

MASTER

Licht- en ionenemissie tijdens een vacuumontlading

Schulpen, F.J.H.

Award date:
1986

[Link to publication](#)

Disclaimer

This document contains a student thesis (bachelor's or master's), as authored by a student at Eindhoven University of Technology. Student theses are made available in the TU/e repository upon obtaining the required degree. The grade received is not published on the document as presented in the repository. The required complexity or quality of research of student theses may vary by program, and the required minimum study period may vary in duration.

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

Licht- en ionenemissie tijdens een
vacuumontlading.

F.J.H. Schulpen

EG.86.A.7

De Faculteit der Elektrotechniek van
de Technische Universiteit Eindhoven
aanvaardt geen verantwoordelijkheid
voor de inhoud van stage- en afstu-
deerverslagen.

Afstudeerwerk verricht o.l.v.:

ir. R.P.P. Smeets

verantwoordelijk docent:

prof.dr.ir. W.M.C. van den Heuvel

augustus 1986

INHOUD

SAMENVATTING

1. INLEIDING	1
2. DE METAALDAMPONTLADING	3
2.1. <i>Inleiding</i>	3
2.2. <i>Instabiliteiten in een vacuumontlading</i>	6
3. HOOGFREQUENTE LICHTINTENSITEITSMETINGEN	10
3.1. <i>Inleiding</i>	10
3.2. <i>Meetopstelling</i>	11
3.2.1. <i>De triggerbare vacuum gap</i>	11
3.2.2. <i>Het elektrisch circuit.</i>	12
3.2.3. <i>De lichtopnemer</i>	14
3.2.4. <i>Stroom- en spanningsmetingen</i>	16
3.2.5. <i>Registratie van de metingen</i>	17
3.2.6. <i>De spectrograaf</i>	17
3.3. <i>Experimentele resultaten</i>	19
3.3.1. <i>Simultane lichtintensiteits-, stroom- en spanningsmetingen</i>	19
3.3.2. <i>De spectrale samenstelling van het licht</i>	27
3.4. <i>Bespreking van de resultaten</i>	29
3.4.1. <i>De spectrale verdeling van het licht</i>	29
3.4.2. <i>De intensiteit van lijnstraling</i>	29
3.4.3. <i>Het minimum-lichtniveau</i>	31
3.4.4. <i>De lichtfluctuaties</i>	32
3.4.5. <i>Instabiliteiten tijdens de ontlading: stroomdips</i>	36

4. DE BEWEGING VAN DE IONEN	37
4.1. Inleiding	37
4.2. De beweging van ladingsdragers in een volledig geïoniseerd plasma	38
4.3. Globale beweging van de ionen	42
4.3.1. Ionen onderworpen aan uitsluitend Lorentzkracht .	42
4.3.2. Ionen onderworpen aan uitsluitend Coulombkracht .	44
4.4. Conclusie.	47
5. CONCLUSIE	48
6. REFERENTIES	49
BIJLAGE A	50
BIJLAGE B	51
BIJLAGE C	53
BIJLAGE D	55
BIJLAGE E	57
BIJLAGE F	62
BIJLAGE G	64

SAMENVATTING.

Tijdens de onderbreking van een stroom door een vacuumschakelaar ontstaat een metaaldampontlading.

Bij kleine ontladingsstromen (≈ 100 A) wordt voornamelijk licht uitgezonden vanuit het voetpunt van de ontlading bij de kathode (spot). Uit de uitgevoerde metingen blijkt dat er tijdens de ontlading een verband is tussen hoogfrequente veranderingen in de lichtintensiteit, de spanning, de ionenstroom en de ontladingsstroom. Vergroting van de ontladingsstroom blijkt te resulteren in een toename van de lichtintensiteit. Hoogfrequente veranderingen (ca. 1-5 MHz) in de spanning vallen synchroon samen met veranderingen in de lichtintensiteit. Deze veranderingen zijn gecorreleerd met veranderingen in de ionenstroom.

Er wordt aangetoond dat de formatie van een nieuw emissiepunt waarschijnlijk gepaard gaat met een verhoogde deeltjesdichtheid in de spot, hetgeen resulteert in de gemeten toenames van de lichtintensiteit, de spanning en de ionenstroom.

Het optreden van instabiliteiten in de ontladingsstroom is mogelijk het gevolg van het niet voldoende snel vormen van een nieuw emissiepunt.

De tijdens de ontlading naar het kathode oppervlak terugkerende ionen zijn mogelijk van belang voor de vorming van een nieuw emissiepunt. De beweging van de ionen kan beschreven worden m.b.v. MHD-vergelijkingen. Het stelsel vergelijkingen is echter moeilijk oplosbaar.

1. INLEIDING

Vermogensschakelaars worden in transmissie- en distributienetten gebruikt voor het verbreken en tot stand brengen van verbindingen. Daarnaast hebben ze een belangrijke beveiligingsfunctie: bij storingen in het net moeten ze grote kortsluitstromen (bijv. 50 kA bij 380 kV) kunnen onderbreken binnen zeer korte tijd (ca. 50 ms), opdat het gestoorde netgedeelte van de rest gescheiden wordt en de schade beperkt blijft.

Om een stroom te kunnen afschakelen worden de contacten van de schakelaar gescheiden. Na de contactscheiding kan de stroom enige tijd blijven vloeien door een boogontlading in het medium tussen de contacten. Afhankelijk van het type schakelaar bevinden de contacten zich in olie, gas of vacuum.

In het geval van een vacuumschakelaar kan een ontleding plaatsvinden doordat metaaldamp uit de contacten wordt vrijgemaakt. Vacuum-schakelaars hebben goede elektrische en mechanische eigenschappen, waardoor ze steeds meer worden toegepast. Evenals bij de andere schakelaars kan echter het zogenaamde "current chopping" optreden. In het ideale geval van een stroomonderbreking handhaaft de af te schakelen wisselstroom zich in de boogontlading tot aan zijn natuurlijke nuldoorgang, waarna hij dooft. In het algemeen echter zal de stroom abrupt doven vóór hij zijn natuurlijke nuldoorgang bereikt, zie Fig. 1.1.

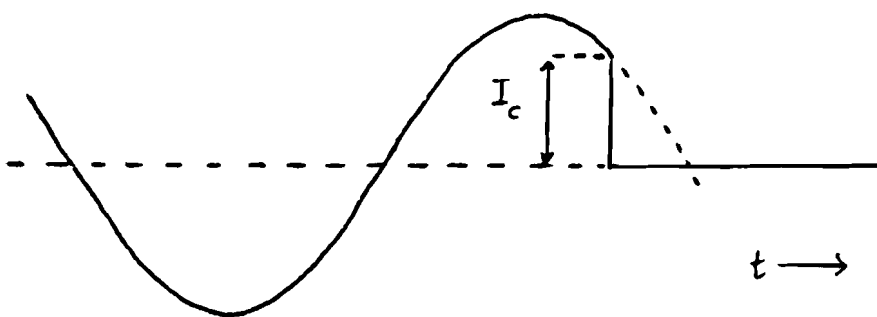


Fig. 1.1. Het choppen van een wisselstroom

Dit "current chopping" kan bij het afschakelen van kleine inductieve stromen grote overspanningen veroorzaken. De overspanningen zijn een gevolg van de in de inductieve belasting opgeslagen magnetische energie. Stel dat de nullast-stroom van een transformator moet worden afgeschakeld en dat de stroom chopt bij I_c , zie Fig. 1.2.

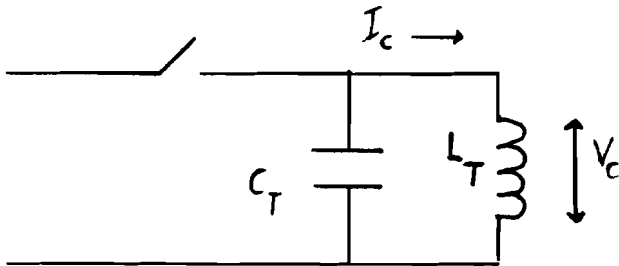


Fig. 1.2. Chopping in een inductief circuit

C_T is de (geringe) parasitaire capaciteit van de transformator wikkeling L_T , en V_c is de spanning over de transformator op het moment van chopping.

De totale energie in het onderbroken circuit slingert nu uit in een spanningsoscillatie met frequentie $\omega = (L_T C_T)^{-1/2}$. De hoogste spanning over L_T treedt op wanneer alle energie in C_T is opgehoopt:

$$\frac{1}{2} C_T V_{\max}^2 = \frac{1}{2} C_T V_c^2 + \frac{1}{2} L_T I_c^2$$

Dus

$$V_{\max} = \sqrt{V_c^2 + I_c^2 (L_T / C_T)}$$

De optredende overspanningen kunnen vele malen groter zijn dan de nominale spanning, zodat maatregelen moeten worden getroffen tegen mogelijke beschadiging van de isolatie van de verschillende netcomponenten.

Het chopmechanisme in vacuumschakelaars onderscheidt zich van dat in andere vermogensschakelaars, doordat het een gevolg is van processen die zich aan de elektrodes (m.n. de kathode) afspelen. Dit chopmechanisme vormt de achtergrond van het in dit verslag beschreven onderzoek.

2. DE METAALDAMPONTLADING

2.1. Inleiding

Indien een vacuumschakelaar in gesloten toestand is vindt stroomvoering in de contactovergang plaats via een groot aantal kleine raakvlakjes (constricties). Als de contacten van elkaar bewegen neemt het aantal constricties af totdat tenslotte één de totale stroom voert. De dan resistief ontwikkelde warmte doet de constrictie snel in temperatuur stijgen en het metaal zal explosief verdampen. Ionisatie van de metaaldamp leidt tot het ontstaan van de zogenaamde vacuumboog. Bij boogstromen tot ca. 1000 A [Cobine 1980] is de kathode de enige leverancier van de metaaldamp die geleiding tussen de twee elektrodes mogelijk maakt.

De stroomdoorgang naar de kathode vindt plaats in kleine geconcentreerde gebiedjes met een kratervormige structuur. Deze zogenaamde spots hebben een diameter van enkele μm [Daalder 1974]. Het aantal spots is afhankelijk van de boogstroom. Bij kopercontacten is globaal voor elke 100 A één spot actief [Farrall 1973].

De voor de stroom benodigde elektronen worden aangeleverd door thermische veldemissie in deze kraters. De voor de emissie benodigde temperatuur wordt bereikt door Joule verwarming van het metaal. Door de grote stroomdichtheid in de krater (10^{12} A/m^2), kan de temperatuur van het metaal tot enkele duizenden graden oplopen (ca. 5000 K) [Daalder 1978].

Door die hoge temperatuur vindt ook verdamping van neutrale atomen plaats. Deze neutralen worden binnen een afstand van ca. 10^{-8} m door de geëmitteerde elektronen geïoniseerd [Smeets 1986-B].

De ionen bewegen zich in alle richtingen. Er is een ionenbeweging van ca. 10^4 m/s van het kathodevlak af gericht. Davis en Miller (1969) maten dat het grootste deel van die ionen tweewaardig geïoniseerd is en een energie heeft, groter dan of gelijk aan wat op grond van de boogspanning (ca. 20 V) te verwachten is. Met een geaard cilindrisch scherm rond de elektrodes zijn ionen-schermstromen gemeten ter grootte van ca. 10% van de boogstroom [Kimblin 1971].

Er is een even grote ionenstroom naar het kathode oppervlak toe gericht [Daalder 1978]. Een gedeelte van deze ionen zal rechtstreeks naar de kraterwand terugkeren, en zorgt zodoende voor de instandhouding van het voor de elektronenemissie benodigde hoge E-veld (ca. $5 \cdot 10^9$ V/m). Naarmate een krater langer actief is, neemt de kraterstraal toe. De stroomdichtheid in de krater neemt kwadratisch met de straal af, zodat ook de temperatuur van het metaal sterk afneemt. De elektronen-emissie zal dientengevolge steeds moeilijker verlopen. Het gevolg is dat de spot een beperkte levensduur heeft (10^{-6} sec.). Het voetpunt van de ontlading beweegt zich dus over het kathodeoppervlak, een kris-kras spoor van kraters achterlatend. Indien een extern transversaal magneetveld wordt aangelegd, gaat de random beweging over in de zogenaamde "retrograde beweging": een beweging in de richting tegengesteld aan de Lorentz-richting.

Zoals uit het voorafgaande blijkt spelen zich aan de kathode fysische processen af die van groot belang zijn voor de ontlading. Dit blijkt ook uit het spanningsverloop tussen de beide elektrodes, zoals globaal is weergegeven in Fig. 2.1.

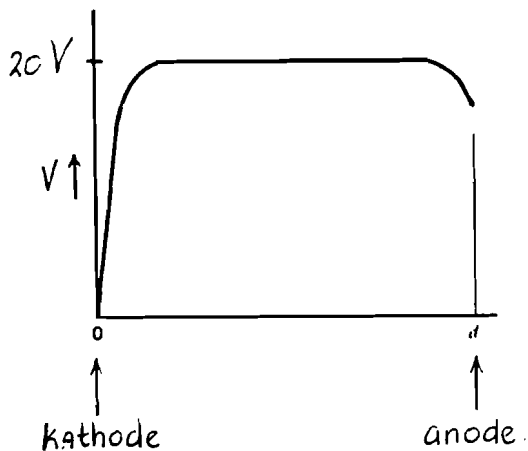


Fig. 2.1. Spanningsverloop tussen kathode en anode

In een gebiedje vlak voor de kathode (ca 10^{-8} m) neemt de spanning plotseling sterk af. Het hiermee samenhangende sterke elektrische veld kan beschouwd worden als een gevolg van de aanwezigheid van positieve lading vlak boven de kathode. Over de preciese grootte en oorzaak van dit zogenaamde kathodevalgebied is weinig bekend [Harris 1980].

Het grootste deel van de geleidende verbinding tussen anode en kathode wordt gevormd door de ladingsneutrale zuil. Hoewel de boogstroom voor het merendeel (90%) een elektronenstroom is, heerst hier quasi-ladingsneutraliteit doordat de elektronen een veel hogere snelheid hebben dan de ionen. Het elektrische veld in de zuil is dus erg klein, zodat de spanning langs de zuil praktisch constant is. De elektrode afstand heeft dan ook weinig invloed op de boogspanning. De boogspanning heeft een enigszins positieve I-V-karakteristiek, waardoor meerdere ontladingen parallel kunnen bestaan.

2.2. Instabiliteiten in een vacuumontlading

Een vacuumontlading, geïnitieerd in een DC-circuit door contact-scheiding, zal gedurende korte tijd tussen de contacten staan en vervolgens spontaan doven.

In Fig. 2.2 is de stroom van een DC-ontlading met een levensduur (boogtijd) van bijna 1 ms weergegeven.

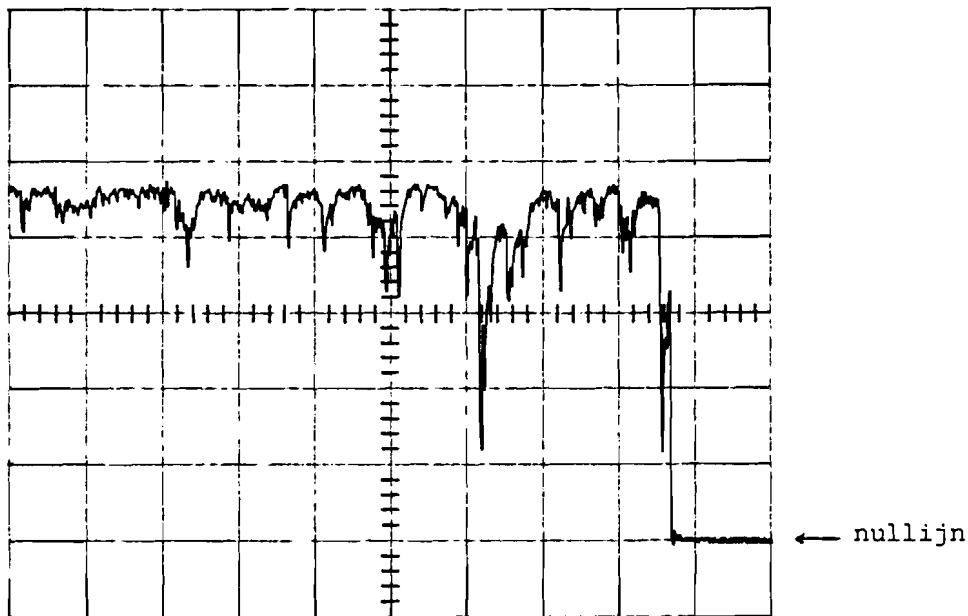


Fig. 2.2. DC ontladingsstroom van ca. 18 A; 0,1 ms/div.

De grootte van de stroom wordt bepaald door de impedantie en voedings-spanning van het circuit. De individuele levensduren bij een gegeven stroom vertonen een grote statistische spreiding. De normale verdelingsfunctie is goed toepasbaar op de gemeten levensduren. De gemiddelde levensduur is o.a. afhankelijk van de boogstroom, het elektrodemateriaal, de elektrode afstand en de impedantie van het voedende circuit [Smeets 1986].

In Fig. 2.3 is de gemiddelde DC-boogtijd weergegeven als functie van de boogstroom, bij een contactafstand van 5 mm en OFHC kopercontacten, en $Z_0 = 38 \Omega$.

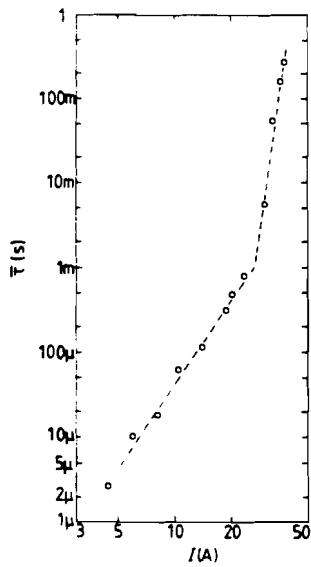


Fig. 2.3. Gemiddelde levensduur van de ontleding

De levensduur van de vacuumboogontleding is blijkbaar sterk afhankelijk van de boogstroom.

Deze afhankelijkheid speelt een belangrijke rol voor het choppedrag van vacuumschakelaars in AC-circuits [Farrall 1973]. Veronderstel dat de levensduur-verwachting van een AC-boog bij een bepaalde stroom overeenkomt met de levensduur van een DC-boog met dezelfde stroomsterkte. De horizontale lijntjes in Fig. 2.4 geven de gemiddelde DC-levensduur aan voor de bijbehorende stroomsterkte.

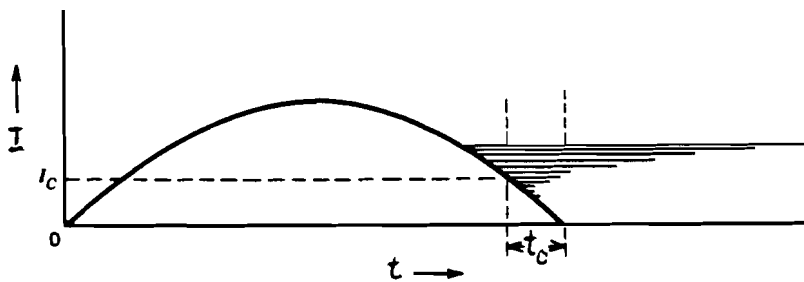


Fig. 2.4. Relatie tussen AC-chopping en DC-levensduur

Door bij een bepaalde stroomsterkte de DC-levensduur te vergelijken met de voor de natuurlijke nuldoorgang benodigde tijd t_0 , kan een schatting gemaakt worden voor de chopkans bij die stroom.

Voor boogstromen kleiner of gelijk aan I_c is de DC-levensduur kleiner dan de tijd die de boogstroom nodig zou hebben om sinusvormig tot nul af te nemen. De chopkans bij die stroomsterktes is daarom groter dan 50%. Bovenstaand verband is onlangs onderzocht en de resultaten waren bevredigend [Doomernik 1986].

