

MASTER

Het bestuderen van het gedrag van een boog in een stromend plasma

Audenaerde, K.R.

Award date:
1973

[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

9020

EG/6
EG/71/63^o

DIREKTE OMZETTING

Afstudeeropdracht no.: 15
Naam : K.R. Audenaerde
Supervisor : Ir. J.H. Blom
Aanvang : juni 1971
Werktijden :

HET BESTUDEREN VAN HET GEDRAG VAN EEN BOOG IN EEN STROMEND PLASMA

1. INLEIDING

In de meeste experimentele MHD-generatoren wordt een voorionisator toegepast, teneinde aan de ingang van het generatorkanaal een plasma aan te bieden dat aan bepaalde eisen i.v.m. elektronentemperatuur en -dichtheid voldoet. Tevens dienen de plasmacondities zowel homogeen over de ganse doorsnede van het kanaal als constant in de tijd te zijn.

Tot dusver is men er niet in geslaagd aan deze laatste eisen te voldoen. Bovendien is het mogelijk dat homogene en constante begincondities verder in het kanaal verstoord worden als gevolg van de beweging van het plasma, het magnetische veld of een interactie tussen beide.

De in experimentele opstellingen geobserveerde inhomogeniteiten in de stroomdichtheid worden veelal toegeschreven aan ionisatie-instabiliteiten [1] welke theoretisch optreden boven een bepaalde waarde van de magnetische inductie. Echter, deze inhomogeniteiten zoals b.v. streamers [14], vertonen een sterke gelijkenis met ontladingsstructuren in een stromend gas zonder magneetveld.

Deze benadering is terug te vinden in een aantal onderzoeken die de laatste tien jaren vooral in Rusland uitgevoerd werden. De meest markante resultaten zijn als volgt samen te vatten:

Een ontlading in een langzaam stromend medium buigt uit in de richting van de gassnelheid. Neemt deze toe, dan gaat de boog klapperen, d.w.z. oscilleert tussen twee uiterste standen. Het verschijnsel is te stabiliseren met behulp van een transversaal gericht magneetveld of door meerdere bogen achter elkaar te plaatsen.

Dit klapperen doet zich pas voor boven een welbepaalde kritieke snelheid [2]. Het merkwaardige is nu dat deze in een magnetisch veld aanvankelijk daalt, om bij een Hall-parameter $\beta = \Omega_e \tau_e = 2$ sprongsgewijze toe te nemen. Dat dit bij de waarde van de Hall-parameter gebeurt waar de ionisatie-instabiliteiten inzetten is een duidelijke aanwijzing dat een identificatie van beide verschijnselen mogelijk is.

Dit onderzoek dient beschouwd te worden als de aanzet tot een groter geheel met als doel

- de elders reeds behaalde resultaten te verzamelen en op hun bruikbaarheid voor het Eindhovens experiment te testen;
- een bijdrage te leveren tot het beter begrijpen van het verschijnsel "boog in stromend plasma";
- de verbinding tot stand te brengen tussen dit laatste en de theorieën over instabiliteiten.

In hoofdstuk 2 van dit verslag wordt een zeer beknopt overzicht gegeven van de meest relevante literatuur. Hoofdstuk 3 beschrijft de opbouw en de werking van het experiment, terwijl de eerste resultaten in hoofdstuk 4 aan de orde komen.

2. LITERATUUR

2.1. De experimenten van Volkov en Karpuklin & Nedospasov

Volkov bestudeerde in 1963 - 1964 het ontstaan en de verdere ontwikkeling van een niet-isotherme pulsontlading in een Ar-Cs mengsel en de eigenschappen van het plasma in de positieve zuil. Na de eerste doorslag onderscheidt hij twee ontwikkelingsfasen: een waar ionisatie- en een waar thermische verschijnselen de hoofdrol vervullen. De eerste fase verklaart hij met behulp van een zich voortplantend ionisatiefront. Karpuklin & Nedospasov hebben in 1969 - 1970 analoge verschijnselen in een magneetveld bestudeerd.

2.1.1. De kritieke snelheid volgens Volkov [2]

Om de snelle uitbreiding van een ontlading, ondanks de relatief geringe hoeveelheid beschikbare energie, te verklaren neemt Volkov (die een boog beschrijft met behulp van het kanaalmodel [3]) aan dat hete elektronen uit de kern van de ontlading in het grensgebied van kern en mantel recombineren en dat de aldus vrijkomende volstaat om een belangrijk deel van de Cs-atomen in de mantel te ioniseren. De hierbij ontstane koude elektronen worden vervolgens snel verwarmd t.g.v. (elektronen-)warmtegeleiding. In de eerste fase spelen zware deeltjes (ionen en neutralen) dus blijkbaar geen rol van betekenis. De vermogensbalans per volume-eenheid ziet er in de mantel als volgt uit:

$$I \frac{\partial n_e}{\partial t} = \sigma E^2 + \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) - 2 \frac{m_e}{M_i} n_e v_e k T_e \quad (1.a)$$

In deze vergelijking stelt x de radiale coördinaat voor. Het linkerlid beschrijft het vermogen nodig voor de ionisatie, dat geleverd wordt door de termen van het rechterlid, n.l. de dissipatie-energie en de energie overgedragen door elektronenwarmtegeleiding, verminderd met de botsingsverliezen. In de laatste term is de gastemperatuur verwaarloosd t.o.v. de elektronentemperatuur.

