheid of beide veranderen. Electronen, die gebotst hebben, kunnen het kooitje dus niet meer bereiken. Uit de gemeten electronenstroom als functie van de gasdruk berekent men de gem.vrije weglengte en de werkzame doorsnede.

Het blijkt, dat voor vele atomen de werkzame doorsnede sterk afhangt van de snelheid der botsende electronen. In fig.9 is de werkzame doorsnede getekend voor een aantal edele gassen en kwik. (zie

blz.13)

3. Elastische botsingen.

Elastische botsingen kunnen optreden:

- a. Tussen electronen onderling. De electronen verdelen hun energie door deze botsingen zo eerlijk mogelijk. Als vele botsingen plaats vinden, ontstaat er een electronengas, waaraan we een electronentemperatuur kunnen toekennen (hoofdstuk II par.2).

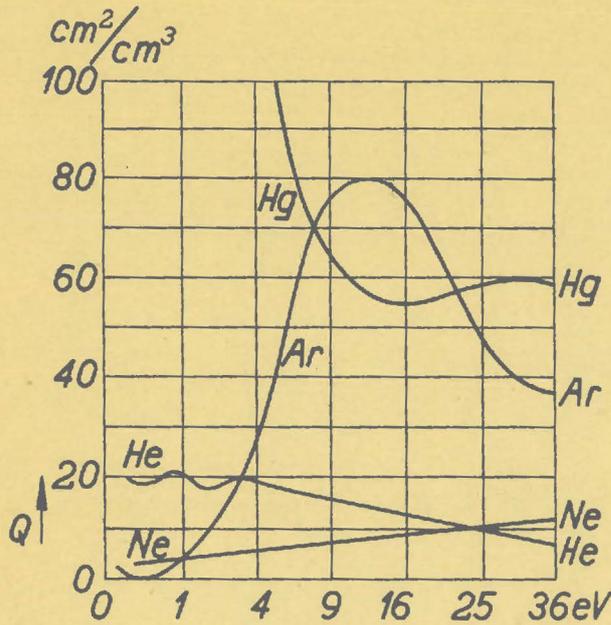


Fig. 9.

b. Tussen electronen enerzijds en atomen, aangeslagen atomen, positieve ionen, negatieve ionen en de wand anderzijds. In al deze gevallen is het deeltje, waar het electron tegen botst, veel zwaarder dan het electron zelf. Het gevolg hiervan is, dat het electron gemiddeld slechts een zeer klein gedeelte van zijn kinetische energie bij de botsing verliest. De verloren energie vinden we terug als kinetische energie van het andere deeltje. (d.i. warmte) Het electron verliest gemiddeld voor een groot aantal botsingen een gedeelte van zijn oorspronkelijke energie, groot $\frac{2m}{M}$.

Daar de massa van het electron slechts $\frac{1}{1835}$ van die van het H-atoom is, is dit gedeelte vooral bij botsingen met zware atomen, bijv. Hg zeer klein.

Staat het atoom stil en onderstellen we allereerst, dat de botsing centraal is, dan vinden we (zie fig. 10):

vóór de botsing



fig. 10

waaruit $v = 2 v_1 \times \frac{m}{M + m}$.

$$\frac{Mv^2}{2} = \frac{mv_1^2}{2} \times \frac{4mM}{(M+m)^2}$$

$$\frac{mv_1^2}{2} = \frac{mv_2^2}{2} + \frac{Mv^2}{2} \quad (\text{behoud van energie}).$$

$$mv_1 = mv_2 + Mv. \quad (\text{behoud van impuls}).$$

$$v_1^2 - v_2^2 = \frac{Mv^2}{m}$$

$$v_1 - v_2 = \frac{Mv}{m} \quad \text{dus } v_1 + v_2 = v.$$

$$2v_1 = \left(\frac{M}{m} + \frac{m}{m}\right)v,$$

$$\frac{Mv^2}{2} / \frac{mv_1^2}{2} = \frac{4m}{M} \times \frac{1}{\left(1 + \frac{m}{M}\right)^2} \approx \frac{4m}{M}$$

daar $m \ll M$.

Gemiddeld voor alle mogelijke -ook niet centrale-botsingen wordt dat: $\frac{2m}{M}$. Bij een botsing met de wand is het energieverlies 0, daar $M = \infty$.

c. Tussen atomen, aangeslagen atomen en ionen.

Bij botsing tussen deeltjes met gelijke massa wordt de kinetische energie gemiddeld gelijk verdeeld. Ionen (positieve en negatieve) zullen dus gemiddeld na elke vrije weglengte de helft van de energie, die zij in het elektrische veld verkregen hebben aan de gasatomen door middel van elastische botsingen afstaan. Deze energie wordt zodoende omgezet in warmte.

b. Elastische botsingen van atomen, aangeslagen atomen en ionen met de wand vormen te zamen de in hoofdzaak II besproken gasdruk.

4. Botsingen van de eerste soort.

Bij botsingen van de eerste soort wordt een gedeelte van de totale kinetische energie van de botsende deeltjes omgezet in inwendige energie bijv. door aanslag of ionisatie van één der deeltjes. Bij deze botsing geldt dus niet meer de wet van het behoud van kinetische energie.

a. Botsingen van de eerste soort tussen electronen en atomen, aangeslagen atomen of ionen leiden tot aanslag of tot ionisatie van het getroffen deeltje. Aanslag of ionisatie van reeds aangeslagen of

geioniseerde atomen heet cumulatieve aanslag of ionisatie omdat daarbij inwendige energie geaccumuleerd wordt.

Voor het aanslaan van een atoom of ion moet het botsende electron een kinetische energie V bezitten, groter dan de aanslagspanning.

$$V_a = \frac{E_n - E_m}{1,60 \times 10^{-12}} \text{ als } E_n \text{ en } E_m$$

resp. de energie in de toestand, waar het atoom terechtkomt en die van de uitgangstoestand zijn. De kans op aanslag q_a bij een botsing neemt bij toenemende energie van het electron in het algemeen toe, bereikt een maximum en neemt dan weer af (zie fig. 11).

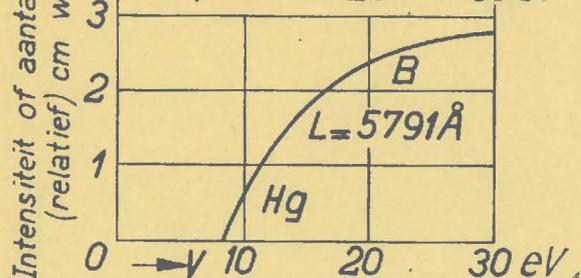
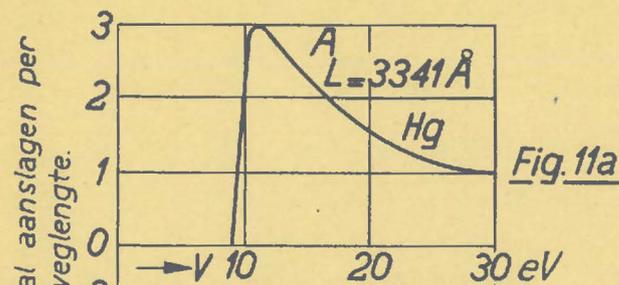


Fig. 11b.

Het verloop van de kans op aanslag per cm weglengte $p_a = q_a \lambda$ als functie van V heet aanslagfunctie.

Bij elke aanslag van het atoom behoort een eigen aanslagfunctie. Er zijn twee typen van aanslagfuncties. Van beide typen is een voorbeeld getekend (resp. in fig. 11 A en fig. 11 B.)

Bij het type van fig. 11A stijgt de aanslagkans boven de bij de betreffende aanslag behorende V_a zeer snel. Het maximum ligt bij 1,1 tot 1,5 x V_a . Daarna daalt de aanslagfunctie weer snel. Bij het type van fig. 11B verloopt de kromme vlakker. Het maximum van de functie ligt hoger dan 2 V_a .

Aanslagfuncties van het type 11A behoren bij overgangen, die niet onder absorbtie van straling plaats zouden kunnen vinden, die van het type 11B bij overgangen, die wel onder absorbtie van straling zouden kunnen plaatsvinden. Aanslagfuncties worden gewoonlijk

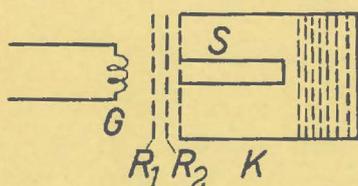


Fig. 12.

gemeten door middel van meting van de intensiteit van één der spectraallijnen, die van het beschouwde niveau uitgaan. De intensiteit van deze lijnen is evenredig met het aantal atomen in de aangeslagen toestand. Uit een gloeidraad G komen electronen vrij (zie fig. 12). Zij worden door een aantal roosters R op de gewenste snelheid gebracht en treden dan in een kooi K, waar geen electr. veld heerst. Zij lopen dus met con-

stante snelheid door. In de buis bevindt zich gas van zodanige druk dat de gem. vrije weglengte der electronen ongeveer even groot is als de lengte van de kooi. Er vinden in de kooi dus een aantal botsingen plaats, doch tussen gloeidraad en kooi-ingang slechts zeer weinig. In de kooi is een spleet S gemaakt. De intensiteit van het door het gas in de kooi uitgesonden licht wordt gemeten.

Voor ionisatie van een atoom of ion moet het electron een kinetische energie V groter dan de ionisatiespanning V_i bezitten. Het aantal ionisaties bij het doorlopen van een weglengte van 1 cm neemt eerst ongeveer evenredig met $(V - V_i)$ toe. Het maximum ligt bij ca $V = 100$ V. Daarna treedt een daling op. Enige voorbeelden van ionisatiefuncties zijn gegeven in fig. 13 z.o.z.

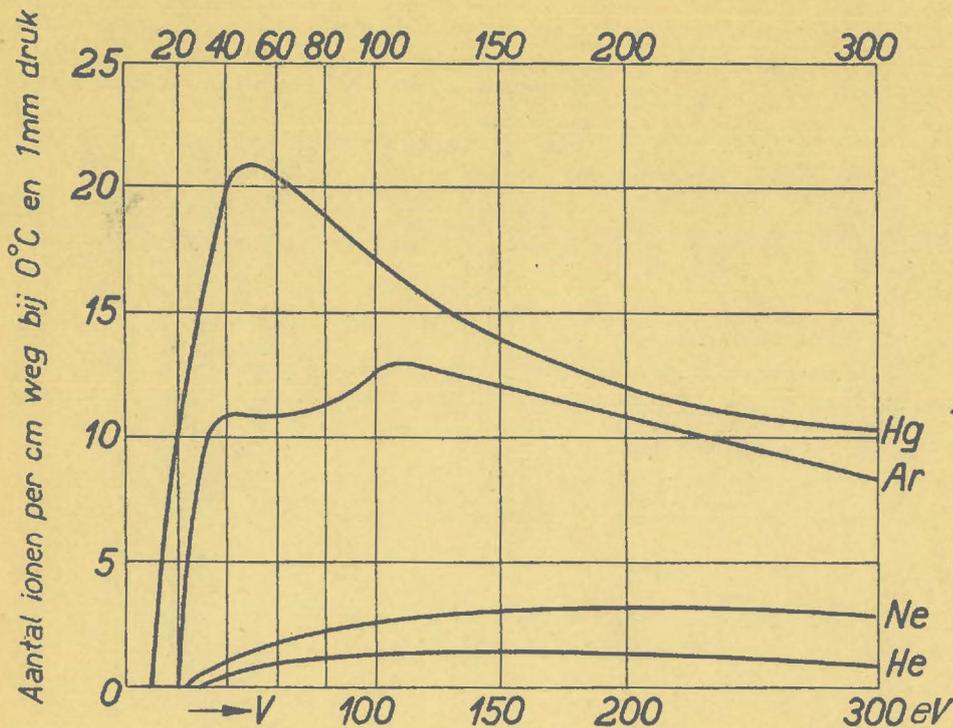


Fig. 13.

Ionisatiefuncties worden gemeten met toestellen, die ongeveer gebouwd zijn volgens fig. 12. In de "veldvrije" ruimte (de kool K) bevinden zich nu echter roosters, die een geringe negatieve potentiaal t.o.v. de wanden van de kool bezitten. De gevormde ionen bewegen zich naar deze roosters en de ionenstroom kan gemeten worden.

b) De plaats van het snelle electron in geval a kan ook ingenomen worden door een

positief ion. Dezelfde wisselwerkingen als in geval a kunnen optreden. Het komt in normale gasontladingen slechts zeer zelden voor, dat een positief ion voldoende energie verkrijgt voor het aanslaan of ioniseren van een atoom. Deze processen treden bijv. op in de ongewenste gasontladingen, die in vacuum-gelijkrichters voor zeer hoge spanning kunnen voorkomen.

5. Botsingen van de tweede soort.

Bij botsingen van de tweede soort wordt inwendige energie van één der botsende deeltjes (een aangeslagen atoom bijv.) omgezet in kinetische energie. Processen van dezen aard kan men soms beschouwen als de omkering van de in par. 4 besproken processen.

a) Botsingen van de tweede soort tussen een aangeslagen atoom en een electron zijn de omgekeerde van den aanslag van het atoom: de kinetische energie van het electron is na de botsing groter dan er vóór en het atoom keert terug naar een lagere aangeslagen toestand. Straling wordt nu niet uitgezonden, ook uit metastabiele toestanden kan een atoom door een botsing van de tweede soort naar een lagere toestand terugkeren.

- b) Ook bij botsingen van de tweede soort tussen atomen en aangeslagen atomen van één gas kunnen atomen van een metastabiele naar een lagere toestand overgaan. De aanslagenergie wordt nu tussen de beide deeltjes verdeeld. Daar de lagere toestand gewoonlijk niet metastabiel is, keert het atoom nu verder onder uitzending van straling naar de grondtoestand terug.
- c) Zijn de botsende atomen van een andere gassoort dan de aangeslagen atomen, dan kan het gebeuren, dat de ionisatiespanning (V_i') van het eerste atoom kleiner is dan de aanslagspanning V_a van het (meest in metastabiele toestand) aangeslagen atoom. In dit bijzondere geval wordt het eerste atoom geïoniseerd, terwijl het aangeslagen atoom naar den grondtoestand terugkeert. De overblijvende energie $V_a - V_i'$ wordt door het vrijgekomen electron opgenomen.
- Voorbeelden van dit geval zijn de mengsels He ($V_a = 16,7$) met Ar ($V_i = 15,7$) en Ar ($V_a = 11,6$) met Hg ($V_i = 10,4$).