Bij een DC-ontlading is niet sprake van een constante ontladingsstroom, er treden veelvuldig kortdurende stroomverlagingen op (Fig. 2.2). Deze instabiliteiten noemen we dips. Naarmate de boogstroom hoger is neemt de herhalingsstijd θ van de dips toe en zijn ze gemiddeld minder diep [Smeets 1986].

Uit metingen van de herhalingsstijden van de dips [Marteyn 1984] is een analytische uitdrukking afgeleid voor de herhalingsstijd $\theta(I,d)$, met de boogstroom I en dipdiepte d (0-100%) als parameters [Schulpen 1985].

De dips kunnen verantwoordelijk worden geacht voor de spontane doving van een vacuumontlading. Daartoe werd het volgende model numeriek getest:

"De boogstroom in een DC-circuit wordt tot nul gereduceerd door een snelle opeenvolging van meerdere instabiliteitsdips of door één 100% dip die van dezelfde aard is als de kleinere instabiliteitsdips. De dips zijn stochastisch over de boogtijd verdeeld met een kansverdeling volgens $\theta(I,d)$ ".

De volgens het model berekende boogtijden komen bevredigend overeen met de experimenteel bepaalde boogtijden [Smeets en Schulpen 1985], zie Fig. 2.5

Samenvattend kan dus gesteld worden dat de dips, die min of meer random optreden, bepalend zijn voor het chopgedrag van een DC- en AC-vacuumontlading. Door middel van in dit werk beschreven hoogfrequente lichtintensiteitsmetingen, in combinatie met simultane stroom- en spanningsmetingen, is het mogelijk gebleken meer duidelijkheid te scheppen over de fysische processen die zich in de ontlading afspelen. Aan de hand hiervan kan ook het optreden van de stroomdips beter begrepen worden.

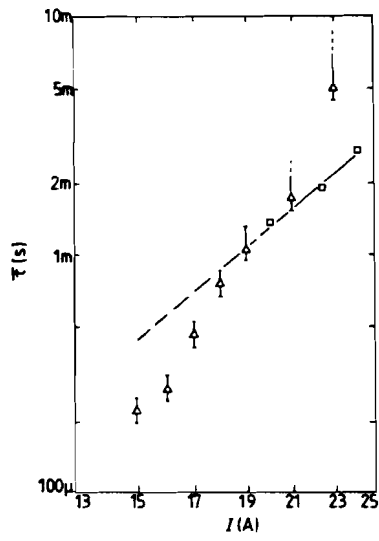


Fig. 2.5. Experimentele (\square) en berekende (Δ) levensduren

3. HOOGFREQUENTE LICHTINTENSITEITSMETINGEN

3.1. Inleiding

Kenmerkend voor een metaaldampontlading in vacuum is het sterk lichtgevend voetpunt van de ontleding.

Van deze eigenschap is in het verleden gebruik gemaakt om de stroomdichtheid in de emissiekraters, hun afmeting en de levensduur te bepalen [Djakov & Holmes (1972), Rakhowsky (1976), Jüttner (1979)]. Een moeilijkheid bij de toegepaste fotografische technieken was het verkrijgen van een hoge tijdsresolutie in combinatie met een hoge lichtgevoeligheid. Simultane registratie van eventuele hoogfrequente stroom en spanningsveranderingen was niet mogelijk. Hoyaux en Kimblin (1969) vermelden weliswaar fluctuaties in de lichtintensiteit en boogspanning met een herhalingsfrequentie van ca 500 kHz, maar ze vonden geen correlatie.

Een deel van het spectrum van het licht van een koperdamp-ontleding in vacuum wordt gegeven door Schellekens (1983).

Tijdens het hier beschreven onderzoek is gebruik gemaakt van een foto-PIN-diode om de lichtintensiteit van de ontleding in vacuum te meten. Veranderingen in de lichtintensiteit tot ca 5 MHz konden nauwkeurig worden gemeten. Tevens was simultane registratie van zowel boogstroom als boogspanning mogelijk. Dergelijke metingen zijn niet in eerdere publikaties aangetroffen. Er blijkt een verband te zijn tussen lichtintensiteit, stroom en spanning.

3.2. Meetopstelling

3.2.1. De triggerbare vacuum gap:

Voor het initiëren van de DC-boogontladingen is niet gebruik gemaakt van een schakelaar met bewegende contacten, maar van een zgn. triggerbare vacuum gap [Farrall 1980]. Een triggerpen, geïsoleerd ingebouwd in het centrum van de kathode, zorgt onder invloed van een 15 kV-puls voor een doorslag naar de kathode [Meeks 1985]. Het aldus gevormde plasma expandeert in de interelektrode ruimte, en brengt zo een kortdurende ($\approx 1 \mu\text{s}$) geleidende verbinding tussen anode en kathode tot stand, waarna het voedende DC-circuit de ontlasting overneemt.

De kathode is gemaakt van OFHC koper en heeft een diameter van 3 cm.

De anode bestaat uit een roestvrijstalen gaas met een diameter van 6 cm, mazen van ca. 1 mm en draaddikte van ca. 0,2 mm.

Het geheel is ingebouwd in een roestvrijstalen huis met een kijkvenster (flintglas of sapphire naar keuze), zodanig dat de kathode via de mazen van de anode bekeken kan worden.

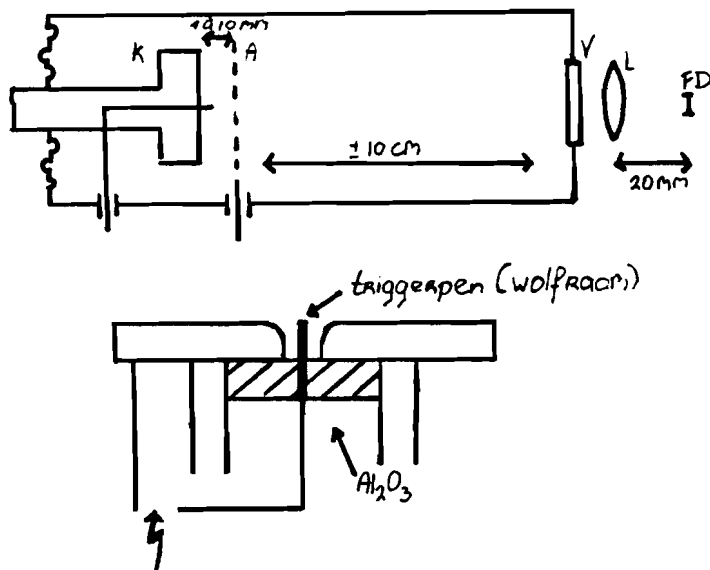


Fig. 3.1. Schematische opbouw van de schakelaar en detail van de kathode

De afstand tussen kathode en anode kan ingesteld worden op maximaal 10 mm. Een en ander is schematisch weergegeven in Fig. 3.1.

I.v.m. het neerslaan van koperdamp op het kijkvenster, zijn voornamelijk metingen verricht aan ontlasting die korter dan 30 ms duren.

Na montage van de schakelaar is hij gedurende 16 uur uitgestookt bij 150 °C. Alvorens metingen te verrichten, zijn de elektrodes door een groot aantal ontladingen geconditioneerd. Met behulp van een ionen getterpomp blijft de druk in het vacuumhuis tijdens de metingen lager dan 10^{-7} Torr.

3.2.2. Het elektrische circuit

Het elektrische circuit is weergegeven in Fig. 3.2.

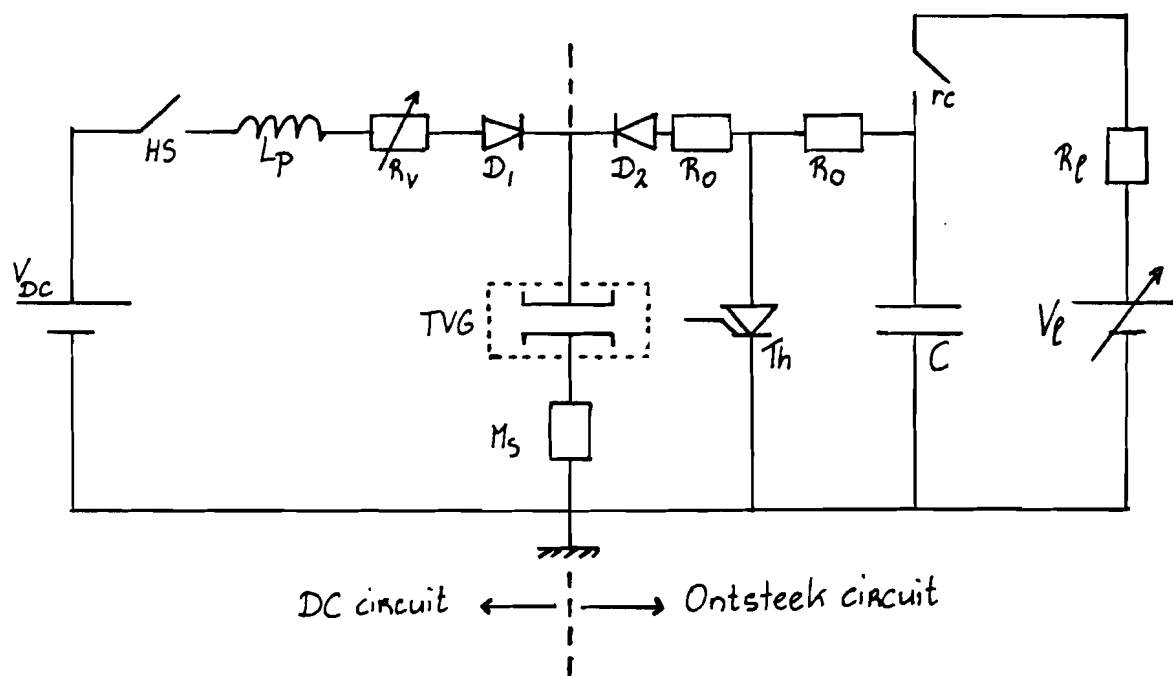


Fig. 3.2. Het elektrische circuit

V_{DC}	=	144 V-gelijkspanningsbron, opgebouwd uit 12 accu's
HS	=	Hoofdschakelaar
L_p	=	Parasitaire inductiviteit, ca. 15 μ H
R_v	=	Variabele voorschakelweerstand, opgebouwd uit inductiearme Allan Bradley weerstanden (3-30 Ω)
D_1, D_2	=	Diodes
TVG	=	Triggerbare vacuum gap
Ms	=	Meetshunt, 23,15 m Ω (Haefely)
R_o	=	Weerstanden, 1,5 Ω
Th	=	Thyristor
C	=	Capaciteit, 100 μ F
rc	=	Relaiscontact
V_ρ	=	Regelbare DC-voedingsbron, 0-1000 V
R_ρ	=	Laadweerstand

De initiatie van de ontlading wordt automatisch bestuurd en verloopt als volgt:

De capaciteit C wordt m.b.v. V_ρ opgeladen tot ca 200 V. Vervolgens wordt de vacuum gap getriggerd. C ontlaaft dan via de weerstanden R_o en de gap. Na korte tijd (ca 50 μ s) wordt de thyristor Th ontstoken. De ontlaadstroom van C gaat dan niet meer via de gap, doch via de thyristor. In de gap zal dan nog uitsluitend een gelijkstroom lopen, gevoed door V_{DC} . De timing van het geheel en het stroomverloop in de gap zijn weergegeven in Fig. 3.3.

De gelijkstroomboog zal na enige tijd spontaan doven (kan eventueel onderbroken worden door HS).

De relatief grote parasitaire inductiviteit L_p ($\approx 15 \mu$ H) verhindert dat het DC-circuit de DC-ontlading (na triggering van de gap) tot stand kan brengen. Daarom wordt gebruik gemaakt van het ontsteek-circuit met kleine inductiviteit ($\ll 1 \mu$ H).

Tijdens de metingen is ook aandacht besteed aan het gedrag van de ontlading onder invloed van een transversaal magneetveld (B-veld loodrecht op de as van de ontladingsstroom).

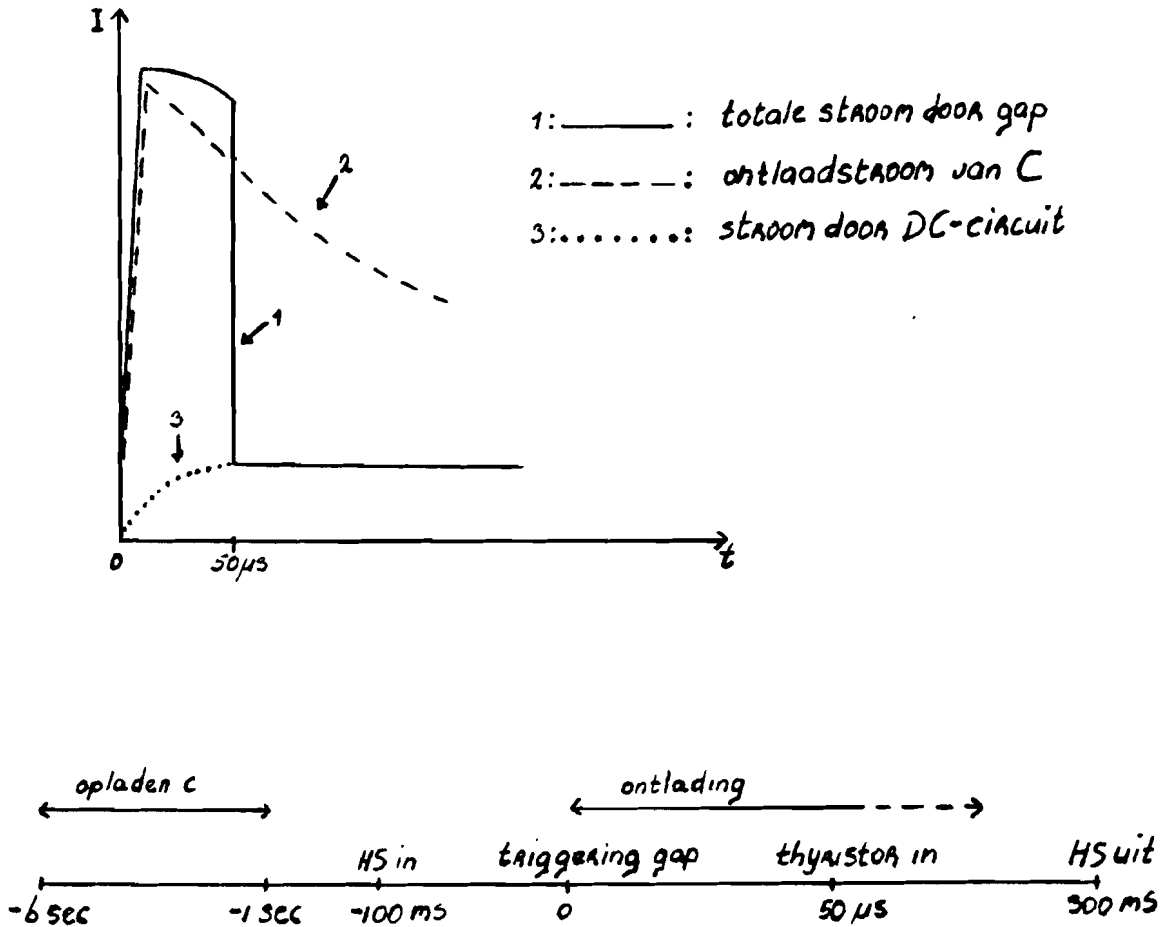


Fig. 3.3. Stroom door de gap en timing van de boog-initiatie

Het magneetveld werd opgewekt d.m.v. 2 Helmholtz-spoelen die om de schakelaar heen zijn gebouwd.

De parallel geschakelde luchtspoelen werden via een voorschakelweerstand van 28Ω gevoed door een gelijkspanningsgenerator van 500 V. Het magneetveld bereikte binnen 6 msec na inschakelen de eindwaarde van ca 7 mT [Jacobs 1984].

3.2.3. De lichtopnemer

Voor het omzetten van de lichtintensiteit in een elektrisch signaal is gebruik gemaakt van de silicium PIN-fotodiode BPW 34 van Siemens. De PIN-diode heeft schakeltijden van ca 50-100 ns en is daarom geschikt voor het meten van snelle veranderingen in de lichtintensiteit.

Door de lage donkerstroom, de lage ruis en de hoge snelheid kunnen snelle lichtintensiteits-veranderingen bij lage lichtintensiteiten worden gemeten. Het spectrale meetgebied loopt van 400 nm tot 1100 nm (zie Fig. 3.4).



Fig. 3.4. Spectrale gevoeligheid van de fotodiode

De stroom door de fotodiode is vrijwel evenredig met de intensiteit van het opvallend licht. Omdat de stroom klein is (μA), wordt het signaal versterkt m.b.v. geïntegreerde versterkers (zie Bijlage A). Om elektromagnetische storingen (t.g.v. de triggerpuls om de ontlading te starten, en t.g.v. grote dI/dt in de boogstroom) zoveel mogelijk te beperken, zijn de lichtopnemer en bijbehorende voeding ingebouwd in een dubbel afgeschermd doos.

Het versterkte elektrische signaal gaat via een dubbel afgeschermd kabel en RC-filter naar de oscilloscoop.

Het RC-filter zorgt voor een efficiënte beperking van de ruis en eventuele storingen. Door een zwart viltje voor de fotodiode te plaatsen, is de storingsgevoeligheid van de lichtopnemer getest.

Storingen (slechts optredend bij steile stroomdips met grote dI/dt , 10^8 A/s) zijn i.h.a. te verwaarlozen t.o.v. de gedetecteerde lichtintensiteiten. Een indicatie voor de signaal-ruisverhouding van de lichtopnemer is: Ruisniveau kleiner dan 2 mV, signaalniveau ca. 25 mV per 10 A boogstroom.

De frequentiekaracteristiek van de lichtopnemer is weergegeven in Fig. 3.5.

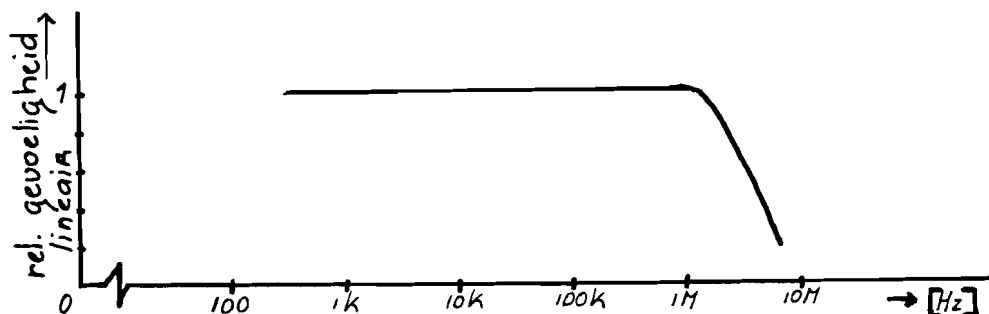


Fig. 3.5. Frequentie-karakteristiek van de lichtopnemer

Het uitgangssignaal van de lichtopnemer is niet geijkt met de bijbehorende verlichtingssterkte. Het uitgangssignaal wordt dus uitgedrukt in een willekeurige eenheid, evenredig met de verlichtingssterkte.

Het tijdens de ontlading uitgezonden licht wordt m.b.v. een lens op de fotodiode afgebeeld. De lens is direkt achter het kijkvenster van de schakelaar geplaatst, en de fotodiode staat in het brandpunt van de lens ($f = 20$ mm, diameter 23 mm), zie figuur 3.1. Er zou eventueel een afbeelding van het hele kathodevlak op de diode gemaakt kunnen worden. Die methode is echter praktisch moeilijker, en er blijkt minder licht gedetecteerd te worden.