Daar in de beginfase de dissipatieterm te verwaarlozen is t.o.v. de warmtegeleidingsterm is (1.a) te benaderen door

$$\left(I \frac{\partial n_e}{\partial T_e} \right) \frac{\partial T_e}{\partial t} \approx \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) - 2 \frac{m_e}{M_i} n_e v_e k T_e \quad (1.b)$$

We nemen aan dat

- deze benadering geldt tot een tijdstip t_{krit} , bepaald door de tijdconstante van het lokale proces dat beschreven wordt door de ionisatie- en botsingsverliestermen (t.g.v. recombinaties wordt de potentiële ionisatie-energie der elektronen omgezet in kritische energie:

$$\partial T_e / \partial t \ll 0),$$

- de botsfrequentie v_e onafhankelijk van de temperatuur is,
- de Saha-vergelijking geldt, d.w.z. de ionisatiegraad in evenwicht is met de elektronentemperatuur.

Vergelijking (1.b) is dan te beschouwen als een diffusievergelijking met diffusie-constante

$$D(x, t) = \frac{\lambda_e}{I \frac{\partial n_e}{\partial T_e}} \quad (2.a)$$

waarbij gelden

$$\lambda_e = \frac{9}{4} \frac{k^2 n_e T_e}{m_e v_e} \quad (v_e \approx \text{Cst})$$

$$n_e = 2 \sqrt{n_o} \frac{(2\pi m_e k T_e)^{3/4}}{h^{3/2}} e^{-I/2 k T_e} \quad (\text{Saha})$$

$$\frac{dn_e}{dT_e} = \frac{n_e}{T_e} \left(\frac{3}{4} + \frac{1}{2} \frac{I}{k T_e} \right)$$

Invullen van deze gegevens in (2.a) levert

$$D(x, t) = \frac{\frac{9}{4} k^2 T_e^2}{I \left(\frac{3}{4} + \frac{1}{2} \frac{I}{k T_e} \right) m_e v_e} \approx \frac{k^3 T_e^3}{I^2 m_e v_e} \quad (2.b)$$

Het tijdstip t_{krit} vinden we door het lokale proces

$$I \left(\frac{3}{4} + \frac{1}{2} \frac{I}{k T_e} \right) \frac{1}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial t} = - 2 \frac{m_e}{M_i} v_e k T_e$$

te benaderen door een eerste-orde proces (zie appendix A)

$$\frac{1}{t_{\text{krit}}} = \frac{2m_e v_e kT_e}{I \left(\frac{3}{4} + \frac{1}{2} \cdot \frac{I}{kT_e} \right) M_i} = \frac{m_e v_e kT_e}{M_i I} \left(\frac{2}{\frac{3}{4} + \frac{1}{2} \cdot \frac{I}{kT_e}} \right)$$

$$\sim \frac{m_e v_e kT_e}{M_i I}$$

Bij het tijdstip t_{krit} is dan een v_{krit} te definiëren als

$$v_{\text{krit}} = \frac{D}{t_{\text{krit}}} = \frac{kT_e^3}{I^2 m_e v_e} \cdot \frac{m_e v_e kT_e}{M_i I}$$

zodat

$$\boxed{v_{\text{krit}} = \left(\frac{kT_e}{I} \right)^{3/2} \frac{kT_e}{M_i}} \quad (3)$$

Er bestaat een sterke afhankelijkheid tussen de elektronentemperatuur en de elektrische veldsterkte; deze wordt bepaald door het verband tussen de verstrooiingsdoorsnede Q_{Az} en T_e (Ramsauer-curve):

$$Q_{Az} \sim \sqrt{v_e} \quad \text{voor hoge } T_e$$

$$E \sim T_e Q_{Az} \quad \text{en} \quad T_e \sim v_e^2 \quad (\text{kinetische energie der elektronen})$$

$$\text{dus } Q_{Az} \sim T_e^{1/4} \quad \text{en} \quad E \sim T_e^{5/4}$$

Uit (3) blijkt dat $v_{\text{krit}} \sim T_e^2$, dus

$$\boxed{v_{\text{krit}} \sim E^{1,6}} \quad (4)$$

In Volkov's experimenten is $v_{\text{krit}} \sim E^u$ met $1,5 < u < 1,65$.

Het experimentele circuit ziet er uit als in Fig. 1

Fig. 1

Dan is

$$E = \frac{U_o}{L + \sigma S_c R_l}$$

waarbij S_c de doorsnede van de boog voorstelt. Hieruit volgt dat

$$S_c \uparrow \rightarrow E \downarrow \rightarrow v_{\text{krit}} \downarrow$$

Het toepassen van seeding ($\sigma \uparrow$) doet de veldsterkte en dus de expansiesnelheid afnemen. De aanwezigheid van een magneetveld doet de elektro-nenwarmtegeleiding afnemen, zodat de kritieke snelheid nog verder daalt. Op de "Conference on ionizing phenomena in gases", in 1967 gehouden te Wenen, rapporteren Vitsjas & Golubjev [4] over veel hogere snelheden bij $\Omega_e \tau_e > 2$. De theoretische verklaring wordt door Karpuklin & Nedospasov geleverd tijdens de MHD-conferentie te Warschau in 1968.

Conclusie: De voortplantingssnelheid is volgens (3) alleen afhankelijk van de elektronentemperatuur, die op haar beurt een functie is van de elektrische veldsterkte. Het toepassen van seeding doet deze snelheid afnemen.

2.1.2. Kritieke snelheid in een magneetveld (Karpuklin & Nedospasov [5])

In een zwak, transversaal gericht magnetisch veld neemt de snelheid waarmee het ionisatiefront zich voortplant, af volgens

$$v \approx \frac{1}{1 + \Omega_e^2 \tau_e^2} \left(\frac{kT_e}{I} \right)^{3/2} \frac{\overline{kT_e}}{M_i}$$

De faktor $(1 + \Omega_e^2 \tau_e^2)^{-1/2}$ is afkomstig van de vermindering van de warmtegeleidingscoëfficiënt met een faktor $(1 + \Omega_e^2 \tau_e^2)$ en een toename van de temperatuursgradiënt aan de grsns van het plasma met een faktor $(1 + \Omega_e^2 \tau_e^2)^{1/2}$. In Fig. 2 is de snelheid als functie van $\Omega_e \tau_e$ uitgezet.