6. Botsingen van atomen en positieve ionen.

De botsing van een positief ion met een atoom verloopt slechts in een klein percentage der gevallen elastisch. Bij het merendeel der botsingen neemt het snellere ion een electron van het getroffen, vrijwel stilstaande atoom over. Het resultaat is dus, dat er in plaats van een bewegend ion en een "stil" staand atoom een bewegend atoom en een "stil" staand ion is ontstaan. De gehele kinetische energie van het ion is bij het nieuwe atoom achtergebleven. Het gevolg van deze ladingsoverdracht is, dat in een gasontlading de energie der positieve ionen nooit veel meer kan zijn, dan het bedrag, dat zij per vrije weglengte uit het elektrische veld kunnen verkrijgen. Uitgedrukt in eV is dit bedrag maximaal.

$$\lambda E = \lambda_1 E/p.$$

E is de elektrische veldsterkte in V/cm.

7. Recombinatie.

Recombinatie is het omgekeerde van het proces der ionisatie. Recombinatie kan dus op twee manieren plaatsvinden.

- a. Bij de botsing van een positief ion en een electron. Bij deze soort van recombinatie wordt straling uitgezonden. Vaak wordt het gevangen electron eerst in een hogere toestand opgenomen. Het atoom gaat dan onder opeenvolgende uitstraling van een aantal spectraallijnen traps-gewijze over naar de grondtoestand.

- b. Bij de botsing van twee electronen met één positief ion. De overtollige energie wordt door het extra-electron, dat vrij blijft, opgenomen.

8. Absorbtie van straling.

- a) Bij absorbtie van straling, die optreedt bij de botsing van photonen met atomen, wordt het atoom aangeslagen of geïoniseerd. Alleen die spectraallijnen worden door een normaal atoom geabsorbeerd, die als onderste toestand de grondtoestand hebben; zij heten resonantielijnen.
- b) Ook een aangeslagen atoom (meestal in metastabiele toestand) of een positief ion kan straling absorberen en aangeslagen of geïoniseerd worden. Deze aanslagen en ionisaties zijn weer cumulatief, omdat de energie in een aantal trappen opgenomen wordt.

9. Botsingen met de wand.

Het resultaat van elastische botsingen der verschillende elementaire deeltjes met de wand werd boven reeds besproken. Er kunnen echter bij botsingen met de wand nog andere ingewikkelder processen optreden, die wij nu willen bespreken.

- a) Botsingen van electronen met de wand. Wanneer electronen met zekere snelheid een wand treffen, kan het gebeuren, dat er voor een deel der electronen, die door de wand worden opgenomen andere electronen gesmitteerd worden. Dit verschijnsel heet secundaire emissie. Is de energie der opvallende electronen groter dan φ de uittreepotentiaal van de wand, dan kunnen per opgenomen electron zelfs twee (of meer) electronen worden afgestaan. Er zijn gevallen bekend, waar het aantal uitgestoten (secundaire) electronen gemiddeld 8 à 10 maal groter is dan het aantal opvallende electronen. Men kan de secundaire electronen onderscheiden van de elastisch gereflecteerde, doordat zij met zeer geringe energie uittreden.
- b) Bij botsingen van aangeslagen atomen met de wand keert het atoom naar de grondtoestand terug. Is de aanslagspanning groter dan φ , dan kan tevens een electron uit het metaal bevrijd worden.
- c) Wordt een wand getroffen door positieve ionen, waarvan de ionisatiespanning groter dan φ is, dan worden de positieve ionen geneutraliseerd. Is de ionisatiespanning groter dan 2φ , dan kunnen electronen uit de wand bevrijd worden. Het aantal electronen, dat gemiddeld per positief ion uit de wand vrijkomt wordt voorgesteld door de coëfficiënt γ , die het eerst is gebruikt door Townsend.

- d) Wordt een wand getroffen door een negatief ion, dan verliest het ion zijn overtollig electron.
- e) Wordt een wand getroffen door photonen, met een energie $h\nu > \varphi \times 1,6 \times 10^{-12}$ dan kunnen door photo-electrisch effect electronen uit de wand bevrijd worden.

De processen, waarbij uit de wand electronen bevrijd worden, zijn zeer belangrijk in het geval, dat de wand de kathode van de ontleding is. De bevrijde electronen zullen zich in de ontleding begeven en daarin dan verder een belangrijke rol spelen.

Statistiek der wisselwerkingen.1. Aantal der negatieve ionen in het gas.

Negatieve ionen kunnen gevormd worden (zie hoofdstuk II par.3) in gassen als F, Cl, Br, O₂ en in gassen met samengestelde moleculen zoals CCl₄ enz. De meeste technische gasontladingen bevatten echter juist zuivere edele gassen of kwik, waarin zij niet kunnen ontstaan. In al deze ontloadingen kan men dus van de negatieve ionen afzien. Zij komen echter weer te voorschijn, als we te maken krijgen met zgn. "vuil gas". De effecten, die zij veroorzaken, komen altijd neer op extra energieverliezen daar zij in de plaats komen van de veel snellere electronen, die bovendien bij elastische botsingen zo goed als geen energie verliezen (hoofdstuk III par.3). In het vervolg willen wij spreken over ontloadingen, die geen negatieve ionen bevatten.

2. Aantallen der andere elementaire deeltjes.

Verreweg het grootste aantal der atomen van een gas is bij technische gasontladingen nog in de normale niet-aangeslagen of geïoniseerde toestand. Slechts bij ontloadingen met zeer hoge stroomdichtheid wordt het aantal ionen, electronen en angeslagen atomen vergelijkbaar met dat der atomen. Dan treden echter zovele wisselwerkingsprocessen op, dat de ontloadingstoestand zeer onoverzichtelijk is. Wij willen daarom een overzicht trachten te verkrijgen over de ontloadingen met kleine stroomsterkte waar het aantal electronen, ionen en photonen slechts gering is.

Bij ontloadingen is het van groot belang of het gas, dat de ontloadingsbuis bevat, metastabiele atomen kan leveren of niet. Bestaan er 1^o geen metastabiele toestanden, dan zijn er slechts weinig angeslagen atomen, in het andere geval 2^o kunnen deze zich echter in grote aantallen in de metastabiele toestand ophopen (bijv. bij zuivere edele gassen). Een derde mogelijkheid 3^o treedt op, wanneer het gas een mengsel is, waarvan het hoofdbestanddeel metastabiele atomen levert, terwijl deze bij botsing tegen de atomen van het bijmengsel weer te gronde gaan onder vorming van ionen van het bijmengsel (mengsels neon met 10⁻⁴ - 1% Ar; argon met Hg). Grote aantallen metastabiele atomen kunnen nu wegens de voortdurende vernietiging niet optreden; wel wordt het aantal ionen veel groter dan bij het zuivere gas.

Het spreekt wel vanzelf, dat botsingen tussen twee soorten van deeltjes, waarvan beide soorten slechts weinig vertegenwoordigd zijn, zo goed als nooit voorkomen. We hebben alleen te maken met botsingen van weinig voorkomende deeltjes met deeltjes waarvan er veel voorkomen, of met de wand. In het eerste en derde bovengenoemde geval zijn dus de botsingen tussen:

- atomen en electronen
- atomen en angeslagen atomen
- atomen en photonen

- atomen en ionen
- electronen en wand
- aangeslagen atomen en wand
- photonen en wand
- ionen en wand

van belang.

In het tweede ingewikkelder geval komen daar nog bij de botsingen van:

- aangeslagen atomen en electronen
- aangeslagen atomen en photonen
- aangeslagen atomen en positieve ionen.

Het blijkt dus, dat het derde bovengenoemde geval eenvoudiger is dan het tweede. Het eerste geval, dat het allereenvoudigste is, komt in de practijk slechts sporadisch voor. Toch kan men de invloed van de voornaamste wisselwerkingen nl. die tussen atomen en electronen en van de bij die wisselwerking gevormde ionen, aangeslagen atomen en photonen met de wand aan dit type ontlading het duidelijkst nagaan. In de volgende paragrafen zullen wij dus over het eerste geval spreken.

3. Ionisatie door electronen.

Bij de botsingen van atomen en electronen treden op : elastische botsingen, aanslag en ionisatie. Het energieverlies is bij elastische botsingen $\frac{1}{2000}$ tot $\frac{1}{400000}$ van de energie, die het electron bezit. Dat is zo gering, dat we daarvan in den ver-
volge afzien. We spreken dus alleen over aanslag en ionisatie en tekenen daartoe het begin van de aanslag en de ionisatiefunctie in één figuur (fig.14).

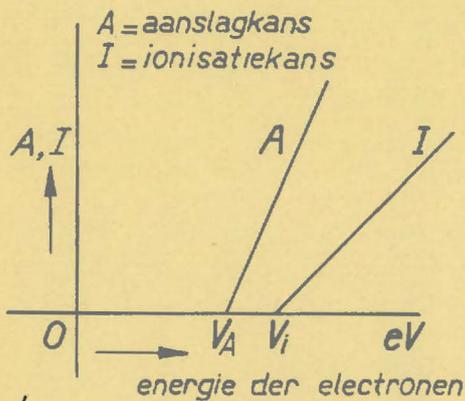


Fig. 14.

We beschouwen nu het eenvoudigste geval: een gas tussen twee vlakke, evenwijdige platen, waartussen een electricch veld E heerst (fig.15).

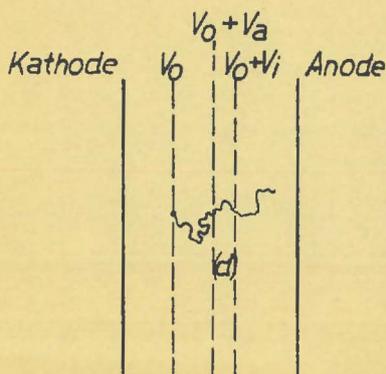


Fig. 15.

Ergens in het veld waar de potentiaal V_0 is, komt een electron vrij. Het beweegt zich naar rechts. Er gebeurt "niets", totdat het vlak, waar de potentiaal $V_0 + V_a$ heerst, bereikt is. De energie van het electron is dan $e V_a$. Gaat het nu nog verder, dan is er bij elke botsing een kans, dat het electron het getroffen atoom zal aanslaan. Stel: het electron bereikt het vlak $V_0 + V_i$. Dan is er ook kans op ionisatie. Komt het tot ionisatie, dan zijn er twee electronen gekomen in plaats van één.

Maar tussen de vlakken $V_0 + V_a$ en $V_0 + V_1$. maakt het electron vele botsingen. Hoe meer botsingen in dit gebied gemaakt worden, hoe groter de kans is, dat het electron zijn energie door aanslag verliest. Het aantal botsingen tussen beide vlakken hangt af van de verhouding van hun afstand d tot de gem. vrije weglengte λ der electronen.

$$d = \frac{V_1 - V_a}{E} \quad \lambda = \frac{\lambda_1}{p}; \text{ dus } \frac{\lambda}{d} = \frac{E}{V_1 - V_a} \times \frac{\lambda_1}{p} = E/p \times \frac{\lambda_1}{V_1 - V_a}.$$

λ_1 , V_1 en V_a zijn atoomconstanten, dus alles hangt af van E/p . Bij gelijke waarde van de verhouding E/p , doch verschillende druk en veldsterkte is de kans op ionisatie gelijk.

Om de statistiek nu quantitatief op te maken, laten we een groot aantal electronen ergens in een bepaald vlak in het gas beginnen (zie fig. 16).

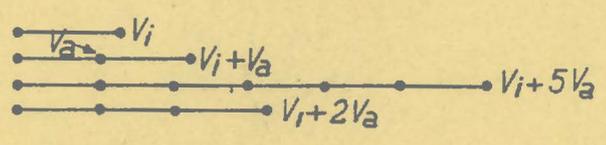


Fig. 16.

Sommige electronen zullen reeds ongeveer bij V_1 ioniseren, andere ongeveer bij $V_1 + V_a$, weer andere ongeveer bij $V_1 + 5 V_a$, weer andere bij

$V_1 + 2 V_a$ enz. Gemiddeld ioniseert het electron dus na het doorlopen van een potentiaalverschil $V_j > V_1$.

We vereenvoudigen nu de zaak weer en doen alsof alle electronen na het doorlopen van het potentiaalverschil V_j ioniseren. Het aantal electronen is dan verdubbeld (zie fig. 17). Na het doorlopen van het potentiaalverschil $2 V_j$ is dan het aantal electronen 2^2 maal zo groot geworden en

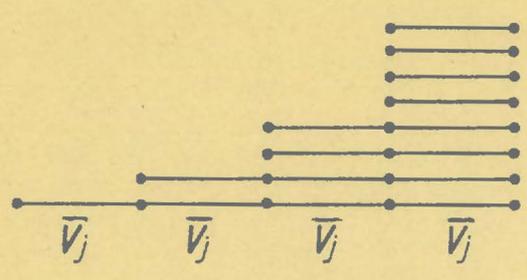


Fig. 17

na V : $2 \frac{V}{V_j}$ maal zo groot.

Door de gemaakte benaderingen is een fout gemaakt, die we weer goed maken, door te schrijven, dat een electronenstroom i_0 na het doorlopen van een potentiaalverschil van V volt is aangegroeid tot een stroom

$$i = i_0 e^{V/\sqrt{V_j}}; e = 2,71828182859.....$$

$$= i_0 e^{\eta V} \text{ als } \eta = 1/\sqrt{V_j}$$

η heet de ionisatiecoëfficiënt per volt.

Uit het voorgaande volgt, dat de waarde van η bij verschillende veldsterkte en druk gelijk is, wanneer het quotient E/p gelijk is, d.w.z.

$\eta = f(E/p)$. Deze functie is in fig. 18 getekend voor de gassen:

Ne, Ar; Ne + 0,001% Ar; Ne + 0,1% Ar; O₂ en N₂.

