

MASTER

Radiale dichtheids- en temperatuurprofielen, energiebalans en stralingsanalyse van een gepulste cascadeboog in Argon bij 1, 2 en 3 Atm

Kroesen, G.M.W.

Award date:
1983

[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

Technische Hogeschool Eindhoven
Afdeling der Technische Natuurkunde
Vakgroep Deeltjesfysica
Onderwerpgroep Atoom- en Plasmafysica

Radiale dichtheids-en temperatuur-
profielen, energiebalans en stralings-
analyse van een gepulste cascadeboog
in Argon bij 1,2 en 3 Atm.

G.M.W. Kroesen

datum 12-4-'83

VDF-NT/83-07

Verslag van het afstudeerwerk van G.M.W. Kroesen

Afstudeerhoogleraar Prof. Dr. Ir. D.C. Schram
Afstudeercoach Ir. C.J. Timmermans.

DANKWOORD

Gaarne wil ik op deze plaats iedereen bedanken die het mij mogelijk heeft gemaakt de studie aan de THE, en in het bijzonder de afstudeerperiode te voltooien.

In de privé-sfeer denk ik dan voornamelijk aan mijn ouders en broer, C. Teeuwen, J. Haesevoets en E. Adriaanse.

Binnen de Afdeling der Technische Natuurkunde gaat mijn dank voornamelijk uit naar L.A. Bisschops, J.J. Bleize, A.B.M. Hüsken, L.U.E. Konings, D.C. Schram, B. van der Sijde, C.J. Timmermans, P.H.M. Vaessen en P.M. Vallinga (in alfabetische volgorde), en naar allen die ik nog vergeten heb.

Met name C.J. Timmermans wil ik nog eens bedanken voor een jaar van prettige samenwerking.

S A M E N V A T T I N G

Thermische plasma's van grote dichtheid kennen diverse industriële toepassingen zoals plasma-sputten en lassen. Dergelijke plasma's worden ook gegenereerd in een cascadeboog.

Door op een in Argon bedreven cascadeboog (1-3 atm.) een stroompuls van ≈ 2 kA gedurende ≈ 2 ms te superponeren wordt het gebied van de zwak-Debye plasma's en hoog geïoniseerde systemen bereikt. Dit laatste is van meer wetenschappelijk belang.

De electronentemperatuur is als functie van plaats en tijd gemeten met een spectroscopische emissie-absorptie methode en bedraagt ≈ 28000 K. De electronendichtheid is bepaald met behulp van absolute en relatieve metingen van de continuüm-emissie en bedraagt $\approx (2-6) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$. De signaalverwerking is volledig gedigitaliseerd.

De radiale metingen van de electronendichtheid en -temperatuur worden gebruikt om de energievergelijking op te lossen. Er wordt aangetoond dat de systemen ArI (neutraal), ArII (éénmaal geïoniseerd) en ArIII (tweemaal geïoniseerd) vrijwel (binnen 5 %) in Lokaal Thermisch Evenwicht (LTE) zijn.

INHOUDSOPGAVE

1	INLEIDING	1
2	DE CONTINUITETS- EN ENERGIEVERGELIJKING.	2
2.1	Inleiding	2
2.1.1	Deeltjestemperaturen.	5
2.1.2	P.L.T.E..	6
2.2	De continuïteitsvergelijking.	8
2.2.1	Inleiding	8
2.2.2	ArII : aangeslagen toestanden	10
2.2.3	ArI : grond- en aangeslagen niveaus	12
2.2.4	Het ArII-grondniveau en de electronen	14
2.3	De energiebalans: elastische termen	16
2.3.1	Inleiding	16
2.3.2	Verschillende driftsnelheden.	17
2.3.3	Verschillende temperaturen.	20
2.4	De energiebalans: inelastische termen	21
2.4.1	Inleiding	21
2.4.2	Inelastische botsingen.	22
2.4.3	Stralingsprocessen: free-bound.	26
2.4.4	Stralingsprocessen: free-free	28
2.4.5	Stralingsprocessen: lijnstraling..	29
2.5	De warmtegeleiding.	30
2.6	De energievergelijking.	30
3	MEETPRINCIPES	34
3.1	Inleiding	34
3.2	Continuumstraling	34
3.2.1	Inleiding	34
3.2.2	Theorie	34
3.2.3	Meettechniek.	39
3.3	De Source-functie	42
3.3.1	Inleiding	42
3.3.2	Theorie	42
3.3.3	Meettechniek.	43
3.4	De resistiviteit.	43
4	MEETOPSTELLING EN DATAVERWERKING.	45
4.1	Inleiding	45
4.2	De cascadeboog: mechanisch.	45
4.3	De cascadeboog: elektrisch.	47
4.4	Spectroscopie	50
4.5	Resistiviteit en druk	51
4.6	Signaal- en dataverwerking.	52
4.7	Fourier-analyse	54
5	RESULTATEN.	58
5.1	Inleiding	58
5.2	Stroom, elektrisch veld en druk	58
5.3	De electronentemperatuur.	60
5.4	De electronendichtheid.	63
5.5	Het radiale profiel	65
5.6	Het lijnprofiel	68
5.7	De energiebalans.	70
6	Conclusies en discussie	72
	REFERENTIES	73
	Appendix A: LTE-grafieken	
	Appendix B: Computerprogramma energiebalans	

Dit rapport vormt de neerslag van een afstudeeronderzoek dat verricht is binnen de onderwerpgroep Atoom- en Plasma-fysica. Het onderzoek betreft het plasma van een cascadeboog in Argon bij drukken van 1-3 atmosfeer. Dit soort plasma's vindt toepassing in de industrie in de vorm van materiaalbewerkingsmethodes zoals plasma-sputten en -lassen.

Een meer wetenschappelijke toepassing van deze hogedichtheidsplasma's is het gebruik ervan als absolute U.V.-standaard. Er wordt onderzoek gedaan naar de vergelijkbaarheid in deze van een cascadeboog en een synchrotron (Kaa-81).

Teneinde de electronendichtheid en -temperatuur aanzienlijk te kunnen verhogen ten opzichte van de DC-situatie wordt de boog gepulst met een stroompuls van ca 2 kA gedurende 2 ms. Doordat de stijgtijden van de puls groot zijn ten opzichte van atomaire tijdschalen mag men het plasma quasi-stationair veronderstellen.

De electronendichtheid en -temperatuur zijn tijdens de puls gemeten als functie van de radiale positie, tijd en vuldruk. De zo verkregen radiale profielen worden gebruikt om de electronen-energiebalansvergelijking op te lossen, zodat een schatting gegeven kan worden van de afwijkingen van het plasma van Locaal Thermisch Evenwicht (L.T.E.). Vrijwel alle berekeningen worden gedaan met behulp van een computer. Het data-acquisitie- en -verwerkingssysteem is volledig gedigitaliseerd.

De diagnostische methoden ter bepaling van de electronen-dichtheid n_e en de -temperatuur T_e zijn de volgende.

- T_e : - De Source-methode: emissie en absorbtie
- De resistiviteit van het plasma.
- n_e : - Continuum-verhoudingsmethode
- Absolute continuumintensiteit
- M.b.v. LTE-berekening uit meting van de actuele druk en de T_e -meting.

In hoofdstuk 2 wordt een theoretische beschrijving van het plasma gegeven aan de hand van de continuïteits- en de energie-balansvergelijking. Hoofdstuk 3 bevat de min of meer theoretische aspecten van de diagnostieken, terwijl hoofdstuk 4 de praktische implementatie ervan beschrijft, alsmede de opstelling en de dataverwerking. Hoofdstuk 5 bevat de resultaten van metingen en theoretisch model. Hoofdstuk 6 geeft een aantal conclusies uit model en metingen.

2 DE CONTINUITETS- EN ENERGIEVERGELIJKING.

2.1 Inleiding

In de kinetische theorie van gassen en plasma's wordt de Boltzmannvergelijking afgeleid met behulp van het theorema van Liouville. Deze vergelijking geeft de totale tijdsafgeleide van de verdelingsfunctie $f_a(\underline{r}, \underline{v}, t)$ van een deeltjessoort "a". De vergelijking luidt

$$\frac{d f_a}{dt} = \frac{\partial f_a}{\partial t} + \underline{v}_a \cdot \nabla_{\underline{r} a} f_a + \frac{q_a}{m_a} (\underline{E} + \underline{v} \times \underline{B}) \cdot \nabla_{\underline{v}} f_a = \sum_b C_{ab}(f_a, f_b) \quad (2.1)$$

Hierin is: $\nabla_{\underline{r}}$, $\nabla_{\underline{v}}$: Ruimtelijke afgeleide in plaats- resp. snelheidsruimte

q_a, m_a : Lading, resp. massa van deeltje "a"

C_{ab} : Botsingsintegraal. Brengt de interactie met andere deeltjessoorten in rekening.

Met behulp van de momentenmethode kunnen uit deze Boltzmannvergelijkingen de balansvergelijkingen voor massa, impuls en energie afgeleid worden (Bra-65). Hierbij wordt de Boltzmannvergelijking vermenigvuldigd met resp. 1, \underline{v} en v^2 en daarna geïntegreerd over de snelheidsruimte. Dit leidt dan tot de voornoemde balansvergelijkingen.

Wij zullen hier volstaan met het afleiden van de behoudswetten voor massa, impuls en energie. Samen met de wetten van Maxwell en een gaswet (bijvoorbeeld de wet van Dalton), alsmede de aanname van quasi-neutraliteit vormen de vergelijkingen namelijk een gesloten stelsel.