Fig. 2

Tot $\Omega_e \tau_e$ is er een goede overeenkomst met de meetgegevens. De plotse-linge verandering van de snelheid bij het ontstaan van ionisatie-instabiliteiten wijst erop dat een nieuw mechanisme van energie-overdracht een rol gaat spelen.

Karpuklin & Nedospasov nemen aan dat aan de grens van het plasmakanaal Hall'se wervelstromen ontstaan, waardoor Joulesche warmte vrijkomt in een gebied met geringe elektrische geleidbaarheid. Voor $\Omega_e \tau_e > 2$ leiden zij af

$$v \approx \frac{\overline{m_e}}{M_i} \frac{kT_e}{I} \frac{\overline{kT_e}}{M_i} \frac{\delta}{\lambda_0} \Omega_e \tau_e \quad (6)$$

waarbij λ de vrije weglengte der elektronen voorstelt en δ de dikte van de grenslaag waarin de wervelstromen ontstaan.

In het turbulente plasma neemt de snelheid van het ionisatiefront dus lineair toe met $\Omega_e \tau_e$, wat overeenkomt met de metingen. De grootte van

de snelheidssprong in Fig. 3 is afhankelijk van δ , en deze hangt op haar beurt af van de warmtegeleidbaarheid.

Conclusie: Bij toenemende magnetische veldsterkte neemt de voortplantings-snelheid van het ionisatiefront aanvankelijk af. Bij $\Omega_e \tau_e \sim 2$ neemt zij sprongsgewijze toe, om verder lineair met $\Omega_e \tau_e$ op te lopen.

2.1.3. Toepassing op de klapperende boogontlading

Uit een groot aantal experimenten is bekend dat een boogontlading onder invloed van een transversale gasstroom uitbuigt in de stroomrichting. Stijgt de stroomsnelheid boven een bepaalde waarde, dan treedt het verschijnsel "klapperen" op, d.w.z. de boog lijkt tussen twee uiterste standen heen en weer te springen.

Een mogelijke verklaring is dat t.g.v. convectief transport de voor een normale aangroei van de ontlading benodigde energie sneller afgevoerd wordt dan zij door middel van het onder 2.1.1. geschetste diffusie-mechanisme kan aangevoerd worden. De boog zal dan doven, maar ten gevolge van de plots toegenomen veldsterkte langs een kortere weg opnieuw ontsteken. De positie van de boog, gemeten langs de kastlijn van het kanaal vanaf het vlak der elektroden kan dan worden als in Fig. 3.

Fig. 3.

2.2. De experimenten van Baranov & Vasil'eva [6]

Door Baranov & Vasil'eva werd in de periode 1963 - 1966 uitgebreid geëxperimenteerd aan boogontlading in stromend argon met cesium-seed. ($p_{Az} = 0,15 - 100$ Torr; $p_{Cs} = 10^{-4} - 10^{-2}$ Torr; $v = 1 - 50$ m/s; $I = 1 - 5$ A).

Fig. 4 toont de karakteristieke vorm van de axiale T_e , T_g -verdeling ($x = 0$ in het vlak der elektroden) voor $v > v_{krit}$. De ontlading is dan met de stroom meegebogen maar staat nog stil. Voor $v = 0$ is deze verdeling symmetrisch. De asymmetrie wordt sterker met toenemende v .

Fig. 4

Een tiental centimeters ná de boog is de elektronentemperatuur gezakt tot ca 0,2 eV of 2300 K, maar blijft dan in een vrij groot gebied constant. Dit resultaat bevestigt de éndimensionale berekeningen van Schapink [7].

Voor stroomsnelheden boven de kritieke snelheid geven de metingen nog slechts tijdgemiddelden. De top in $T_g(x)$ verdwijnt en de verdeling van $T_e(x)$ wordt vlakker; het plateau echter blijft.

In latere experimenten heeft Baranov [8, 9] twee bogen achter elkaar geplaatst, waarbij de eerste boog als voorionisator voor de tweede fungeert. Neemt de stroom in de eerste boog toe, dan wordt de diffusie van geladen deeltjes naar de holle zijde van de tweede boog belangrijker en de uitbuiging vermindert.

Voor het klapperen bij $v > v_{\text{krit}}$ heeft Baranov, die zijn boog uit een stroombron voedt, een andere verklaring dan die onder 2.1.3. gegeven: met de uitbuiging neemt de lengte van de ontlading toe, daarmee ook het E-veld, zodat een nieuwe doorslag ontstaat volgens een $\frac{1}{v}$ van de boog.

Het is mogelijk de boog te stabiliseren en zelfs stil te doen staan in het vlak der elektroden door een transversaal magneetveld aan te leggen. Deze methode werkt echter slechts effectief tot een argondruk van ca 10 Torr. Daarboven worden de neutrale gasdeeltjes in te sterke mate afgeremd.

Conclusie: - Voorionisatie werkt stabiliserend.

- Een voorionisator in een magnetisch veld heeft een sterkere stabiliserende werking, maar heeft een ongunstig effect op de energie-omzetting in het MHD-kanaal.

2.3. Het empirische model van Bose [10]

Het onderzoek dat Bose in 1970 in het Jet Propulsion Laboratory verrichtte had als doel tot een beter begrip te komen van de interactie tussen het elektrische en het snelheidsveld, en de uitbuiging van de boog te voorspellen als functie van stroom, druk, snelheid e.d. Hij beperkt zich tot het gebied $v < v_{\text{krit}}$.

2.3.1. Het fysische model

Uitgegaan wordt van een vlakke boogontlading met constante dikte δ tussen twee parallelle, oneindig lange elektroden op een onderlinge afstand $2L$.