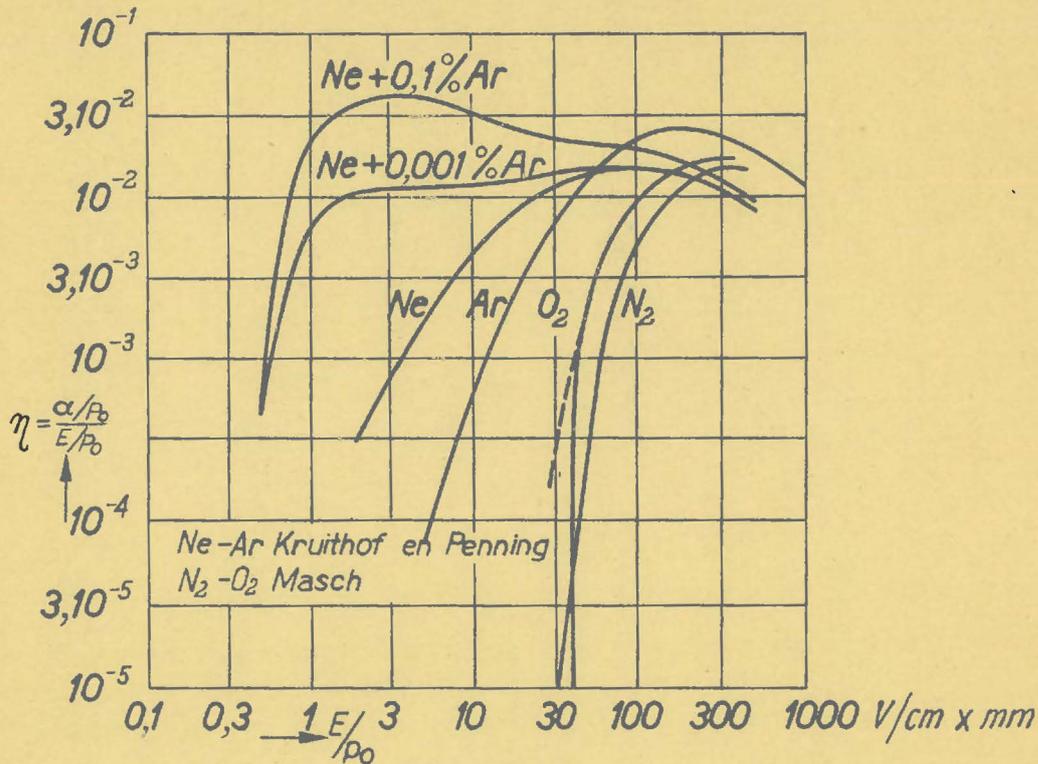


Fig. 18.

In deze figuur is de schaal zowel voor η als voor E/p logarithmisch. Tabel 3 geeft nauwkeuriger waarden van η voor Ne, voor Ar en voor het mengsel Ne + 0,1% Ar.

Het verloop van η met E/p kan men als volgt begrijpen: Bij lage waarde van E/p zijn er veel botsingen tussen V_a en V_i , dus veel aanslagen en weinig ionisaties. Stijgt E/p , dan komen er minder botsingen, dus meer ionisaties: η stijgt. Wordt echter E/p zeer hoog, dan zijn er zo weinig botsingen, dat de electronen grote snelheden verkrijgen, zodat de ionisatiekans weer afneemt (zie fig. 13). Dan daalt η ook weer.

Vaak gebruikt men in plaats van de ionisatie-coëfficiënt η de coëfficiënt α , die omstreeks 1900 door Townsend werd ingevoerd: $\alpha = E \eta$.

De formule $i = i_0 e^{\eta V} = i_0 e^{\alpha \frac{V}{E}} = i_0 e^{\alpha d} = i$ leert ons, dat α de verhoudingsgewijze toename van de stroom per cm van door de electronen doorlopen weg d voorstelt. Uit $\alpha/p = E/p \times \eta$ blijkt, dat niet α , doch

α/p een functie is van E/p

$$\frac{\alpha}{p} = F\left(\frac{E}{p}\right).$$

4. Onzelfstandige en zelfstandige ontladingen.

Bij de ionisatie door electronen in het gas ontstaan behalve de nieuwe electronen ook ionen, metastabiele atomen en photonen. Al deze deeltjes kunnen, wanneer zij de kathode bereiken, daaruit electronen vrijmaken. De ionen worden zelfs door het elektrische veld naar de kathode toe gedreven, zodat zij in de meeste gevallen het belangrijkste gedeelte der nieuwe electronen daaruit vrijmaken. Wij zullen dan ook in het vervolg van de invloed der andere deeltjes afzien.

We nemen aan, dat uit een kathode in een ontladingsbuis met twee vlakke electroden (zie fig. 15) n_k electronen vrijkomen. Aan de anode zijn deze aangegroeid tot $n_k e^{\gamma V} = n_a$ electronen.

Vaak begint een ontlading met de bevrijding van één electron uit de kathode, dat dus aan de anode tot $e^{\gamma V}$ electronen is aangegroeid. In het gas zijn dan $e^{\gamma V} - 1$ ionen gevormd, die uit de kathode weer $\gamma(e^{\gamma V} - 1) = q$ electronen bevrijden.

Er zijn nu 3 gevallen mogelijk:

a) $q < 1$ $n_k = 1 + q + q^2 + \dots = \frac{1}{1-q}$

$$n_a = \frac{e^{\gamma V}}{1-q}$$

De ontlading stopt na korte tijd en de totale stroomdoorgang is gegeven door n_a . Maakt men voortdurend per seconde n_0 electronen uit de kathode vrij, dan blijft de stroom doorgaan en:

$$n_k = \frac{n_0}{1-\gamma(e^{\gamma V}-1)} \quad n_a = \frac{n_0 \cdot e^{\gamma V}}{1-\gamma(e^{\gamma V}-1)}$$

Dit geval doet zich voor bij de fotocel met gasvulling. De electronen n_0 worden hier door licht vrijgemaakt uit de kathode. Men spreekt van de versterkingsfactor N van de cel:

$$N = \frac{n_a}{n_0} = \frac{e^{\gamma V}}{1-\gamma(e^{\gamma V}-1)}$$

Bij de gebruikelijke fotokathoden bedraagt γ ca $1/3$, wanneer de cel gevuld is met argon.

Houdt bij een fotocel de bestraling van de kathode op, dan houdt ook de ontlading op. Een fotocel is dus een typisch voorbeeld van een onzelfstandige ontlading.

b) $q = 1$. Er worden de tweede maal evenveel electronen uit de kathode vrijgemaakt, als waarmee de ontlading begon. De ontlading kan dus blijven doorgaan en heet zelfstandig.

c) $q > 1$. De ontladingsstroom neemt steeds toe. Er gebeurt een catastrofe, wanneer niet de stroom in de keten begrensd wordt door een

weerstand (bij wisselstroomontladingen ook door een condensator of zelf-inductie). Is dat het geval, dan daalt bij toenemende stroom de spanning op de ontleding. Daardoor daalt δ of γ of γ en γ beide, zodat q ook daalt tot $q = 1$. Dan is de toestand weer stationnair, de ontleding is zelfstandig.

De waarde van γ is groter naarmate V_1 van de op de kathode vallende ionen groter en de φ van de kathode kleiner is. Zij loopt bij edele gassen en koper van ca. 0,001 voor Xe tot ca 0,05 voor Ne. Bij Ne en Ar voor Mg, Ba, Na is γ relatief groot (ca 0,1), voor Wo, Ni, Mo laag (ca 0,01).

Ontladingsvormen, karakteristieken, lichtverschijnselen.

1. Ontladingsvormen.

De eenvoudigste vorm van ontleding verkrijgt men tussen twee vlakke electroden, die op kleine afstand van elkaar in het gas geplaatst zijn (glimontleding).

Om gemakkelijk een boogontleding met grote stroomsterkte en lage spanning te doen ontstaan, vervangt men één (gelijkrichter) of beide platen (laagspanningsboog) door een gloeikathode.

Wordt de afstand tussen de electroden veel groter gemaakt, dan hun grootste afmeting, dan verkrijgt men een zuilontleding.

2. De glimontleding, karakteristiek.

Het eenvoudigste type glimontleding wordt verkregen, wanneer men een ontleding met een stroomsterkte van enige mA tussen twee vlakke platen doet ontstaan.

Wordt volgens fig.19 zowel de spanning V , die op de ontleding staat, als de stroomsterkte i , die er door gaat, gemeten, dan verkrijgt men, wanneer i van 0 af toeneemt, een kromme, die de karakteristiek van de ontleding genoemd wordt.

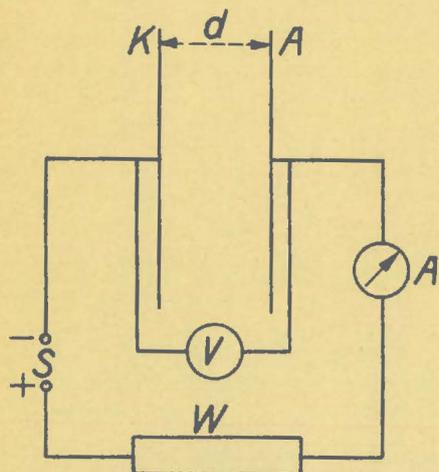


Fig.19.

In fig. 20 is schematisch de karakteristiek getekend voor een ontlading tussen twee vlakke platen. Om de verschillende gedeelten van de figuur duidelijk te kunnen onderscheiden is de schaal voor de stroomsterkte logarithmisch gekozen-

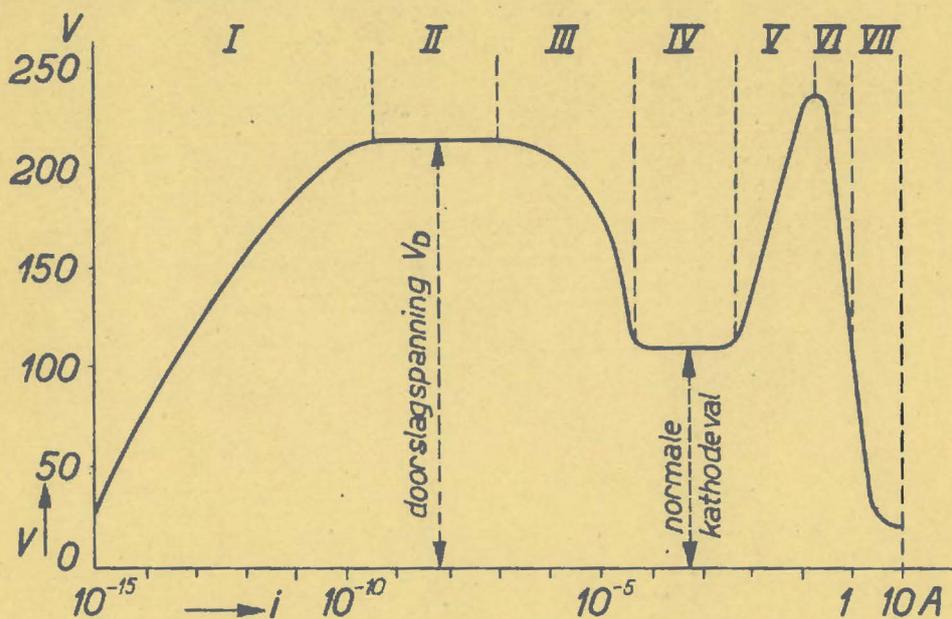


Fig. 20.

3. Niet-zelfstandige ontlading.

In het gebied I van zeer lage stroomsterkte is de ontlading nog onzelfstandig. Voor het tekenen van fig. 20 is ondersteld, dat b.v. door straling uit de kathode een stroom van ca 10.000 electronen per secunde wordt vrijgemaakt (d.i. ca 10^{-15} A). Is dit niet het geval, dan worden door kosmische straling, en natuurlijke radio-activiteit enige tientallen electronen per minuut vrijgemaakt. Houdt dus de bestraling van de kathode op, dan vermindert de stroom tot een onmeetbaar klein bedrag (10^{-20} à 10^{-19} A).

4. Doorslag.

Voert men nu de spanning op, dan wordt de elektrische veldsterkte

$E = \frac{V_A - V_K}{d} = \frac{V}{d}$ groter. De gasdruk p blijft constant, dus de ionisatiecoëfficiënt γ in de formule

$$i = \frac{i_0 e^{\gamma V}}{1 - r(e^{\gamma V} - 1)}$$

neemt toe volgens fig. 18. Daardoor neemt de breuk, die i voorstelt, de teller toe, terwijl de noemer afneemt.

De stroom neemt dus toe en wel met stijgende V steeds sneller, doordat de noemer tenslotte steeds dichterbij 0 komt. Is de noemer zeer klein geworden, dan zal een uiterst geringe stijging van V reeds voldoende zijn, om de stroom in gebied II zeer veel te doen toenemen. Men noemt de toestand in dit gebied de doorslag van de ontlading. Hier geldt dus

$$1 - \gamma (e^{\gamma V_D} - 1) = 0,$$

daar men de zeer kleine waarde, die de noemer nog steeds heeft, verwaarloost.

$$e^{\gamma V_D} = \frac{1}{\gamma} + 1. \quad \gamma V_D = e \log\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right). \quad V_D = \frac{1}{\gamma} e \log\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right).$$

Bij constante γ is V_D dus evenals γ een functie van E/p op het ogenblik van de doorslag: $V_D = f(E/p)$. V_D verloopt als $\frac{1}{\gamma}$, dus $\log V_D$ verloopt juist tegengesteld aan $\log \gamma$.

Men kan in een gegeven buis niet gemakkelijk E/p bij doorslag op bekende wijze variëren. Wel echter de gasdruk p . Nu is $E/p = \frac{V_D}{p \cdot d}$, dus $V_D = f\left(\frac{V_D}{p \cdot d}\right)$, waaruit volgt door oplossen van de vergelijking naar V_D :

$$V_D = g(p \cdot d).$$

Dat betekent: wanneer in een buis gasdruk en electrodenafstand veranderen (het wordt dus eigenlijk een andere buis), verandert de doorslagspanning V_D niet, als men het product $p \cdot d$ constant houdt.

De zo juist gevonden wet heet de Wet van Paschen. Zij is een bijzonder geval van een algemener stel gelijkvormigheidswetten, die in Hoofdstuk VI besproken zullen worden.