De snelheid \underline{v} wordt gesplitst in een gemiddelde component \underline{w} (de driftsnelheid) en een 'random' component $\underline{v}_r = \underline{v} - \underline{w}$ volgens

$$\underline{w} = \frac{\int \underline{v} f \, d\underline{v}}{\int f \, d\underline{v}}, \quad \langle \underline{v}_r \rangle = \frac{\int \underline{v}_r f \, d\underline{v}}{\int f \, d\underline{v}} = \underline{0} \quad (2.2)$$

De verschillende momenten worden nu, waarbij ter verduidelijking de subscripts a en b zijn weggelaten:

0e moment: continuïteitsvergelijking

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \underline{w}) = \int C \, d\underline{v} \tag{2.3}$$

1e moment: impulsvergelijking

$$\frac{\partial}{\partial t} (n m \underline{w}) + \nabla \cdot (n m \underline{v} \underline{v}) - e n (\underline{E} + (\underline{w} \times \underline{B})) = \int m \underline{v} C \, d\underline{v} \tag{2.4}$$

2e moment: energievergelijking

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} n m \overline{v^2} \right) + \nabla \cdot (n \cdot \frac{1}{2} m \overline{v^2} \underline{v}) - e n \underline{E} \cdot \underline{w} = \int \frac{1}{2} m v^2 C \, d\underline{v} \tag{2.5}$$

Men kan nu vervolgens de vergelijkingen in elkaar substitueren om de vorm doorzichtiger te maken (Bra-65). Het resultaat is dan een set van zgn. inwendige of intrinsieke balansvergelijkingen. Deze luiden als volgt:

Intrinsieke impulsbalans.

$$\begin{aligned} n m \cdot \frac{\partial \underline{w}}{\partial t} + n m (\underline{w} \cdot \nabla) \underline{w} + \nabla p + \nabla \cdot \underline{\Pi} - e n (\underline{E} + (\underline{w} \times \underline{B})) = \\ = \int m \underline{v} C \, d\underline{v} \end{aligned} \tag{2.6}$$

Intrinsieke energiebalans.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n k T \right) + \nabla \cdot \left(\frac{5}{2} n k T \underline{w} \right) - \underline{w} \cdot \nabla p + \underline{\Pi} : \nabla \underline{w} + \\ + \nabla \cdot \underline{q} = \int \frac{1}{2} m v^2 C \, d\underline{v} = Q \end{aligned} \tag{2.7}$$

De onbekende termen $\nabla \cdot \left(\frac{5}{2} n k T \underline{w} \right)$ en $\underline{w} \cdot \nabla p$ van vergelijking (2.7) worden nu zodanig omgeschreven dat ze uit metingen of uit theoretische beschouwingen te evalueren zijn. Daartoe gebruiken we de wet van Dalton. Het resultaat luidt dan als volgt.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n k T \right) + \frac{5}{2} k T \nabla \cdot (n \underline{w}) + \frac{3}{2} n \underline{w} \cdot \nabla k T - k T \underline{w} \cdot \nabla n + \\ \underline{\Pi} : \nabla \underline{w} + \nabla \cdot \underline{q} = Q \end{aligned} \tag{2.8}$$

In deze vergelijkingen geldt:

$$n = \int f(\underline{r}, \underline{v}, t) \, d\underline{v} \quad ; \text{ deeltjesdichtheid}$$

$p = n \cdot k \cdot T$: scalaire druk
$\underline{q} = \frac{1}{2} nm \overline{v^2} \underline{v} = -\kappa \cdot \nabla T$: warmtestroom
$\underline{\underline{P}} = nm \underline{v} \underline{v} - p \underline{\underline{I}}$: viscositeitstensor
$\underline{\underline{I}} = \delta_{ij}$: eenheidstensor
$Q = \int \frac{1}{2} m v^2 C dv$: bronterm

De viscositeitstensor brengt de visceuse wrijving in rekening, terwijl de bronterm Q de warmte in rekening brengt die ontstaat of verloren gaat door botsingen met andere deeltjes.

In dit hoofdstuk wordt de energievergelijking opgesteld voor de electronen, neutralen en ionen voor het Argon-I (neutraal) en het Argon-II systeem (eenmaal geïoniseerd). Daarbij zal gebruik gemaakt worden van de continuïteitsvergelijkingen zoals deze in paragraaf 2.2 behandeld zullen worden. In 2.3 worden de elastische en in 2.4 de inelastische botsingsprocessen geïntroduceerd. Paragraaf 2.5 handelt over de warmtegeleiding.

In paragraaf 2.6 worden alle termen gecombineerd, waarna de continuïteitsvergelijking wordt toegepast om de transportbijdrage te berekenen. Een aantal termen in de vergelijking worden op hun grootte afgeschat, uitgaande van een cylinder-symmetrisch plasma, om na te gaan welke al a priori te verwaarlozen zijn. Daarbij zal vooruitgelopen worden op de resultaten in hoofdstuk 5.

Bij het opstellen van de balansvergelijkingen wordt uitgegaan van de volgende veronderstellingen;

- 1 De Maxwellisatie-tijd is kort ten opzichte van alle andere relevante tijdschalen.
- 2 De snelheidsverdeling is Maxwell's.
- 3 Alle deeltjestemperaturen zijn ongeveer gelijk; dat wil zeggen: $T_e \approx T_i^+ \approx T_i^{++} \approx T_o$.
- 4 Bij botsingen van lichte deeltjes met zware wordt de recoil verwaarloosd.
- 5 De aangeslagen niveaus van ArII vertonen geen interactie met ArI, het grondniveau wel. Dit grondniveau is in evenwicht met de aangeslagen toestanden van ArI.
- 6 De systemen ArI (neutraal) en ArII (eenmaal geïoniseerd) verkeren, inclusief het grondniveau van ArIII (tweemaal geïoniseerd) in PLTE. Dit houdt in dat de grondniveaus overbezet kunnen zijn ten opzichte van de aangeslagen niveaus, maar dat deze aangeslagen niveaus alle nauwelijks overbezet zijn.
- 7 Het plasma is cylindersymmetrisch en axiaal homogeen. Er is geen extern aangelegd magneetveld. Randeffecten aan de uiteindes van het plasmakanaal kunnen verwaarloosd worden, omdat de lengte vele malen groter is dan de diameter.

In bovenstaande zijn de volgende definities gebruikt:

- T_e = Electronentemperatuur
- T_0 = Neutralentemperatuur
- T_i^+ = Temperatuur der eenwaardige ionen
- T_i^{++} = Temperatuur der tweewaardige ionen

In de paragrafen 2.1.1 en 2.1.2 worden enige van voornoemde uitgangspunten nog nader toegelicht.

2.1.1 Deeltjestemperaturen

Als men de bezettingen van grondniveaux en aangeslagen niveaux logaritmisch tegen de excitatie-energie uitzet ontstaat er een zgn. Boltzmannplot.

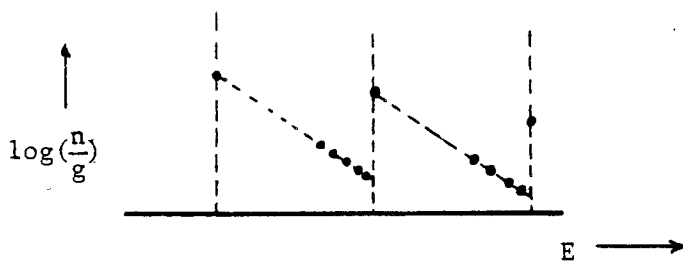


Fig. 2.1 : Boltzmann-plot voor ArI en ArII.

De helling van de lijn is gelijk aan $-1/kT_e$. Wordt nu T_e groter, dan wordt de helling van de lijn kleiner, zodat de overbezetting van het grondniveau instantaan groter wordt. Het plasma wordt dan meer ioniserend. De ionisaties die dan volgen gaan voornamelijk ten koste van de kinetische energie van de electronen, waardoor de electronentemperatuur weer zal dalen. Op deze manier is feitelijk een tegenkoppeling van de afwijkingen van de electronentemperatuur van de evenwichtswaarde ontstaan.

Deze tegenkoppeling zorgt ervoor dat veranderingen in de electronentemperatuur geremd worden. Ondertussen kunnen de zware deeltjes dan door de grote botsingsfrequenties gemakkelijk naar de electronentemperatuur toe relaxeren. Ter illustratie volgen nu enige representatieve energierelaxatietijden bij standaardcondities van de cascadeboog ($T_e = 1 \text{ eV}$, $n_e = 8 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$).

relaxatietijd	e - e	: 2.5.10 ⁻¹³	sec.
"	e - i	: 2.10 ⁻⁸	sec.
"	i - i	: 1.10 ⁻¹⁰	sec.

Vooruitlopend op hoofstuk 5 wil ik nu reeds vermelden dat de karakteristieke stijgtijden in het experiment in de orde van 10^{-4} sec liggen. De relaxatietijden zijn dus kort genoeg om het plasma als quasi-stationair te mogen beschouwen. De instelling van het temperatuur-evenwicht geschiedt snel ten opzichte van de dominante experimentele tijden.

2.1.2 P.L.T.E.

Met behulp van botsings-stralings-modellen (C.R.-modellen) kunnen bezettingen van aangeslagen niveaus worden berekend (Wil-83). Deze modellen houden rekening met alle botsings- en stalings-overgangen tussen de beschouwde niveaus, waarbij ook het ionniveau wordt betrokken. Het blijkt uit door Willems uitgevoerde computerberekeningen dat, bij de condities van het cascadeboog-plasma, de overbezettingsfactoren van de aangeslagen niveaus ordes kleiner zijn dan die van het grondniveau (Wil-83). Als voorbeeld zijn twee tabellen opgenomen, nl Tabel 2.1 voor ArII en Tabel 2.2 voor ArI. De overbezettingsfactor van het grondniveau is in beide voorbeelden 2 genomen. Het is evident dat de overbezettingen van de aangeslagen toestanden ordes lager liggen dan die van het grondniveau.

BEZETTINGEN ARCA II SPECTRUM KONCITIE NR 1

NE=1.64E+03 M-3, TE= 2.41 EV, NI=4.64E+22 M-3, NII=6.56E+22 M-3,
 TI= 2.41 EV, R=2.30E+03 M-LG=5.66E+01

NIVEAU	DE (EV)	G	M/G	DELTA BR	RO	RI	ESC
1	17.18	6	4.95E+18	9.02E-02	7.96E-01	2.06E+01	1.68E-02
2	18.30	12	3.22E+18	1.30E-01	7.02E-01	3.01E+01	1.35E-01
3	18.60	8	2.30E+18	1.11E-01	7.48E-01	2.55E+01	1.00E+00
4	18.70	10	2.72E+18	1.27E-01	7.03E-01	2.98E+01	2.30E-02
5	19.79	18	1.67E+18	8.47E-02	8.08E-01	1.94E+01	1.24E-01
6	20.20	14	1.41E+18	8.47E-02	8.08E-01	1.94E+01	1.00E+00
7	20.70	2	1.14E+18	8.47E-02	8.08E-01	1.94E+01	1.00E+00
8	21.30	14	8.71E+17	8.46E-02	8.09E-01	1.93E+01	1.00E+00
9	21.50	12	8.70E+17	8.44E-02	8.09E-01	1.93E+01	4.38E-01
10	22.70	18	4.95E+17	7.83E-02	8.15E-01	1.66E+01	6.36E-02
11	22.80	20	4.76E+17	8.09E-02	8.19E-01	1.84E+01	1.00E+00
12	23.20	14	4.02E+17	7.66E-02	8.06E-01	1.70E+01	1.00E+00
13	23.75	16	3.16E+17	7.76E-02	8.00E-01	1.95E+01	2.70E-02
14	23.80	24	3.12E+17	7.18E-02	8.41E-01	1.62E+01	1.00E+00
15	24.30	126	2.72E+17	6.40E-02	8.50E-01	1.44E+01	1.00E+00
16	24.70	18	2.00E+17	4.28E-02	8.07E-01	9.56E+02	1.00E+00
17	25.00	20	1.83E+17	3.46E-02	8.24E-01	7.76E+02	1.00E+00
18	25.30	24	1.60E+17	2.40E-02	8.48E-01	8.31E+02	1.00E+00
19	25.50	126	1.47E+17	2.44E-02	8.47E-01	8.45E+02	1.00E+00
20	25.60	24	1.28E+17	9.98E-03	8.79E-01	2.19E+02	1.00E+00
21	25.82	20	1.27E+17	8.84E-03	8.79E-01	2.16E+02	1.00E+00
22	26.30	20	1.03E+17	7.36E-03	8.23E-01	7.31E+02	1.00E+00

Tabel 2.1 : Dichtheden van de aangeslagen niveaus van ArII volgens het CR-model van Willems.