Behalve het gewone (x, y)-coördinatenstelsel is het zinvol nog een (s, ξ)-stelsel te introduceren, waarbij de s-richting langs de as van de boog ligt, en de ξ -richting hier loodrecht op staat.

De belangrijkste aannamen waarop het verder te ontwikkelen model steunt zijn:

1. $\delta \ll 2L$;
2. alle karakteristieke grootheden in de boog worden constant verondersteld en gelijk aan de waarde die bij de hoogste temperatuur hoort; buiten de boog is $\sigma = 0$;
3. $T_e = T_{\text{gas}}$;
4. $\partial u / \partial x = 0$ ($u =$ stroomsnelheid gas);
5. de snelheden die de elektronen krijgen t.g.v. elektrische en botsingskrachten zijn onafhankelijk en mogen dus vectoriaal opgeteld worden.

2.3.2. De dimensieloze blaasparameter

Ten gevolge van het E-veld krijgen de elektronen een snelheid $\vec{v}_f = \mu_e \vec{E}$, waarbij μ_e de beweeglijkheid der elektronen voorstelt. De snelheid ten gevolge van botsingen met neutrale deeltjes is in grootte en richting gelijk aan de snelheid ten gevolge van de gasstroom: $\vec{v}_x = \vec{u}$. De snelheid \vec{v}_s is de resultante van \vec{v}_f en \vec{v}_x .

$$\vec{v}_s = \vec{v}_f + \vec{v}_x$$

Met behulp van Fig. 6 kan eenvoudig een stelsel relaties tussen deze snelheden opgesteld worden.

$$I^* = J\delta \quad (\text{ampère/meter})$$

$$J = n_e q v_s$$

waaruit volgt

$$v_s = \frac{I^*}{n_e q \delta} = \frac{I^* \mu_e}{\sigma \delta} \quad (7)$$

Hieruit kan de dimensieloze blaasparameter (blowing parameter) B gedefinieerd worden als

$$\boxed{B = \frac{u_\infty}{v_s}} \quad (8)$$

Hierin is u_∞ de stroomsnelheid van het gas voor $y = 0$, stroomopwaarts t.o.v. de boog.

Na overgang op dimensieloze grootheden, aangegeven door accenten, vinden we

$$v'_s = \frac{v_s}{u_\infty} = \frac{1}{B} \quad (9)$$

$$v'_f = \frac{v_f}{u_\infty} = \frac{v'_s \cos \theta}{\cos \phi} = \frac{\cos \theta}{B \cos \phi}$$

en tevens

$$v_f \sin \phi - v_s \sin \theta = v_x$$

$$v_s \frac{\cos \theta}{\cos \phi} \sin \phi - v_s \sin \theta = v_x$$

$$v'_s (\tan \phi - \tan \theta) = v'_x \frac{1}{\cos \theta}$$

waaruit met behulp van (9) volgt

$$\tan \phi = \tan \theta + \frac{Bv'_x}{\cos \theta} \quad (11)$$

Uit (11) kan de vorm van de boog (de hoek θ) berekend worden als functie van de veldhoek $\phi = \phi(x, y)$, de snelheid $v'_x = v'_x(x, y)$ en de dimensieloze parameter B.

Uit (7) volgt nog

$$B = \frac{u_\infty \sigma \delta}{I^* \mu_e} = \frac{q_n u_\infty \delta}{I^*} \quad (12)$$

2.3.3. Oplossing van het dimensieloze stelsel

Lost men vergelijking (11) op, dan vindt men een functie (x, y) die gedefinieerd is voor elk stel (x, y) . Er is immers één vrijheidsgraad overgebleven. In een stilstaand medium wordt de ontbrekende betrekking geleverd door het principe der minimale brandspanning [3]. In ons geval moet echter teruggerepen worden naar dat van de minimale entropie-productie volgens Steenbeck [11]. Dit leidt echter tot zeer onhandelbare integraal. Om deze te omzeilen doet Bose [12] een beroep op zijn fysisch gevoel en stelt dat de gezochte boog de eerste is waarvoor d^2y/dx^2 geen nuldoorgang meer heeft, d.i. de eerste boog die geen buigpunt vertoont. In appendix B wordt vgl (11) numeriek opgelost voor het geval dat $v'_x(x, y) = 1$ en $B = 0,2$.

2.4. Lijst van gebruikte symbolen

B	dimensieloze blaasparameter (in 2.3., elders magnetische inductie)	
D	diffusieconstante	$(L^2 T^{-1})$
E	elektrische veldsterkte	$(v/m, MLT^{-3} A^{-1})$
I	ionisatie-energie van cesium	$(\text{Joule}, ML^2 T^{-2})$
J	stroomdichtheid	$(A/m^2, L^{-2} T^{-2})$
k	Boltzmann constante	$(= 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}, ML^2 \theta^{-1})$
M_i	massa ion	(kg, M)
m_e	massa elektron	(kg, M)
n_e	elektronendichtheid	(L^{-3})
Q_{AR}	verstrooiingsdoorsnede voor argon	(L^2)
q	lading elektron	(C, TA)
T_e	elektronentemperatuur	(K, θ)
t_{krit}	kritieke tijd	(sec, T)
v_e	snelheid der elektronen	$(\text{m/sec}, LT^{-1})$
v_{krit}	kritieke snelheid	$(\text{m/sec}, LT^{-1})$
δ	grenslaagdikte, dikte van een ontlading	(m, L)
λ_e	thermisch geleidingsvermogen der elektronen	$(\text{J/sec m K}, ML\theta^{-1} T^{-3})$
ν_e	botsingsfrequentie der elektronen	(T^{-1})
σ	elektrisch geleidingsvermogen	$(S/m, M^{-1} L^{-3} T^3 A^2)$
τ_e	tijd tussen twee botsingen van een elektron	(sec, T)
Ω_e	elektronencyclotronfrequentie	(T^{-1})

3. DE EXPERIMENTELE OPSTELLING

Bij de opbouw van het experiment werd rekening gehouden met de aanwezigheid binnen de groep van een aantal belangrijke onderdelen, zoals een magneet en een grote voorraad "Quickfit"-elementen. De opstelling bestaat in hoofdzaak uit een gesloten kringloop die aan één zijde door de luchtspleet van de magneet gaat (de pompsectie) en aan de andere zijde de te onderzoeken boog bevat (de testsectie). Andere essentiële onderdelen zijn het cesiumvat, de vacuumpomp en de verwarming.