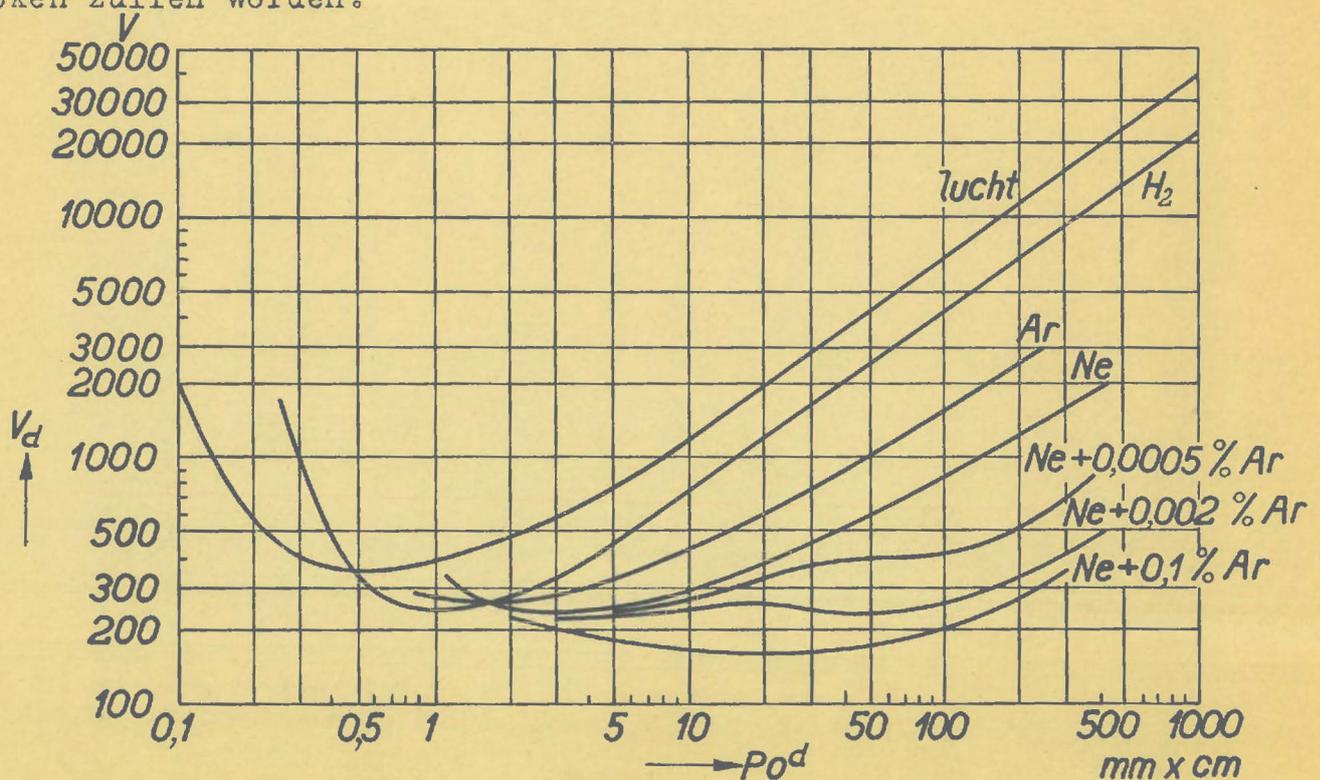


Fig. 21.

In fig.21 is de functie $V_D = g(pd)$ voor de gassen Ar, Ne, enige Ne-Ar-mengsels, H₂ en lucht dubbel logarithmisch uitgezet.

Opvallend is de zeer grote verlaging van V_D door geringe bijmengsels van Ar in Ne.

Voor lucht is bij grote waarde van pd de doorslagspanning evenredig met pd en wel bij $p = 760$ mm $V_D = 30.000$ dV.

Daar de kromme voor γ een maximum bezit vertoont, heeft de kromme voor V_D een minimum.

Voor het verkrijgen van lage V_D moet men dus:

- pd in het minimum van V_D kiezen;
- γ groot kiezen, dus bijv. de gasmengsels He-Ar; Ne-Ar; Ar-Hg gebruiken.
- γ groot kiezen; elektroden bedekken met Mg, Ba of Na.

Middelen voor het verkrijgen van hoge V_D zijn:

- Het kiezen van zeer grote pd , dus hoge gasdruk (1 atm. of hoger) en grote afstanden. Nog betere isolatie wordt verkregen, door een isolerende vloeistof als olie tussen de elektroden te brengen. Verder kiest men gassen met kleine γ (gassen met negatieve ionen, als CO₂) en voor de elektroden met len met kleine γ .
- Het kiezen van zeer kleine pd , dus het goed evacueren van de buis bij gelijkrichters voor hoge spanning.

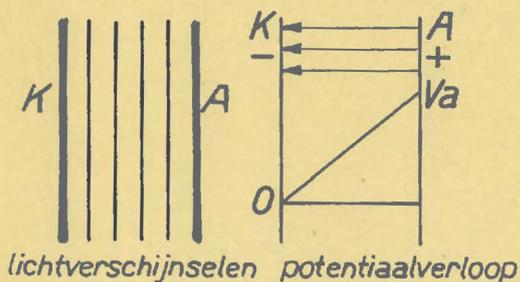


Fig.22.

De ruimtelading der positieve ionen is in gebied II nog zeer gering, zodat het elektrische veld nog constant is, terwijl de potentiaal lineair verloopt tussen kathode en anode (zie fig. 22). De electronen komen alle met kleine snelheid uit de kathode en worden versneld tot zij de energie V_a bereikt hebben. Dan wordt het gas aangeslagen en de electronen verliezen

hun energie over een relatief korte afstand. Daarna worden zij weer versneld enz. Op de plaatsen, waar de aanslag plaats vindt, geeft het gas licht (laagjes van Holst en Oosterhuis).

5. Ontwikkeling van glimontlading.

Daar γ voor de meeste metalen slechts klein is, worden in de ontlasting van fig. 22 bijna evenveel ionen als electronen gevormd: gevormde electronen per sec:

$$n_e = \frac{i}{1,59 \times 10^{-19}} \quad (\text{aan de anode wordt de stroom geheel door electronen vervoerd}).$$

gevormde ionen per sec:

$$n_i = \frac{i}{(1+\gamma) \times 1,59 \times 10^{-19}} \quad (\text{aan de kathode worden per ion} \gamma \text{ electronen vrijgemaakt}),$$

dus $n_e = n_i (1+\gamma)$.

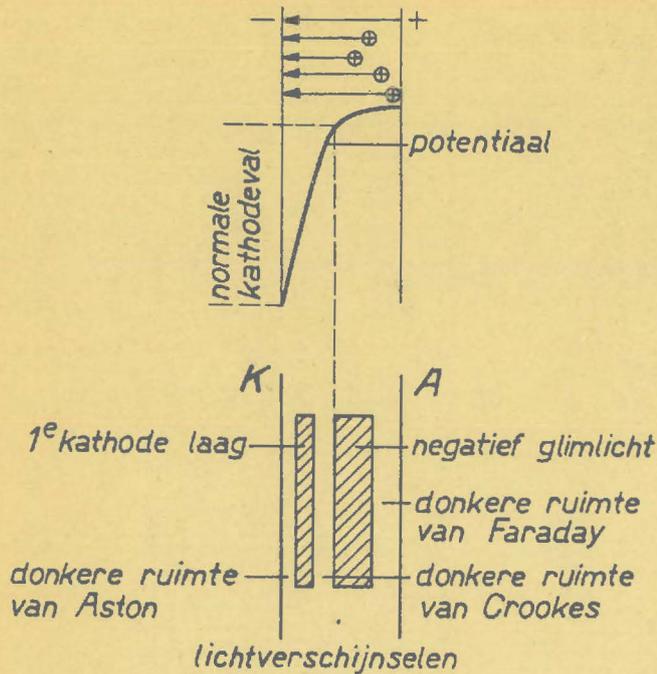


Fig. 23.

Door hun kleine snelheid zijn derhalve de positieve ionen in groter aantal aanwezig dan de electronen. Deze ruimtelading wordt merkbaar, wanneer men de stroom laat toenemen boven ca 10^{-7} A (gebied III fig. 20). Een deel der krachtlijnen loopt nu van de ionen naar de kathode (zie fig. 23), zodat de veldsterkte bij de kathode groter is, dan bij de anode. Dit veldverloop is voordelig voor de ionisatie, omdat γ zo snel met E/p toeneemt. Daardoor daalt de brandspanning V_B van de ontleding. De ontleding trekt zich nu samen, waardoor de ruimtelading (per cm^3) toeneemt en V_B nog verder daalt. Dit proces gaat door tot in het sterkste deel van het veld het maximum van γ is

bereikt. Dan heeft zich de glimlading ontwikkeld. Bij groter stroom (gebied IV) breidt de ontleding zich weer uit, omdat nu een nog groter ruimtelading onvoordelig zou werken, daar bij nog groter veldsterkte (E/p) de ionisatiecoëfficiënt γ weer gaat dalen. De brandspanning als functie van i is dus constant. Men noemt de brandspanning van de glimontlading de normale kathodeval. In tabel IV is de normale kathodeval voor de combinaties van enige metalen met de gassen: Ne, Ar, lucht en H_2 gegeven.

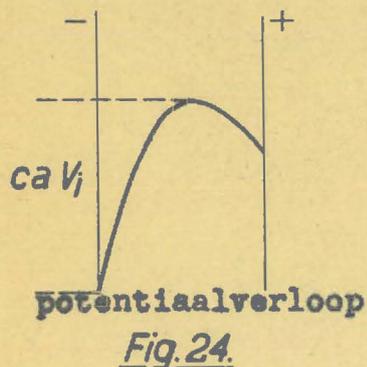
De in het onderste deel van fig. 23 getekende lichtverschijnselen bij de glimontlading volgen uit het potentiaalverloop, dat in het bovenste gedeelte van fig. 23 getekend is. De electronen komen met geringe snelheid uit de kathode. Vlak vóór de kathode is er geen aanslag (donkere ruimte van Aston). Zij worden sterk versneld. Bij het passeren van het maximum van de aanslagfunctie treedt sterke aanslag op (1e kathode laag). Verderop wordt de energie der electronen nog groter, de aanslag vermindert weer (donkere ruimte van Crookes).

In het gebied, waar de potentiaal vrijwel constant is, vermindert de energie der electronen geleidelijk. Het gebied van maximale aanslag wordt weer gepasseerd (negatief glimlicht) en er volgt weer een donkere ruimte (donkere ruimte van Faraday), waar de energie der electronen te klein is voor aanslag.

Laat men, wanneer de glimontlading de gehele kathode bedekt, de stroomsterkte verder toenemen, dan stijgt de brandspanning, omdat nu door toename van de ruimtelading het elektrisch veld zo sterk wordt, dat het maximum van γ gepasseerd is (gebied V fig. 19). Men noemt dit gebied

de anomale glimontlading. Door de botsingen der snelle ionen tegen de kathode wordt deze tenslotte bij zeer grote stroom zo heet, dat thermische emissie optreedt: er ontstaat een boogontlading met zeer lage brandspanning (gebied VII fig.19).

6. De laagspanningsboog.



Vervangt men de kathode van de buis van fig.23 door een gloeikathode, dan ontstaat reeds bij stroomsterkten van ongeveer 1A een boog. Terwijl het grootste aantal der ladingsdragers bij de glimontlading in het gas gevormd moet worden, levert bij de boog de kathode zoveel electronen, dat dit niet nodig is. De kathodeval daalt sterk. Is de ruimtelading groot genoeg, dan kan het potentiaalverloop worden, als in fig. 24, is getekend.

De maximale energie der electronen is wat groter dan V_i , zodat ionisatie mogelijk is, doch het totale potentiaalverschil tussen de electroden is kleiner dan V_i . Een boog, waarvan de brandspanning lager is dan de ionisatiespanning van het gas, waarmee de buis is gevuld, heet laagspanningsboog.

Daar de energie der electronen nu niet ver boven V_i stijgt, ontbreekt de donkere ruimte van Crookes. De donkere ruimte van Aston is smal, de donkere ruimte van Faraday volgt op het negatieve glimlicht, dat met het eerste kathodelaagje samenvalt.

7. De zuilontlading.

Wanneer men de afstand der electroden bij een glimontlading of een boogontlading van niet al te grote stroomsterkte sterk vergroot, neemt eerst de lengte van de donkere ruimte van Faraday toe. In deze ruimte heerst echter geen elektrisch veld (het veld is er vaak zelfs tegengesteld gericht aan de beweging der electronen). Er zullen dus vele electronen naar de wand diffunderen. Als de buis te lang wordt, moeten er nieuwe electronen gevormd worden. Er ontstaat weer een positief elektrisch veld, waarin ionisatie en aanslag plaats vinden. Men neemt tussen de donkere ruimte van Faraday en de anode een lichtgevende positieve zuil waar. In fig.24 zijn het potentiaalverloop en de lichtverschijnselen voor een glimontlading met positieve zuil getekend.

We willen de diffusie der geladen deeltjes in de zuil nader beschouwen.