Het grondniveau is een factor 2 overbezet verondersteld.

AE=1.64E+23 M=3.17E-2 4.1 EV, AA=6.04E+10 M=3, AT=2.42E+22 M=3,
 TA= 2.41 EV, R=2.53E+03 M, LG=2.25E+01

NIVEAU	DE	G	N/G	DELTA	BR	RO	RI	ESC
1	11.55	5	1.09E+17	2.13E-03	1.00E+00	1.00E+00	1.00E+00	1.00E+00
2	11.62	3	1.63E+17	1.23E-02	1.00E+00	6.13E-05	2.48E-01	
3	11.72	1	1.57E+17	1.77E-07	1.00E+00	5.39E-05	1.00E+00	
4	11.83	3	1.50E+17	1.94E-07	1.00E+00	7.84E-05	9.31E-02	
5	13.10	16	8.87E+16	1.09E-02	1.00E+00	5.08E-05	1.70E+00	
6	14.01	60	6.08E+16	5.98E-04	1.00E+00	3.02E-05	1.78E-01	
7	14.08	12	7.90E+16	5.41E-04	1.00E+00	2.73E-05	2.10E-01	
8	14.51	36	4.93E+16	3.93E-04	1.00E+00	1.92E-05	1.00E+00	
9	14.78	60	4.41E+16	2.95E-04	1.00E+00	1.49E-05	1.00E+00	
10	14.84	12	4.25E+16	2.55E-04	1.00E+00	1.28E-05	1.00E+00	
11	14.91	64	4.18E+16	2.92E-04	1.00E+00	1.47E-05	1.00E+00	
12	15.03	16	3.98E+16	2.05E-04	1.00E+00	1.03E-05	1.00E+00	
13	15.15	60	3.79E+16	1.88E-04	1.00E+00	9.44E-06	1.00E+00	
14	15.18	12	3.73E+16	1.47E-04	1.00E+00	7.35E-06	1.00E+00	
15	15.21	24	3.68E+16	1.36E-04	1.00E+00	5.33E-06	1.00E+00	
16	15.28	36	3.58E+16	1.25E-04	1.00E+00	5.31E-06	1.00E+00	
17	15.34	64	3.49E+16	1.18E-04	1.00E+00	5.89E-06	1.00E+00	
18	15.36	12	3.46E+16	9.24E-05	1.00E+00	4.61E-06	1.00E+00	
19	15.38	64	3.44E+16	1.17E-04	1.00E+00	5.84E-06	1.00E+00	
20	15.42	36	3.38E+16	8.14E-05	1.00E+00	4.06E-06	1.00E+00	
21	15.45	60	3.33E+16	7.53E-05	1.00E+00	3.91E-06	1.00E+00	
22	15.47	12	3.31E+16	6.05E-05	1.00E+00	3.03E-06	1.00E+00	
23	15.48	64	3.29E+16	7.85E-05	1.00E+00	3.84E-06	1.00E+00	
24	15.51	36	3.26E+16	5.29E-05	1.00E+00	2.64E-06	1.00E+00	
25	15.53	60	3.23E+16	5.05E-05	1.00E+00	2.52E-06	1.00E+00	
26	15.54	12	3.22E+16	4.05E-05	1.00E+00	2.03E-06	1.00E+00	
27	15.55	64	3.21E+16	5.01E-05	1.00E+00	2.49E-06	1.00E+00	
28	15.56	36	3.18E+16	3.54E-05	1.00E+00	1.76E-06	1.30E+00	
29	15.58	60	3.16E+16	3.46E-05	1.00E+00	1.72E-06	1.00E+00	
30	15.59	12	3.15E+16	2.83E-05	1.00E+00	1.41E-06	1.00E+00	
31	15.59	64	3.15E+16	3.40E-05	1.00E+00	1.69E-06	1.00E+00	
32	15.60	36	3.13E+16	2.44E-05	1.00E+00	1.21E-06	1.00E+00	
33	15.61	60	3.12E+16	2.41E-05	1.00E+00	1.20E-06	1.00E+00	
34	15.62	12	3.11E+16	1.93E-05	1.00E+00	9.57E-07	1.00E+00	
35	15.62	64	3.11E+16	2.36E-05	1.00E+00	1.17E-06	1.00E+00	
36	15.63	36	3.09E+16	1.66E-05	1.00E+00	8.26E-07	1.00E+00	
37	15.64	60	3.08E+16	1.63E-05	1.00E+00	8.11E-07	1.00E+00	
38	15.64	12	3.08E+16	1.35E-05	1.00E+00	6.71E-07	1.00E+00	
39	15.65	64	3.07E+16	1.55E-05	1.00E+00	7.34E-07	1.00E+00	
40	15.65	36	3.07E+16	1.25E-05	1.00E+00	8.22E-07	1.00E+00	
41	15.66	60	3.06E+16	1.24E-05	1.00E+00	8.15E-07	1.00E+00	
42	15.66	12	3.06E+16	1.06E-05	1.00E+00	5.25E-07	1.00E+00	
43	15.66	64	3.05E+16	1.23E-05	1.00E+00	6.09E-07	1.00E+00	
44	15.67	36	3.05E+16	9.38E-06	1.00E+00	4.65E-07	1.00E+00	
45	15.67	60	3.04E+16	9.34E-06	1.00E+00	4.63E-07	1.00E+00	
46	15.68	12	3.04E+16	7.74E-06	1.00E+00	3.84E-07	1.00E+00	
47	15.68	64	3.04E+16	5.23E-06	1.00E+00	4.58E-07	1.00E+00	
48	15.68	36	3.03E+16	7.66E-06	1.00E+00	3.60E-07	1.00E+00	
49	15.69	60	3.03E+16	7.68E-06	1.00E+00	3.61E-07	1.00E+00	

Tabel 2.2 :

Dichtheden van de aangeslagen niveaus van ArI volgens het CR-model van Willems.

Het grondniveau is een factor 2 overbezet verondersteld.

In bovenstaande tabellen zijn de volgende afkortingen voor de kolomaanduidingen gebruikt.

- NIVEAU : Het rangnummer van het niveau
- DE : Excitatie-energie vanaf het grondniveau
- G : Statistisch gewicht
- N/G : Niveaudichtheid per eenheid van statistisch gewicht.
- DELTA BR : Relatieve afwijking van de Saha-bezetting
 $DELTA BR = (n_d/n_{d,s}) - 1$
- RO, RI : De botsings-stralings coëfficiënten (Sij-83)
- ESC : Escapefactor van lijnstraling naar het grondniveau.

De conclusie die men uit deze computerberekeningen kan trekken is dat het cascadeboog-plasma ($T_e=2,4$ eV,

$n_e = 3 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$) vrijwel volledig in partieel lokaal thermisch evenwicht is, dat impliceert dat de overbezettingen van de aangeslagen niveaus zeer klein zijn. De in de inleiding gegeven veronderstelling omtrent het PLTE-concept is dus geldig. Dit komt overeen met de experimenten die Rosado heeft uitgevoerd aan een identieke cascadeboog (Ros-81).

Als aanvullende opmerking willen wij er nog op wijzen dat het klein zijn van de overbezettingen niet automatisch impliceert dat men ze nul mag stellen!

2.2 De continuïteitsvergelijking

2.2.1 Inleiding

Zoals uit de resultaten van de experimenten zal blijken is het noodzakelijk de continuïteitsvergelijking voor zowel het Argon-neutraal (ArI) als het Argon-ion (ArII) systeem op te stellen. Daarbij zal onderscheid gemaakt worden tussen het grondniveau en de geëxciteerde niveaus.

In paragraaf 2.2.2 worden de geëxciteerde niveaus van ArII behandeld, die in evenwicht zijn met het grondniveau van ArIII, het tweemaal geïoniseerde systeem. In 2.2.3 worden de aangeslagen toestanden van ArI beschouwd, en wordt de redenering voortgezet naar de grondtoestand van ArI.

In paragraaf 2.2.4 tenslotte wordt de invloed van ArI op het grondniveau van ArII bekeken, en kan de massabalans voor dit niveau afgeleid worden. In deze paragraaf wordt ook de continuïteitsvergelijking voor de elektronen en het grondniveau van ArIII opgesteld. De verschillende toestanden in beide systemen zijn schematisch weergegeven in figuur 2.2.

Men kan de continuïteitsvergelijkingen nu construeren door van elk optredend, te beschouwen, fysisch proces na te gaan welke deeltjesproductie resp. -eliminatie ermee gepaard gaat.

De nomenclatuur zal voor ArI in overeenstemming met Rosado (Ros-81) gekozen worden. ArII wordt volledig analoog benoemd, zij het dat elke relevante grootte nu voorzien is van een "+"-teken als superscript.