3.1. De pompsectie

Deze bestaat uit een - reeds aanwezig - glazen kruisstuk met een inwendige diameter van 3". De lange armen zijn respectievelijk $\sim 12''$ en $\sim 25''$ lang, terwijl de beide korte armen 7" lang zijn en afgesloten met teflon flenzen, waarop telkens vijf elektroden zijn aangebracht.

De fysische werking en de opbouw van de pompsectie worden elders uiteengezet [13]. De elektroden van de pomp zijn identiek aan die van de testsectie; deze worden gedetailleerd beschreven in paragraaf 3.2.1. Fig. 7 is een ijkgrafiek die het verband aangeeft tussen de stand van de instelpotentiometer op de magneetvoeding en de gemeten magnetische inductie in de kast van de luchtspleet.

3.2. De testsectie

Dit is een standaard Quickfit-kruisstek met vier gelijke armen van 7" en een inwendige diameter van 3". Het bevat weer vijf elektrodenparen. Het sluit aan op twee roestvrijstalen pijpstukken waarin diverse probes kunnen worden aangebracht.

3.2.1. De elektroden

3.2.1.1. De kathoden (zie Fig. 8) worden indirect verhit. De wolfram gloeidraad zit opgesloten in een pijpje aluminiumoxyde dat als

drager fungeert voor een cylinder van wolfraam foelie (ϕ 4 mm). Het geheel wordt ondersteund door twee staafjes molybdeen die ook weer in een buisje van aluminiumoxyde ondergebracht zijn. Deze staafjes doen tevens dienst als toevoerleiding voor de gloeidraadvoeding. In het midden van het foelie is een wolfraam lipje ingerold, dat via een derde staafje de kathodespanning aanvoert. De isolatie van de steunen is nodig om een mogelijke ontlading tussen de gloeidraad en de kathode te voorkomen.

- 3.2.1.2. De anoden zijn massieve cilindrische staafjes van roestvrij staal. Omdat tussen een anode en haar steunen geen potentiaalverschillen kunnen optreden, is isolatie hier overbodig. Zowel anoden als kathoden staan op een onderlinge afstand van 7 mm. De afstand anode - kathode is ca 75 mm (3 inch).
- 3.2.1.3. Bijzondere aandacht verdienen de doorvoeren van de elektrodesteunen door het teflon (Fig. 9). Aanvankelijk was de situatie zo dat de RVS onderrand van de steunen in het teflon getrokken werd (situatie A). Bij verwarming zet het teflon veel sterker uit dan het RVS, zodat de druk van het stalen randje op het teflon toeneemt en de afdichting beter wordt (situatie B).

Het teflon wordt hierbij echter blijvend vervormd, zodat bij afkoeling een lekweg ontstaat (situatie C).

Later werd de teflon plaat met gemonteerde elektroden anderhalf uur in een oven op ca 150 °C gehouden. De vervorming werd dus gecompenseerd door de moertjes van de elektrodensteunen opnieuw aan te draaien. Elke later optredende vervorming van het teflon is veel minder belangrijk dan de eerste en kan gemakkelijk opgevangen worden door op elke steun tussen het teflon en de bevestigingsmoer een viertal schotelveertjes aan te brengen (situatie D). Deze oplossing voldoet in de praktijk uitstekend.

3.2.2. De probes

Tijdens de eerste experimenten was alleen in het stalen pijpstuk na de testsectie een anemometer [13] aangebracht. Ondertussen zijn twee nieuwe elementen gereed gekomen, die gecombineerde probes met een radiale micrometerinstelling bevatten. Hiermee kunnen de elektronendichtheid en -temperatuur (Langmuirsonde), de gastemperatuur (thermokoppel) en de stroomsnelheid (anemometer) gelijktijdig gemeten worden.

3.3. Het cesiumvat (fig. 10)

Het cesium (5 gram) bevindt zich in een geëvacueerde glazen capsule op de bodem van een roestvrijstalen vat, dat m.b.v. een T-stuk met de

glazen kringloop verbonden is (fig. 10). Vanaf de bodem is dit vat over een hoogte van ca 10 cm omwikkeld met een koperen koelspiraal en verwarmingsdraad (250 Watt) zodat het, onafhankelijk van de rest van de opstelling, naar believen met perslucht gekoeld of elektrisch verwarmd kan worden. Ten behoeve van de temperatuurregeling is in de bodem van het vat een thermokoppel aangebracht.

3.4. De vacuumpomp

Wegens de sterke reactiviteit van cesium dient het gehele systeem voor het begin van elk experiment luchtledig gemaakt te worden. Dit gebeurt

m.b.v. een oliediffusiepomp die door een roterende pomp op de vereiste voordruk gebracht wordt. De bereikte einddruk is $4 \cdot 10^{-5}$ torr. Om te beletten dat cesiumdamp in de koelval van de diffusiepomp neerslaat kunnen de pompen van de rest van het systeem afgesloten worden door een teflon klep die van buiten af elektromagnetisch bekrachtigd wordt. Dit is mogelijk door de klep te bevestigen aan een lange dunne teflon steel die bovenaan in een verdikking een cilinder van Armco-staal bevat. De spoel is gewikkeld op een lichaam van antimagnetisch roestvrij staal en zit in een huls van Armco. Dit magnetische circuit is gearceerd aangegeven in fig. 11. Nemen we nu de ijzerpermeabiliteit oneindig groot, en

stellen we door r de straal in het midden van de luchtspleet (die hier voor het grootste deel uit RVS en teflon bestaat!) en door d de breedte van de luchtspleet voor, dan is de magnetische weerstand van het circuit in eerste benadering

$$R_m = 2 \frac{d}{\mu_0 2\pi r h}$$

(h = dikte van de bodem en deksel van de spoelhuls).