3.2.4. Stroom- en spanningsmetingen

De boogstromen zijn i.h.a. gemeten d.m.v. een Pearson stroomtrafo, met een bandbreedte van 240 Hz tot 35 MHz. I.v.m. reflecties werd de signaalkabel karakteristiek afgesloten, de gevoeligheid bedraagt dan 50 mV/A. Langdurende boogstromen (>3 ms) werden gemeten m.b.v. een halfely stroomshunt van 23,15 m Ω . Om te voorkomen dat via de signaalkabel storingen de oscilloscoop binnendrongen, werd een coaxkabel van enkele meters gebruikt. Storingen werden zodoende gedempt. De coaxkabel werd ook enkele malen door ferrieringen heengehaald, om stoorsignalen via de mantel te beperken [Greenwood 1971].

Boogspanningen werden met Tektronix 1:10 probes differentieel m.b.v. de oscilloscoop gemeten. Ook kon gebruik gemaakt worden van een aparte verschilversterker (Bandbreedte >10 MHz; CMRR ≈ 30).

3.2.5. Registratie van de meetsignalen

Voor registratie van de meetsignalen is gebruik gemaakt van een Lecroy 9400 digitale oscilloscoop, met een geheugen van bijna 32 Kbyte per kanaal en een samplefrequentie van maximaal 100 MHz.

De geregistreeerde signalen konden met een plotter worden uitgetekend. Tevens konden de gesampelde signalen m.b.v. een Philips 3201 PC op een floppy disk worden opgeslagen, waarna verdere bewerking van de signalen mogelijk was.

Om meerdere signalen gelijktijdig te kunnen registreren, is ook nog gebruik gemaakt van een Tektronix 7623A oscilloscoop en een Biomation transiënt recorder met een geheugen van 1 Kbyte en een maximale samplefrequentie van 100 MHz.

3.2.6. De spectrograaf

Om de spectrale samenstelling van het tijdens de ontlading uitgezonden licht te bepalen, is gebruik gemaakt van een spectrograaf van het type Hilger en Watts.

Het spectrum wordt verkregen door het licht m.b.v. een lens af te beelden op een nauwe spleet. Die spleet gaat dan als lijnvormige lichtbron fungeren, en wordt op zijn beurt op een lichtgevoelige film afgebeeld. In de lichtweg is een prisma opgenomen, waardoor de positie van het beeld van de spleet op de film een functie van de golflengte is (zie Fig. 3.6). (De dispersie varieert van 0,4 nm/mm bij 200 nm tot 15 nm/mm bij 700 nm.)

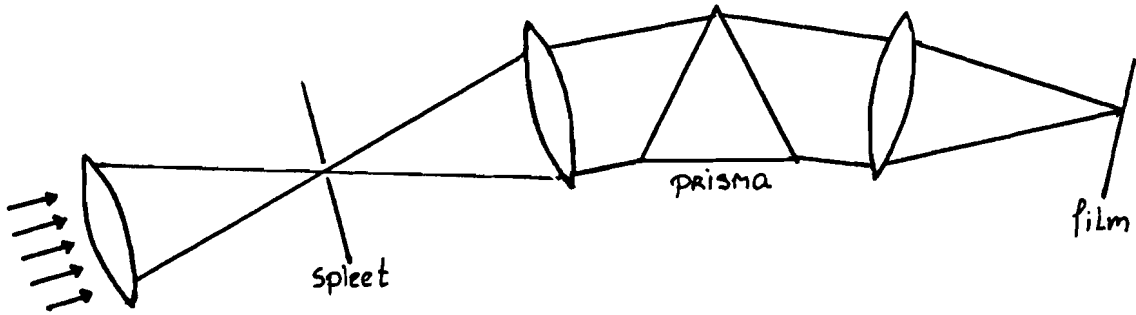


Fig. 3.6 Schematische opbouw van de spectrograaf

Voor het lichtgevoelige materiaal is de Kodak High Speed Recording Film 2485 gebruikt, met een gevoeligheid van ca 5000 ASA. De spectrale gevoeligheid van de film is weergegeven in Fig. 3.7. De film is met Neofin Rot ontwikkeld, gedurende 15 minuten bij 25 °C.

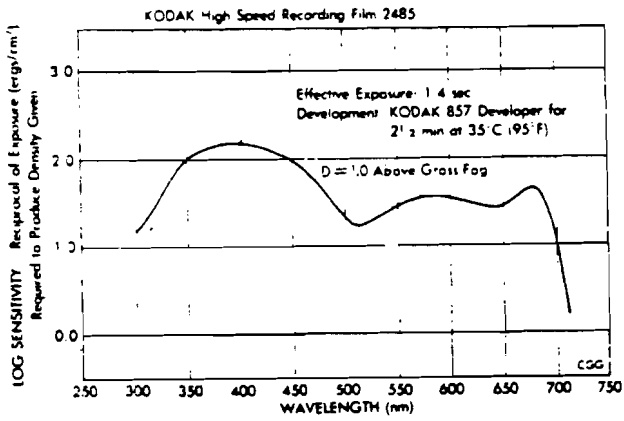


Fig. 3.7 Spectrale gevoeligheid van de film

3.3. Experimentele resultaten

3.3.1. Simultane lichtintensiteits-, stroom- en spanningsmetingen

In Fig. 3.8 is een typisch voorbeeld weergegeven van het door de ont- lading uitgezonden licht, samen met de bijbehorende boogstroom (n.b.: de lichtintensiteit is uitgedrukt in een willekeurige eenheid).

Het licht dooft gelijktijdig met het choppen van de stroom (delay (100 ns)). De hoeveelheid uitgezonden licht bestaat uit een minimum- lichtniveau, met daarop gesuperponeerd lichtfluctuaties.

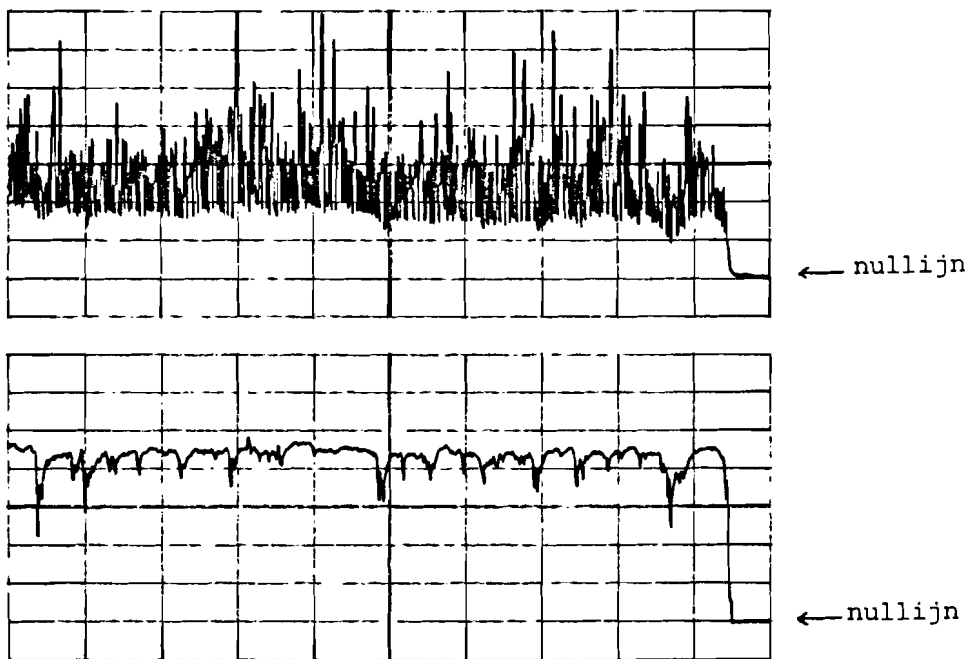


Fig. 3.8 Licht en stroom (synchroon, $50\ \mu\text{s}/\text{div}$)
boven: lichtintensiteit
onder: stroom ca. 18 A, 4 A/div.

Als de boogstroom verhoogd wordt, blijken het minimum-lichtniveau en de fluctuaties beide toe te nemen (Fig. 3.9).

Het minimum-lichtniveau neemt nagenoeg evenredig toe met de boog- stroom. De lichtfluctuaties zijn 1 à 2 maal groter dan het minium- lichtniveau.

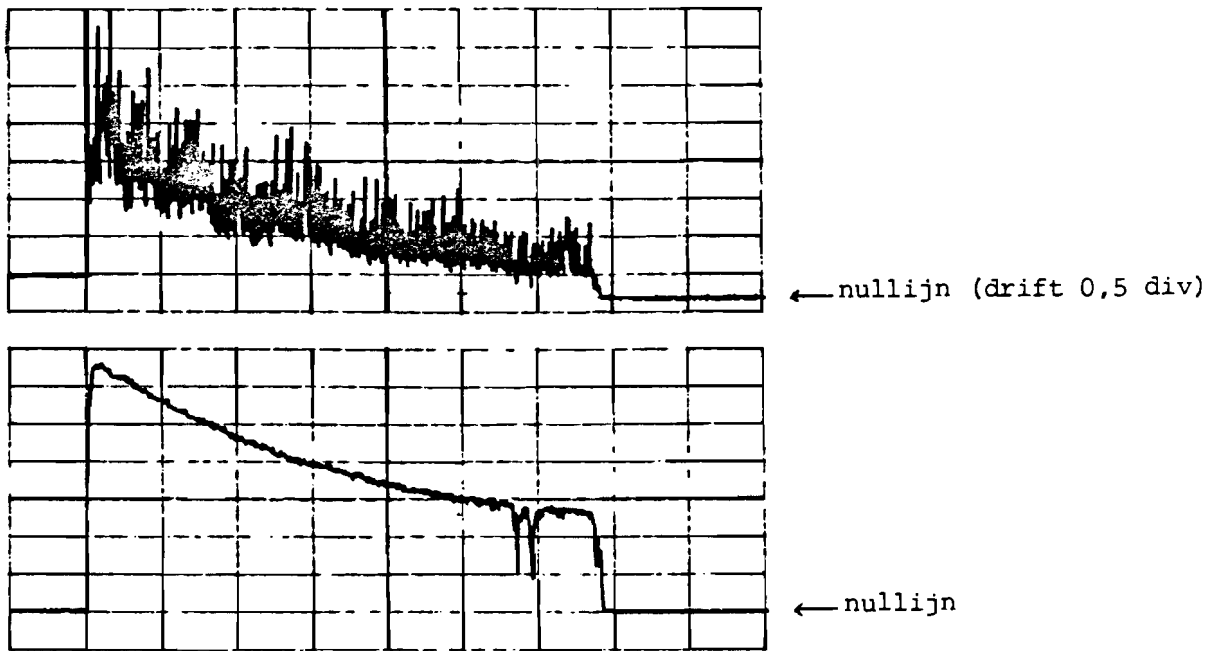


Fig. 3.9. Licht en stroom (synchroon, 50 μ s/div)
boven: lichtintensiteit
onder: stroom, 10 A/div.

Bij grote boogstromen (≥ 100 A) neemt het minimum-lichtniveau sterker toe dan de fluctuaties, zie Fig. 3.10.

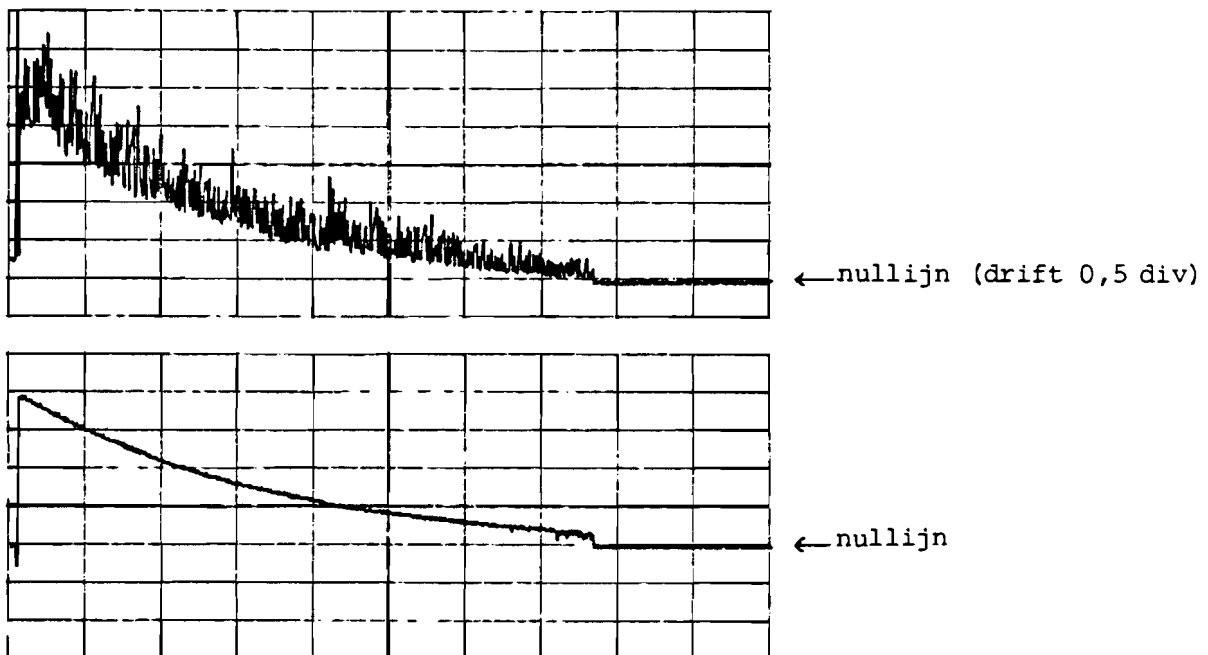


Fig. 3.10. Licht en stroom (synchroon, 100 μ s/div)
boven: lichtintensiteit
onder: stroom, 50 A/div.

De lichtpieken treden synchroon op met boogspanningspieken, zie Fig. 3.11.

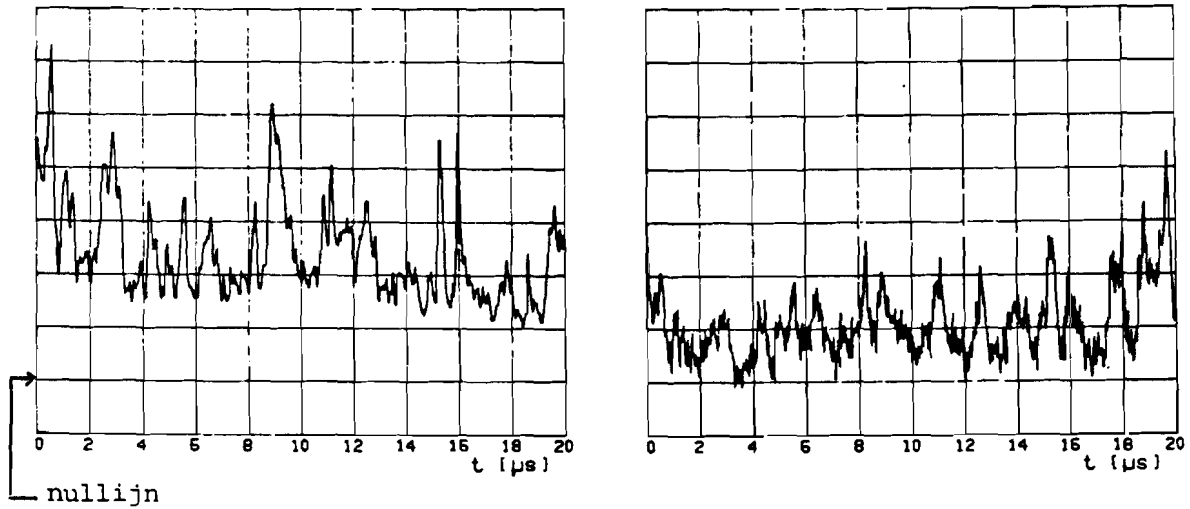


Fig. 3.11. Licht- en spanningsfluctuaties (synchroon)
links: licht
rechts: spanningsfluctuaties, ca. 2 V/div.

Deze synchroniteit blijkt ook uit de kruiscorrelatie van het licht- en spannings signaal (zie ook Bijlage B). De piek in Fig. 3.12 van $\tau = 0$ tot $\tau \approx 500$ ns geeft aan dat licht en spanning met elkaar gecorreleerd zijn.

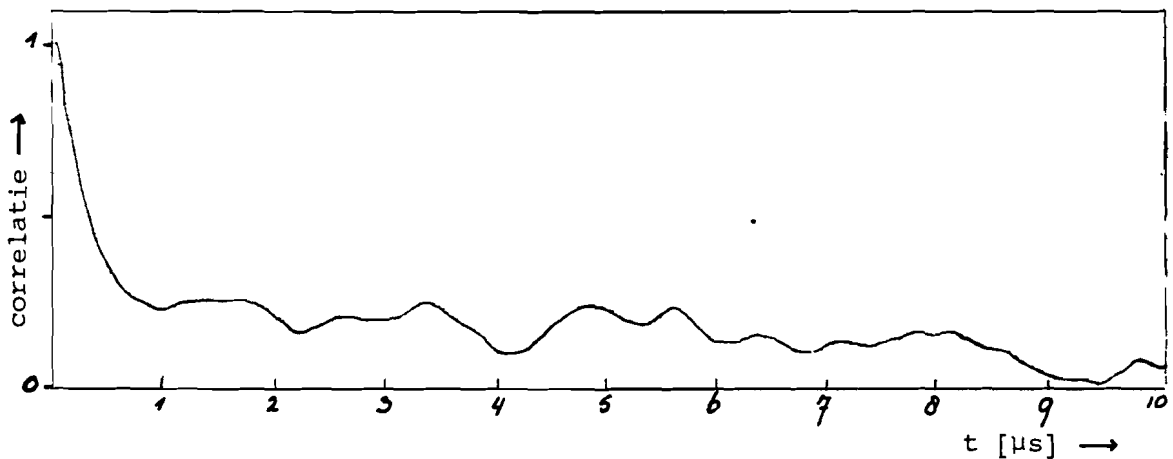


Fig. 3.12. Kruiscorrelatie van licht- en spanningsfluctuaties

Er blijkt echter niet altijd direkt verband te zijn tussen de amplitudes van de licht- en spanningspieken (zie Fig. 3.11). Het is zelfs zo dat naarmate de boogstroom toeneemt, de lichtpieken ook toenemen (zie Fig 3.9) maar de spanningspieken daarentegen afnemen (zie Fig. 3.13). De synchroniteit blijft echter gehandhaafd.

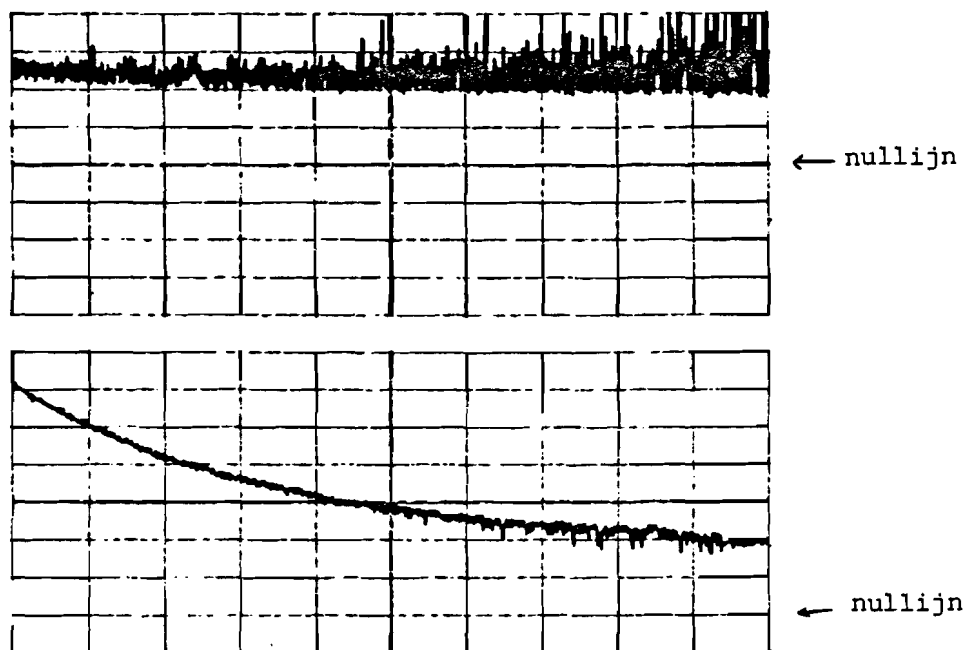


Fig. 3.13. Boogspanning en stroom
boven: spanning, 10 V/div. en 100 μ s/div.
onder: stroom, 10 A/div. en 100 μ s/div.