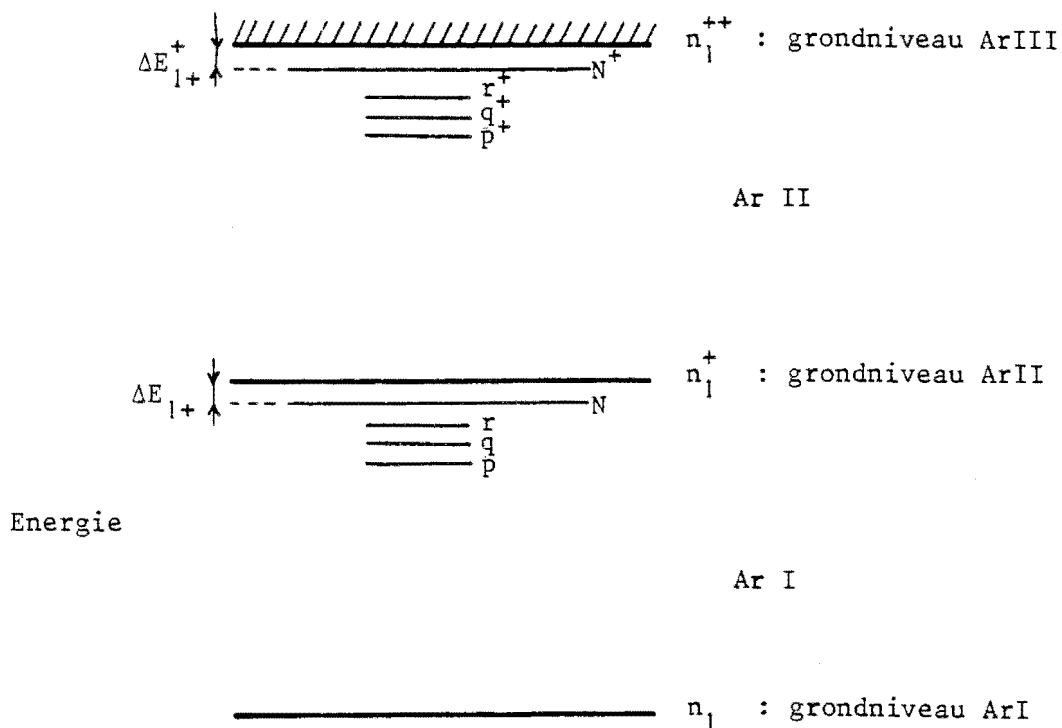


Fig. 2.2 : Schematische weergave van de energieniveaux van ArI en ArII.

N : Hoogste beschouwde toestand van het ArI systeem.
 De energie-afstand tussen N en het grondniveau van ArII is gelijk aan de ionisatiepotentiaalverlaging ΔE_{1+} van het ArI systeem.

N^+ : Analogon van N voor het ArII systeem.

n_1 : Dichtheid grondniveau ArI

n_1^+ : " " ArII

n_1^{++} : " " ArIII

n_p, n_q, n_r : " aangeslagen niveaux ArI

n_p^+, n_q^+, n_r^+ : " " " ArII

2.2.2 ArII : aangeslagen toestanden

De balansvergelijking voor een aangeslagen toestand n_q^+ in het ArII systeem luidt als volgt.

$$\frac{dn_q^+}{dt} = n_e \left(\sum_{p=1}^{q-1} (n_p^+ k_{pq}^+ - n_q^+ k_{qp}^+) - \sum_{r=q+1}^N (n_q^+ k_{qr}^+ - n_r^+ k_{rq}^+) + \right. \\ \left. - n_q^+ k_{q+}^+ + n_e n_l^{++} k_{+q}^{+(3)} \right) + \\ + n_e n_l^{++} k_{+q}^{+(2)} \Lambda_{+q}^+ - \sum_{p=1}^{q-1} n_q^+ A_{qp}^+ \Lambda_{qp}^+ + \sum_{r=q+1}^N n_r^+ A_{rq}^+ \Lambda_{rq}^+ \quad (2.9)$$

Hierin is $\frac{dn_q^+}{dt} = \frac{\partial n_q^+}{\partial t} + \nabla \cdot (n \underline{v}_q^+) = \int C \, d\underline{v}$ (2.10)

- n_e electronendichtheid
- k_{pq}^+ ratecoëfficiënt voor de botsingsovergang $p^+ \rightarrow q^+$
- k_{q+}^+ " " " botsingsionisatie $q^+ \rightarrow ++$
- $k_{+q}^{+(3)}$ " " " 3-deeltjesrecombinatie $+++ \rightarrow q^+$
- $k_{+q}^{+(2)}$ " " " 2- " " $+++ \rightarrow q^+$
- Λ_{+q}^+ ontsnappingsfactor voor recombinatiestraling $+++ \rightarrow q^+$
- Λ_{qp}^+ " " " lijnstraling $q^+ \rightarrow p^+$
- A_{qp}^+ overgangswaarschijnlijkheid van de stralingsovergang $q^+ \rightarrow p^+$

Absorptie van lijnstraling en foto-ionisatie wordt verrekend met de escape-factor Λ . Dit is echter een lokale benadering waarvan de geldigheid niet bewezen is.

Om in staat te zijn vergelijking (2.9) te vereenvoudigen worden een aantal definities, relaties en begrippen (A t/m D) ingevoerd.

A. Definieer de gereduceerde dichtheid b_q^+ van niveau q^+ , de relatieve afwijking δb_q^+ van de Saha-bezetting $n_{q,S}^+$, de Saha-coëfficiënt R_{q+}^+ als volgt:

$$b_q^+ = \frac{n_q^+}{n_{q,S}^+} \quad (2.11)$$

$$\delta b_q^+ = b_q^+ - 1 \quad (2.12)$$

$$R_{q+}^+ = \frac{n_e n_l^{++}}{n_{q,S}^+} = \frac{2 g_l^{++}}{g_q^+} \left(\frac{2 \pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{E_{l+}^+ - \Delta E_{l+}^+ - E_q^+}{k T_e} \right) \quad (2.13)$$

$$R_{rq}^+ = \frac{n_{r,S}^+}{n_{q,S}^+} = \frac{g_r^+}{g_q^+} \exp \left(- \frac{E_r^+ - E_q^+}{k T_e} \right) \quad (2.14)$$

waarin g_+^{++} = statistisch gewicht grondniveau ArIII
 g_q^+ = " " " niveau q^+
 ΔE_{1+}^+ = ionisatiepotentiaalverlaging Ar II

B. Volgens Drawin geldt (Dra-65)

$$\Delta E_{1+}^+ = 2.086 \cdot 10^{-11} \cdot Z_{\text{eff}} \cdot \sqrt{1 + \langle Z \rangle} \cdot \sqrt{\left(\frac{n_e}{T_e}\right)} \quad (\text{eV}) \quad (2.15)$$

Hierin is $\langle Z \rangle$ de genormeerde positieve ruimtelading volgens

$$\langle Z \rangle = n_e^{-1} \sum_i Z_i^2 n_i \quad (2.16)$$

en Z_{eff} de lading die het vertrekkende electron ondervindt. $Z_{\text{eff}} = 1$ voor ArI en 2 voor ArII. n_e en T_e zijn uitgedrukt in SI-eenheden.

C. Indien men het principe van "detailed balancing" toepast op een botsingsovergang $p^+ \rightarrow q^+$ volgt er

$$n_{p,S}^+ k_{pq}^+ = n_{q,S}^+ k_{qp}^+ \quad (2.17)$$

Substitutie van definitie (2.11) geeft

$$\frac{n_p^+}{b_p^+} k_{pq}^+ = \frac{n_q^+}{b_q^+} k_{qp}^+ \quad (2.18)$$

Voor de term in (2.9) die de excitatie-dexcitatie beschrijft volgt er dan (uitgedrukt in de Saha-bezetting $n_{q,S}^+$)

$$\begin{aligned} n_p^+ k_{pq}^+ - n_q^+ k_{qp}^+ &= n_q^+ k_{qp}^+ \left(\frac{b_p^+}{b_q^+} - 1 \right) = n_{q,S}^+ k_{qp}^+ (b_p^+ - b_q^+) = \\ &= n_{q,S}^+ k_{qp}^+ (\delta b_p^+ - \delta b_q^+) \end{aligned} \quad (2.19)$$

D. Een analoog betoog is geldig voor de combinatie van botsingsionisatie en 3-deeltjesrecombinatie.

$$-(n_q^+ k_{q+}^+ - n_e n_l^{++} k_{+q}^{+(3)}) = -n_{q,S}^+ k_{q+}^+ \delta b_q^+ \quad (2.20)$$

Immers volgens het principe van "detailed balancing" geldt

$$n_e n_{q,S}^+ k_{q+}^+ = n_e^2 n_l^{++} k_{+q}^{+(3)}$$

zodat volgt

$$\begin{aligned} -(n_q^+ k_{q+}^+ - n_e n_l^{++} k_{+q}^{+(3)}) &= -n_{q,S}^+ \left(\frac{n_q^+}{n_{q,S}^+} - 1 \right) k_{q+}^+ = -n_{q,S}^+ (b_q^+ - 1) k_{q+}^+ = \\ &= -n_{q,S}^+ k_{q+}^+ \delta b_q^+ \end{aligned}$$

Substitutie van de resultaten A t/m D in de balansvergelijking (2.9) voor niveau q^+ geeft na deling door $n_{q,S}^+$ de volgende vergelijking.

$$\frac{1}{n_{q,S}^+} \frac{dn_q^+}{dt} = n_e \left\{ \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq q}}^{N^+} \overset{\text{exc.-deexc.}}{(\delta b_i^+ - \delta b_q^+)} k_{qi}^+ - k_{q+}^+ \delta b_q^+ \right\} +$$

$$+ R_{q+}^+ k_{q+}^{+(2)} \Lambda_{+q}^+ - \sum_{p=1}^{q-1} \overset{\text{spont. em.}}{(1 + \delta b_q^+)} A_{qp}^+ \Lambda_{qp}^+ +$$

$$+ \sum_{r=q+1}^{N^+} \overset{\text{casc. str.}}{(1 + \delta b_r^+)} R_{rq}^+ A_{rq}^+ \Lambda_{rq}^+ \quad (2.21)$$

Conform de uitgangspunten van paragraaf 2.1 wordt er nu het PLTE-model ingevoerd, dat impliceert

$$\delta b_q^+ \ll 1 \quad \text{voor } q \neq 1$$

Voor een niveau q^+ dat niet al te hoog in het spectrum ligt volgt er dan voor $q \neq 1$,

$$\frac{1}{n_{q,S}^+} \frac{dn_q^+}{dt} = n_e \delta b_1^+ k_{q1}^+ + R_{q+}^+ k_{q+}^{+(2)} \Lambda_{+q}^+ - n_e \delta b_q^+ K_q^+ +$$

$$- \sum_{p=1}^{q-1} \overset{\text{spont. em.}}{A_{qp}^+ \Lambda_{qp}^+} + \sum_{r=q+1}^{N^+} \overset{\text{casc. stral.}}{R_{rq}^+ A_{rq}^+ \Lambda_{rq}^+} \quad (2.22)$$

$$K_q^+ = \sum_{r>q}^{N^+} k_{qr}^+ + k_{q+}^+$$

Voor het grondniveau ($q=1$) dient de vergelijking uitgebreid te worden met termen die de interactie met ArI weergeven, conform veronderstelling 5 van par. 2.1. Om deze termen te kunnen evalueren moet eerst het ArI-systeem besproken worden.