Aan de wand van de buis vindt sterke reëcombinatie plaats. Midden in de buis zijn dus de meeste electronen. Zij zullen naar de wand diffunderen. De ionen kunnen door hun grote massa niet snel genoeg volgen. Er ontstaat dus een ruimtelading en daardoor een elektrisch veld in radiale richting, dat de electronen tegenhoudt en de ionen naar de wand

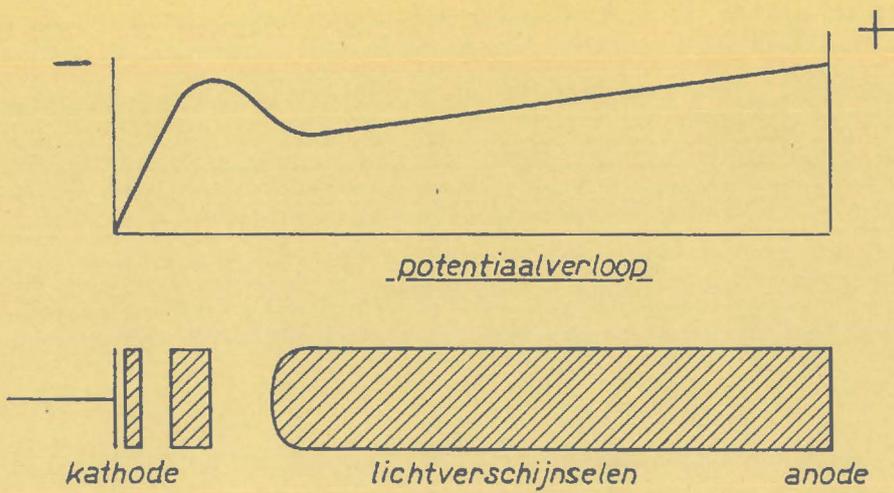


Fig. 25.

drijft. De wand heeft een negatieve potentiaal t.o.v. het midden van de zuil. In de evenwichtstoestand is dit radiale veld juist zo sterk, dat

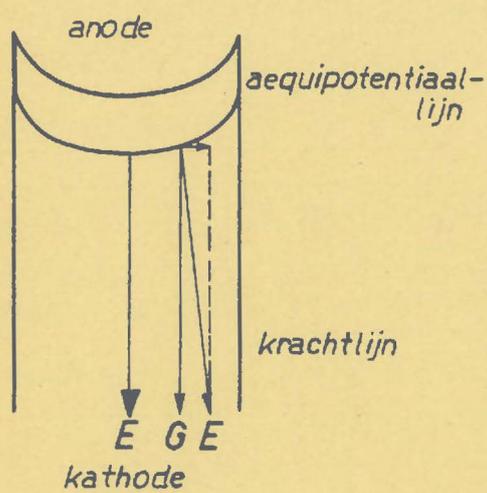


Fig. 26.

evenveel ionen als electronen naar de wand gaan (ambipolaire diffusie). De krachtlijnen staan dus naar buiten gericht en de aequipotentiaalvlakken, die loodrecht op de krachtlijnen staan, zijn gekromd (zie fig. 26) met de bolle zijde naar de kathode. Het verlies aan electronen en ionen, dat door de ambipolaire diffusie ontstaat, moet door nieuwe ionisaties gedekt worden.

De ionisaties in de zuil vinden bij lage druk direct door de electronen plaats, terwijl bij hoge druk de gastemperatuur

door botsingen der electronen met gasatomen zo hoog kan worden ($6000^{\circ} - 10.000^{\circ}K$), dat bij botsingen van atomen onderling ionisatie kan optreden. In het laatste geval spreekt men van een thermisch mechanisme van de zuil.

De in de zuil optredende veldsterkte, uitgedrukt in V/cm heet de gradiënt van de zuil.

De gradiënt G is laag bij:

- 1e. weinig diffusie naar de wand (wijde buis, zware ionen);
- 2e. lage V_i (zwaardere edele gassen, metaaldamp);
- 3e. kleine elastische energieverliezen (lage druk, zware atomen);
- 4e. weinig aanslag.

De gradiënt van de edele gassen daalt volgens tabel V inderdaad, naarmate men zwaardere gassen kiest.

Bij kwik is de aanslag zo groot (vooral de lijn $\lambda = 2537$ wordt uitgestraald) dat G weer groter wordt.

Er bestaan drie soorten zuilen:

- 1e. de homogene zuil, die voorkomt bij edele gassen boven een bepaalde stroomsterkte;
- 2e. de gestriëerde zuil, die voorkomt in niet-edele gassen;
- 3e. de zuil met lopende striae, die ook voorkomt bij edele gassen, doch bij lagere stroomsterkte dan de homogene zuil.

De thermische zuil is altijd homogeen.

Als G de gradiënt voorstelt, is de toegevoerde energie in de zuil iG watt per cm zuillengte. Deze energie wordt in het gas gebruikt voor:

- 1e. Aanslag,
- 2e. Ionisatie,
- 3e. Verwarming van het gas door elastische botsing der electronen.

De aanslagenergie verlaat de buis grotendeels als straling (tenzij absorptie in de glaswand plaats vindt).

De ionisatie-energie komt als warmte weer vrij bij de recombinate der ionen en electronen aan de buiswand en aan de electroden.

Ook de aan het gas door de elastische botsingen toegevoerde warmte wordt naar de buiswand weer afgevoerd.

Tenslotte verdwijnt de warmte, die de buiswand uit de ontlading ontvangt door warmtestraling en door convectie.

Is het om grote lichtemissie te doen, dan moet de aanslag groot zijn, terwijl de andere processen verlies veroorzaken en dus klein moeten zijn. Dit is b.v. het geval bij kwik, waar meer dan 50% van de energie voor aanslag wordt gebruikt.

Bij lage kwikdampdruk is de meeste straling ultraviolet; de thermische zuil bij hoge dampdruk straalt in hoofdzaak zichtbaar licht uit en heeft dan ook een hoog lichtrendement. Door gebruik te maken van fluorescerend poeder heeft men ook de ultraviolette straling der lage druk kwikbuizen in zichtbaar licht omgezet, waardoor lichtbronnen met groot lichtrendement zijn ontstaan.

8. De gasontlading in een gelijkstroomketen.

Tekent men de in fig. 20 gegeven karakteristiek van de glimontlading met een lineaire schaal voor de stroomsterkte, dan ziet men de gedeelten van lage stroomsterkte slechts als een scherpe piek de "doorslagpiek". Verderop krijgt men dan de constante normale kathodeval (zie fig. 27). Ook bij de zuilontlading met gloeiende kathoden verkrijgt men een karakteristiek, die bij de doorslag tot hoge spanning oploopt. Bij toenemende stroomsterkte neemt de brandspanning van de zuil door de cumulatieve ionisatieprocessen af, doch de afname is slechts langzaam, zodat de karakteristiek van de zuilontlading veel lijkt op die van fig. 27.

Is de ontlading van fig. 27 met een voorschakelweerstand in een gelijkstroomketen, dan zal doorslag eerst optreden, wanneer de spanning boven V_D is opgevoerd. Voordien loopt het punt, dat de toestand van de

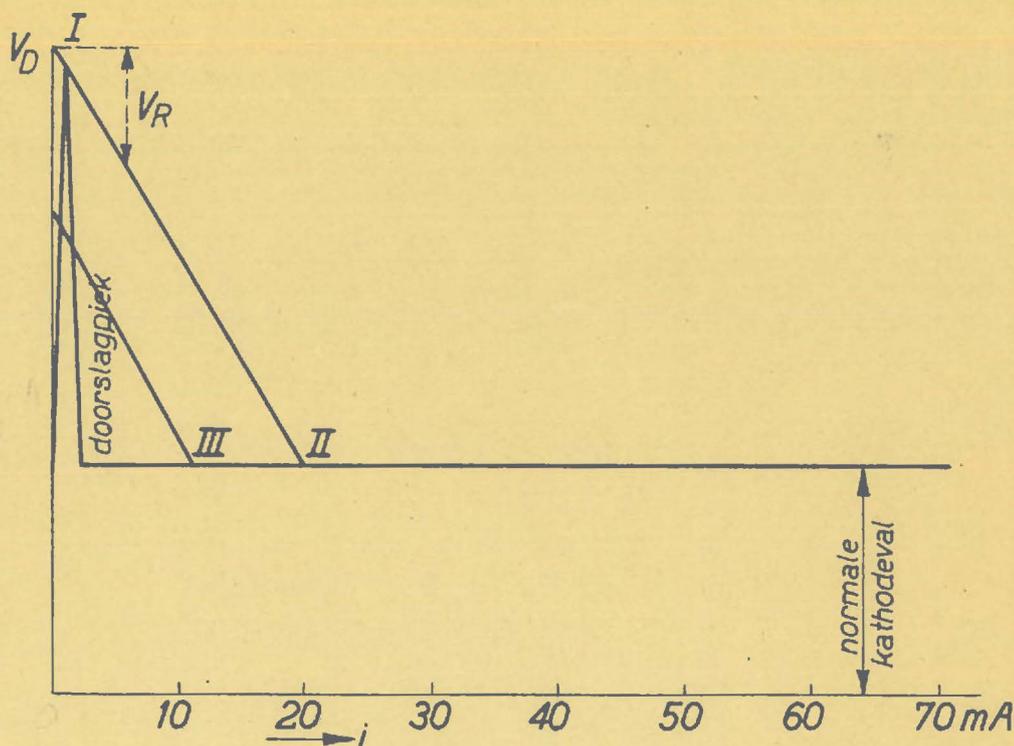


Fig. 27

ontlading weergeeft langs de stijgende tak van de karakteristiek omhoog, naarmate de stroomsterkte toeneemt komt er meer spanning over de weerstand R te staan. Is de in fig. 27 door I weergegeven toestand ontstaan, dan is de ontlading niet meer stabiel. De spanning op de buis daalt zo snel, dat de stroom door de weerstand moet toenemen tot toestand II, voordat weer evenwicht is bereikt. De lijn, die V_R aangeeft is recht, omdat $V_R = i \times R$. Het blijkt dus, dat de toestanden op de dalende tak van de karakteristiek slechts te realiseren zijn door R zo groot te kiezen, dat de lijn V_R steiler wordt dan die dalende tak. Slechts in dat geval is het nl. mogelijk een snijpunt te vinden van de lijn V_R met de karakteristiek.

Brandt de buis eenmaal stabiel in punt II, dan kan men de totale spanning weer verlagen en kleinere stroomsterkten verkrijgen (b.v. punt III in fig. 27).

Heeft men geen voldoende spanning voor de ontsteking voorhanden, dan kan men de buis ook door middel van een condensatorenontlading of met behulp van een inductieklosje ontsteken en direct in toestand III brengen.

9. De gasontlading in een wisselstroomketen.

Om na te gaan, wat er gebeurt, wanneer de ontlading van fig. 27 op wisselspanning V_N wordt aangesloten, vereenvoudigen we de karakteristiek nog meer. We nemen aan, dat voor de ontsteking een spanning V_H nodig is, terwijl bij brandende buis de spanning V_B constant is.

Is het vóórschakelelement een weerstand, dan is de stroomsterkte bepaald door

$$V_N = A \sin \omega t \quad V_R = - iR.$$

De buis slaat door, zodra de netspanning de waarde V_H bereikt (zie fig.28), terwijl de stroomsterkte op elk ogenblik verkregen wordt uit

$$i = \frac{V_N - V_B}{R}.$$

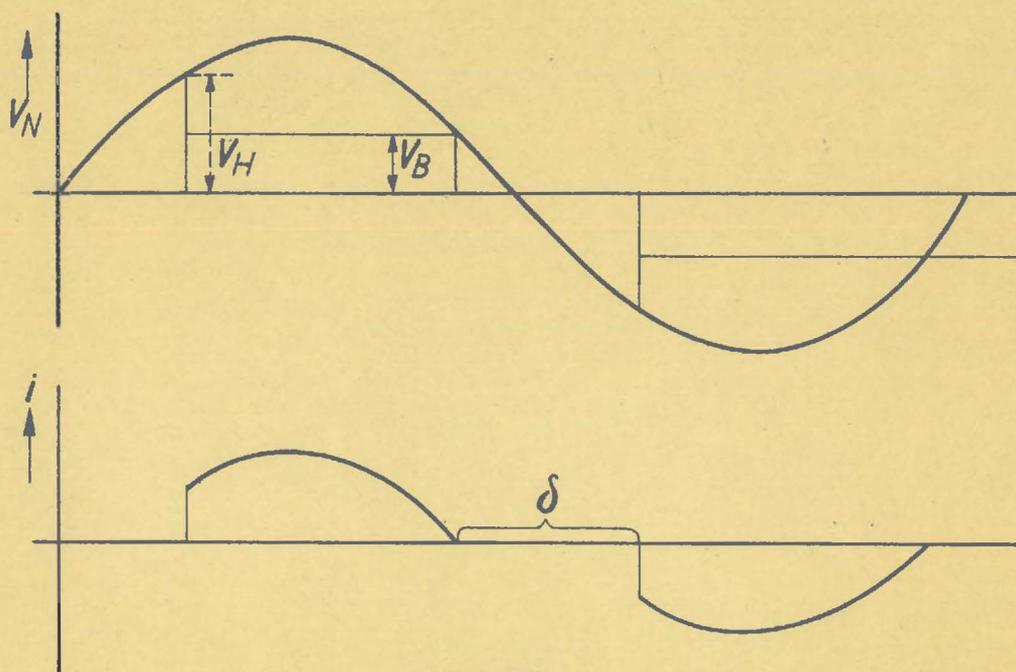


Fig.28.

De ontlading gaat dus uit als $V_N = V_B$ wordt en ontsteekt pas weer, als $V_N = V_H$ in de volgende halve periode (V_H de "herontsteekspanning" is kleiner dan de zgn. eerste ontsteekspanning V_D van fig.27, omdat gedurende de korte tijd δ , dat de buis uit is, nog een groot aantal ionen achterblijft). Er is dus een donkere periode δ , waarin geen stroom door de buis vloeit. De grootte van δ hangt af van de verhoudingen van V_H en V_B tot de maximale netspanning A . Vergroot men de netspanning, dan wordt δ kleiner, doch de donkere periode kan nooit wegvallen.

Is het voorgeschakelde element een zelfinductie, dan is de spanning er op

$$V_L = -L \frac{di}{dt}.$$

Na het ontsteken van de ontlading is $\frac{di}{dt} > 0$, de stroom neemt geleidelijk toe (zie fig.29) tot $V_B = V_N$ wordt. Dan is $\frac{di}{dt} = 0$, de stroom is maximaal. Daarna komt een steeds steilere afname van i , tot de buis uitgaat. Dit punt komt echter al gemakkelijk terecht in de volgende halve periode en wanneer de netspanning hoog genoeg is, kan zelfs de spanning op de buis al gelijk aan of groter dan V_D zijn, onmiddellijk nadat zij uitgaat. De buis ontsteekt dan onmiddellijk in de volgende halve periode en de donkere periode is weggefallen. Behalve het vermijden van energieverliezen in het voorschakelapparaat is het wegvallen van de donkere periode een groot voordeel van het gebruik van zelfinducties als voorschakelapparaat bij gasontladingen in wisselstroomketens.