De autocorrelatie en het frequentiespectrum van een typisch licht-sigitaal zijn weergegeven in de figuren 3.14 en 3.15.

Uit deze en andere plaatjes is geen duidelijke karakteristieke frequentiecomponent (van 0,5-2 MHz) af te leiden. Dit betekent dat de lichtpieken min of meer random over de boogtijd verdeeld zijn.

De synchroon samenvallende licht- en spanningspieken gaan gepaard met iets naijlende (0-0,2 μ s) kleine afnames van de boogstroom (≈ 2 A), zie Fig. 3.16.

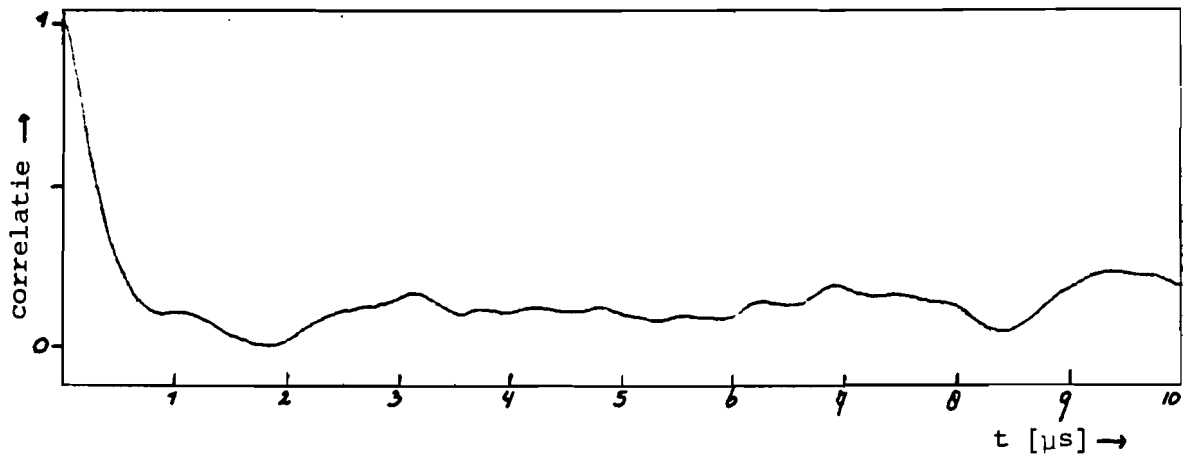


Fig. 3.14. Autocorrelatie van de lichtintensiteit

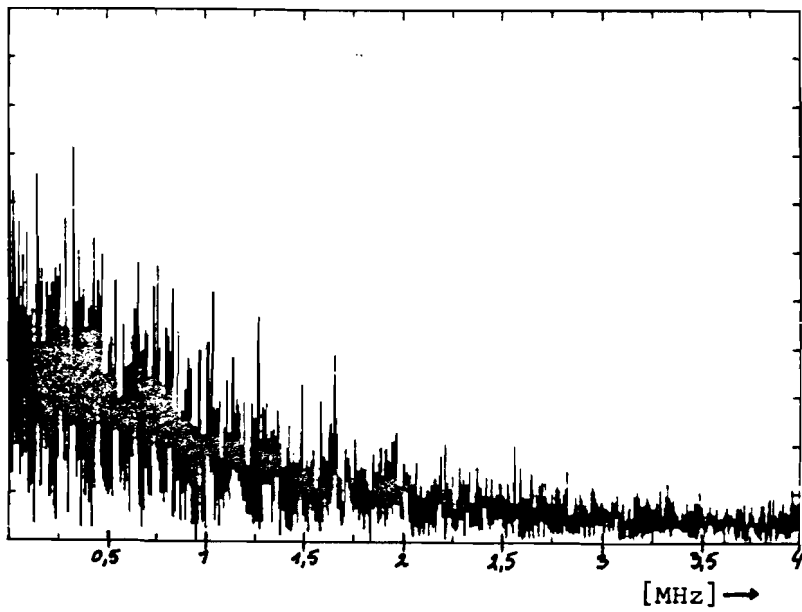


Fig. 3.15. Frequentiespectrum van de lichtintensiteit

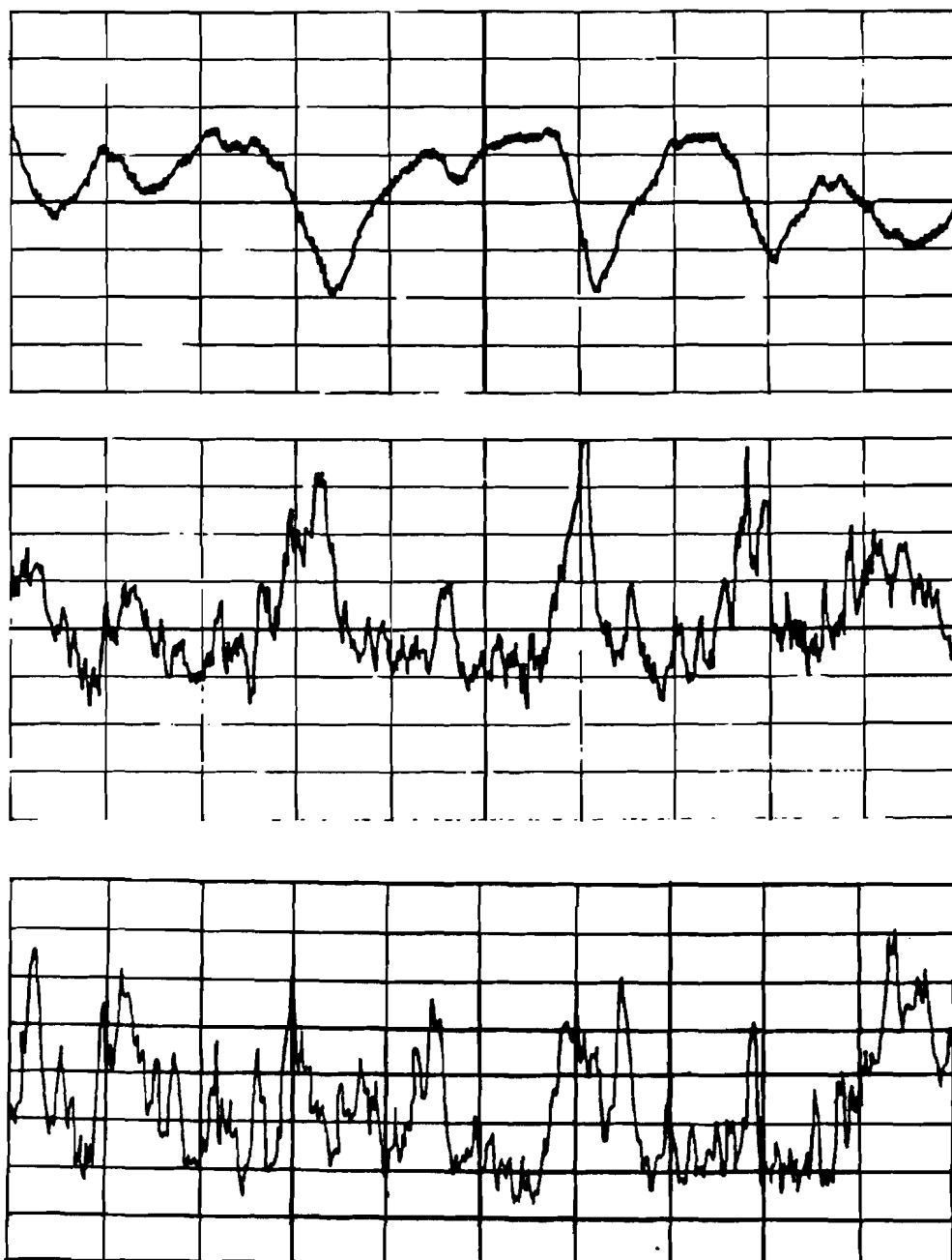


Fig. 3.16. Stroom-, spannings- en lichtfluctuaties (synchroon, $1 \mu\text{s}/\text{div}$)
boven: stroomfluctuaties, $400 \text{ mA}/\text{div}$. (stroom ca. 35 A)
midden: spanningsfluctuaties, $2 \text{ V}/\text{div}$.
onder: lichtfluctuaties

Tijdens de dalende flank van een instabiliteits-stroomdip treedt een zeer hoge spanningspiek op (>100 V) (zie Fig. 3.17a). Toch neemt de lichtintensiteit dan af! Tijdens de herstelfase van de stroom neemt de lichtintensiteit weer toe (zie Fig. 3.17b).

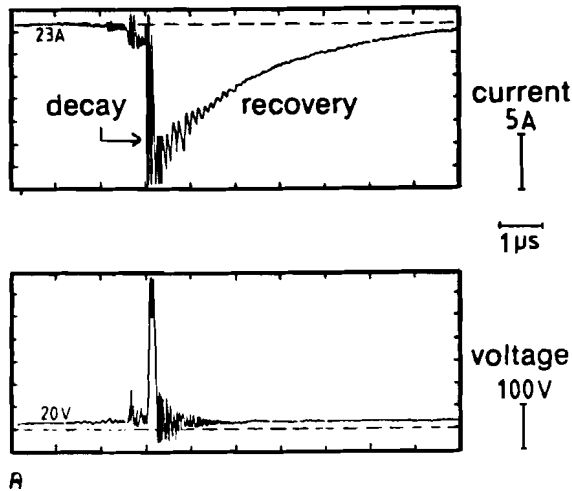


Fig. 3.17a Instabiliteitsdip en spanningspiek (synchroon)

boven: stroom

onder: spanning

3.17b Licht en instabiliteitsdip in de stroom (synchroon, 2 µs/div).

boven: lichtintensiteit (minimum-niveau gestippeld)

onder: stroom van ca. 18 A, 2 A/div.

Ook kunstmatig in de boogstroom aangebrachte stroompieken of dips (door het plotseling laten ontladen van een over de gap geschakelde condensator) veroorzaken een gelijksoortige lichtverandering (zie Fig. 3.18 en 3.19). Opvallend is dat de toename van het licht bij een kunstmatige stroompiek van dezelfde grootte is als de eerder genoemde lichtpieken, die gepaard gaan met kleine spanningstoenames en kleine stroomafnames.

Variatie van de gapbreedte heeft geen significante invloed op de lichtsterkte. Ook een transversaal aangelegd magneetveld heeft geen waarneembare invloed op het licht. De sterke afname van de booglevensduren bij relatief kleine B-velden (ca. 7 mT) is echter zeer opmerkelijk (zie Bijlage C).

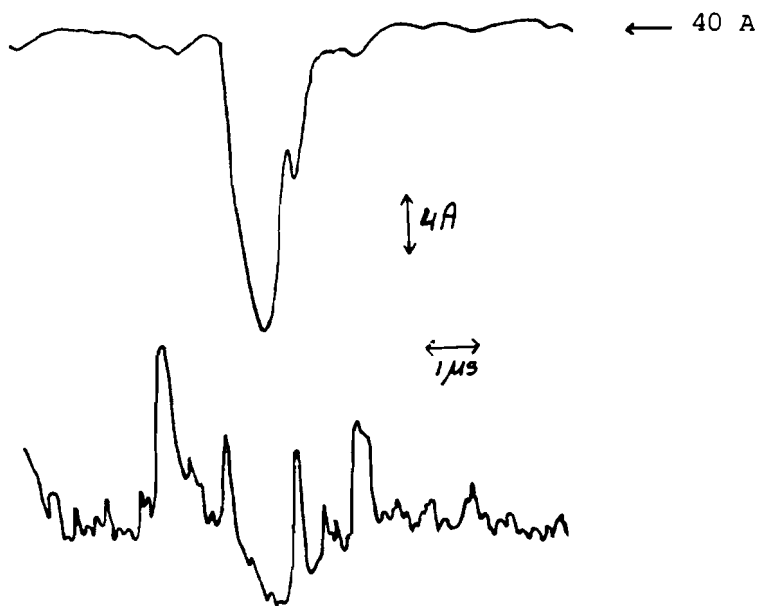


Fig. 3.18. Kunstmatige stroomdip met bijbehorend licht
boven: stroom van ca. 40 A
onder: lichtfluctuaties

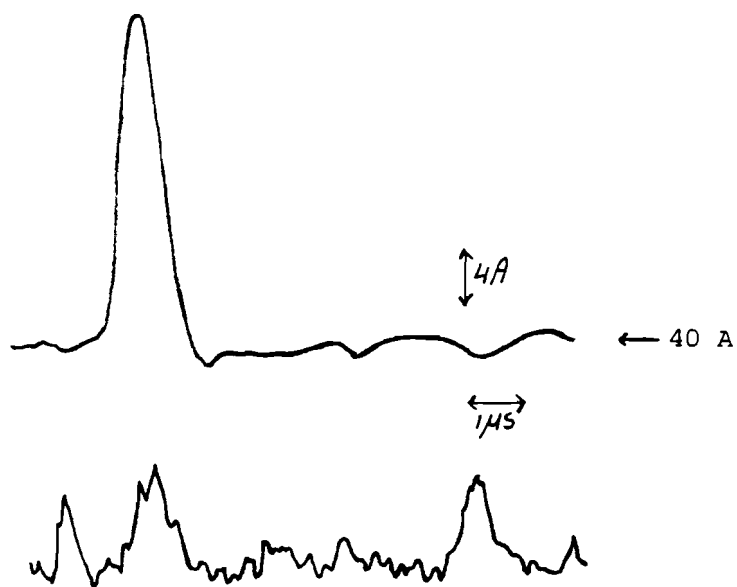


Fig. 3.19. Kunstmatige stroompiek met bijbehorend licht
boven: stroom van ca. 40 A
onder: lichtfluctuaties

3.3.2. De spectrale samenstelling van het licht

De spectrale verdeling van het licht, opgenomen met de spectrograaf, is weergegeven in Fig. 3.20. Het spectrum loopt van 220 nm-700 nm, en is opgenomen met een spleetbreedte van 50 μm . Het negatief (24x230 mm) is door 5 ontladingen van 30 A ca. 100 ms lang belicht.

Plaatsing van Kodak Wratten-filters (No. 2B, 8, 29, 87C, 89B) voor de fotodiode heeft uiteraard invloed op de gedetecteerde lichtintensiteit. De verhouding van de lichtfluctuaties en het minimumlichtniveau verandert echter niet merkbaar. Een verschil van spectrale samenstelling tussen beide lijkt dus niet waarschijnlijk.

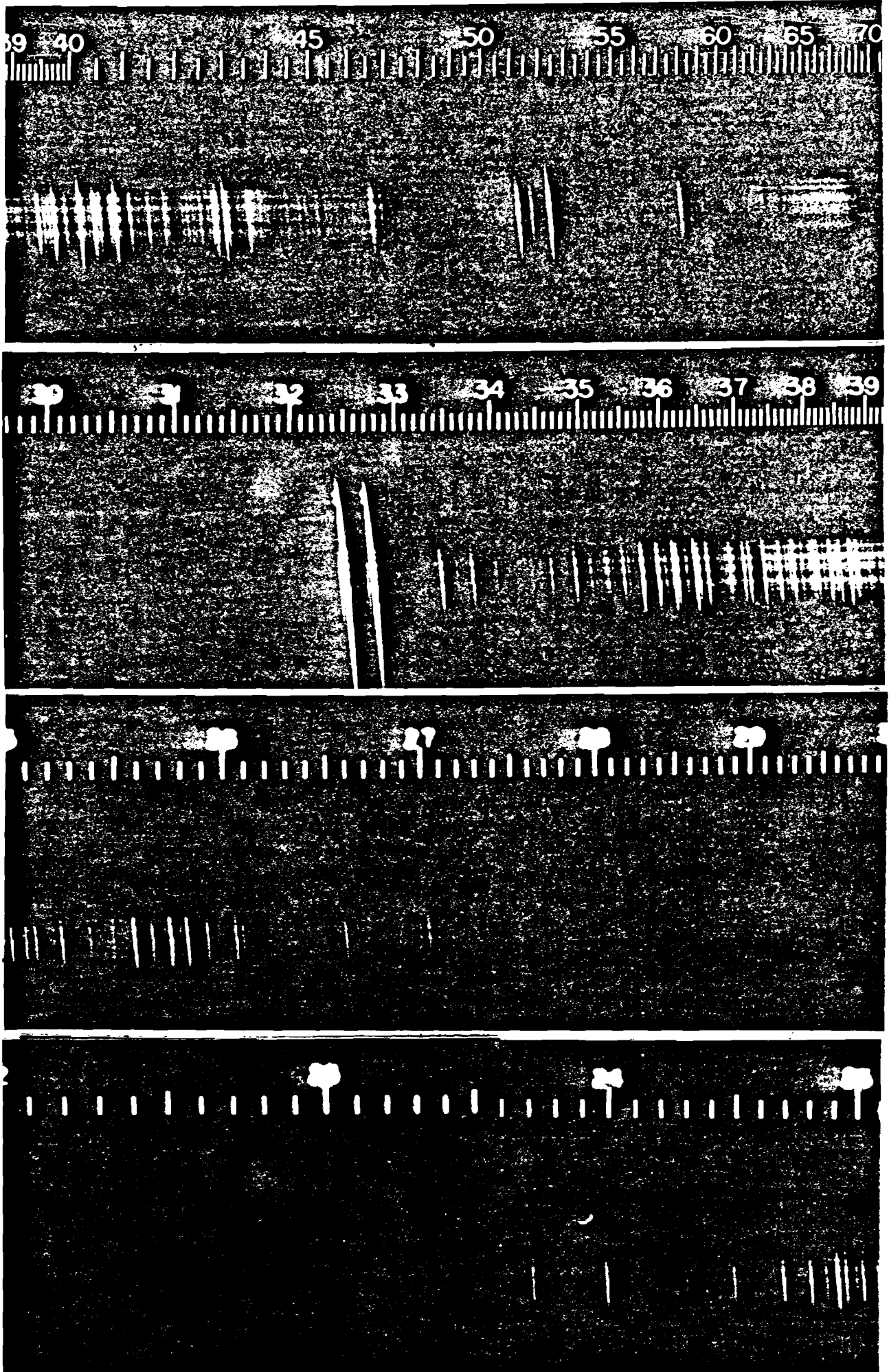


Fig. 3.20. Spectrum van de koper-dampontlading, van 220-700 nm

3.4. Bespreking van de resultaten

3.4.1. De spectrale verdeling van het licht

Uit de opname van het spectrum blijkt dat het gemeten licht veel lijnstraling bevat. Bij de identificatie van de lijnen m.b.v. een tabel (zie Bijlage F) moet rekening worden gehouden met de spectrale gevoeligheid van de gebruikte film (zie Fig. 3.7). Rond 400 nm zijn daardoor ook relatief zwakke lijnen gedetecteerd, terwijl rond 520 nm slechts zeer sterke lijnen worden waargenomen.