2.2.3 ArI : grond- en aangeslagen niveaus

Ervan uitgaande dat het grondniveau van ArII in evenwicht is met de aangeslagen niveaus van ArI (par. 2.1, veronderstelling 5) kan men naar analogie van paragraaf 2.2.2 de massabalans van de niveaus q van ArI opstellen. Vanwege de koppeling van ArI en ArII en de afwijkingen van LTE is het noodzakelijk de invloed van de overbezetting δb_1^+ van het grondniveau van ArII op de Saha-bezettingen van ArI nader te beschouwen.

Uitgaande van Saha-evenwicht is voor niveau q van ArI te schrijven

$$n_{q,S} = n_e n_{1,S}^+ \frac{g_q}{2g_1^+} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{-3/2} \exp\left(\frac{E_{1+} - \Delta E_{1+} - E_q}{kT_e} \right) \quad (2.23)$$

Voor de werkelijke bezetting $n_{q,S}^*$ (zie fig. 2.3), die gekoppeld is aan de werkelijke dichtheid n_1^+ van het grondniveau van ArII, geldt nu

$$n_{q,S}^* = n_e n_1^+ \frac{g_q}{2g_1^+} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{-3/2} \exp\left(\frac{E_{1+} - \Delta E_{1+} - E_q}{kT_e} \right) \quad (2.24)$$

Met behulp van de definitie van de relatieve afwijking δb_1^+ van de dichtheid van het ArII-grondniveau van zijn Saha-bezetting volgens vergelijking (2.12) volgt dan uit de verhouding van (2.23) en (2.24)

$$n_{q,S}^* = n_{q,S} (1 + b_1^+) \quad n_{q,S}^* = \frac{n_e n_1^+}{R_{q+}} \quad n_{q,S}^* = \frac{n_{r,S}^*}{R_{rq}} \quad (2.25)$$

Een en ander wordt gevisualiseerd in figuur 2.3 .

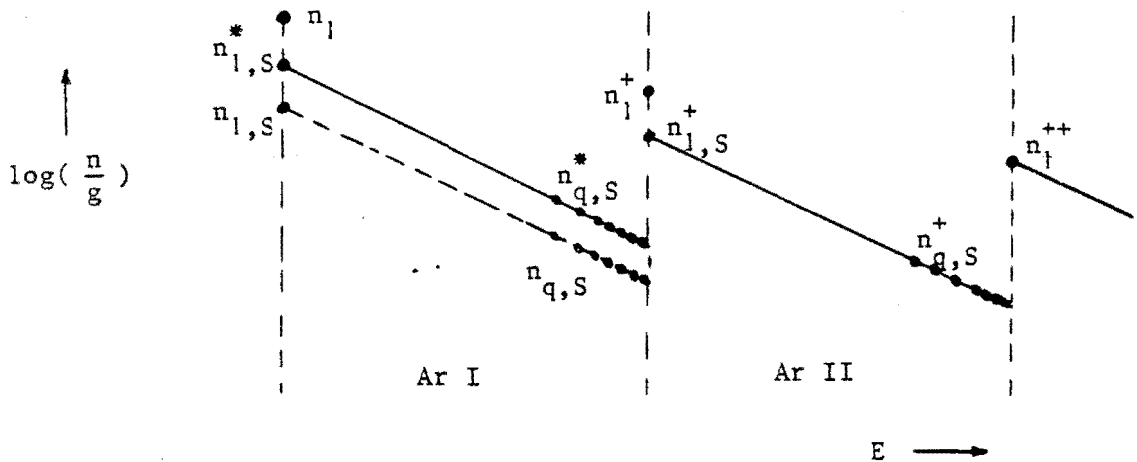


Fig. 2.3 : Boltzmann-plot ter illustratie van de Saha-bezettingen van de systemen ArI en ArII.

Indien men nu, analoog aan paragraaf 2.2.2, de processen wil beschrijven met Saha-bezettingen, dan moet men dus voor ArI de $n_{q,S}^*$ nemen en niet de $n_{q,S}$.

Uitgaande van definitie 2.24 kan men naar analogie van par. 2.2.2 dan het equivalent van vergelijking 2.22 afleiden voor de geexciteerde niveaus van ArI. Dan geldt voor een niveau q , niet te hoog in het spectrum, de volgende massabalans-vergelijking.

$$\begin{aligned}
\frac{1}{n_{q,S}^*} \frac{dn_q}{dt} = & \overset{\text{exc. grondn.}}{n_e \delta b_1 k_{q+}} + \overset{\text{stral. rec.}}{R_{q+} k_{+q}^{(2)} \Lambda_{+q}} - \overset{\text{netto exc.}}{n_e \delta b_q K_q} + \\
& - \sum_{p=1}^{q-1} \overset{\text{spont. em.}}{A_{qp} \Lambda_{qp}} + \sum_{r=q+1}^N \overset{\text{casc. str.}}{R_{rq} A_{rq} \Lambda_{rq}}
\end{aligned} \quad (2.26)$$

$$K_q = \sum_{r>q}^N k_{qr} + k_{q+}$$

waarbij de Saha-coëfficiënten R_{q+} en R_{rq} gedefinieerd zijn in (2.25)

Het grondniveau van ArI vertoont natuurlijk geen interactie met een lager systeem, zodat het gerechtvaardigd is uit het equivalent van vgl (2.21) de massabalans voor het grondniveau af te leiden. Indien men hierbij dan het principe van PLTE hanteert luidt het resultaat voor het grondniveau van ArI :

$$\begin{aligned}
\frac{1}{n_{1,S}^*} \frac{dn_1}{dt} = & n_e \left\{ \sum_{i=1}^N (-\delta b_1) k_{1i} - k_{1+} \delta b_1 \right\} + R_{1+k+1}^{(2)} \Lambda_{+1} + \\
& + \sum_{r=2}^N R_{r1} A_{r1} \Lambda_{r1}
\end{aligned} \quad (2.27)$$

Met behulp van de definitie van de totale ionisatie-coëfficiënt K_1 volgens

$$K_1 = \sum_{p=2}^N k_{1p} + k_{1+} \quad (2.28)$$

kan men (2.27) vereenvoudigen tot

$$\frac{dn_1}{dt} = - n_e n_{1,S}^* \overset{\text{exc. + ionis.}}{K_1 \delta b_1} + n_e n_1^+ \overset{\text{str. rec.}}{k_{+1}^{(2)} \Lambda_{+1}} + \sum_{r=2}^N n_r \overset{\text{reson. str.}}{A_{r1} \Lambda_{r1}} \quad (2.29)$$

Vergelijking 2.29 representeert de continuïteitsvergelijking voor het grondniveau van ArI.

2.2.4 Het ArII-grondniveau en de electronen

Voor het grondniveau van ArII dient men de interactie met het ArI systeem in rekening te brengen. De totale aanvoer van deeltjes vanuit het complete ArI spectrum naar het ArII-grondniveau wordt gegeven door

$$\left(\frac{dn_1^+}{dt} \right)_{\text{ArI} \rightarrow \text{II}} = \sum_{q=1}^N n_e n_{q,S}^* \overset{\text{bots. ionis.}}{k_{q+} \delta b_q} - \sum_{q=1}^N n_e n_1^+ \overset{\text{str. rec.}}{k_{+q}^{(2)} \Lambda_{+q}} \quad (2.30)$$

Dit resultaat bereikt men als men het analogon van vergelijking 2.9 sommeert over alle niveaus q . De wisselwerkingen binnen het ArI systeem vallen dan (door de sommatie) tegen elkaar weg.

Bij de eerste term in het rechterlid van (2.30) mag men nu niet stellen dat $\delta b_q = 0$ voor $q \neq 1$, omdat deze kleine overbezettingen δb_q alle vermenigvuldigd worden met een grote waarde van k_{q+} . De rate-coëfficiënt k_{q+} is namelijk voor $q \neq 1$ enige ordes groter dan voor $q=1$. Er wordt bovendien nog eens gesommeerd over een groot aantal van dergelijke producten. De term kan echter niet exact berekend worden wegens de onbekendheid van de overbezettingen δb_q . Door de volgende beschouwing kan men de term echter op een verantwoorde wijze afschatten.

De overbezettingen van de aangeslagen niveaus worden in stand gehouden door stralingsrecombinatie en cascadestraling. Aanlevering van onderaf wordt veroorzaakt door de overbezetting van het grondniveau.

Indien men nu de geexciteerde toestanden van ArI en het grondniveau van ArII als een systeem beschouwt, dat onderling in evenwicht is, kan men stellen dat de stralingsrecombinatie naar aangeslagen niveaus van ArI volledig gevoed wordt door botsingsaanvoer (netto) vanaf dezelfde geexciteerde toestanden in ArI. Men hoeft dan alleen de aanvoer naar ArII vanuit de aangeslagen niveaus van ArI mee te nemen die oorspronkelijk van het grondniveau van ArI komt.

Zoals blijkt uit tabel 2.1 neemt de overbezetting af bij stijgende excitatieenergie. De niveaus die het dichtst bij het grondniveau liggen worden er het meest door beïnvloed, en zijn tevens het sterkst overbezet. Afgezien van een klein deel van deze overbezetting, dat in stand gehouden wordt door de straling die op dat niveau uitkomt, wordt ze voornamelijk gebruikt om een netto botsingsstroom naar "boven" mogelijk te maken, die verantwoordelijk is voor de stapsgewijze ionisatie.

De overbezetting van het grondniveau van ArI heeft een netto ontvolking van dit niveau door een surplus aan botsings-excitatie en -ionisatie tot gevolg. Deze deeltjesstroom wordt enerzijds gebruikt om straling naar het grondniveau mogelijk te maken (de resonantiestraling) en anderzijds om een overbezetting van de geexciteerde toestanden in stand te houden, die op zijn beurt weer, zoals eerder reeds betoogd is, voornamelijk leidt tot stapsgewijze ionisatie.