Hieruit volgt door de zelfinductie van de spoel

$$L = \frac{N^2}{R_m} = \frac{\mu_o \pi r h N^2}{d}$$

en voor de kracht die op de Armco-cilinder, en dus op de klep, werkt

$$f_e = \frac{1}{4} \frac{\pi r \mu_o}{d} (IN)^2$$

Om de klep gelucht te houden moet

$$f_e = mg$$

waarbij m het gewicht van de klep en g de valversnelling voorstelt.

Voor een klep met een totaal gewicht van ongeveer 900 gram en $r = 14$ mm $d = 7$ mm, $N = 960$, blijkt een stroom van 2.15 A voldoende te zijn. Om de klep te lichten is kortstondig ca 8 A nodig. De slag bedraagt 8 cm.

3.5. De verwarming

Om de gewenste cesium-dampspanning in te kunnen stellen moet de hele opstelling op de daarbij behorende temperatuur gebracht kunnen worden. Daarom werden langs het circuit zo homogeen mogelijk verwarmings-spiralen met een totaal vermogen van 4 kW geïnstalleerd, en werd het geheel ondergebracht in een dubbelwandige aluminium tunnel met glaswol isolatie. Het warmtegeleidingsvermogen λ van glaswol is als functie van de temperatuur weergegeven in tabel 1.

Langs het circuit zijn drie thermokoppels aangebracht; op één hiervan wordt de temperatuur geregeld.

T(°C)	λ (J/m sec °C)
20	0,036
50	0,038
75	0,044
100	0,050
125	0,058

Tabel 1: $\lambda = \lambda(T)$ voor glaswol bij een dichtheid van 22 kg/m³

3.6.

Een totaalbeeld van de opstelling wordt gegeven in Fig. 12(a).

De aluminium tunnel is gedeeltelijk weggenomen. Te onderscheiden zijn de magneet, de vacuumpompen, diverse voedingsapparaten en het kruissteek dat de te onderzoeken boog bevat (test-sectie). Het T-stuk waarop het cesiumvat aangesloten wordt ontbreekt op deze foto.

Fig. 12(b) toont een detailopname van de test-sectie met rechts daarvan de ancunometer. Op de voorgrond is een der verwarmingsspiralen te zien.

3.7.

Bij de start van een experiment wordt de opstelling vacuum gepompt en op een temperatuur van b.v. 200 °C gebracht. Het cesiumvat wordt dan op ca. 180 °C gehouden, zodat dit het koudste punt van het gehele circuit is en de temperatuur ervan dus bepalend is voor de dampspanning van het cesium.

Vervolgens wordt de cesiumcapsule met behulp van een gloeidraad (2V bij 10 A) gebroken, zodat de cesiumdamp zich door het circuit verspreidt. Dan wordt tot de gewenste druk argon ingelaten, waarna de teflonklep ter beveiliging van de pompen neergelaten wordt. De diffusiepomp kan nu afgezet worden.

Hiermee zijn de voorbereidingen ten einde en kunnen de pomp- en/of de test-boog ontstoken worden.

4. DE EERSTE RESULTATEN

Bij de eerste experimenten werd zowel in de pomp als in de test-sectie slechts één boog ontstoken. De voeding was geschakeld volgens Fig. 1. De spanning U_0 werd geleverd door twee in serie geschakelde Philipsvoedingen PE 4831. Als voorschakelweerstand werd $10k$, $55W$ genomen, zodat met $U_0 = 1000V$ de stroom begrensd bleef tot maximaal 100 mA.

Van de testboog worden zowel asciaal als transversaal foto's gemaakt met de image-converter camera. Ten gevolge van reflecties aan de glazen pijpwanden zijn de asciale beelden nauwelijks te interpreteren. Visueel was echter duidelijk te zien dat bij lage argondruk (30 torr) de ontlading in het stilstaande gas gelijkmatig over de gehele doorsnede van de pijp verdeeld was. In het stromende gas ontstond een donkere vlek in het hart van de pijp, dus in het gebied waar de gassnelheid het grootste is. Dit kan er op wijzen dat in het middengebied de boog staat te klapperen, zodat door het tijdgemiddelde van de elektronentemperatuur, en dus de lichtintensiteit onder de waarde in het stilstaande gas liggen.

Deze hypothese wordt bevestigd door de metingen van Boranov & Vasil'eva (litt. [6], blz. 159, Fig. 5).

Omdat de stroom door de pompsectie zeer laag is worden slechts snelheden in de orde van 5 m/sec bereikt. In dit gebied zijn de metingen met de anemometer weinig betrouwbaar, zodat voor de interpretatie der overige meetresultaten gebruik gemaakt is van volgens [13] uit de magnetische inductie en de stroomsterkte berekende snelheden.

4.1. Metingen bij een argondruk van 30 torr

De temperatuur in het cesiumvat was aanvankelijk 200 °C, wat overeenkomt met een cesium-dampdruk van $0,07$ torr, dus met een seedpercentage van $0,23$.

Later werden de temperatuurregelaars sterk gestoord (door de thyristoren van de magneetvoeding ?) waardoor de temperatuur ging schommelen en gedurende korte tijd opliep tot 300 °C.

De brandspanning was in het stilstaande gas $210V$ bij een stroom van 75 mA. Bij toenemende snelheid liep de stroom dadelijk op tot 80 mA (bij $150V$) om vervolgens op deze waarde vrijwel constant te blijven.