Tot 640 nm is geen continuüm straling te onderscheiden. Van 640-700 nm lijkt op het eerste oog wel sprake te zijn van continuüm straling. Maar volgens de tabel (Bijlage F) zit tussen 640-700 nm veel relatief sterke lijnstraling, en het lijkt goed mogelijk dat de schijnbare continuüm straling in feite dichtbij elkaar gelegen lijnstraling is. De golflengte resolutie van het meetsysteem in dat gebied is immers gering.

Vergelijking van het weergegeven spectrum met de eerder genoemde tabel, leert dat het licht zowel Cu I lijnen bevat (bijv. 300-330 nm en 350-360 nm) als ook Cu II (370-400 nm en 580-700 nm) en Cu III lijnen (370-380 nm en 430-440 nm). De aanduidingen I, II resp. III duiden er op, dat de betreffende spectraallijn veroorzaakt wordt door een terugval vanuit een energie-niveau van een neutraal atoom, eenwaardig ion resp. tweewaardig ion. De aanwezigheid van Cu II en Cu III lijnen is in overeenstemming met de door Davis en Miller (1969) vastgestelde aanwezigheid van Cu^+ en Cu^{2+} ionen.

3.4.2. De intensiteit van lijnstraling

De totale intensiteit I_{pq} van een spectraallijn bij een overgang van niveau p naar niveau q wordt gegeven door

$$I_{pq} = n_p A_{pq} h\nu_{pq} \frac{1}{4\pi} \quad (3.1.)$$

met n_p = de dichtheid van het bovenste niveau
 A_{pq} = de overgangs-waarschijnlijkheid
 $h\nu_{pq}$ = de energie van het foton

In het geval van lokaal thermisch evenwicht (LTE) is de dichtheid van het geëxciteerde niveau n_p gekoppeld aan de dichtheid van het grondniveau n_o via de Boltzmann vergelijking

$$n_p = \frac{g_p}{g_o} n_o \exp \left[- \frac{E_{po}}{kT_e} \right] \quad (3.2)$$

met E_{po} = energieverval tussen de grondtoestand en het geëxciteerde niveau p

g = statistisch gewicht van het niveau

kT_e = thermische energie van de elektronen

(Veronderstel dat deze uitdrukking geldt voor de verschillende ionsoorten (neutraal, eenwaardig ion, etc.)).

LTE wordt bereikt voor het Cu I systeem als de elektronendichtheid $n_e > 4 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ [Kock 1968]. In de buurt van de krater, waar volgens waarnemingen van o.a. Rakhovsky (1976) en Jüttner (1979) het merendeel van het licht bij kleine ontladingen (< 100 A) vandaan komt, heerst een dichtheid van ca. 10^{26} m^{-3} [Jüttner 1985].

Substitutie van (3.2) in (3.1) geeft voor de intensiteit van een spectraallijn

$$I_{pq} = c n_o \exp \left[- \frac{E_{po}}{kT_e} \right] \quad (3.3)$$

met c = constant voor de betreffende lijn (3.4)

Omdat c constant verondersteld wordt, wordt dus geen rekening gehouden met verschuivingen in de aantallen van de verschillende ionsoorten (neutraal, eenwaardig ion, etc.) als T_e enigszins verandert.

Voor de totale intensiteit I van het door het plasma uitgezonden licht, moet gesommeerd worden over alle lijnen

$$I = n_o \sum_i c_i \exp \left[- \frac{E_i}{kT_e} \right] \quad (3.5)$$

In deze uitdrukking is n_o evenredig met de deeltjesdichtheid.

Een toename van de lichtintensiteit kan volgens (3.5) veroorzaakt worden door

1. toename van de elektronentemperatuur T_e
2. toename van het aantal deeltjes (n_0 groter).

3.4.3. Het minimum-lichtniveau

Bij een stabiele ontladingsstroom hoort blijkbaar een minimum-lichtniveau. Naarmate de ontladingsstroom groter is, neemt dat lichtniveau toe.

Er van uitgaande dat het licht voornamelijk uit lijnstraling bestaat, kan de toename van de lichtintensiteit verklaard worden door een toename van het aantal deeltjes (n_0 groter) of door een toename van de elektronen-temperatuur T_e (zie verg. (3.5)).

Bij benadering geldt

$$kT_e \approx e V_{\text{kath.val}} \approx e V_{\text{boog}} \quad (3.6)$$

Bij verdubbeling van de boogstroom neemt V_{boog} weliswaar iets toe, maar de daarmee volgens (3.6) samenhangende toename van T_e is onvoldoende om ook een verdubbeling van de lichtintensiteit te bereiken.

Beschouw ter illustratie een niveau met een excitatie energie van 5 eV. De boogspanningen bij $I = 20$ A resp. $I = 40$ A bedragen ongeveer 20 V resp. 22 V (zie Fig. 3.13). De exponentiële termen in (3.5) bedragen dan voor het CuI systeem $\exp\left[-\frac{5}{20}\right] = 0,78$ resp.

$\exp\left[-\frac{5}{22}\right] = 0,80$. De met de boogspanning toenemende T_e heeft dus slechts weinig invloed op de intensiteit van de lijnstraling.

Het is daarom waarschijnlijk dat de toename van het licht veroorzaakt wordt door een toename van het aantal deeltjes in de spot. Die toename kan als volgt verklaard worden:

Voor een stabiele ontlading is een zekere hoeveelheid ionen benodigd. Deze ionen zijn enerzijds nodig om de ladingsneutraliteit in de zuil te handhaven, anderzijds voor de instandhouding van het sterke E-veld ($5 \cdot 10^9$ V/m) vlak boven de kraterwand dat thermische veld-emissie mogelijk maakt. In de krater moet dus een zekere minimale hoeveelheid damp vrijgemaakt worden. De hiermee samenhangende (minimale) deeltjesdichtheid in de spot correspondeert mogelijk met het minimum-lichtniveau. Naarmate de boogstroom groter is zijn meer ionen benodigd, hetgeen resulteert in een toename van het minimum-lichtniveau.

3.4.4. De lichtfluctuaties

De lichtfluctuaties zijn geen gevolg van de beweging van de spot achter het anode-gaas, omdat de snelheid van de spot-verplaatsing (≈ 1 m/s) daartoe te klein is.

Zoals vermeld vallen de lichttoenames (> 100%) synchroon samen met spanningstoenames (2-8 V) (zie Fig. 3.11). In paragraaf 3.4.3. bleek dat de met de spanningstoename eventueel samenhangende verhoging van T_e slechts weinig invloed heeft op de intensiteit van het uitgestraalde licht. Een andere sterke aanwijzing hiervoor is het feit dat naarmate de stroom toeneemt, de spanningspieken afnemen en de lichtpieken daarentegen toenemen.

De sterke lichttoenames worden dus waarschijnlijk veroorzaakt door toenames van de deeltjesdichtheid, en niet door een toename van de elektronentemperatuur (zie 3.4.3).

Een sterke aanwijzing dat er inderdaad sprake is van een verhoogde deeltjesdichtheid in de buurt van de spot volgt uit metingen van de ionenstroom, die aan het ontladingsplasma onttrokken wordt, indien een geaard scherm cilindrisch om de elektrodes heen wordt geplaatst. Er blijkt een correlatie te zijn tussen deze zgn. ionen-schermsroom en de fluctuaties in de spanning (dus ook een correlatie met de lichtfluctuaties). Een spanningspiek wordt namelijk enkele μ s later gevolgd door een toename van de ionen-schermsroom. Het tijdsverschil tussen deze stroom- en spanningspiekjes kan verklaard worden door de door de ionen benodigde looptijd, om met een snelheid van ca. 10^4 m/s vanuit de krater bij het scherm te geraken [Daalder 1978]. De kruiscorrelaties van spanning en ionenstroom naar een scherm-probe is weergegeven in Fig. 3.21, voor vier verschillende ontladingen.

Uit het voorafgaande volgt, dat de spanningspiekjes samenvallen met een verhoging van de ionendichtheid in de buurt van de krater. Wegens de grotere ionendichtheid zal het aantal elektron-ion botsingen toenemen, hetgeen resulteert in een verhoging van de resistiviteit van het plasma. Deze toename van de resistiviteit is mogelijk de oorzaak voor de spanningspieken, omdat de stroom nagenoeg constant is.

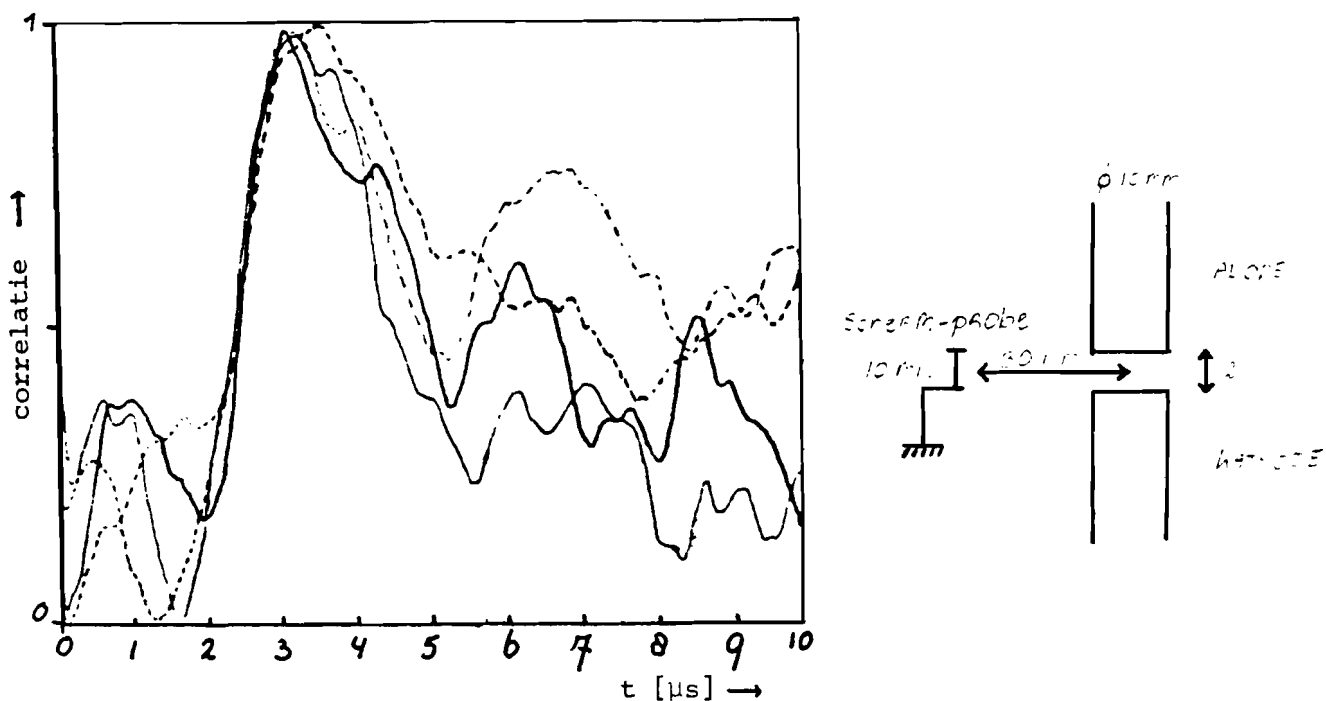


Fig. 3.21. Kruiscorrelaties van spanning en ionenstroom

Zoals vermeld gaan de licht- en spanningspieken gepaard met kleine stroomafnames ($\ll 2$ A, zie Fig. 3.16). Deze stroomafnames worden bepaald door de circuitimpedantie, en zijn een gevolg van de toename van de boogspanning. Uit Fig. 3.2 blijkt dat een toename van de boogspanning moet resulteren in een afname van de spanning over L_p en R_v . Deze spanning bedraagt $V = L_p \frac{dI}{dt} + IR_v$, en een afname van deze spanning zal dus gepaard gaan met een afname van de stroom. Naarmate de circuitimpedantie groter is, worden de stroomafnames kleiner.

De met de lichtpieken samenhangende toename van de deeltjesdichtheid, is mogelijk het gevolg van de formatie van een nieuwe emissie-krater. Uit Fig. 3.12 blijkt dat de gemiddelde "piekbreedte" ca. $0,5 \mu\text{sec}$ is. Ook uit Bijlage G volgen piekbreedtes van $0,25-0,5 \mu\text{sec}$ (n.b. vaak accumuleren de lichtpieken). Dit zou kunnen duiden op kraterlevensduren van $0,25-0,5 \mu\text{sec}$.

M.b.v. een rekenvoorbeeld kan aannemelijk gemaakt worden, dat de formatie van een nieuwe krater inderdaad gepaard gaat met een grotere deeltjesdichtheid:

Daalder (1978) geeft een uitdrukking voor de kraterstraal $r(t)$ als functie van de tijd en de ontladingsstroom

$$r(t) = 2,04 \cdot 10^{-5} I^{1/2} t^{1/4} \quad (3.7)$$

Hieruit volgt de op tijdstip t reeds uit de krater verwijderde massa

$$m(t) = \frac{2}{3}\pi r^3(t)\rho_m \quad (3.8)$$

$$= 1,6 \cdot 10^{-10} I^{3/2} t^{3/4} \quad (3.9)$$

(er van uitgaande dat de krater half-bolvormig is, en ρ_m = massadichtheid van koper).

De per tijdseenheid vrijgemaakte massa bedraagt dan

$$\frac{dm}{dt} = 1,2 \cdot 10^{-10} I^{3/2} t^{-1/4} \quad (3.10)$$

Er van uitgaande dat alle vrijgemaakte atomen 2 maal geïoniseerd worden [Davis en Miller 1969], resulteert dit in een ionenstroom van

$$I_{i,k} = 3,8 \cdot 10^{-4} I^{3/2} t^{-1/4} \quad (3.11)$$

Veronderstel nu dat de voor een stabiele ontlading benodigde ionenstroom $I_{i,b}$ 10% van de boogstroom bedraagt (overeenkomend met metingen):

$$I_{i,b} = 0,1 I \quad (3.12)$$

De maximale levensduur van een krater om een stabiele ontlading te waarborgen, wordt dan bepaald door het criterium

$$I_{i,k} \geq I_{i,b}$$

ofwel

$$3,8 \cdot 10^{-4} I^{3/2} t^{-1/4} \geq 0,1 I$$
$$t \leq 2,1 \cdot 10^{-10} I^2 \quad (3.13)$$

Een en ander is weergegeven in Fig. 3.22.

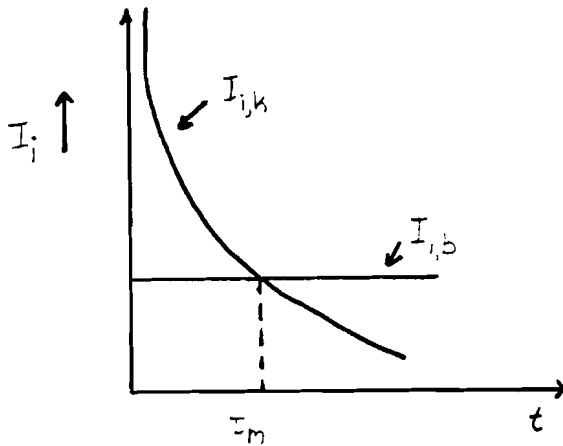


Fig. 3.22. Beschikbare en benodigde ionen-stromen

Voor een ontladingsstroom $I = 30$ A volgt uit (3.13) een maximale krater-levensduur $\tau_m = 0,19 \mu s$, hetgeen in goede overeenstemming is met de eerder genoemde krater-levensduren.

Verder blijkt uit de figuur dat tijdens het begin van een nieuwe krater sprake is van een grote deeltjesdichtheid. Dit is in overeenstemming met het eerder genoemde vermoeden, dat de lichtpieken samenhangen met de formatie van een nieuwe krater!

Voorts volgt uit (3.11) dat de deeltjesdichtheid groter is, naarmate de boogstroom I groter is. Dit is in overeenstemming met het experimentele resultaat dat de lichtpieken groter zijn, naarmate de boogstroom groter is!

Het feit dat lichtpieken vaak accumuleren (zie Bijlage G), wijst erop dat vaak al een nieuwe krater gevormd wordt, vóórdat de oude zijn maximale levensduur bereikt heeft.

Ook uit een ander rekensommetje blijkt dat de gesuggereerde levensduren in goede overeenstemming zijn met gemeten ionenschermstromen en kraterafmetingen:

Bij een ontladingsstroom I_b van 30 A bedraagt de uiteindelijke kraterstraal ongeveer $r = 2,6 \cdot 10^{-6}$ m [Daalder 1978]. Als we de krater halfbolvormig veronderstellen, kunnen hieruit maximaal $3,3 \cdot 10^{12}$ koperionen vrijgemaakt worden. Volgens metingen van Daalder (1978) is er tijdens een ontlading een ionenstroom van $0,1 I_b$ van het kathodevlak

af gericht. Bij een gemiddelde lading van $3,2 \cdot 10^{-19}$ C per ion [Davis en Miller 1969], kan de voor dit voorbeeld benodigde ionenstroom van 3 A gedurende

$$\frac{3,2 \cdot 10^{-19} \cdot 3,3 \cdot 10^{12}}{3} = 0,35 \mu\text{s}$$

door de krater geleverd worden. Ook dit is in goede overeenstemming met de eerder gesuggereerde krater-levensduren.

3.4.5. Instabiliteiten tijdens de ontlading: stroomdips

Zoals in paragraaf 3.3.1. vermeld, is de boogspanning gedurende de dalende flank van een stroomdip sterk verhoogd. De ontlading is in principe slechts gedurende deze kortdurende stroomafname in een instabiele toestand. Hoewel er dan sprake is van een sterke boogspanningspiek, neemt het licht toch af!

De stroom keert terug tot de stationaire waarde met een tijdconstante τ , die door de circuitimpedantie bepaald wordt: $\tau = L/R$ ($\approx 3 \mu\text{s}$). Tijdens deze herstelfase van de stroom gedraagt de ontlading zich weer stabiel. De boogspanning bedraagt dan weer ca. 20 V. En ook de lichtintensiteit volgt de stroom.

Het optreden van een stroomdip kan verklaard worden door plotselinge stagnatie van de elektronen-emissie in de krater. Die stagnatie wordt mogelijk veroorzaakt, doordat er niet voldoende snel een nieuw emissiepunt gecreëerd wordt. Het gevolg daarvan is namelijk dat de kraterstraal voortdurend blijft toenemen. Die toename van de kraterstraal gaat gepaard met een kwadratische afname van de stroomdichtheid, en een daarmee samenhangende sterke afname van de temperatuur van het metaal in de krater.

De temperatuur heeft op haar beurt sterke invloed op de elektronen-emissie (formule van Schottky), zodat het uiteindelijke effect is dat de elektronen-emissie plotseling kan stagneren.

De tijdens de instabiliteit optredende zeer hoge spanningspiek ($\gg 100$ V), is mogelijk van belang voor het alsnog vormen van een nieuw emissiepunt: een hoge spanning in combinatie met geometrische oneffenheden van het kathode oppervlak, kan nu lokaal veel hogere veldsterktes veroorzaken, zodat toch nog een nieuw emissiepunt gevormd wordt.

4. DE BEWEGING VAN DE IONEN

4.1. Inleiding

De in de krater vrijgemaakte koperdamp wordt onmiddellijk geïoniseerd. Onder invloed van het met de boogstroom samenhangende magneetveld en door onderlinge krachtwerking (Coulomb- en Lorentz-krachten), kunnen de gevormde ionen banen beschrijven die gedeeltelijk naar de kathode terugkeren (zie Fig. 4.1).