Men kan dus stellen dat de overbezetting van het grondniveau de "vader" is van (een groot gedeelte van) de overbezettingen van de geexciteerde niveaus, en de "verwekker" is van de straling (naar het grondniveau). Indien men nu afschat dat de fractie van de ontvolking van het ArI-grondniveau die door straling terugvalt naar dat grondniveau zich verhoudt tot de doorgaande fractie als de verhouding van de geexciteerde dichtheden samen tot de iondichtheid, kan men vergelijking (2.30) herschrijven als:

$$\left(\frac{dn_1^+}{dt} \right)_{\text{ArI} \rightarrow \text{II}} = n_e n_{1,S}^* \overset{\text{bots. ionis.}}{\delta b_1 K_1} \frac{n_1^+}{n_{\text{ex}}^+ n_1^+} - \sum_{q=1}^N n_e n_1^+ \overset{\text{str. rec.}}{k_{+q}^{(2)}} \Lambda_{+q} \quad (2.31)$$

waarin

$$n_{\text{ex}} = \sum_{p=2}^N n_p \quad (2.32)$$

Als men nu het analogon van vgl (2.29) koppelt aan (2.31), dan resulteert de massabalans van het ArII-grondniveau.

$$\begin{aligned} \frac{dn_1^+}{dt} = & \overset{\text{exc. ArII}}{-n_e n_{1,S}^+ K_1^+ \delta b_1^+} + \overset{\text{str. rec. ArII}}{n_e n_1^{++} k_{+1}^{(2)} \Lambda_{+1}^+} + \overset{\text{res. str. ArII}}{\sum_{r=2}^{N^+} n_r^+ A_{r1}^+ \Lambda_{r1}^+} + \\ & \overset{\text{ionis. ArI}}{+ n_e n_{1,S}^* K_1 \delta b_1 \frac{n_1^+}{n_{\text{ex}}^+ + n_1^+}} - \overset{\text{str. rec. ArI}}{\sum_{q=1}^N n_1^+ k_{+q}^{(2)} \Lambda_{+q}^+ n_e} \end{aligned} \quad (2.33)$$

Volledig analoog aan de voorgaande betogen kan men nu de deeltjesbalans voor de electronen opstellen.

$$\begin{aligned} \frac{dn_e}{dt} = & \overset{\text{exc. ion. ArI}}{n_e n_{1,S}^* K_1 \delta b_1 \frac{n_1^+}{n_{\text{ex}}^+ + n_1^+}} + \overset{\text{exc. ion. ArII}}{n_e n_{1,S}^+ K_1^+ \delta b_1^+ \frac{n_1^{++}}{n_{\text{ex}}^+ + n_1^{++}}} + \\ & \overset{\text{str. rec. ArI}}{-\sum_{q=1}^N n_1^+ k_{+q}^{(2)} \Lambda_{+q}^+ n_e} - \overset{\text{str. rec. ArII}}{\sum_{q=1}^{N^+} n_1^{++} k_{+q}^{(2)} \Lambda_{+q}^+ n_e} \end{aligned} \quad (2.34)$$

waarin de volgende definities gebruikt zijn.

$$n_{\text{ex}}^+ = \sum_{q=2}^{N^+} n_p^+ \quad ; \quad K_1^+ = \sum_{q=2}^{N^+} k_{1q}^+ + k_{1+}^+ \quad (2.35)$$

Voor de tweewaardige ionen volgt de deeltjesbalans:

$$\frac{dn_1^{++}}{dt} = \overset{\text{ionis. ArII}}{n_e n_{1,S}^+ \delta b_1^+ K_1^+ \frac{n_1^{++}}{n_{\text{ex}}^+ + n_1^{++}}} - \overset{\text{str. rec. ArII}}{\sum_{q=1}^{N^+} n_1^{++} k_{+q}^{(2)} \Lambda_{+q}^+ n_e} \quad (2.36)$$

Hierbij is van het ArIII systeem alleen het grondniveau beschouwd.

2.3 De energiebalans: elastische termen

2.3.1 Inleiding

De energiebalansvergelijking (2.8) bevat in het rechterlid een term Q , welke de energiewinst van de betreffende deeltjessoort door botsingen met andere deeltjessoorten

representeert. Voor elk te beschouwen fysisch proces neemt de bijdrage in Q de vorm aan van het product van het aantal processen dat er per tijdseenheid plaatsvindt met de hoeveelheid energie die er per proces overgedragen wordt.

In het kader van de elastische botsingstermen kan men twee effecten onderscheiden. Ten eerste zal er impuls- en ook energie-overdracht plaatsvinden tussen twee deeltjeszwermen die met verschillende driftsnelheden door elkaar bewegen. Dit effect zal voornamelijk optreden tussen electronen en ionen, omdat hun driftsnelheden tegengesteld gericht zijn en hun interactie sterk is. De brontermen die uit dit effect voortvloeien staan in paragraaf 2.3.2.

Een tweede verschijnsel is de energieuitwisseling tussen twee deeltjeszwermen waarvan de temperaturen van elkaar verschillen. Het plasma streeft naar uniformiteit van temperatuur (zie par. 2.1.1) en zal proberen door energieuitwisseling temperatuurverschillen te minimaliseren. De termen die hieruit volgen staan beschreven in paragraaf 2.3.3.

2.3.2 Verschillende driftsnelheden

De bronterm voor de electronen-energiebalans is te schrijven als het product van een kracht en een snelheid (Bra-65).

$$Q_{el,1} = \underline{R}_{ei} \cdot (\bar{w}_i - w_e) + \underline{R}_t \cdot (\bar{w}_i - w_e) \quad (2.37)$$

Hierin is:

\underline{R}_{ei} : de wrijvingskracht die de ionen op de electronen uitoefenen

\underline{R}_t : de kracht die de ionen op de electronen uitoefenen als gevolg van een temperatuurgradient

\bar{w}_i : de snelheid van de ionen in een met de electronen meebewegend coördinatenstelsel

De uitdrukkingen van Braginskii (Bra-65) voor de krachten \underline{R}_{ei} en \underline{R}_t luiden

$$\underline{R}_t = -\beta_0 n_e \nabla T_e \quad (2.38)$$

$$\underline{R}_{ei} = - \frac{m_e n_e}{\tau_{ei}} \alpha_0 (w_e - \bar{w}_i) \quad (2.39)$$

waarin

β_0, α_0 : factoren, afhankelijk van $\langle Z \rangle$, zie vgl (2.16)

τ_{ei} : botsingstijd tussen electronen en ionen

$\ln(\Lambda)$: de Coulomblogaritme

$$\tau_{ei} = \frac{3 \sqrt{m_e} (kT_e)^{3/2} (4\pi\epsilon_0)^2}{4\sqrt{2\pi} e^4 \ln(\Lambda) n_e \langle Z \rangle} \quad (2.40)$$

$$\ln(\Lambda) = \ln \frac{\lambda_D}{b_0} \quad (2.41)$$

met

b_0 minimale impactparameter

λ_D Debijelengte

Voor λ_D geldt

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT_e}{n_e e^2 (1 + \langle Z \rangle)}} \quad (2.42)$$

In de praktijk kan men $\ln(\Lambda)$ benaderen door $\ln(9 \cdot n_{\lambda D})$, met $n_{\lambda D}$ = aantal deeltjes in de Debije-bol, welke de Debijelengte als straal heeft.

Bij de definitie van de gemiddelde ionendrift-snelheid \bar{w}_i moet men er rekening mee houden dat er twee soorten ionen zijn: eenwaardige met dichtheid n_i^+ en driftsnelheid \bar{w}_i^+ en tweewaardige met dichtheid n_i^{++} en driftsnelheid \bar{w}_i^{++} . \bar{w}_i wordt gedefinieerd als het quotient van de totale positieve ladingsverplaatsing per tijdseenheid en de totale positieve ruimteladingsdichtheid, welke wegens de quasi-neutraliteit gelijk is aan $e \cdot n_e$, zodat

$$\bar{w}_i = \frac{n_i^+ \bar{w}_i^+ + 2 n_i^{++} \bar{w}_i^{++}}{e n_e} = \frac{n_i^+ \bar{w}_i^+ + 2 n_i^{++} \bar{w}_i^{++}}{n_e} \quad (2.43)$$

Voor de stroomdichtheid \underline{j} geldt

$$\underline{j} = -e (n_e \bar{w}_e - n_i^+ \bar{w}_i^+ - 2 n_i^{++} \bar{w}_i^{++}) = -e n_e (\bar{w}_e - \bar{w}_i) \quad (2.44)$$

Voor de kracht \underline{R}_{ei} is de definitie van Braginskii toegepast, zodat voor het elektrisch geleidingsvermogen σ dan ook de Braginskii-definitie genomen wordt, welke luidt:

$$\sigma = \frac{1}{\alpha_0} \frac{e^2 n_e \tau_{ei}}{m_e} \quad (2.45)$$

Verder geldt nog de microscopische wet van Ohm.

$$\underline{E} = \frac{\underline{j}}{\sigma} \quad (2.46)$$

waarin \underline{E} de elektrische veldsterkte is.

Indien men nu 2.44 substitueert in 2.39 en 2.37, en 2.45 in 2.46 resulteert de volgende uitdrukking voor de bijdrage Q in de electronenenergievergelijking

$$Q_{el} = \underline{j} \cdot \underline{E} - 3_0 e^{-1} \underline{j} \cdot \nabla T_e \quad (2.47)$$

Dit is de energie die de electronen winnen als gevolg van het feit dat er door de stilstaande electronenwolk (meebewegende waarnemer!) een wolk van ionen beweegt.

Indien men met de ionen meebeweegt ziet men een wolk van electronen passeren. Deze electronen zijn echter zeer licht ten opzichte van de ionen, en de energiewinst die de ionen verkrijgen door botsingen met de electronen ten gevolge van het in deze paragraaf besproken effect is dan ook zeer klein. Daarom zal het verwaarloosd worden.

2.3.3 Verschillende temperaturen

Een algemene uitdrukking voor de energieoverdracht Q_{ab} van deeltjessoort a naar deeltjessoort b is:

$$Q_{ab} = - \frac{3 m_a}{m_b} n_a \frac{1}{\tau_{ab}} k(T_a - T_b) \quad (2.49)$$

Hierin is

- $m_{a,b}$ massa van de deeltjes a resp. b
- $T_{a,b}$ temperatuur van de deeltjes a resp. b
- τ_{ab} gemiddelde botsingstijd voor impulsoverdracht tussen de deeltjes a en b.