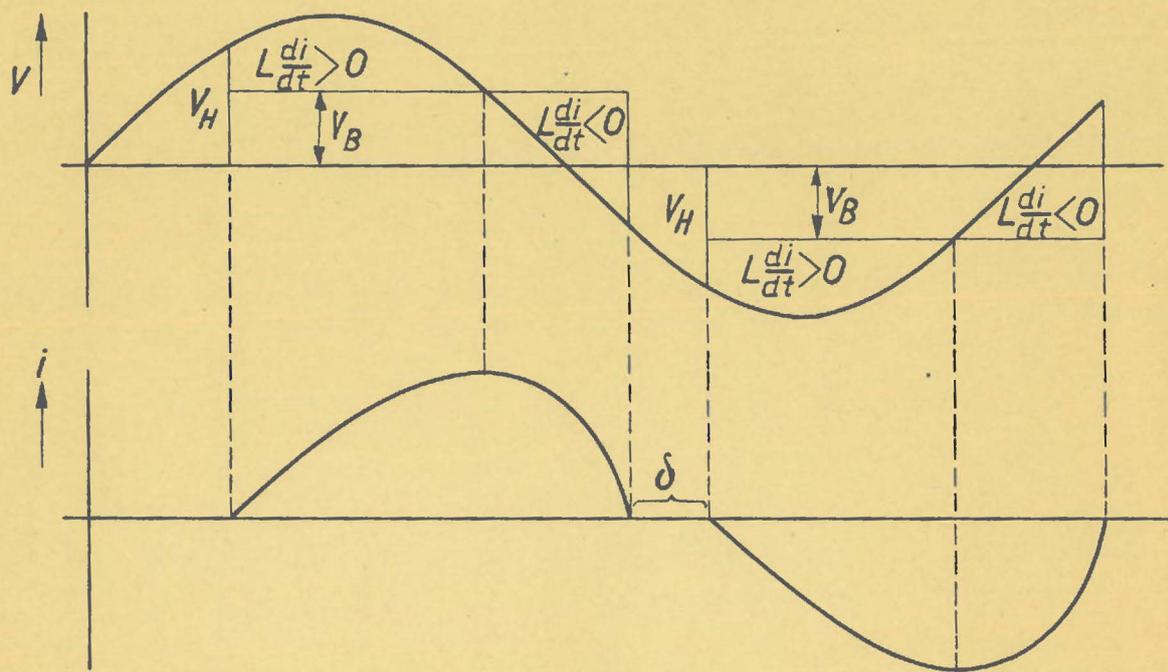


Fig. 29.

Gelijkvormigheidswetten.Afleiding.

Het berekenen van alle eigenschappen van een gegeven ontladingsbuis uit de elementaire processen is niet eenvoudig. Men kan echter als eerste stap eens nagaan wat de invloed der afmetingen van de ontladingsruimte is.

Wij stellen ons daartoe de vraag: wanneer men alle afmetingen van een gegeven buis met een factor N verandert, kan men dan gasdruk en stroomsterkte zodanig veranderen, dat er zo weinig mogelijk verschil tussen de beide ontladingen bestaat? Kan men het voorbeeld zo inrichten, dat de potentialen der electroden in beide ontladingen gelijk zijn?

Een eerste eis voor de gelijkheid van twee ontladingen is die van even grote ionisatie. De ionisatiecoëfficiënt η is een functie van E/p . We moeten dus zorgen, dat in beide ontladingen E/p gelijk is.

Ontlading I

Ontlading II

$$\text{afmetingen: } Nx_1 = x_2$$

$$\text{bij gelijke } V: V_1 = V_2$$

$$\text{dus: } \frac{1}{N} E_1 = E_2$$

$$\text{gelijke } E/p \text{ als: } \frac{1}{N} p_1 = p_2$$

$$\text{dan is ook: } \eta_1 = \eta_2$$

$$\text{en daar: } V_1 = V_2$$

$$\eta_1 V_1 = \eta_2 V_2.$$

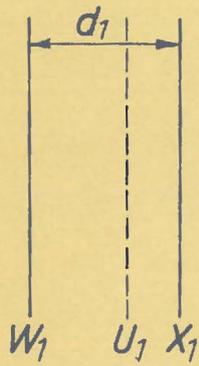


Fig. 29a

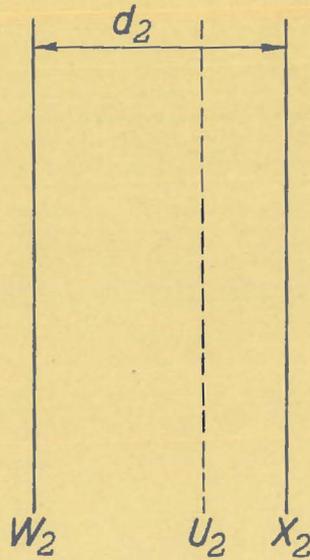


Fig. 30.

Beschouw nu de ruimtelading der beide ontladingen. Geëist wordt, dat de potentiaal in beide ontladingen op overeenkomstige plaatsen gelijk is. D.w.z. men eist een gelijkvormig potentiaalverloop.

$$\frac{1}{N} E_1 = E_2.$$

E is het aantal krachtlijnen per cm^2 . Nu is:

$$N^2 \times \text{oppervlak } U_1 = \text{oppervlak } U_2.$$

N x totaal aantal krachtlijnen door U_1 = totaal aantal krachtlijnen door U_2 .

Hetzelfde geldt voor de vlakken W_1 en W_2 en voor X_1 en X_2 .

Dus N x het verschil van de aantallen krachtlijnen door W_1 en X_1 = het verschil van de aantallen krachtlijnen door W_2 en X_2 .

of: N x het aantal geladen deeltjes tussen W_1 en X_1 = het aantal geladen deeltjes tussen W_2 en X_2 .

De ruimtelading wordt veroorzaakt door de positieve ionen.

$$N \times N_1^+ = N_2^+$$

als N_1^+ en N_2^+ de resp. totale aantallen pos. ionen voorstellen;

$$\frac{1}{N^2} \times n_1^+ = n_2^+$$

als n_1^+ en n_2^+ de resp. aantallen pos. ionen per cm^3 voorstellen;

$$\text{Nu is } \frac{1}{N} E_1 = E_2$$

(zie boven);

$$\text{en } N \lambda_1^+ = \lambda_2^+$$

(λ_1^+ en λ_2^+ resp. vrije weglengten der ionen.);

$$\text{dus } v_1^+ = v_2^+$$

(v_1^+ en v_2^+ zijn de snelheden der pos. ionen).

$$N d_1 = d_2; \text{ dus } I_1^+ = I_2^+ \text{ (} I_1^+ \text{ en } I_2^+ \text{ pos. ionenstromen aan de kathode);}$$

$$\left(\frac{E}{p}\right)_1 = \left(\frac{E}{p}\right)_2$$

(zie boven);

$$\text{dus } r_1 = r_2 \text{ en } (1 + r_1) I_1^+ = (1 + r_2) I_2^+.$$

zodat $I_1 = I_2$ (I_1 en I_2 totale stroomsterkten der ontladingen);

$$\text{en } \frac{1}{N^2} i_1 = i_2$$

(i_1 en i_2 stroomdichtheden der ontladingen.)

Bij de zuil vinden we nog, dat ook het aantal naar de wand vloeiende deeltjes bij gelijke stroomsterkte en bij door N gedeelde druk in de tweede ontlading gelijk is aan dat in de eerste ontlading.

2. De gelijkvormigheidswetten.

De wetten luiden dus als volgt:

Bij twee gelijkvormige ontladingen, waarbij de afmetingen van de tweede ontlading een factor N groter zijn, dan die van de eerste, vindt men gelijke waarden voor doorslagspanning, brandspanning enz. wanneer:

- 1^e. de gasdruk in de tweede buis een factor N kleiner is, dan in de eerste;
 - 2^e. de totale stroomsterkte in beide ontladingen gelijk is, dus de stroombichtheid in de tweede ontlading een factor N^2 kleiner is dan in de eerste.
- Vanzelf stelt zich de tweede ontlading dan zo in, dat:
- 3^e. de verhouding E/p , de totale ionisatie ($e \cdot V$) en de electronentemperatuur in beide ontladingen gelijk zijn;
 - 4^e. de totale ruimtelading in de tweede ontlading een factor N groter is dan in de eerste en dus de ruimtelading per cm^3 een factor N^2 kleiner is dan in de eerste;
 - 5^e. de wandstroom voor een zuilontlading in beide ontladingen gelijk is. Ongelijk is in beide buizen de temperatuur van het gas, dus bij kwikbuizen gaan de wetten niet zonder meer op.

De wetten gaan ook niet op, als er cumulatieve aanslag of ionisatie optreedt.

3. Gevolgen.

Beschouwt men alleen de doorslag, dan voeren de gelijkvormigheidswetten als bijzonder geval tot de wet van Paschen: De doorslagspanning hangt af van het product $p \times d$ bij evenwijdige vlakke platen.

Beschouwt men de normale glimontlading, dan volgt uit de gelijkvormigheidswetten, dat bij een factor N grotere druk de diameter van de ontlading een factor N kleiner wordt. De doorsnede wordt dus een factor N^2 kleiner, waaruit volgt:

De stroombichtheid in de normale glimontlading is evenredig met het kwadraat van de gasdruk.

Men mag de gelijkvormigheidswetten niet toepassen op een serie buizen met verschillende afmetingen voor verschillende stroomsterkte.

Het vervaardigen van gasontladingsbuizen.

1. Reproduceerbaarheid, pompmethoden.

Wanneer men gasontladingsbuizen als technisch product wil vervaardigen, is het nodig, dat de verschillende exemplaren van één type een zekere reproduceerbaarheid bezitten. Het hangt van de toepassing der buizen af, welke onderlinge verschillen men nog zal kunnen toestaan. Voor het bereiken van de noodzakelijke reproduceerbaarheid is het allereerst nodig, dat het electrodensysteem en het omhulsel van de buis met voldoende precisie worden vervaardigd. Maar verder moet ook aandacht worden geschonken aan de zuiverheid van de gasvulling en de toestand van het oppervlak der elektroden.

Verontreinigingen in het gas van de buis kunnen zeer uiteenlopende gevolgen hebben.

- a) Gassen als O_2 , Cl_2 , koolwaterstoffen, die uit vetten en oliën ontstaan, leiden tot de vorming van negatieve ionen. Het gevolg van de aanwezigheid van negatieve ionen is een verhoogd energieverlies in den vorm van warmte en een verhoogde brandspanning.
- b) Molecuulgassen als H_2 , O_2 , N_2 vertonen, vergeleken met de éénatomige gassen zeer lage aanslagspanningen. Daardoor verliezen de electronen bij botsingen met deze moleculen veel energie, die grotendeels in warmtebeweging wordt omgezet.
- c) Wanneer gasmengsels van het type argon-kwik, neon - argon ontstaan, is de doorslagspanning wegens de zeer grote γ (fig.18 hoofdstuk IV) veel lager dan bij het zuivere gas.

De invloed van deze verontreinigingen is uiteraard nooit reproduceerbaar, zodat de enig mogelijke weg voor het verkrijgen van een reproduceerbaar product is, het zo veel mogelijk vermijden van alle onzuiverheden.

Ook de toestand van de oppervlakte van de elektroden - vooral van de kathode - is, doordat de waarde van de uittreepotentiaal en van de coëfficiënt γ zeer gevoelig zijn voor de aanwezigheid van geadsorbeerde gashuidjes en van oxydhuidjes, van invloed op de doorslagspanning en de brandspanning der ontlading. De beste weg om tot reproduceerbaarheid te komen is ook hier het verwijderen van eventueel aanwezige oxydelagen. Een andere mogelijkheid is het toepassen van zo dikke oxydelagen, dat de kathode gedurende de gehele levensduur van de buis met oxyde bedekt blijft (oxydkathoden).

Teneinde een buis zo goed mogelijk van onzuiverheden te reinigen gebruikt men de volgende middelen:

- 1^e. Om geabsorbeerde gassen uit de glaswand te verwijderen wordt de buis aan de pomp tot dicht onder het verwekingspunt van het glas verhit.
- 2^e. Eventueel aanwezige oxydkathoden worden langzaam tot zo hoge temperatuur verhit, dat geen gas meer vrijkomt.
- 3^e. Metaaldelen worden door hoogfrequentie wervelstromen gloeiend gemaakt.

2. Drukmeting met de magnetische gasontladingsmanometer.

De meeste pompstellen zijn voorzien van een MacLeod manometer voor het controleren van de gasdruk. Deze manometer levert ons direct de waarde van de gasdruk.

Er zijn aan het gebruik echter enkele nadelen verbonden:

- 1^e. De meting duurt vrij lange tijd en kan slechts met tussenpozen van ca 1 min. herhaald worden.
- 2^e. Kwikdampdruk wordt niet aangegeven, voor waterdampdruk vindt men geheel onjuiste waarden.

Een manometer, die deze beide nadelen niet bezit, doch de gasdruk slechts na ijking met de gebruikte gassoort precies aangeeft is de door Dr. Penning ontwikkelde magnetische gasontladingsmanometer.

Globaal leest men met deze manometer de gasdruk in één oogopslag af.

De manometer berust op het principe, dat in een magneetveld bij lage gasdrukken tot ca 1 eh nog een ontlading mogelijk is. De brandspanning stijgt bij juiste constructie van de buis, naarmate de gasdruk daalt. Bij gegeven spanning in de keten (een psa van 2000 V) en gegeven voorschakelweerstand (1 M Ω) daalt dus de stroom, als de gasdruk daalt.

De manometer bestaat uit de manometerbuis (zie fig.31) en een aanwijsinstrument.