Fig. 13(a) is een transversale opname van de ontkoeling bij $v = 0$; ze heeft nog duidelijk het diffuse karakter van een glimontlading. In Fig. 13(b,c) neemt de snelheid toe van 1,1 tot 3,3 m/sec. De uitbuiging neemt na $v = 2,2$ m/sec niet meer toe. Het lichtgevende gebied wordt wel breder, wat er op zou kunnen wijzen dat de ontlading in een smal gebied staat te klapperen.

4.2. Metingen bij een argondruk van 50 torr

De temperatuurcondities waren hier dezelfde als in 4.1. In het stilstaande gas was de brandspanning 100V bij 82 mA. Bij toenemende snelheid liep de stroom aanvankelijk op tot 90 mA ($v = 1,6$ m/sec), om daarna op deze waarde constant te blijven.

Bij deze druk was de ontlading niet meer homogeen over de hele pijpdoorsnede verdeeld, maar was gecontroleerd tot een dunne cilinder die zich langs de elektroden verplaatste.

Fig. 14(a) is weer een transversale opname van de ontlading voor $v = 0, 0,7, 1,6$ m/sec, waarbij het uitbuigen zeer duidelijk te zien is. Fig. 14(b) en 14(c) zijn telkens opnamen bij dezelfde gassnelheid, op drie willekeurige tijdstippen. Hier treedt het verschijnsel "klapperen" zeer duidelijk op. Visueel was te zien hoe de boog langzaam (met de gassnelheid) wegdreef, als het ware terugsloeg en opnieuw wegdreef.

4.3. Conclusies en aanbevelingen

Uit deze eerste waarnemingen blijkt dat in de gebouwde opstelling de theoretisch verwachte verschijnselen kunnen waargenomen worden.

Om een langdurig continu bedrijf mogelijk te maken (in principe tot al het aanwezige cesium geoxideerd is), zal een nieuwe en stevigere constructie der elektroden noodzakelijk zijn. Tevens moeten gloeidraadvoedingen met een hoger vermogen gebouwd worden. Wil men tot hogere gassnelheden komen, dan dienen als stroombron werkende voedingen gebouwd te worden die bij de optredende brandspanning b.v. 2,5A kunnen leveren.

Voor de hand liggende punten van onderzoek zijn onder meer

- het voorionisatie-effect van meerdere in na elkaar geplaatste ontladingen
- het herontstekingsmechanisme van de klapperende boog.

APPENDIX A (2.1.1.)

Om de kritieke tijd te bepalen, trachten we het lokale proces

$$I\left(\frac{3}{4} + \frac{1}{2} \frac{I}{kT_e}\right) \frac{1}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial t} = - 2 \frac{m_e}{M_i} v_e kT_e \quad (A1)$$

te benaderen door een 1_o orde proces met tijdconstante t_{krit} . Daartoe lossen we (A1) exact op met behulp van de analoge rekenmachine.

(A1) kan als volgt omschreven worden:

$$\frac{I}{kT_o} \left(\frac{3}{4} + \frac{1}{2} \frac{I}{kT_o} \cdot \frac{T_o}{T_e}\right) \frac{T_o}{T_e} \frac{d}{dt} \left(\frac{T_e}{T_o}\right) = - 2 \frac{m_e v_e}{M_i} \frac{T_e}{T_o}$$

Kiest men $T_o = T_e (t = 0) = 6000$ °K, dan is $\frac{I}{kT_o} \sim \frac{3}{4}$ en

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{T_e}{T_o}\right) = - \frac{32}{9} \frac{\frac{m_e v_e}{M_i} \frac{T_o}{T_e}}{1 + \frac{1}{2} \frac{T_o}{T_e}} \left(\frac{T_e}{T_o}\right)^2 = - 0,41 \cdot 10 \alpha \frac{\frac{T_e}{T_o}}{0,14(1 + 2 \frac{T_e}{T_o})} \left(\frac{T_e}{T_o}\right)^2$$

Voor $v_e = 10^9, 10^{10}, 10^{11}$ is respectievelijk $\alpha = 4, 5, 6$.

Met $t = 10^{-5} t^*$ (t^* = machinetijd) krijgen we het rekenschema van Fig. A1.

In Fig. A2 wordt de oplossing vergeleken met een 1_o orde proces met tijdconstante $\frac{m_e v_e}{M_i} \frac{kT_e}{I}$. Door het quotient $\frac{kT_e}{I}$ van de orde 1, is hiermee aangetoond dat de in 2.1.1. toegepaste benadering gerechtvaardigd is.

APPENDIX B (2.3.3.)

Op te lossen is de vergelijking

$$\tan \phi = \tan \nu + B \frac{v'_x}{\cos \phi} \quad (B1)$$

De dimensieloze snelheid is de x-richting in 1 gesteld, dat wil zeggen dat gerekend wordt met een oneindig uitgebreide stroming met vlak snelheidsprofiel. $\tan \nu$ is de richtingscoëfficiënt van de kantlijn van de ontlading, $\tan \phi$ die van de veldlijnen van het opgedrukte E-veld. De coördinaten van de kathode zijn (0, -1), die van de anode (0, 1).

Het (tweedimensionale) E-veld kan beschreven worden door

$$E = \frac{(4xy)^2 + [2(x^2 - y^2 + 1)]^2}{[(y+1)^2 + x^2][(y-1)^2 + x^2]}$$

Hieruit volgt

$$\tan \phi = \frac{4xy}{2(x^2 - y^2 + 1)} \quad (B2)$$

Deze uitdrukking is singulier in (0, -1) en (0, 1). Voor alle andere punten bestaat ϕ en, via B1, dus ook ν .