In deze paragraaf willen wij ook de omlading behandelen. Omlading treedt op als er bij een botsing tussen twee zware deeltjes een electron van het ene deeltje naar het andere overgaat. We beschouwen in deze paragraaf alleen de elastische interacties. Omdat bij omlading (indien men afziet van de eventueel daarbij optredende excitatie) het aantal ionen en neutralen, evenals de kinetische energie, behouden blijft, beschouwen we omlading als een elastisch proces. In vergelijking 2.49 dient men dan de botsingstijd τ_{ab} te generaliseren met behulp van

$$\frac{1}{\tau_{ab}} = \frac{1}{\tau_{ab,el}} + \frac{1}{2\tau_{ab,oml}} = \frac{1}{\tau_{ab,el}} + \frac{1}{2} n_a \langle \sigma v \rangle^{oml.ab} \quad (2.50)$$

Hierin is

- $\tau_{ab,el}$ botsingstijd elastische botsingen
- $\tau_{ab,oml}$ botsingstijd voor omlading van a naar b
- $\langle \sigma v \rangle^{oml,ab}$ geïntegreerde totale crossectie voor omlading tussen a en b.

Opmerking: Het is niet gerechtvaardigd om hier, naar aanleiding van veronderstelling 3 van paragraaf 2.1 $T_a = T_b$ te stellen. Ten gevolge van kleine temperatuurverschillen kan er namelijk toch een grote energieoverdracht plaatsvinden.

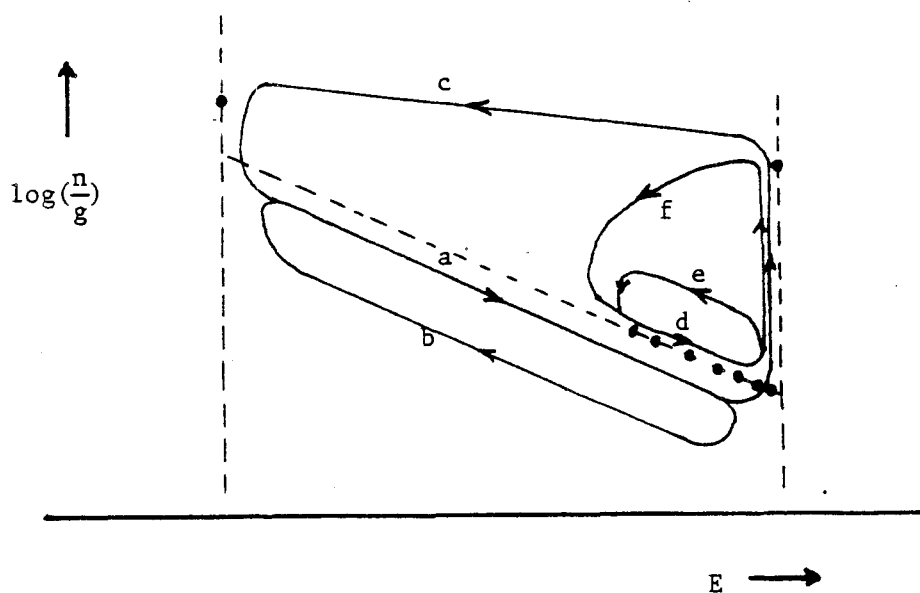
2.4 De energiebalans: inelastische termen

2.4.1 Inleiding

De inelastische processen die een rol spelen in de ontlading zijn excitatie, ionisatie, deexcitatie, recombinatie en remstraling. In de volgende paragrafen worden de verschillende mechanismen besproken.

Paragraaf 2.4.2 zal handelen over de inelastische botsingsprocessen, terwijl 2.4.3 de stralingsprocessen zal bespreken die optreden bij ionisatie en recombinatie. 2.4.4 handelt over de remstraling, terwijl lijnstraling in 2.4.5 aan de orde komt.

In figuur 2.4 zijn de verschillende inelastische deeltjesstromen schematisch weergegeven.

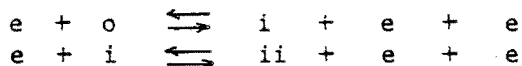


- a : netto directe en stapsgewijze botsingsexcitatie en ionisatie vanaf het grondniveau
- b : resonantiestraling naar het grondniveau
- c : stralingsrecombinatie naar het grondniveau
- d : netto botsingsexcitatie in het geexciteerde systeem
- e : cascadestraling
- f : stralingsrecombinatie naar geexciteerde niveaus

Figuur 2.4 : Schematische weergave van de niet in "detailed balancing" verkerende inelastische botsingsprocessen binnen een Boltzmann-plot.

2.4.2 Inelastische botsingen

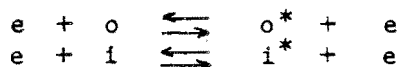
Bij de ionisatie door botsingen van snelle elektronen met neutralen resp. eenwaardige ionen spelen globaal gezien de volgende reacties een rol.



waarbij e = electron
 o = neutraal
 i = eenwaardig ion
 ii = tweewaardig ion

De terugwaartse reacties zijn ook mogelijk, en staan bekend onder de aanduiding "drie-deeltjesrecombinatie". De zware deeltjes die bij de reactie betrokken zijn kunnen zowel in een aangeslagen toestand als in de grondtoestand verkeren.

De excitatie en deëxcitatie door botsingen verloopt volgens analoge reacties.



waarbij o^* = geëxciteerd neutraal
 i^* = " ion

De energie die de elektronen bij deze processen verliezen kan men berekenen door het aantal optredende processen te vermenigvuldigen met de bij de corresponderende overgangen horende excitatie- en ionisatieenergieën. Het resultaat luidt dan als volgt.

Ar II : excitatie en deëxcitatie

$$Q_{\text{exc. II}} = -n_e \sum_{p=1}^{N^+-1} \sum_{q=p+1}^{N^+} (n_p^+ k_{pq}^+ - n_q^+ k_{qp}^+) E_{pq}^+ \quad (2.51)$$

Ar II : ionisatie en drie-deeltjesrecombinatie

$$Q_{\text{ion. II}} = -n_e \sum_{p=1}^{N^+} (n_p^+ k_{p+}^+ - n_e n_l^{++} k_{+p}^{+(3)}) E_{p+}^+ \quad (2.52)$$

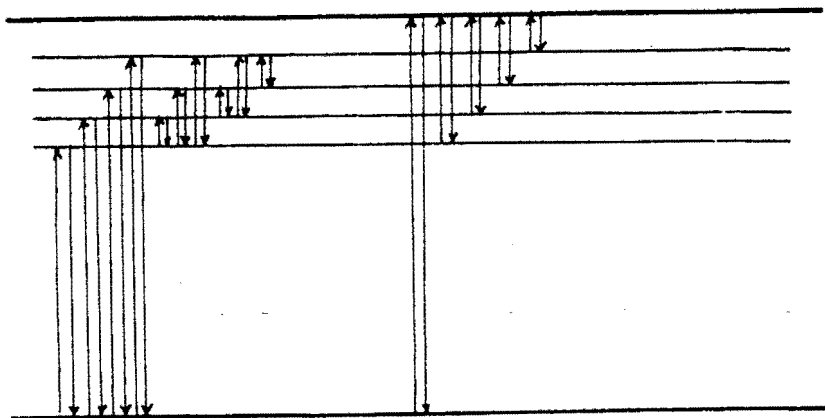


Fig. 2.5 :
 Schematische weergave
 van excitatie, deëxcitatie,
 ionisatie en 3-deeltjes-
 recombinatie volgens de
 vergelijkingen 2.51
 t/m 2.54.

vgl. 2.51 en 2.53

vgl. 2.52 en 2.54

Ar I : excitatie en deexcitatie

$$Q_{\text{exc.I}} = -n_e \sum_{p=1}^{N-1} \sum_{q=p+1}^N (n_p k_{pq} - n_q k_{qp}) E_{pq} \quad (2.53)$$

Ar I : ionisatie en drie-deeltjesrecombinatie

$$Q_{\text{ion.I}} = -n_e \sum_{p=1}^N (n_p k_{p+} - n_e n_1^+ k_{+p}^{(3)}) E_{p+} \quad (2.54)$$

waarin E_{pq} = energieverval tussen de niveaus p en q
 E_{pq}^+ = " " " " " p+ en q+

Voor definitie van de dichtheden n_p, n_q zie par.2.2.3 en fig. 2.2 .

Vult men nu in 2.51 t/m 2.54 naar analogie van paragraaf 2.2.2 de betrekkingen 2.11 , 2.12 , 2.19 en 2.20 in (detailed balancing en de gereduceerde Saha-bezettingen) dan resulteert voor het totale energieverlies van de electronen door inelastische botsingen de volgende uitdrukking.

$$\begin{aligned} Q_{\text{inel}}^e = & -n_e \sum_{p=1}^{N^+-1} \sum_{q=p+1}^{N^+} n_{p,S}^+ k_{pq}^+ E_{pq}^+ (\delta b_p^+ - \delta b_q^+) + \\ & -n_e \sum_{p=1}^{N-1} \sum_{q=p+1}^N n_{p,S}^* k_{pq} E_{pq} (\delta b_p - \delta b_q) + \\ & -n_e \sum_{p=1}^{N^+} n_{p,S}^+ k_{p+}^+ E_{p+}^+ \delta b_p^+ - n_e \sum_{p=1}^N n_{p,S}^* k_{p+} E_{p+} \delta b_p \end{aligned} \quad (2.55)$$

De uitvoering van deze sommatie levert praktische moeilijkheden op ten gevolge van de onbekendheid van de overbezettingen δb_q en δb_q^+ .

Conform het betoog in paragraaf 2.2.4 mag men ook hier niet zonder meer de overbezettingen δb_q nul stellen voor $q \neq 1$, ondanks het feit dat binnen elke som de term met $q=1$

dominant is. Het is echter wel weer mogelijk een afschatting te geven analoog aan vgl. 2.32 .

Daartoe gaan we eerst van de onjuiste veronderstelling uit dat $\delta b_q = 0$ voor $q \neq 1$, dat impliceert dat cascadestraling en recombinatiestraling naar de geexciteerde niveaus verwaarloosd wordt. De schatting voor Q , de bijdrage van de inelastische botsingen in de elektronenenergiebalans, is dan nu ook een onderschatting, en luidt als volgt.

$$Q_{inel}^e = - n_e n_{1,S}^* \delta b_1 K_1 \langle E \rangle - n_e n_{1,S}^+ \delta b_1^+ K_1^+ \langle E^+ \rangle \quad (2.56)$$

waarin de effectieve excitatie-energieën $\langle E \rangle$ en $\langle E^+ \rangle$ als volgt gedefinieerd zijn.

$$\langle E \rangle \stackrel{?}{=} \frac{\sum_{p=2}^N k_{1p} E_{1p} + k_{1+} E_{1+}}{K_1} \quad \langle E^+ \rangle \stackrel{?}{=} \frac{\sum_{p=2}^{N^+} k_{1p}^+ E_{1p}^+ + k_{1+}^+ E_{1+}^+}{K_1^+} \quad (2.57)$$

Behalve stralingsverval naar geexciteerde niveaus is nu echter ook geen stapsgewijze ionisatie meegenomen.