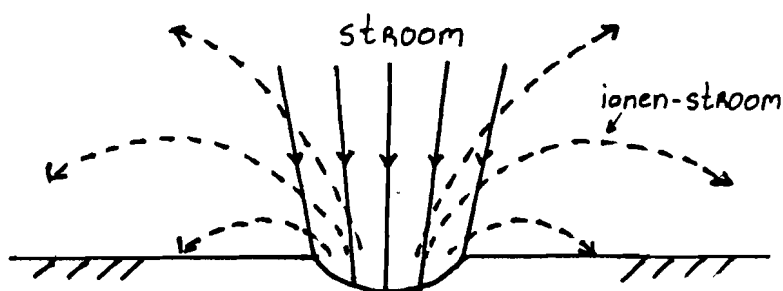


Fig. 4.1. Ionenbeweging naar en van het kathodevlak

De aldus eventueel door de ionen gevormde positieve ladingswolk is mogelijk van belang voor de verplaatsing van de spot. Er kan immers een nieuw emissiepunt gecreëerd worden door een hoge veldsterkte t.g.v. de wolk (veldemissie), eventueel in combinatie met op de kathode terugvallende ionen (thermische veldemissie).

Met behulp van de MHD-vergelijkingen kunnen de met de deeltjesbeweging samenhangende ladingsverdeling, veldsterkte e.d., in principe berekend worden. De benodigde randvoorwaarden vormen echter een probleem. Er is immers slechts globale kennis over de fysische processen en parameter waarden in de buurt van de spot. Door variatie van de randvoorwaarden kan men echter proberen een oplossing te vinden, die de fysische werkelijkheid zou kunnen beschrijven.

4.2. De beweging van ladingdragers in een volledig geïoniseerd plasma

De bewegingsvergelijkingen voor ionen en elektronen in een volledig geïoniseerd plasma luiden [Chen 1974]

$$m_i n_i \frac{d\bar{v}_i}{dt} = en_i (\bar{E} + \bar{v}_i \times \bar{B}) - \nabla p_i - \nabla \cdot \bar{\pi}_i + P_{ie} \quad (4.1)$$

$$m_e n_e \frac{d\bar{v}_e}{dt} = -en_e (\bar{E} + \bar{v}_e \times \bar{B}) - \nabla p_e - \nabla \cdot \bar{\pi}_e + P_{ei} \quad (4.2)$$

met

m_i, m_e = massa van een ion resp. elektron

n_i, n_e = ionen- resp. elektronendichtheid

\bar{v}_i, \bar{v}_e = ionen- resp. elektronensnelheid

\bar{E} = elektrische veldsterkte

\bar{B} = magnetische inductie

e = elementaire lading

De druktensor \bar{P} is opgesplitst in een isotroop deel p en een anisotroop deel $\bar{\pi}$. Dit anisotrope deel mag buiten beschouwing gelaten worden, omdat de diffusie t.g.v. botsingen tussen gelijksoortige deeltjes klein is t.o.v. de diffusie t.g.v. de wisselwerking tussen verschillend geladen deeltjes.

De termen \bar{P}_{ei} resp. \bar{P}_{ie} geven de impulsoverdracht aan bij botsingen tussen elektronen en ionen, en vice versa.

Voor \bar{P}_{ei} kunnen we schrijven

$$\bar{P}_{ei} = m_e n_e (\bar{v}_i - \bar{v}_e) v_{ei}$$

met

$$v_{ei} = \frac{n_e e^2}{m_e} \eta$$

Hierbij is ν_{ei} de botsingsfrequentie van elektron-ion botsingen, en de constante η de resistiviteit van het plasma. Aangezien er sprake van impulsbehoud is, geldt

$$\bar{P}_{ie} = -\bar{P}_{ei}$$

Zowel voor de ionen als voor de elektronen kunnen we schrijven

$$p = nkT$$

Dus

$$\nabla p = kT\nabla n + kn\nabla T$$

Met de veronderstelling dat

$$\frac{\nabla n}{n} \gg \frac{\nabla T}{T}$$

levert dit

$$\nabla p = kT\nabla n$$

De temperatuur T kan worden uitgedrukt in de deeltjessnelheid m.b.v.

$$\frac{1}{2} m v^2 \approx \frac{3}{2} kT$$

Dus

$$T \approx \frac{1}{3} \frac{m}{k} v^2$$

In het geval van een stationaire toestand $\left[\frac{\partial}{\partial t} = 0 \right]$ geldt

$$\frac{d\bar{v}}{dt} = (\bar{v} \cdot \nabla)\bar{v}$$

Omdat dan tevens $\nabla \times \bar{\mathbf{E}} = 0$, kan $\bar{\mathbf{E}}$ vervangen worden door

$$\bar{\mathbf{E}} = -\nabla V$$

met $V =$ elektrische potentiaal.

Veronderstel verder dat

$$|\bar{\mathbf{E}}| \gg |\bar{\mathbf{v}} \times \bar{\mathbf{B}}|$$

(Zie paragraaf 4.3).

De vergelijkingen (1) en (2) kunnen nu worden herleid tot

$$m_i n_i (\bar{\mathbf{v}}_i \cdot \nabla) \bar{\mathbf{v}}_i = -e n_i \nabla V - kT_i \nabla n_i - \bar{\mathbf{P}}_{ei} \quad (4.3)$$

$$m_e n_e (\bar{\mathbf{v}}_e \cdot \nabla) \bar{\mathbf{v}}_e = e n_e \nabla V - kT_e \nabla n_e + \bar{\mathbf{P}}_{ei} \quad (4.4)$$

Deze vergelijkingen kunnen worden aangevuld met de wet van Poisson

$$\nabla^2 V = -e (n_i - n_e) / \epsilon_0 \quad (4.5)$$

en de continuïteitsvergelijkingen

$$\nabla \cdot (n_i \bar{\mathbf{v}}_i) = n_i \nabla \cdot \bar{\mathbf{v}}_i + \bar{\mathbf{v}}_i \cdot \nabla n_i = 0 \quad (4.6)$$

$$\nabla \cdot (n_e \bar{\mathbf{v}}_e) = n_e \nabla \cdot \bar{\mathbf{v}}_e + \bar{\mathbf{v}}_e \cdot \nabla n_e = 0 \quad (4.7)$$

De vergelijkingen (3) t/m (7) vormen een stelsel van 9 vergelijkingen met 9 onbekenden (nl. n_i , n_e , V , $\bar{\mathbf{v}}_i$ en $\bar{\mathbf{v}}_e$), en zijn dus in principe oplosbaar. Om het probleem eenduidig te kunnen oplossen, moet ook nog een aantal randvoorwaarden worden voorgeschreven. Een moeilijkheid voor het bepalen van de oplossing is het feit dat de vergelijkingen niet lineair zijn, waardoor vele oplossingsmethoden wegvallen.

Voor een numerieke bepaling van de oplossing zijn de Finite Difference Methode [Smith 1978] en de Finite Element Methode [Zienkiewicz 1977] de meest voor de hand liggende manieren.

In verband met de niet-lineariteit is echter voor beide methodes een beginschatting voor de oplossing noodzakelijk. Een onnauwkeurige beginschatting kan convergentie van de oplossing in de weg staan.

4.3. Globale beweging van de ionen

De in de vorige paragraaf beschreven methode is erg bewerkelijk. Om een globale indruk te krijgen van de ladings- en veldverdeling lijkt het zinvol over te stappen op het corpusculaire karakter van de ladingdragers.

4.3.1. Ionen onderworpen aan uitsluitend Lorentzkracht

Stel dat er sprake is van een cilindervormige, ladingsneutrale boogstroom I_b langs de y-as en dat ionen vanuit de krater geïnjecteerd worden in de ruimte buiten deze "stroombuis". Veronderstel verder dat de ionen uitsluitend een Lorentzkracht ondervinden t.g.v. het met I_b samenhangende magneetveld. Tengevolge van dit inhomogeen veld zullen de ionen banen beschrijven met een steeds kleinere kromming $1/r$ naarmate hun afstand tot de y-as toeneemt, immers

$$\frac{1}{r} = \frac{qB(x)}{mv} \tag{4.8}$$

(zie Fig. 4.2)

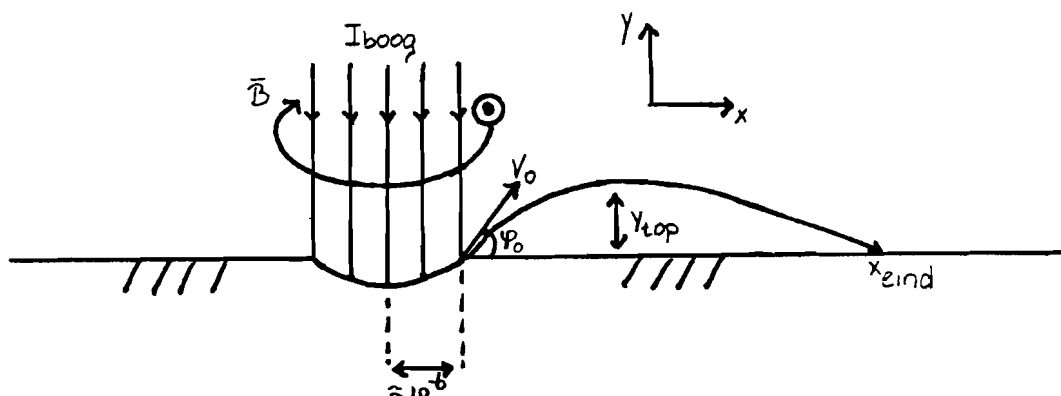


Fig. 4.2. Ionenbanen onder invloed van \vec{B} -veld

De baanbeweging wordt beschreven door

$$q\bar{v} \times \bar{B} = m \frac{d\bar{v}}{dt} \quad (4.9)$$

met

$$B \simeq \frac{\mu_0 I_b}{2\pi x} \quad (4.10)$$

In onderstaande tabel zijn voor enkele beginsnelheden v_0 en injectiehoeken ϕ_0 de numeriek berekende baan-parameters weergegeven (zie Bijlage D).

I_b [A]	v_0 [m/s]	ϕ_0	x_{eind} [m]	y_{top} [m]
40 A	10^2	11°	$4 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-7}$
40 A	10^2	45°	$34 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$
40 A	10^3	11°	enkele millimeters	-
40 A	10^3	45°	enkele meters	-
40 A	10^4	-	enkele meters	-

Tabel 4.1

De resultaten stemmen overeen met die in Hoofdstuk 3, waar gevonden is dat de ionen, die als schermstroom aan het ontladingsplasma onttrokken worden, een snelheid hebben in de orde van 10^4 m/s.

Op grond van een dergelijke eenvoudige afschatting is het aannemelijk dat "langzame" ionen ($v_0 \leq 5 \cdot 10^2$ m/s) alleen al door de Lorentz kracht geretourneerd (maar niet versneld!) worden naar de kathode in de onmiddellijke omgeving van de spot.

De door Daalder gemeten ionenstroombichtheidsverdeling als functie van hoek ϕ_0 (Daalder 1975) stemt overeen met de bovengestelde beschouwing: naarmate de hoek ϕ_0 groter is keren er minder ionen naar het kathode vlak terug en komen er dus meer op het scherm terecht.

4.3.2. Ionen onderworpen aan uitsluitend Coulombkracht

Het ligt nu voor de hand na te gaan hoe de ionen bewegen, als ze uitsluitend Coulombkrachten ondervinden.

Veronderstel dat er sprake is van een homogeen veld \bar{E}_0 , en dat de ionen weer vanuit de krater geïnjecteerd worden.

We veronderstellen dat het veld E_0 veroorzaakt wordt door de ionen zelf. In eerste benadering wordt dit veld ontstaan gedacht uit een relatief grote positieve ruimteladingsdichtheid daar waar de verticale ionensnelheidscomponent klein is (in de buurt van de stippellijn in Fig. 4.3.).

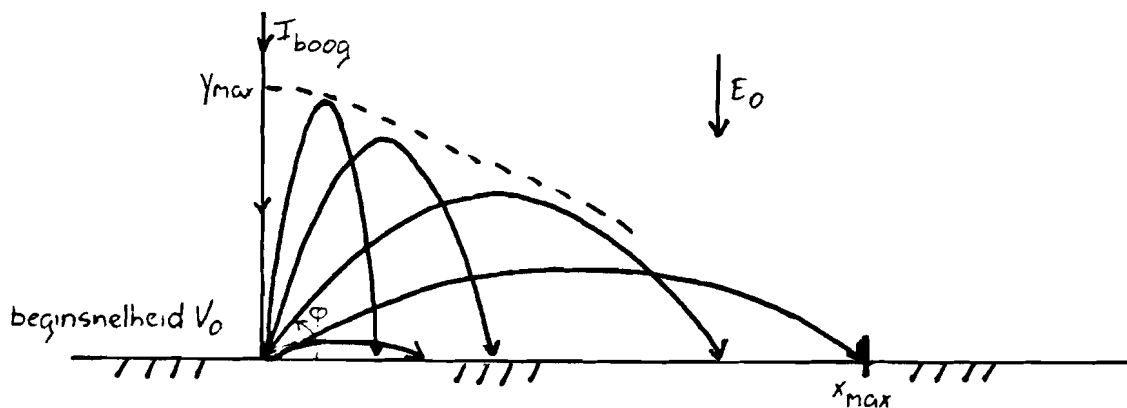


Fig. 4.3. Ionenbanen onder invloed van \bar{E} -veld

De beweging van een ion in een dergelijk veld wordt beschreven met een eenvoudig kogelbaanmodel:

$$x_{\text{eind}} = \frac{m v_0^2 \sin 2\phi}{qE_0} \quad (4.11)$$

$$y_{\text{top}} = \frac{m v_0^2 \sin^2 \phi}{2qE_0} \quad (4.12)$$

Hiermee is voor 3 waarden van E_0 voor enkele ion-snelheden de maximale "dracht" berekend.

De resultaten zijn weergegeven in onderstaande tabel 4.2.

E_0 [V/m]	V_0 [m/s]	ϕ_0	x_{eind} [m]	y_{top} [m]
10^4	10^2	45°	$6,4 \cdot 10^{-7}$	$1,6 \cdot 10^{-7}$
10^4	10^3	45°	$6,4 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$
10^4	10^4	45°	$6,4 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$
$6 \cdot 10^6$	10^2	45°	$1,0 \cdot 10^{-9}$	$2,6 \cdot 10^{-10}$
$6 \cdot 10^6$	10^3	45°	$1,0 \cdot 10^{-7}$	$2,6 \cdot 10^{-8}$
$6 \cdot 10^6$	10^4	45°	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-6}$
10^9	10^2	45°	$< 10^{-10}$	$< 10^{-10}$
10^9	10^3	45°	$6,4 \cdot 10^{-10}$	$1,6 \cdot 10^{-10}$
10^9	10^4	45°	$6,4 \cdot 10^{-8}$	$1,6 \cdot 10^{-8}$

Tabel 4.2.

De gekozen waarden voor E_0 zijn een minimale schatting ($E_0 = 10^4$ V/m) uit boogspanning gedeeld door elektrode afstand (20 V resp. 2 mm), een maximale waarde ($E_0 = 10^9$ V/m) uit de veldsterkte nodig voor veld-emissie in de spot, en een tussenliggende waarde ($E_0 = 6 \cdot 10^6$ V/m). Uitgaande van deze laatste veldsterkte en een ionen-beginsnelheid van 10^4 m/s is de ruimteladingsdichtheid geschat die het gevolg is van de ionenbeweging (zie Bijlage E). Deze ladingsdichtheid varieert van 10^6 - 10^8 C/m³, en een dergelijke ladingsdichtheid resulteert in elektrische veldveranderingen van ca. 10^{12} V/m over 1 μm . Zo'n veld is dus vele ordes groter dan het veld E_0 dat als oorzaak van de ionenbeweging verondersteld was. Aangezien de beginaanname was dat de ionenbeweging

het gevolg is van het veld dat door diezelfde ionenbeweging veroorzaakt is, is deze aanname klaarblijkelijk onjuist, en kan een dermate grote ruimteladingsdichtheid niet (quasi-) stationair bestaan. Ofwel expansie van de ladingswolk zal optreden, ofwel neutralisatie door elektronen.

Uit vergelijking van Tabel 4.1. met 4.2. is meteen te zien dat Coulombkrachten domineren boven Lorentzkrachten. De verhouding F_{Lor}/F_{Coul} is (bij een maximale ionensnelheid van 10^4 m/s en een veld $E_0 = 6 \cdot 10^7$ V/m) bij 40 A kleiner dan 1/10, overal buiten de cylinder (langs de y-as) met straal $1,3 \cdot 10^{-7}$ m!

4.4. Conclusie

De beweging van de ionen kan beschreven worden d.m.v. een moeilijk oplosbaar stelsel niet-lineaire differentiaalvergelijkingen.

Beschouwing van enkel Lorentzkracht is niet toegestaan, omdat Coulombkrachten overheersen; beschouwing van enkel Coulombkrachten levert geen stabiele situatie op waarin een ladingswolk van "omkerende" ionen de beweging van ionen dicteert die een tijdje Δt later geïnjecteerd worden.

Het blijkt dus dat enkel beschouwing van ionen niet geoorloofd is, maar dat de wisselwerking tussen elektronen en ionen belangrijk is. De directe omgeving van de spot moet beschouwd worden als een plasma waarin ambipolaire processen een belangrijke rol spelen.

5. CONCLUSIE

Voor het bestuderen van een metaaldampontlading in vacuüm vormen hoogfrequente lichtintensiteitsmetingen een zinvolle aanvulling op stroom- en spanningsmetingen.

Grote hoogfrequente fluctuaties in de lichtintensiteit vallen synchroon samen met fluctuaties in de spanning. Deze fluctuaties zijn ook gecorreleerd met fluctuaties in de ionenstromen.

De genoemde fluctuaties hangen waarschijnlijk samen met het telkens weer vormen van een nieuw emissiepunt. De formatie van een nieuwe emissiekrater gaat mogelijk gepaard met een verhoogde deeltjesdichtheid in de spot, hetgeen resulteert in piekvormige toenames van de lichtintensiteit, spanning en ionenstroom. De instabiliteiten in de ontladingsstroom zijn mogelijk het gevolg van het niet tijdig vormen van een nieuw emissiepunt.

Om meer zekerheid te krijgen over de hier gegeven verklaring voor de waargenomen verschijnselen, lijkt het zinvol met meer verfijnde technieken metingen te verrichten aan de intensiteit en spectrale samenstelling van het uitgezonden licht.

6. REFERENTIES

- Chen 1974, Introduction to Plasma Physics, Plenum Press.
- Cobine 1978, in "Vacuum Arcs" ed. by Lafferty, Wiley-Interscience, 169-183.
- Daalder 1974, IEEE Trans. Pow. App. Syst. PAS-93, 1747-1758.
- Daalder 1975, Proc. 12th Int. Conf. on Phen. in Ionized Gases, Eindhoven.
- Daalder 1978, Thesis Technische Hogeschool Eindhoven.
- Davis en Miller 1969, J. Appl. Phys. 40, 2212-21.
- Djakov en Holmes 1972, Proc. IEE 119, 773-774.
- Doomernik 1986, Afstudeerverslag TH Eindhoven, EG.
- Emtage et al. 1980, IEEE Trans. Plasma Sci. PS-8, 314-319.
- Farrall 1973, Proc. IEEE 61, 1113-1136.
- Farrall 1980, in "Vacuum Arcs" ed. by Lafferty, Wiley-Interscience, 81-119.
- Greenwood 1971, Electrical Transients in Power Systems, Wiley-Interscience.
- Harris 1980, in "Vacuum Arcs" ed. by Lafferty, Wiley-Interscience, 120-168.
- Hoyaux en Kimblin 1969, Electrical Contacts, Chicago, 217-223.
- Jacobs 1984, Rapport TH Eindhoven, EG.
- Jüttner 1979, ZIE Preprint 79-9.
- Jüttner 1985, J. Phys. D: Appl. Phys. 18, 2221-2231.
- Kimblin 1971, Proc. IEEE 59, 545-554.
- Kock 1968, Z. Astrophysik 69, 180.
- Marteyn 1984, Stageverslag TH Eindhoven, EG.
- Meeks 1985, Afstudeerverslag TH Eindhoven, EG.
- Rakhowsky 1976, IEEE Trans. Plasma Sci. PS-4, 81.
- Schellekens 1983, Thesis Technische Hogeschool Eindhoven.
- Schulpen 1985, Stageverslag TH Eindhoven, EG.
- Smeets 1986, J. Phys. D: Appl. Phys. 19, 575-587.
- Smeets 1986b, persoonlijke discussie.
- Smeets en Schulpen 1985, Proc. XVII Int. Conf. Phen. in Ionized Gases, Budapest, 795-796.
- Smith 1978, The Finite Difference Method, Oxford University Press.
- Stefaniak 1976, Proc. VII Int. Symp. Disch. Elect. Ins. in Vacuum, Novosibirsk, 328-332.
- Zienkiewicz 1977, The Finite Element Method, McGraw-Hill.