Uit B1 is een expliciete uitdrukking voor ν af te leiden:

$$\begin{aligned} \sin \phi &= \cos \phi \cdot \tan \nu + B \cos \phi \cdot \frac{1}{\cos \nu} \\ &= \cos \phi \cdot \frac{2t}{1-t^2} + B \cos \phi \frac{1+t^2}{1-t^2} \end{aligned}$$

waarbij $t = \tan \frac{\nu}{2}$.

Dit levert een vierkantsvergelijking in t:

$$(\sin \phi + B \cos \phi)t^2 + 2 \cos \phi \cdot t - (\sin \phi - B \cos \phi) = 0$$

waaruit volgt

$$t = \frac{-\cos \phi + \sqrt{1 - B^2 \cos^2 \phi}}{\sin \phi + B \cos \phi} \quad (B3)$$

of

$$v = 2 \operatorname{arctan} \frac{-\cos \phi + \sqrt{1 - B^2 \cos^2 \phi}}{\sin \phi + B \cos \phi} \quad (\text{B4})$$

Voor $\sin \phi + B \cos \phi = 0$ of $\tan \phi = -B$ is B3 singulier. Deze singulariteit is als volgt op te heffen:

In B3 teller en noemer delen door $\cos \phi$:

$$t = \frac{-1 + \sqrt{1 - B^2 + \tan^2 \phi}}{B + \tan \phi} = \frac{B - \tan \phi}{-1 - \sqrt{1 - B^2 + \tan^2 \phi}}$$

waaruit volgt

$$\lim_{\tan \phi \rightarrow -B} t = \frac{2B}{-2} = -B \text{ en}$$

$$\lim_{\tan \phi \rightarrow -B} v = 2 \operatorname{arctan} (-B) \quad (\text{B5})$$

Om verdere singulariteiten te vermijden, wordt in het programma de hoek niet berekend uit B2, maar uit

$$\sin \phi = \frac{2xy}{4x^2y^2 + (x^2 - y^2)^2} \quad (\text{B2'})$$

Verder spreekt de programmatekst voor zichzelf. Fig. B1 toont de kantlijnen van een aantal mogelijke bogen voor $B = 0,2$. Met behulp van het principe der maximale entropieproductie moet uit deze mogelijkheden de juiste oplossing geselecteerd worden.

LITERATUUR

- [1] A. Solbers, 8th Aerospace Sciences Meeting 1970 (AIAA paper 70-40)
- [2] Yu.M. Volkov, High Temperatures 3, 1 (1965) 1
- [3] W. Rieder, Plasma und Lichtbogen, Vieweg & Sohn, Braunschweig 1967.
- [4] A.F. Vitsjas & V.S. Golubjev, 7th International Conference on Ionizing Phenomena in Gases, Wien 1967 (paper 3.1.8)
- [5] V.T. Karpukhiu & A.V. Nedospasov, International Symposium on MHD, Warschau 1968 (Vol. I, blz. 239)
- [6] V.Yu. Baranov & I.A. Vasil'eva, High Temperatures 2, 5 (1964) 609
High Temperatures 3, 2 (1965) 155
- [7] J. Schapink, afstudeerverslag T.H.E., 1970
- [8] V.Yu. Baranov, High Temperatures 4, 5 (1966) 585
- [9] V.Yu. Baranov & K.N. Ul'yanov, High Temperatures 6, 1 (1968) 21
- [10] T.K. Bose, AIAA-Journal 10, 1 (1972) 80
- [11] W. Zinkelnburg & H. Maecker, Handbuch der Physik, vol. 22, blz. 254,383-386
- [12] T.K. Bose, privé-correspondentie 1972
- [13] J. Krop, stageverslag T.H.E., 1972
- [14] G. Brederlow, H. Zinko & K.J. Witte, 5th International Conference on MHD Electrical Power Generation, München 1971 (Vol. II, blz. 387).

ONDERSCHRIFTEN BIJ FIGUREN

- Fig. 1 Voeding van de ontlading
- Fig. 2 Voortplantingssnelheid van het ionisatiefront als functie van de magnetische inductie (naar Karpukhin & Nedospasov)
- Fig. 3 x, t - diagram van klapperende boog
- Fig. 4 Asciale T_e, T_g - verdeling (naar Baranov & Vasil'eva)
- Fig. 5 Het model van Bose met de coördinatensystemen (x, y) en $(s,)$
- Fig. 6 Vectordiagram der diverse snelheidscomponenten
- Fig. 7 IJkgrafiek. De magnetische inductie in het kort van de pompsectie als functie van de stand van de instelpotentiometer op de magneetvoeding
- Fig. 8 Schets van een kathode
- Fig. 9 Doorvoeren van het elektrodensysteem. De teflon bodemplaat is gearceerd
- A. pas gemonteerd : dicht
 - B. tijdens verwarming : dicht
 - C. na afkoeling : lek
 - D. montage met veerringen : dicht
- Fig. 10 Het cesiumvat en de cesiumcapsule met de gloeidraad
- Fig. 11 Elektromagnetische kleplichter
- Fig. 12 (a) Overzicht van de opstelling
(b) De test-sectie met de anemometer
- Fig. 13 Opnamen van de ontlading bij $p_{Az} = 30$ torr
- (a) $v = 0$ ($I = 75$ mA)
 - (b) $v = 1,1 \quad 2,2 \quad 2,9$ m/sec ($I = 80$ mA)
 - (c) $v = 2,9 \quad 3,3 \quad 3,0$ m/sec ($I = 80$ mA)
- Kathode bovenaan. Afstand tussen de elektroden 75 mm

- Fig. 14 Opnamen van de ontlading bij $p_{Az} = 50$ torr
- (a) $v = 0, 0,7, 1,6$ m/sec ($I = 82, 85, 90$ mA)
 - (b) $v = 2,3$ m/sec ($I = 90$ mA). Klapperende boog opgenomen op drie willekeurige tijdstippen
 - (c) id. bij $v = 2,9$ m/sec.