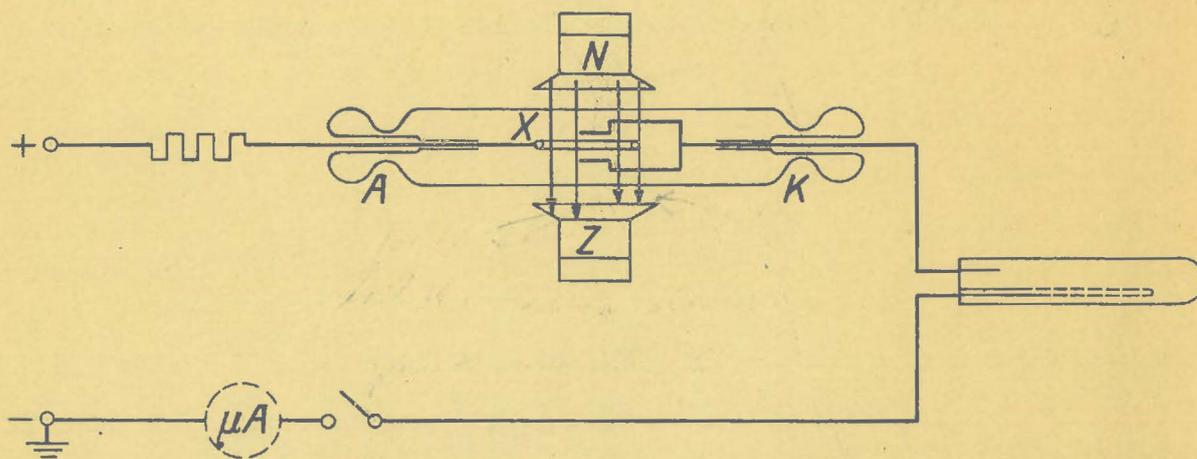


Fig.31.

De manometerbuis is geplaatst in het veld van een permanente magneet N-Z. De kathode K wordt gevormd door twee plaatjes, de anode A door een ring X.

Het aanwijsinstrument is een μ A-meter of een glimlichtbuisje, waarbij de lengte van het met glimlicht bedekte gedeelte van de kathode een maat voor de stroom en dus voor de gasdruk is. Het meetgebied van de manometer loopt van ca 1 eh tot 200 eh. Door een kleine wijziging in de constructie kan het meetgebied tot 2000 eh worden uitgebreid.

3. Getters.

Wanneer een buis door het pompproces zo goed mogelijk van onzuiverheden is bevrijd, zullen gedurende het bedrijf toch nog ongewenste gassen uit de kathode of de wand kunnen vrijkomen. In vele gevallen wordt derhalve in de buis een gasbinder aangebracht. Een aantal metalen bezitten de eigenschap, dat zij bepaalde gassen in grote hoeveelheid bij zeer lage druk kunnen opnemen. Men zal in een voorkomend geval de te gebruiken getter moeten uitkiezen naar de omstandigheden, die in de buis heersen.

Fijn verdeeld Mg op de glaswand (een Mg "spiegel") neemt gedurende het verstuiven alle niet-edele gassen op. Daarna wordt nog zuurstof opgenomen.

Fijn verdeeld Ba op de glaswand neemt alle niet-edele gassen op. Het is echter in buizen, die kwik bevatten niet bruikbaar wegens de vorming van Ba-amalgaam.

Bij deze amalgaamvorming worden de meeste opgenomen gassen weer vrijgemaakt.

Gelijkrichters.

1. Wij willen nu als voorbeeld de behandelde theorie toepassen teneinde een inzicht te verkrijgen in de werking van gelijkrichterbuizen.

Gelijkrichterbuizen worden gebruikt voor het omzetten van wisselstroom in gelijkstroom. Daartoe zijn zij zo ingericht, dat de stroomdoorgang in een der richtingen veel makkelijker plaats vindt dan in de tegengestelde. Voor geringe vermogens van de gelijkgerichte stroom gebruikt men veelal vacuum gelijkrichters, waarbij voor de stroomdoorlatende richting een gloeikathode toegepast wordt. De "anode", die voor de tegengestelde stroomrichting (sperphase) kathode is, heeft een koud niet-emitterend oppervlak. Wij zullen deze electrode, ook al is zij negatief in de sperphase steeds "anode" noemen.

Voor grotere vermogens echter wil men het energieverbruik in de buis zo sterk mogelijk verkleinen. Men gebruikt dus in de stroomdoorlatende richting de laagspanningsboog (brandspanning 6 à 12 V). Voor stroomsterkten tot ca 50 A verkrijgt men deze boog met behulp van een gloeikathode. Voor hogere stroomsterkten dan 100 A neemt men als kathode steeds een kwikplas. In dit laatste geval zijn er voor de ontsteking van de boog in de stroomdoorlatende richting bijzondere hulpmiddelen nodig.

De eenvoudigste gelijkrichterschakeling is getekend in fig. 32 a. Zou bij deze schakeling in de sperphase een boog ontstaan, waarbij A als kathode dienst doet, dan zou de stroom door B niet meer een pulserende gelijkstroom doch een wisselstroom zijn.

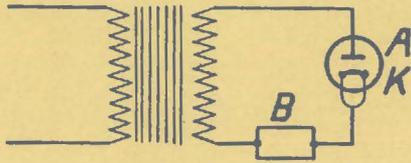


Fig. 32a.

K = kathode
A = anode
B = belasting

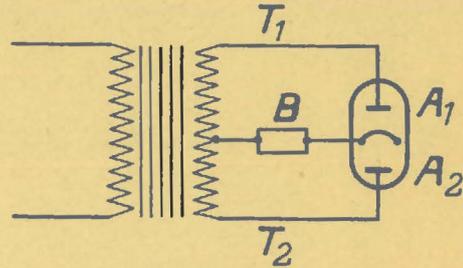


Fig. 32 b.

Erger zijn de gevolgen van deze zgn. terugslag bij meervoudige gelijkrichting waarvan in fig. 32b een voorbeeld is gegeven. De buis bevat nu twee anoden, zodat de stroomkring $T_1 A_1 A_2 T_2$ geen noemenswaardige weerstand bevat. In de phase, waarin A_1 kathode is, moet de karakteristiek van de ontlading $A_1 A_2$ dus positief zijn (gebied I en gebied V van fig. 19). Een terugslag, waarbij tussen A_1 en A_2 een boog ontstaat, zou een kortsluiting van de transformator tot stand brengen, wat tot vernieling van de buis (en de transformator leidt).

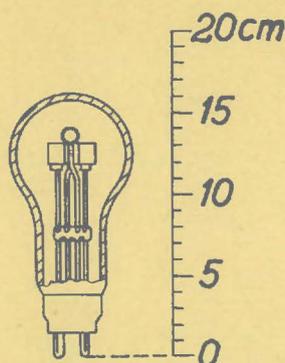
Men moet dus de kans op zulk een terugslag zo klein mogelijk maken. Bij deze meervoudige gelijkrichters staat de meest negatieve "anode" in de ontlading die van de kathode naar een der andere, positieve "anoden" gaat. Ook al is er tussen A_1 en A_2 geen boog, toch zal er een vrij aanzienlijke ionenstroom naar de negatieve "anode" vloeien.

Is de maximale spanning tussen A_1 en A_2 , die 2 à 3 maal de verkregen gelijkspanning bedraagt, zo laag, dat de ontlading tussen A_1 en A_2 nog onzelfstandig is (gebied I, fig. 19 hoofdstuk V), dan is er zo goed als geen kans op terugslag. Bij hogere transformatorspanning echter, wanneer de ontlading tussen A_1 en A_2 zich bevindt in het gebied van de anonale glimontlading (V fig. 19, hoofdst. V), moet men speciale voorzorgen treffen.

De anomale glimontlading kan o.a. in een boog overgaan als:

1. De stroomdichtheid te groot wordt. Men maakt de anoden bijna altijd van grafiet, omdat voor kool de uitreepotentiaal φ hoog is, wat een lage stroomdichtheid van de glimontlading ten gevolge heeft. Verder wordt de glimstroom verlaagd door verlaging van de gasdruk in de buis.
2. Geleidende deeltjes (sputters van de glóekathode) de kathode van de glimontlading treffen.

2. Gelijkrichterbuizen voor verschillende spanning.



Tweefasige gelijkrichterbuis
type 367 voor 6A en 24A
Fig.33.

Beschouwen we een serie gelijkrichterbuizen voor overeenkomstige stroomsterkte en toenemende spanning, dan is voor lage spanning (tot ca 60V gelijkspanning) de constructie zo eenvoudig mogelijk. De buis bevat een kathode en twee of drie anoden (zie fig.33) en is gevuld met een betrekkelijk hoge gasdruk wat de levensduur van de kathode ten goede komt. Voor 60V gelijkspanning en hoger wordt de kathode in een bijna geheel gesloten bus geplaatst. De beide anoden zijn door gaas omgeven en boven het deksel van de bus aangebracht (zie fig.34).

Voor 220 V gelijkspanning kan eveneens een systeem van schermen toege-

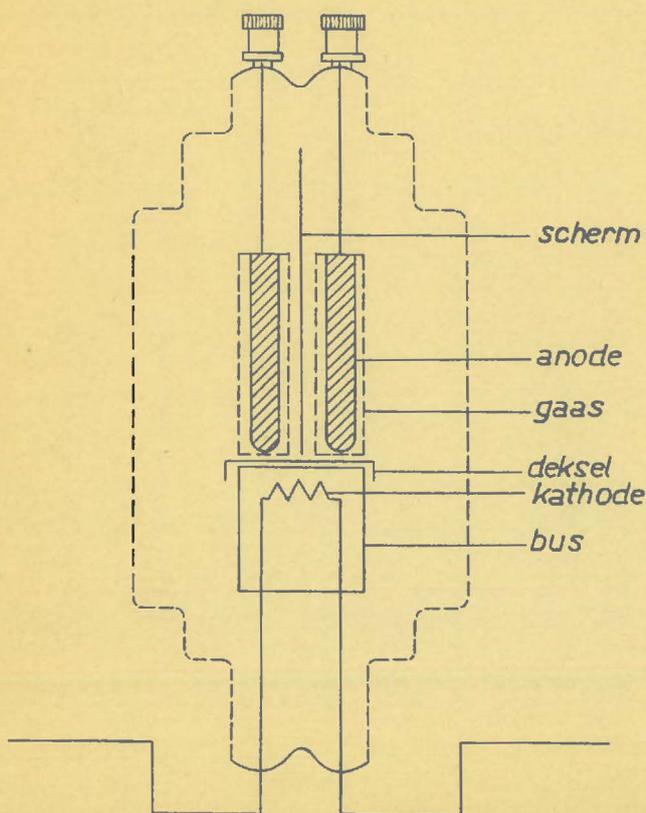
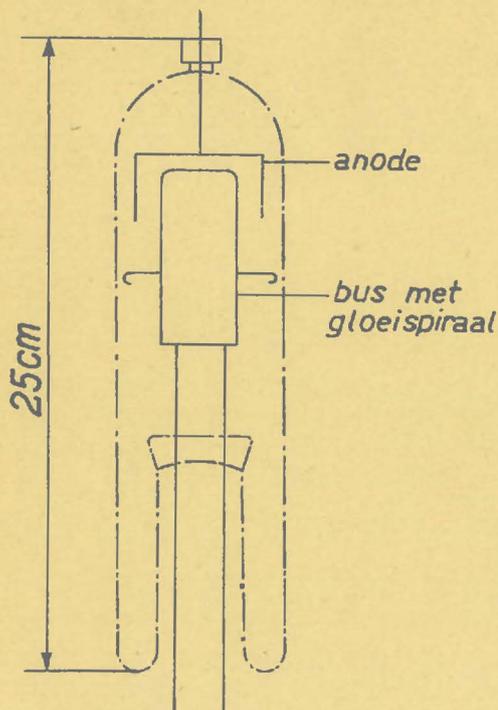


Fig.34.

past worden. Echter gaat men er ook vaak toe over de "anoden" in zijbuisen van het hoofdvat te plaatsen. Alvorens terugslag kan plaats vinden moet zich dan tussen twee "anoden" een zuilontlading ontwikkelen. Daarvoor is een heel wat grotere doorslagspanning nodig, dan wanneer de beide "anoden" vlak bij elkaar geplaatst zijn. Wil men gelijkrichterbuizen construeren voor gelijkspanning ver boven 1000 V gelegen, dan blijkt allereerst, dat meervoudige gelijkrichting tot al te gecompliceerde constructies zou voeren.

Men maakt dus de buizen bij voorkeur voor enkelvoudige gelijkrichting. De buizen worden uitsluitend gevuld met kwik, zodat ondanks een lage druk (ter verlaging van de terugslagkans) het gas niet kan wegbranden. De gloeikathode moet nu relatief groot zijn, omdat anders bij deze lage gasdruk een te hoge boogspanning en dientengevolge een sterke verstuiving van de kathode optreedt. Bij een kleinere kathode zou de levensduur van de buis kort zijn. De anode is bijv. in een afzonderlijk glazen gedeelte aangebracht. De verbinding tussen de anode- en de kathoderuimte wordt vaak gevormd door een chroomijzeren ring. De noodzaak om ter verkrijging van voldoende levensduur bij de kathode een vrij hoge dampdruk



Gelijkrichterbus voor
ca 20kV sperspanning.

Fig. 35.

te onderhouden, doch bij de anode ter vermijding van terugslag een zeer lage, heeft tot omvangrijke en ingewikkelde constructies van gelijkrichterbuizen voor meer dan 10.000 V sperspanning geleid.

Bij een der nieuwste typen van gelijkrichterbuizen heeft men vlak om de kathode een bus aangebracht, die de spiraal ter verlanging van de levensduur beschermt tegen het bombardement van snelle ionen (zie fig. 35). Men heeft verder de afstanden der electroden zo verkleind als in verband met de kans op het optreden van koude emissie mogelijk is.

Het blijkt dan mogelijk bij kwikdampdrukken tot ca 0.03 mm sperspanningen van ca 20 kV toe te laten, terwijl de constructie van de

buis betrekkelijk eenvoudig wordt.

In rontgenapparaten zijn gelijkrichterbuizen nodig voor 200 kV sperspanning. De benodigde stroomsterkte is echter slechts beperkt (tot bijv. 50 mA gemiddeld).

Teneinde overslag buiten de buis om te verhinderen kan men de buis lang maken. Het zonder meer vergroten van de afstand tussen kathode en anode voert volgens de wet van Faschen in het linker gebied door de toenemende pd juist tot lagere doorslagspanning, terwijl tevens de niet-controleerbare invloed van wandladingen op het glas tot moeilijkheden leidt. Men heeft dus de grote afstand verdeeld in bijv. 9 kleinere door in de buis metalen bussen aan te brengen. De afstand tussen twee bussen is weer zo klein als in verband met de kans op koude emissie mogelijk is (zie fig.36).