BIJLAGE A

Specificaties van de lichtopnemer

(Zie paragraaf 3.2.3)

Het schema van de lichtopnemer is weergegeven in Fig. A.1

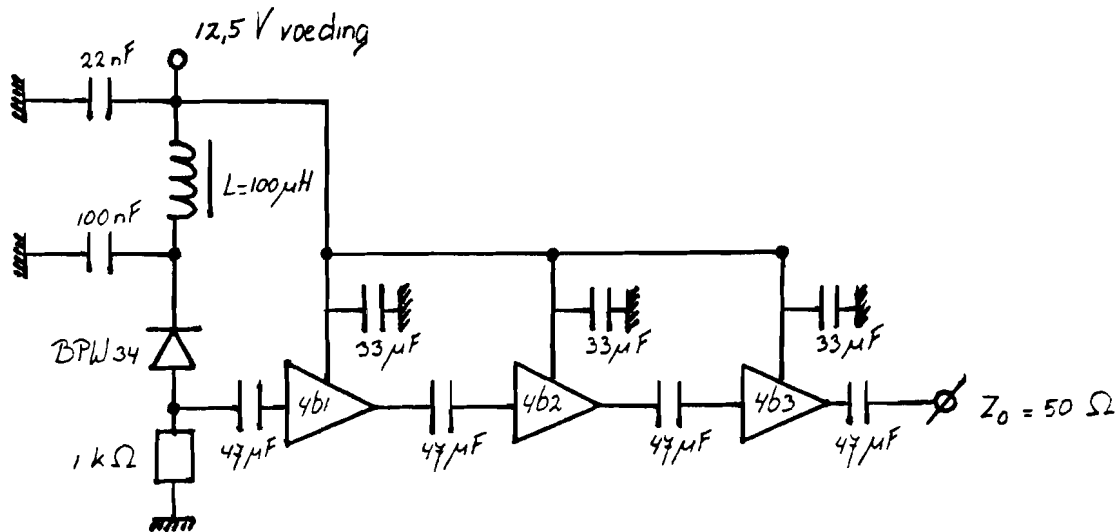


Fig. A.1. Elektrisch schema van de lichtopnemer

De capaciteiten van 22 nF en 100 nF en de inductiviteit van 100 μ H zijn opgenomen, om eventueel via de voeding binnendringende storingen zoveel mogelijk te beperken. Een batterijvoeding veroorzaakt de minste storing.

De fotostroom wordt door 3 Avantek versterkers (type GPD) ca. 60 maal versterkt.

De uitgang moet worden afgesloten met een impedantie van 50 Ω .

De frequentiearakteristiek van de lichtopnemer met RC-filter (Fig. 3.5) is opgenomen m.b.v. licht emitterende diodes, type RBG1000 en LD461 (schakeltijd ca. 10 ns).

Bij waarnemingen op de oscilloscoop met 1 μ s/div, is geen faseverschil tussen licht (LED-stroom) en uigangssignaal van de opnemer waarneembaar.

Het uitgangssignaal van de lichtopnemer is evenredig met de verlichtingssterkte.

BIJLAGE B

Correlatiefuncties en Fourieranalyse

(Zie paragraaf 3.3.1)

Voor de numerieke bepaling van de kruiscorrelatie van twee signalen $x(t)$ en $y(t)$ is gebruik gemaakt van de volgende definitie

$$\psi_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) y(t-\tau) dt$$

Een numerieke benadering hiervoor is

$$\psi_{xy}(n \cdot \Delta\tau) = \frac{\Delta\tau}{T} \sum_{i=0}^{T/\Delta\tau} x(i \Delta\tau) y(i \Delta\tau - n \Delta\tau)$$

voor $n = 0$ tot $n = \frac{\Delta T}{\Delta\tau}$

(N.B.: beide signalen zijn gesampeld met sample-tijd $\Delta\tau$, $x(t)$ loopt van $t = 0$ tot $t = T$ en $y(t)$ loopt van $t = -\Delta T$ tot T).

De autocorrelatie van een signaal kan op analoge wijze bepaald worden.

In Fig. B.1 is de aldus bepaalde autocorrelatie weergegeven van een sinusvormig signaal van ca. 1 MHz, opgenomen met de Lecroy 9400 met $\Delta\tau = 40$ ns en berekend m.b.v. de PC.

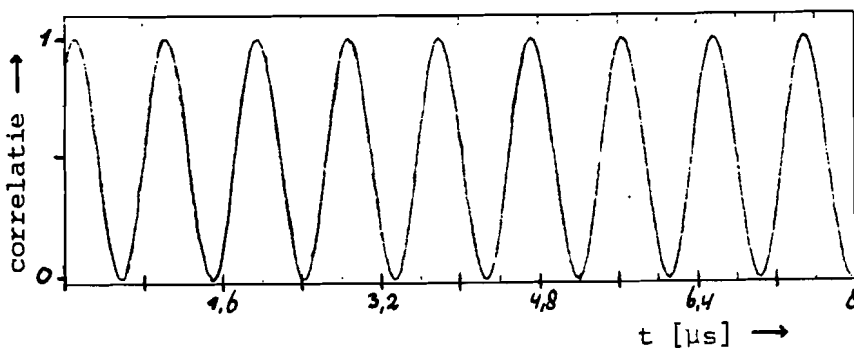


Fig. B.1. Autocorrelatie van een sinusvormig signaal (≈ 1 MHz)

Bij de in dit verslag berekende correlaties gaat het er om, of er een verband is tussen de fluctuaties in de signalen. Eventuele DC-componenten van de signalen moeten dus buiten beschouwing worden gelaten. Omdat die DC-componenten wel gedeeltelijk bij de berekeningen van de integralen zijn meegenomen, is het niet mogelijk om een eenduidige schaal langs de verticale as van de correlatieplaatjes aan te geven. Er is gekozen voor een schaal die van 0 tot 1 loopt. De ligging van 0 is hierbij enigszins willekeurig gekozen: er wordt van uitgegaan dat bij 0 geen correlatie meer bestaat tussen de fluctuaties. Bij 1 is de correlatie maximaal.

Het frequentiespectrum van een signaal kan eenvoudig bepaald worden m.b.v. de Fourieranalyse-procedure CO6EAF uit de NAG Fortran PC50 Library. In Fig. B.2 is het aldus bepaalde frequentiespectrum weergegeven van een sinusvormig signaal van ca. 1 MHz (200 μ s lang), opgenomen met de Lecroy 9400 met $\Delta\tau = 10$ ns. Er is inderdaad een piek bij ca. 1 MHz.

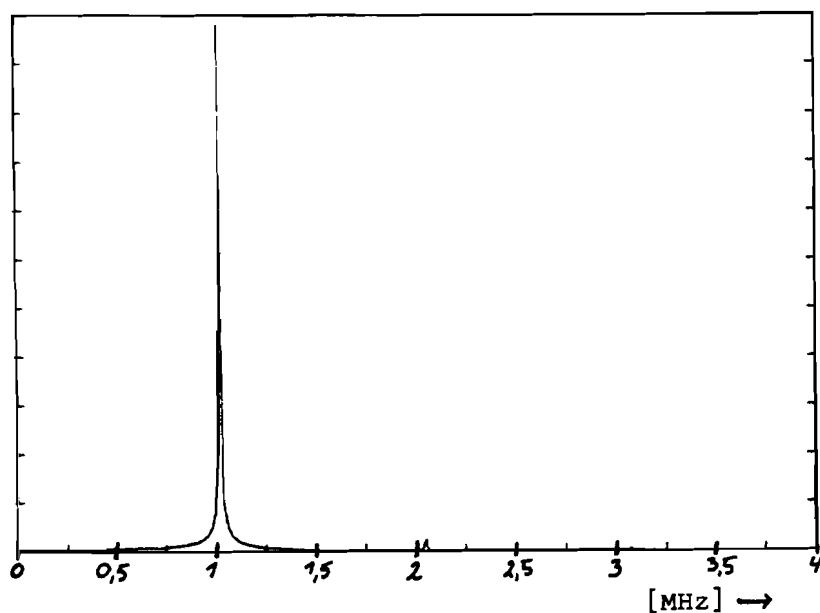


Fig. B.2. Frequentiespectrum van een sinusvormig signaal (≈ 1 MHz)

BIJLAGE C

De invloed van een transversaal magneetveld op de metaaldamp-ontlading
(Zie paragraaf 3.3.1)

Een transversaal aangelegd B-veld (van ca. 6,5 mT) heeft geen merkbare invloed op het uitgezonden licht. Toch wordt de ontlading door een dergelijk B-veld beïnvloed. Uit Fig. C.1 blijkt dat de boogstroom afneemt, als het B-veld ingeschakeld wordt.

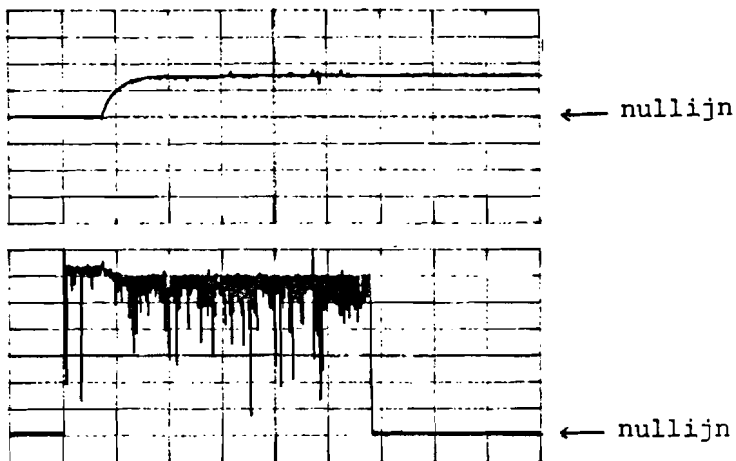


Fig. C.1. Stroomafname t.g.v. magneetveld (5 ms/div)
boven: magnetiseringsstroom, 10 A/div.
onder: stroom 27 A, 4,3 A/div.

De stroomafname t.g.v. het B-veld wordt veroorzaakt door een toename van de boogspanning van enkele volts (dit laatste is reeds eerder door Stefaniak (1976) geconstateerd).

De spanningstoename is groter naarmate de gapbreedte groter is.

Emtage e.a. (1980) verklaren de spanningstoename, doordat het plasma onder invloed van een elektrisch Hall-veld enigszins los komt van de anode (zie Fig. C.2).

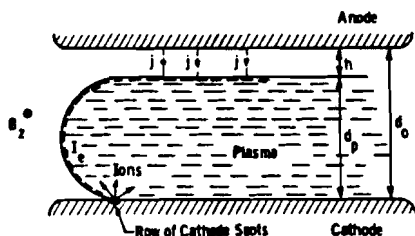


Fig. C.2. Plasmavervorming t.g.v. magneetveld

Om de stroom door het gebiedje ter dikte h in stand te houden, moet dan de spanning stijgen.

De aanwezigheid van een klein B-veld gaat gepaard met een sterke afname van de gemiddelde levensduur $\bar{\tau}$ van de ontlading. Enkele meetresultaten zijn weergegeven in onderstaande Tabel C.1.

metingen 1	d=3 mm	B=0	I=37,6 A	$\bar{\tau}=180$ ms
		B=6,5 mT	I=37,6-1,4=36,2 A	$\bar{\tau}= 20$ ms
metingen 2	d=3 mm	B=0	I=41,0 A	$\bar{\tau}=220$ ms
		B=7,6 mT	I=41-1,6=39,4 A	$\bar{\tau}= 26$ ms

Tabel C.1.

De afname van de gemiddelde levensduur bij aanwezigheid van een B-veld is blijkbaar groter dan op grond van de stroomafname verwacht mag worden.

Het aangelegde B-veld is klein t.o.v. het door de ontladingsstroom zelf opgewekte B-veld in de buurt van de spot (≈ 1 T). Een relatief kleine afname ($\ll 1\%$, t.g.v. het aangelegde B-veld) van de kans om met succes een nieuwe emissiekrater te vormen, kan echter toch resulteren in een sterke afname van de levensduur. Dit is een gevolg van het feit dat voor een levensduur van bijv. 100 ms ca. 10^5 à 10^6 maal direkt na elkaar met succes een nieuw emissiepunt moet worden gevormd.

Naar aanleiding van de hier gepresenteerde resultaten, lijkt nader onderzoek naar de invloed van kleine B-velden op de levensduur van de ontlading zinvol. Er zou bijvoorbeeld onderzoek gedaan kunnen worden naar het optreden van de instabiliteitsdips. Die worden immers verantwoordelijk geacht voor het choppen van de ontladingsstroom.

Bijlage D

De beweging van ionen onder invloed van een inhomogeen magneetveld
(zie paragraaf 4.3.1)

De bewegingsvergelijking voor de ionen luidt

$$q \bar{v} \times \bar{B} = m \frac{d\bar{v}}{dt} \quad (D.1)$$

Omdat er sprake is van rotatie-symmetrie, is het voldoende de oplossing in het 2-dimensionale (x,y)-vlak te bepalen. Uit (D.1) volgt

$$\begin{cases} q v_y B = m \frac{dv_x}{dt} & (D.2) \\ q v_x B = -m \frac{dv_y}{dt} & (D.3) \end{cases}$$

De tijdafgeleiders kunnen we benaderen door het voorwaartse differentie-quotient:

$$\left. \frac{dv}{dt} \right|_{t=t_i} = \frac{v_{i+1} - v_i}{(\Delta t)_i} \quad (D.4)$$

(met i als parameter voor de iteratie stappen: $t_{i+1} = t_i + (\Delta t)_i$).

De vergelijkingen (D.2) en (D.3) kunnen dan herschreven worden tot

$$\begin{cases} v_{x,i+1} = v_{x,i} + \frac{q}{m} (\Delta t)_i v_{y,i} B_i & (D.5) \\ v_{y,i+1} = v_{y,i} - \frac{q}{m} (\Delta t)_i v_{x,i} B_i & (D.6) \end{cases}$$

met

$$B_i = \frac{\mu_0 I_b}{2\pi x_i} \quad (D.7)$$

Verder geldt bij benadering

$$\begin{cases} x_{i+1} = x_i + v_{x,i}(\Delta t)_i & (D.8) \end{cases}$$

$$\begin{cases} y_{i+1} = y_i + v_{y,i}(\Delta t)_i & (D.9) \end{cases}$$

Stel dat we per iteratie-stap de magnetische inductie $\alpha\%$ willen laten afnemen (de ionen bewegen immers van de boogstroom vandaan).

Dus

$$B_{i+1} = \left[\frac{100-\alpha}{100} \right] B_i \quad (D.10)$$

Met (B.7) volgt hieruit

$$x_{i+1} = x_i \left[\frac{100}{100-\alpha} \right] \quad (D.11)$$

Met (B.8) levert dit

$$(\Delta t)_i = \left[\frac{\alpha}{100-\alpha} \right] \frac{x_i}{v_{x,i}} \quad (D.12)$$

Als x_i en $v_{x,i}$ bekend zijn, kan m.b.v. (B.12), $(\Delta t)_i$ bepaald worden.

Met behulp van (B.5) en (B.9) kunnen vervolgens $v_{x,i+1}$ en y_{i+1} worden bepaald. Omdat de kinetische energie van de ionen constant is, kan $v_{y,i+1}$ eventueel bepaald worden m.b.v.

$$v_{y,i+1} = \sqrt{v_o^2 - v_{x,i+1}^2} \quad (D.13)$$

Door de bovenvermelde iteratie-stappen te herhalen, kunnen de ionenbanen worden berekend. De ionen hebben de kathode bereikt als

$$y_{i+1} < 0.$$

Bijlage E

Ladingsdichtheid als gevolg van de ionenbeweging
(zie paragraaf 4.3.2.)

Uitgaande van rotatie-symmetrie is het voldoende het probleem op te lossen in het 2-dimensionale (x,y)-vlak.

Door een punt P zullen i.h.a. twee ionenbanen gaan, zie Fig. E.1.

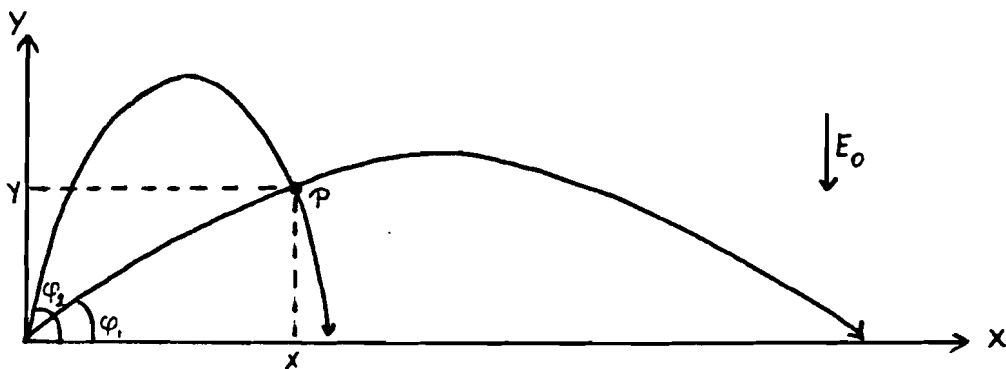


Fig. E.1. Ionenbanen

De snelheid in de x-richting is constant. Dus een ion, geïnjecteerd op $t = 0$ onder een hoek ϕ_0 en beginsnelheid v_0 , bereikt punt P op het tijdstip

$$t_p = \frac{x}{v_0 \cos \phi_0} \quad (\text{E.1})$$

Verder geldt

$$y = v_0 \sin \phi_0 \cdot t_p - \frac{1}{2} a t_p^2 \quad (\text{E.2})$$

met

$$a = \frac{q E}{m} \quad (\text{E.3})$$

Invullen van (E.1) in (E.2) levert

$$y = x \tan\phi_0 - \frac{ax^2}{2v_0^2 \cos^2\phi_0} \quad (\text{E.4})$$

Omdat v_0 en a bekend verondersteld worden, kan nu voor elk punt $P = (x,y)$ berekend worden voor welke injectiehoeken ϕ_0 de banen door dat punt gaan. De injectiehoeken ϕ_0 kunnen m.b.v. (E.4) numeriek bepaald worden.

Nadat ϕ_0 berekend is, kan ook de snelheid van het ion in P bepaald worden.

Immers

$$v_y = v_0 \sin\phi_0 - at_p \quad (\text{E.5})$$

en

$$v = \sqrt{(v_0 \cos\phi_0)^2 + v_y^2} \quad (\text{E.6})$$

De snelheid is gericht onder een hoek

$$\psi = \arctan \frac{v_y}{v_0 \cos\phi_0} \quad (\text{E.7})$$

Om het probleem numeriek op te lossen, brengen we in het (x,y) -vlak roosterpunten aan.

Elk roosterpunt wordt nu eenduidig beschreven door het coördinatenpaar (i,j) . Voor punt $P = (i,j)$ wordt eerst $\phi_0(i,j)$ bepaald.

Vervolgens kunnen $v(i,j)$ en $\psi(i,j)$ berekend worden.

Breng vervolgens een vierkant gebiedje aan om punt P (zie Fig. E.2).

Stel dat in dat hele gebiedje de deeltjes dezelfde snelheid hebben.

Die deeltjes zijn uitgezonden onder hoeken die in een intervalletje $\Delta\phi$ rond $\phi_0(i,j)$ liggen.

Dit interval kan benaderd worden door

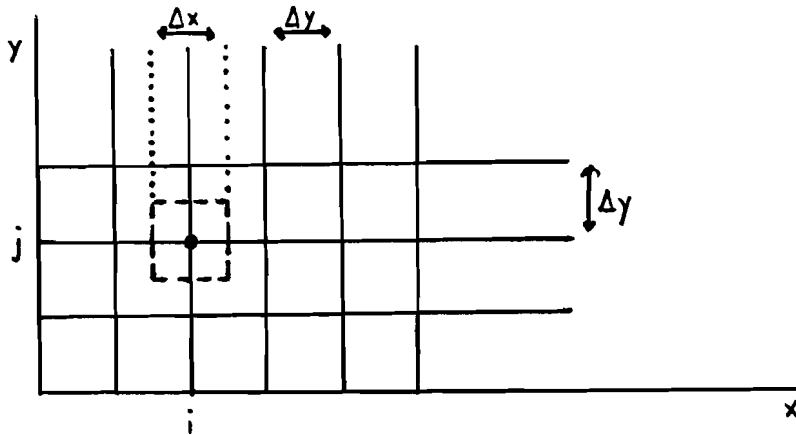


Fig. E.2. Discretisering van het gebied d.m.v. een rooster

$$\Delta\phi = (\cos^2\psi)\Delta\beta + (\sin^2\psi)\Delta\alpha \quad (\text{E.8})$$

met

$$\Delta\beta = \frac{1}{2}|\phi_0(i, j+1) - \phi_0(i, j-1)|$$

$$\Delta\alpha = \frac{1}{2}|\phi_0(i+1, j) - \phi_0(i-1, j)|$$

Het gebiedje rond P kan beschouwd worden als een dwarsdoorsnede van het in Fig. E.3 weergegeven rotatie-symmetrische volume-element ΔV . De ladingsdichtheid ρ in ΔV kan nu benaderd worden door

$$\rho = \frac{N}{\Delta V} q \quad (\text{E.9})$$

met N = aantal deeltjes in ΔV

q = lading per deeltje

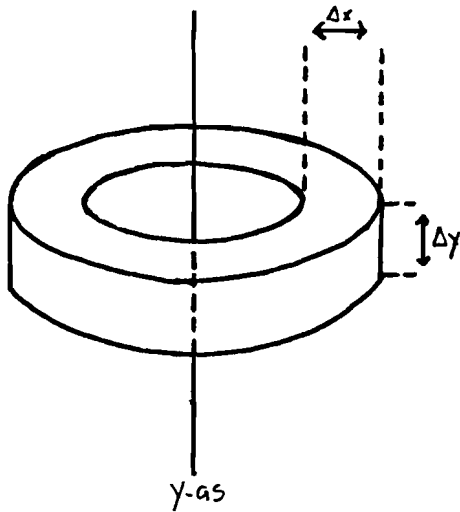


Fig. E.3. Rotatie-symmetrisch volume-element

Als de in totaal geïnjecteerde ionenstroom I_{ionen} bekend verondersteld wordt, kan het aantal deeltjes N in ΔV bepaald worden doordat de

deeltjesflux $\left[= \left[\frac{\Delta\phi}{90^\circ} \right] \cdot \frac{I_{\text{ionen}}}{q} \right]$ en hun snelheid \bar{v} bekend is.

De aldus berekende ladingsdichtheid is weergegeven in Fig. E.4.

De ladingsdichtheid varieert van $10^6 - 10^8 \text{ C/m}^3$. Een indicatie voor de bijbehorende veldsterkte kan als volgt worden verkregen

$$\text{div } \bar{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \approx 10^{18} \approx \frac{\Delta E}{\Delta x} \quad (\text{E.10})$$

Dus over een afstand $\Delta x = 1 \mu\text{m}$ treden veldsterkte veranderingen van ca. 10^{12} V/m op.

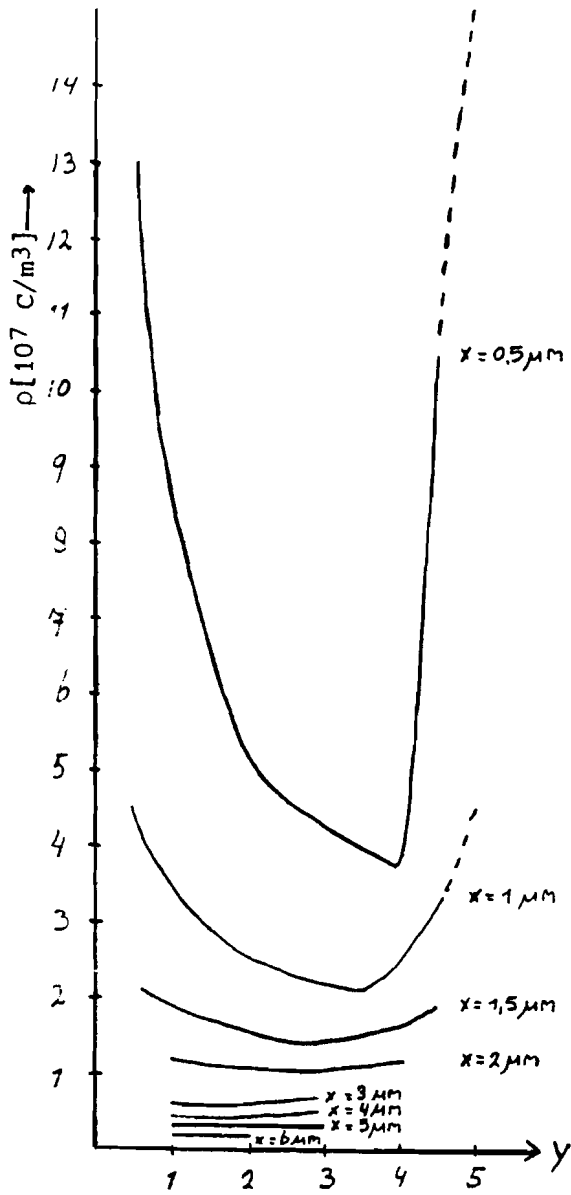


Fig. E.4. Ladingsdichtheid als functie van y , met x als parameter

BIJLAGE F.

Spectraallijnen van koper

(uit: NSRDS-NBS 68: Wavelengths and Transition Probabilities)

Cu I and II			Cu I and II			Cu I and II			Cu I and II		
Intensity	Wavelength		Intensity	Wavelength		Intensity	Wavelength		Intensity	Wavelength	
200	1540.239	II	320	2117.310	II	1250 r	2824.37	I	200	4255.635	II
300	1540.389	II	350	2122.980	II	350	2837.368	II	950	4275.11	I
300	1540.588	II	350	2126.044	II	100	2857.748	II	300	4279.962	II
750	1541.703	II	420	2134.341	II	600	2877.100	II	500	4292.470	II
400	1544.677	II	900	2135.981	II	270	2884.196	II	400	4365.370	II
100	1547.958	II	400	2148.984	II	2500 r	2961.16	I	100	4444.831	II
300	1550.653	II	150	2161.320	II	100	2986.335	II	400	4506.002	II
300	1551.389	II	1300 r	2165.09	I	2000	2997.36	I	150	4516.049	II
500	1552.646	II	250	2174.982	II	2000	3010.84	I	150	4541.032	II
250	1553.896	II	1600 r	2178.94	I	2500	3036.10	I	500	4555.920	II
400	1555.134	II	700	2179.410	II	2500	3063.41	I	100	4596.906	II
500	1555.703	II	1700 r	2181.72	I	1400	3073.80	I	120	4649.271	II
300	1558.345	II	700	2189.630	II	1500	3093.99	I	2000	4651.12	I
400	1565.924	II	900	2192.268	II	1250	3099.93	I	120	4661.363	II
400	1566.415	II	400	2195.683	II	2000	3108.60	I	320	4671.702	II
100	1569.416	II	1700 r	2199.58	I	1400 h	3126.11	I	300	4673.577	II
300	1579.492	II	1300 r	2199.75	I	1500	3194.10	I	450	4681.994	II
300	1580.626	II	100	2200.509	II	1400	3208.23	I	100	4758.433	II
400	1581.995	II	200	2209.806	II	1500 h	3243.16	I	400	4812.948	II
500	1583.682	II	750	2210.268	II	10000 r	3247.54	I	120	4851.262	II
400	1590.165	II	1600 r	2214.58	I	10000 r	3273.96	I	300	4854.988	II
600	1593.556	II	250	2215.106	II	1400 h	3282.72	I	100	4873.304	II
400	1598.402	II	1000 r	2215.65	I	400	3290.418	II	150	4901.427	II
400	1602.388	II	750	2218.108	II	1500 h	3290.54	I	1000	4909.734	II
200	1604.848	II	2100 r	2225.70	I	110	3300.881	II	500	4918.376	II
300	1605.281	II	150	2226.780	II	250	3301.229	II	200	4926.424	II
400	1606.834	II	1600 r	2227.78	I	2500 h	3307.95	I	900	4931.698	II
250	1608.639	II	350	2228.868	II	200	3316.276	II	120	4943.026	II
150	1610.296	II	2500 r	2230.08	I	1500	3337.84	I	700	4953.724	II
200	1617.915	II	1100 r	2238.45	I	150	3338.648	II	500	4955.506	II
600	1621.426	II	900	2242.618	II	200	3365.648	II	400	5006.801	II
400	1622.428	II	2300 r	2244.26	I	450	3370.454	II	350	5009.851	II
250	1630.268	II	1000	2247.002	II	300	3374.952	II	400	5012.620	II
100	1636.605	II	1300 r	2260.53	I	200	3380.712	II	350	5021.279	II
250	1649.458	II	2200 r	2263.08	I	100	3384.945	II	200	5039.016	II
30 r	1655.32	I	150	2263.786	II	1250 h	3483.76	I	300	5047.348	II
200	1656.322	II	200	2276.258	II	1250	3524.23	I	900	5051.793	II
200	1660.001	II	100	2286.645	II	2000	3530.38	I	400	5058.910	II
300	1663.002	II	2500 r	2293.84	I	1400	3599.13	I	500	5065.459	II
100	1672.776	II	170	2294.368	II	1400	3602.03	I	450	5067.094	II
30	1688.09	I	1000	2303.12	I	1000	3686.555	II	350	5072.302	II
30	1691.08	I	150	2369.890	II	150	3786.270	II	450	5088.277	II
30 r	1703.84	I	2500 r	2392.63	I	170	3797.849	II	420	5093.816	II
50 r	1713.36	I	120	2403.337	II	100	3818.879	II	350	5100.067	II
150	1717.721	II	1500	2406.66	I	140	3826.921	II	1900	5105.54	I
50 r	1725.66	I	1000 r	2441.64	I	160	3864.137	II	250	5124.476	II
100	1736.551	II	100	2485.792	II	280	3884.131	II	2000	5153.24	I
50 r	1741.57	I	2000 r	2492.15	I	150	3892.924	II	100	5158.093	II
150	1753.281	II	150	2506.273	II	170	3903.177	II	100	5183.367	II
200 r	1774.82	I	120	2526.593	II	140	3920.654	II	2500	5218.20	I
100 r	1825.35	I	300	2544.805	II	120	3933.268	II	100	5269.991	II
250	1929.751	II	100	2571.756	II	120	3987.024	II	100	5276.525	II
250	1944.597	II	150	2590.529	II	150	3993.302	II	1650	5292.52	I
100	1946.493	II	200	2600.270	II	140	4003.476	II	100	5368.383	II
200	1957.518	II	2500 r	2618.37	I	1250	4022.63	I	1500	5700.24	I
150	1970.495	II	200	2666.291	II	100	4032.647	II	1500	5782.13	I
150	1977.027	II	750	2689.300	II	600	4043.484	II	150	5805.989	II
500	1979.956	II	700	2700.962	II	500	4043.751	II	100	5833.515	II
300	1989.855	II	650	2703.184	II	2000	4062.64	I	200	5897.971	II
	Air		700	2713.508	II	120	4068.106	II	120	5937.577	II
250	1999.698	II	650	2718.778	II	500	4131.363	II	400	5941.196	II
270	2035.854	II	300	2721.677	II	200	4143.017	II	100	5993.260	II
250	2037.127	II	120	2737.342	II	300	4153.623	II	650	6000.120	II
350	2043.802	II	270	2745.271	II	500	4161.140	II	100	6023.264	II
300	2054.980	II	2500 r	2766.37	I	370	4164.284	II	250	6072.218	II
100	2078.663	II	800	2769.669	II	400	4171.851	II	150	6080.343	II
110	2098.398	II	200	2791.795	II	500	4179.512	II	150	6099.990	II
320	2104.797	II	170	2799.528	II	500	4211.866	II	160	6107.412	II
300	2112.100	II	100	2810.804	II	320	4230.449	II	300	6114.493	II

Cu I and II		
Intensity	Wavelength	
600	6150.384	II
750	6154.222	II
500	6172.037	II
550	6186.884	II
400	6188.676	II
300	6198.092	II
470	6204.261	II
450	6208.457	II
750	6216.939	II
700	6219.844	II
500	6261.848	II
1000	6273.349	II
350	6288.696	II
900	6301.009	II
550	6305.972	II
400	6312.492	II
120	6326.466	II
400	6373.268	II
750	6377.840	II
400	6403.384	II
850	6423.884	II
200	6442.965	II
750	6448.559	II
170	6466.246	II
950	6470.168	II
750	6481.437	II
400	6484.421	II
220	6517.317	II
400	6530.083	II
120	6551.286	II
200	6577.080	II
750	6624.292	II
800	6641.396	II
450	6660.962	II
100	6770.362	II
300	6806.216	II
400	6809.647	II
320	6823.202	II
250	6844.157	II
320	6868.791	II
270	6872.231	II
270	6879.404	II
220	6937.553	II
150	6952.871	II
150	6977.572	II
200	7022.860	II
300	7194.896	II
400	7326.008	II
300	7331.694	II
250	7382.277	II
1000	7404.354	II
270	7434.156	II
500	7562.015	II
700	7652.333	II
1000	7664.648	II
150	7681.788	II
450	7744.097	II
800	7778.738	II
750	7805.184	II
1500	7807.659	II
1000	7825.654	II
350	7860.577	II
300	7890.567	II
700	7902.553	II
1500	7933.13	I
400	7944.438	II
400	7972.033	II
200	7988.163	II
2000	8092.63	I

Cu I and II		
Intensity	Wavelength	
500	8277.560	II
800	8283.160	II
250	8503.396	II
750	8511.061	II
200	8609.134	II
500	9813.213	II
250	9827.978	II
200	9830.798	II
600	9861.280	II
600	9864.137	II
200	9863.969	II
550	9916.419	II
500	9917.954	II
550	9925.594	II
450	9938.998	II
500	9960.354	II
450	10006.588	II
550	10022.969	II
550	10038.093	II
650	10054.938	II
450	10080.354	II

Cu III		
Ref. 295 - V.K.		
Vacuum		
75	542.90	III
200	615.67	III
150	616.03	III
150	687.98	III
150	715.53	III
125	730.38	III
250	788.07	III
250	788.46	III
250	791.36	III
150	801.14	III
100	829.34	III
40	1048.88	III
50	1186.80	III
50	1200.96	III
300	1219.30	III
200	1244.38	III
100	1279.14	III
200	1312.39	III
300	1332.97	III
200	1339.48	III
150	1363.08	III
300 r	1376.79	III
200 r	1377.49	III
150	1423.48	III
300 r	1481.23	III
200	1543.46	III
500 r	1593.75	III
1000 r	1642.21	III
300	1679.14	III
400	1702.10	III
500	1722.37	III
600	1741.37	III
200	1768.86	III
200	1840.91	III
100	1971.95	III

Cu III		
Air		
200	2013.22	III
150	2157.28	III
100	2259.47	III
500	2368.17	III
400	2391.74	III
800	2405.50	III
700	2412.34	III
2000	2444.44	III

Cu III		
Intensity	Wavelength	
500	2468.41	III
1000	2482.36	III
700	2486.46	III
500	2508.49	III
500	2522.38	III
500	2538.66	III
400	2566.37	III
400	2573.33	III
500	2609.32	III
200	2643.92	III
200	2696.33	III
20	2751.33	III
100	2812.94	III
100	2978.87	III
75	3548.87	III
100	3639.42	III
500	3702.92	III
800	3744.70	III
400	3748.27	III
600	3752.06	III
1000	3776.97	III
800	3790.80	III
600	3804.13	III
600	3809.18	III
300	3881.68	III
150	3953.81	III
100	4090.49	III
200	4283.40	III
500	4351.97	III
1000	4352.80	III
500	4355.24	III
500	4370.84	III
500	4371.40	III
500	4373.43	III
1000	4377.11	III
200	4386.42	III
150	4927.41	III
400	5094.28	III
200	5168.97	III
400	5208.34	III
600	5219.21	III
200	5268.59	III
400	5317.78	III
300	5369.79	III
350	5418.48	III
250 d	5494.94	III
50	5573.94	III
100	5609.00	III
75	5702.12	III
100	5768.56	III
100	5850.72	III
200	5965.25	III
30	6100.87	III
50	6369.27	III
20	6512.54	III
20	6644.13	III
50	6793.20	III

Cu IV		
Ref. 199 - V.K.		
Vacuum		
30	360.86	IV
20	374.40	IV
30	405.24	IV
80	406.45	IV
40	413.45	IV
70	443.68	IV
80	451.16	IV
80	463.72	IV

Cu IV		
Intensity	Wavelength	
80	484.53	IV
90	497.00	IV
90	504.60	IV
70	509.38	IV
40	519.51	IV
40	540.65	IV
60	550.92	IV
20	584.85	IV
60	1056.13	IV
30	1074.72	IV
50	1091.65	IV
30	1105.50	IV
25	1119.43	IV
40 p	1152.18	IV
60	1227.44	IV
70	1228.87	IV
70	1258.69	IV
90	1274.84	IV
90	1293.46	IV
90	1309.41	IV
70	1321.17	IV
100 d	1340.08	IV
100	1350.42	IV
100	1362.05	IV
100	1372.14	IV
100	1377.82	IV
100	1388.80	IV
90	1405.49	IV
90	1415.27	IV
90	1434.34	IV
90	1449.69	IV
80	1466.18	IV
70	1482.77	IV
80	1499.81	IV
90	1515.28	IV
90	1535.12	IV
80	1551.12	IV
90	1563.35	IV
80	1584.47	IV
70	1595.12	IV
80 p	1618.14	IV
90	1639.75	IV
20	1650.16	IV
70	1704.37	IV
30	1797.09	IV
70	1817.56	IV
70	1819.23	IV
60	1837.04	IV
80	1849.62	IV
30	1867.24	IV
30	1918.71	IV
40	1966.31	IV

Cu V		
Ref. 324 - V.K.		
Vacuum		
9 h	258.95	V
49	271.33	V
49	283.97	V
22	293.41	V
56	299.64	V
65	305.83	V
51	312.51	V
66	321.05	V
74	326.57	V
82	333.56	V
81	339.88	V
81	346.00	V
86	355.41	V

BIJLAGE G.

Spanning- en lichtfluctuaties, synchroon geregistreerd