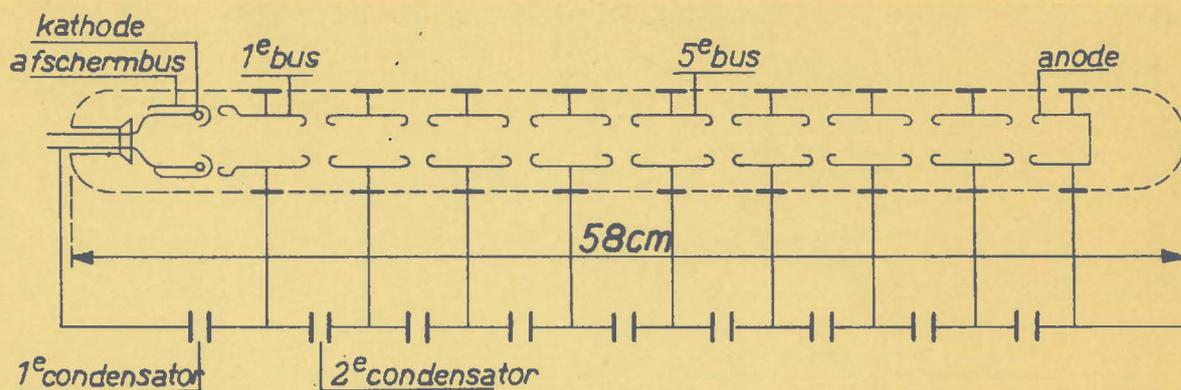


Fig.36.

Door parallel aan elk buisgedeelte een condensator te plaatsen wordt gezorgd voor een regelmatige potentiaalverdeling. Wanneer de elektroden van de buis zorgvuldig van sporen verontreinigd gas zijn bevrijd, blijkt, dat elke sectie een spanning van ca 50 kV verdraagt.

De buis moet dan echter bijv. onder olie geplaatst worden, omdat in lucht overslag buitenom optreedt.

De gelijkrichters, die in zeer grote aantallen worden vervaardigd zijn die voor het laden van accumulatoren (6A; 30 V gelijkspanning, type 367) en die voor lasgelijkrichters (60A, stoten tot 300 A: 60 V gelijkspanning type 1069).

Vraagstukken.Hoofdstuk II.

2. Bewijs de wet van het behoud van impuls voor een centrale botsing uit de wet: Actie = Reactie, door deze toe te passen op de in een groot aantal zeer kleine tijdsintervallen verdeelde botsingstijd. Wet van behoud van impuls: als voor de botsing de naar rechts gerichte snelheden van

$$\begin{array}{ccc} v_1 & & v_2 \\ \overrightarrow{\circ} & & \overrightarrow{\circ} \\ m_1 & & m_2 \end{array}$$

de botsende deeltjes van massa m_1 en m_2 zijn: v_1 en v_2 na de botsing v'_1 en v'_2 , dan is:

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 v'_1 + m_2 v'_2.$$

3. Bewijs, dat een zeer zware volkomen elastische wand door een botsing van een volkomen elastische bol, die er loodrecht op treft, een snelheid

$$v_w = \frac{2 Mv}{Mw}$$

verkrijgt. Gebruik de wet van het behoud van energie en de wet van het behoud van impuls.

4. Bereken de gemiddelde snelheid van waterstofmoleculen, zuurstofmoleculen, kwikatomen.

bij de temperatuur van vloeibare lucht (-190°C); 0°C ; 10°C en 5000°C .

Atoomgewichten: H = 1,008. O = 16,000. Hg = 200,5.

5. Een electron beweegt zich zonder energieverlies van een kathode naar een anode. Wanneer het de kathode zonder snelheid verlaat, wat is dan de snelheid bij de anode, wanneer deze

- a. Een potentiaalverschil van 1 V met de kathode heeft?
 b. Een potentiaalverschil van 100 V met de kathode heeft?
 Hoe groot is de kinetische energie van het electron in deze beide gevallen (uitdrukken in ergs)?
6. De gemiddelde energie der electronen in een kwikboog is 2 eV. Hoe hoog is de electronentemperatuur?
7. Hoeveel eV is de gemiddelde energie van een "electronengas", dat een temperatuur van 10000° K heeft?
8. Druk de gemiddelde energie der gasatomen bij kamertemperatuur (20° C) uit in eV.
9. Bereken de grootte van de energiesprongen in eV en in ergs, die overeenkomen met de in fig. 4 getekende spectraallijnen van het kwikatoom.

Hoofdstuk III

10. De werkzame doorsnede van He, Ne en Ar voor botsingen met electronen is gegeven in fig. 9. Bereken daaruit de gem. vrije weglengte van:
- a) 5 V electronen in He van 1 mm druk bij 0° C.
 b) 16,5 V electronen in Ne van 5 mm druk bij 100° C.
 c) 15,7 V electronen in Ar van 0,01 mm druk bij 5000° C.
11. Bepaal de ionisatiekans per botsing voor electronen van 25 eV energie in Ar en Hg.
12. In een buis voor de bepaling van de ionisatiekans voor argon is de kooi 5 cm. lang. De electronenstroom bedraagt 10^{-4} A. De druk van het argon in de buis bedraagt 0,001 mm. Hoeveel ionen worden in de kooi per sec gevormd bij de electronen-energie van 100 eV?

13. Een triodebuis bevat kwikdamp. De afstand kathode-plaat bedraagt 5mm. Bij een anodespanning van 100 V en een anodestroom van 10 mA is de roosterstroom (rooster negatief) 5μ A. Hoe groot is de dampdruk van het kwik ?
14. De deeltjes, die met elkaar in wisselwerking kunnen treden, zijn genoemd in par.1. Schrijf zo systematisch mogelijk op, welke wisselwerkingen bij de botsingen der deeltjes van verschillende soort kunnen optreden.

Schema: botsing van

	I	II	III
electronen en atomen			
geeft: elastische botsing	+	+	+
aangeslagen atomen	+	+	+
positieve ionen	+	+	+
negatieve ionen	-	-	-

electronen en aangeslagen atomen

geeft:

enz.

Hoofdstuk IV.

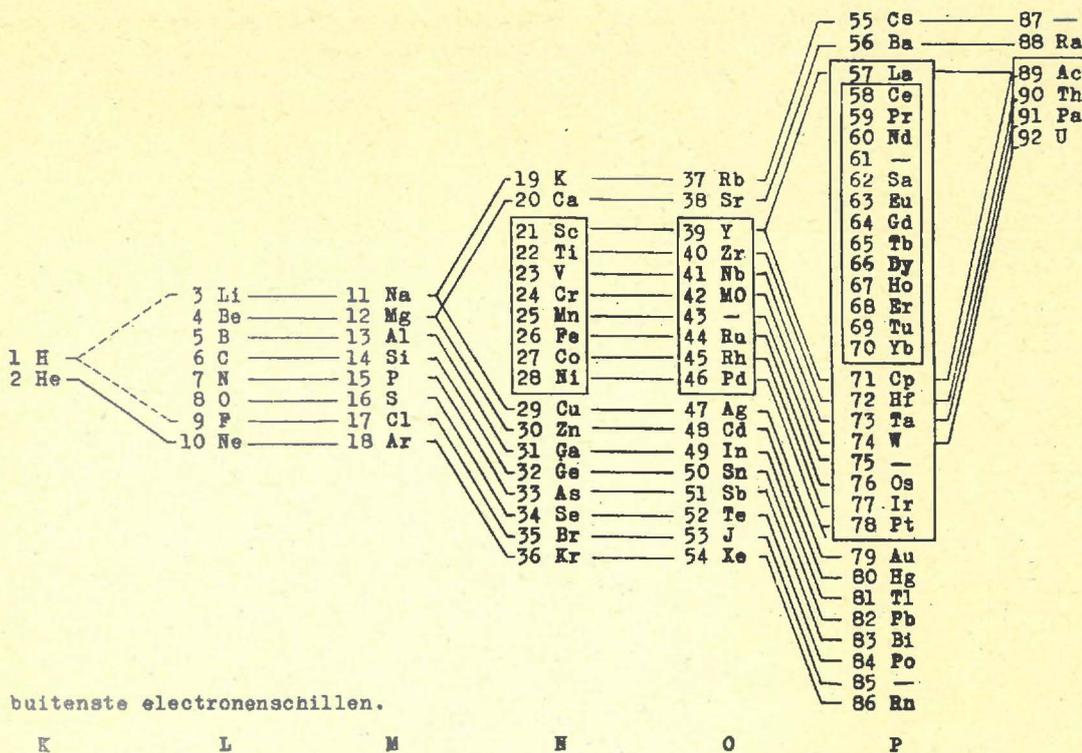
15. Geef bij elk der wisselwerkingsprocessen een vraagstuk 14 door + of - aan, of zij in de drie in par.2 genoemde gevallen in merkbare mate voorkomen of niet. Gebruik daarvoor de kolommen I, II en III van het schema.
16. In een met Ne gevulde ontladingsbuis met vlakke electroden is de gasdruk $p = 1$ mm de afstand der electroden $d = 1,5$ cm, de anodespanning is 100 V. Bepaal γ uit fig.18. Hoeveel is de aangroeiing van een electronenstroom i_0 van kathode tot anode ? Hoe groot is de anodestroom, wanneer uit de kathode 10^6 electronen per secunde door straling bevrijd worden ($\gamma = 0.05$)?
17. Een fotocel is gevuld met Ar; $\gamma = 1/3$. Hoe groot is $e^{\gamma V}$, wanneer de versterkingsfactor 4; 10; 100; 1.000; 10.000; 100.000; en 1.000.000 bedraagt ?
18. Men wil een fotocel vullen met zoveel Ar, dat bij een anodespanning van 100 V de versterkingsfactor 6 is. De electroden zijn vlak. Hun afstand is 5 mm. Welke gasdruk is nodig ? ($\gamma = 1/3$).

19. In een ontladingsbuis met vlakke elektroden ($d = 2$ cm) is een zelfstandige ontlading bij de anodespanning van 600 V. De buis is gevuld met Ar met een druk van 1 cm. Hoe groot is γ ?
20. De buis van vraagstuk 19 wordt gevuld met Ne + 0,1% Ar. Bij welke anodespanning is de ontlading nu zelfstandig, als γ dezelfde waarde heeft als in vraagstuk 19?

Hoofdstuk V.

21. In de buis van vraagstuk 19 wordt uit de kathode door straling een stroom van 10^{-18} A vrijgemaakt. Bij welke waarde van γ V is de stroomsterkte 10^{-15} , 10^{-12} , 10^{-9} , 10^{-6} A?
22. Bepaal uit tabel III de waarden van V, waarvoor de in vraagstuk 21 genoemde stroomsterkten worden bereikt.
23. Bepaal $p \times d$ en V_D voor:
- | | |
|------------------------------|---------------------------------|
| neon met Mg-kathode | $\gamma = 0,10$ bij $E/p = 100$ |
| Ne-Ar (0,1%) met fotokathode | $\gamma = 1/3$ bij $E/p = 3$ |
| Ar met nikkelkathode | $\gamma = 0,01$ bij $E/p = 10$ |
24. Op welke stroomsterkte stelt zich een glimontlading met $V_D = 400$ V en $V_B = 100$ V direct na de doorslag in bij een voorschakelweerstand van 20.000 Ω ?
25. Hoe groot is de donkere periode δ van de gasontlading van vraagstuk 24 op een 220 V wisselstroomnet als de herontsteekspanning 150 V bedraagt? En hoe groot is δ op een 380 V net?

Tabel 1.



Tabel 2.

Ionisatie-energie V_i voor eenige elementen uitgedrukt in eV (ionisatiespanning).

Element	V_i
H	13,5
He	24,5
Li	5,4
N	14,5
O	13,6
Ne	21,5
Na	5,1
Mg	7,6
Cl	13,0
Ar	15,7
K	4,3
Ca	6,1
Fe	7,8
Ni	7,6
Cu	7,7
Zn	9,4
Kr	13,9
Sr	5,7
Xe	12,1
Cs	3,9
Ba	5,2
Hg	10,4

Tabel 3.

De ionisatiecoëfficiënt γ als functie van E/p voor Ne, Ar en Ne + 0.1 % Ar.
Opgegeven is de waarde van 100γ .

E/p	Ne	Ar	Ne + 0,1 % Ar
0,5			0,048
0,6			0,309
0,7			0,75
0,8			1,26
0,9			1,68
1,0			1,99
1,2			2,54
1,5			2,97
2,0	0,033		3,43
2,5	0,046		3,67
3,0	0,064		3,71
4,0	0,106		3,70
5	0,159		3,64
6	0,221	0,0093	3,56
8	0,361	0,0259	3,33
10	0,499	0,0576	3,22
12	0,621	0,1075	2,98
15	0,772	0,203	2,79
20	0,958	0,383	2,58
25	1,099	0,561	2,43
30	1,205	0,74	2,30
40	1,346	1,076	2,15
50	1,424	1,343	2,06
70	1,478	1,695	1,93
100	1,489	1,977	1,79
150	1,406	2,18	1,60
200	1,298	2,21	1,42
250	1,182	2,18	1,27
300	1,073	2,12	1,15
400	0,890	1,975	0,90
500		1,814	
600		1,672	
700		1,540	
800		1,423	
900		1,320	
1000		1,228	
1200		1,074	
1400		0,952	
1600		0,854	

Tabel 4.

Normale kathodeval voor een aantal metalen in de gassen neon, argon, lucht en waterstof.

metaal	neon	argon	lucht	waterstof
kalium	68	64	180	94
barium		93		
magnesium	94	119	224	153
zink		119	277	184
kwik				337
ijzer	150	165	269	250
nikkel	140	131	226	211
wolfram		125		

Tabel 5.

De gradiënt van de zuilontlading.
Buisdiameter 2 cm,
Gasdruk 1 mm,
Stroomsterkte 100 mA.

Gas	He	Ne	Ar	Kr	Xe	Hg
Gradiënt in V/cm	5,8	2,4	1,6	1,3	0,8	1,2