Laten we nu eerst het energieverlies van de elektronen analyseren door directe en stapsgewijze excitatie en ionisatie vanaf het grondniveau. Veronderstel daartoe dat van de netto productie vanaf het grondniveau (door botsingen van zware deeltjes met elektronen) die in het geexciteerdenspectrum arriveert een fractie $n_{ex}/(n_{ex} + n_1^+)$ (voor ArI) naar het grondniveau vervalt via straling, en dat de rest, ter grootte van $n_1^+/(n_{ex} + n_1^+)$, doorioniseert.

Voor de energien $\langle E \rangle$ en $\langle E^+ \rangle$ kan men dan schrijven

$$\langle E \rangle = \frac{n_{ex} \overline{E_{ex}} + n_1^+ E_{1+}}{n_{ex} + n_1^+} \quad \langle E^+ \rangle = \frac{n_{ex}^+ \overline{E_{ex}^+} + n_1^{++} E_{1+}^+}{n_{ex}^+ + n_1^{++}} \quad (2.58)$$

waarbij de gemiddelde excitatieenergieën $\overline{E_{ex}}$ en $\overline{E_{ex}^+}$ gedefinieerd zijn volgens

$$\overline{E_{ex}} = \frac{\sum_{p=2}^N n_p E_{1p}}{n_{ex}} \quad \overline{E_{ex}^+} = \frac{\sum_{p=2}^{N^+} n_p^+ E_{1p}^+}{n_{ex}^+} \quad (2.59)$$

Men heeft dan alle botsingsprocessen verrekend die uitgaan van de grondtoestand. Een deel van de overbezettingen δb_q van de geexciteerde niveaus heeft men dan ook al verrekend, namelijk het deel dat zorgdraagt voor de stapsgewijze ionisatie (gevolgd door afvoer van ionen (en geexciteerden) door transport of stralingsverval naar het grondniveau). Het deel van de geexciteerde overbezettingen dat in stand gehouden wordt door stralingsverval naar geexciteerde niveaus heeft men nu echter nog niet verrekend. Het is het eenvoudigst om deze

straling dan maar apart in rekening te brengen. Dit zal gebeuren in paragraaf 2.4.3.

Nu zal worden overgegaan tot het bepalen van de consequenties van de inelastische botsingen voor de energiebalansen van de zware deeltjes.

Bij elke ionisatie verdwijnt er een thermisch neutraal (resp. eenwaardig ion) en verschijnen er een electron zonder (extra) kinetische energie en een thermisch een- resp. tweewaardig ion, zie de veronderstellingen 3 en 4 van paragraaf 2.1.

Bij elke driedeeltjesrecombinatie verdwijnt er een electron, wiens kinetische energie overgaat op het tweede electron, en ook een ion, terwijl er een neutraal resp. een eenwaardig ion ontstaat.

De aantallen deeltjes die verdwijnen resp. verschijnen volgen uit de continuïteitsvergelijkingen van paragraaf 2.2, waarbij we moeten bedenken dat alleen de vergelijkingen voor het grondniveau beschouwd worden.

De eerste term van het rechterlid van vgl. 2.29 stelt het netto aantal neutralen voor dat door excitatie-deexcitatie het ArI grondniveau verlaat.

De eerste term van vgl. 2.33 stelt het aantal eenwaardige ionen voor dat uit het ArII grondniveau vertrekt, de vierde term het aantal eenwaardige ionen dat vanuit het ArI systeem door netto botsingsionisatie wordt aangevoerd.

Het aantal eenwaardige ionen dat vanuit ArII aangevoerd wordt in het ArIII grondniveau is gelijk aan de eerste term van 2.36. Daar het ArIII systeem niet voorbij het grondniveau beschouwd wordt komt er geen term die het surplus aan botsings-excitatie en -ionisatie vanaf het ArIII grondniveau naar "boven" weergeeft.

Indien men deze termen vermenigvuldigt met de desbetreffende thermische energieën, en meteen veronderstelling 3 van paragraaf 2.1 toepast, waardoor deze energieën alle gelijk zijn aan $3/2(kT)$, resulteren voor de energiebalansen van de zware deeltjes de volgende uitdrukkingen.

Neutralen

$$Q_1 = - n_e n_{1,S}^* \delta b_1 K_1 \frac{3}{2} k T \quad (2.60)$$

Eenwaardige ionen

$$Q_1^+ = \left(- n_e n_{1,S}^+ \delta b_1^+ K_1^+ + n_e n_{1,S}^* \delta b_1 K_1 \frac{n_1^+}{n_{ex}^+ + n_1^+} \right) \frac{3}{2} k T \quad (2.61)$$

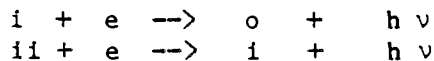
Tweewaardige ionen

$$Q_1^{++} = n_e n_{1,S}^+ \delta b_1^+ K_1^+ \frac{n_1^{++}}{n_{ex}^+ + n_1^{++}} \frac{3}{2} k T \quad (2.62)$$

Voor de electronen wordt het energieverlies door de totale inelastische botsingsprocessen volledig gegeven door 2.56 en de te nog te behandelen stralingsrecombinatie en cascadestraling naar geexciteerde niveaus. De electronen die ontstaan bij ionisatie hebben geen energie, terwijl bij 3-deeltjesrecombinatie de thermische energie van het verdwijnende electron overgenomen wordt door het tweede electron, zodat op zichzelf de productie van electronen door botsings-ionisatie geen invloed heeft op de electronenenergiebalans.

2.4.3 Stralingsprocessen: free-bound

De straling die door het plasma wordt geproduceerd is onder te verdelen in lijnstraling en continuümstraling. De laatste is weer onder te verdelen in remstraling ofwel free-free straling en recombinatiestraling ofwel free-bound straling. Deze paragraaf handelt over de laatste. De reacties die een rol spelen bij de stralingsrecombinatie zijn:



De zware deeltjes aan de rechterkant van de reactiepijl kunnen zowel in de grondtoestand als in een aangeslagen toestand verkeren. Het stralingsquant $h\nu$ heeft een energie die gelijk is aan de som van de betreffende ionisatie-energie en de thermische energie van het bij de reactie betrokken electron. Voor de electronenenergiebalans is dan ook zowel het verlies van het thermische electron van belang, als, voorzover het recombinatie naar een aangeslagen toestand betreft (zie par. 2.4.2), de betreffende ionisatie-energie.

De omgekeerde reacties zijn ook mogelijk. Er wordt dan een stralingsquant ingevangen door een neutraal, dat daardoor geïoniseerd wordt. Dit proces heet foto-ionisatie. Als gevolg van dit proces zal een deel van de gegenereerde recombinatiestraling weer ingevangen worden. Dit zullen we in rekening brengen met een ontsnappingsfactor Λ , waarbij opgemerkt moet worden dat dit een locale benadering is. Deze geeft weliswaar niet in alle gevallen een goede beschrijving, maar is op de plasma-as gerechtvaardigd.

Indien men, conform de uitgangspunten van paragraaf 2.1, de recoil van de zware deeltjes verwaarloost, kan men stellen dat in de balansvergelijkingen voor de zware deeltjes alleen de verliezen aan thermische atomen en ionen aan de orde komen.

Al met al volgt uit het voorgaande dat men de termen in de verschillende energievergelijkingen eenvoudig kan afleiden door de corresponderende termen in de massabalansen te vermenigvuldigen met de bijbehorende energieën. De thermische energieën mag men dan, conform veronderstelling 3 (par. 2.1), alle gelijk nemen aan $3/2(kT)$.

Voor de bijdragen in de energiebalansen volgt dan

voor de neutralen

$$Q_{fb}^I = n_e n_i^+ k_{+i}^{(2)} \Lambda_{+i} \frac{3}{2} k T \quad (2.63)$$

voor de eenwaardige ionen

$$Q_{fb}^{1,+} = - n_e n_1^+ K_+^{(2)} \Lambda_+ \frac{3}{2} k T + n_e n_1^{++} k_{+1}^{(2)} \Lambda_{+1} \frac{3}{2} k T \quad (2.64)$$

voor de tweewaardige ionen

$$Q_{fb}^{1,++} = - n_e n_1^{++} K_+^{+(2)} \Lambda_+^+ \frac{3}{2} k T \quad (2.65)$$

voor de electronen

$$\begin{aligned} Q_{fb}^e = & - n_e n_1^+ K_+^{(2)} \Lambda_+ \frac{3}{2} k T - n_e n_1^{++} K_+^{+(2)} \Lambda_+^+ \frac{3}{2} k T + \\ & - n_e \sum_{q=2}^N n_1^+ k_{+q}^{(2)} \Lambda_{+q} E_{q+} - n_e \sum_{q=2}^N n_1^{++} k_{+q}^{+(2)} \Lambda_{+q}^+ E_{q+} \end{aligned} \quad (2.66)$$

waarbij de volgende definities gebruikt zijn

$$K_+^{(2)} \Lambda_+ = \sum_{p=1}^N k_{+p}^{(2)} \Lambda_{+p} \quad K_+^{+(2)} \Lambda_+^+ = \sum_{p=1}^{N^+} k_{+p}^{+(2)} \Lambda_{+p}^+ \quad (2.67)$$

De termen voor de zware deeltjes zijn niet onderling symmetrisch omdat alleen de grondniveaux worden beschouwd. Het grondniveau van ArI wordt alleen bevolkt door het grondniveau van ArII, terwijl de laatste zowel aan het grondniveau als aan de geexciteerde niveaux van ArI deeltjes verliest.

2.4.4 Stralingsprocessen: free-free

Indien een electron door Coulombinteractie met een ion of geïnduceerde dipoolinteractie met een neutraal wordt afgeremd, wordt er remstraling ofwel Brehmsstrahlung uitgezonden. Vooruitlopend op hoofdstuk 3 worden de in de literatuur gegeven formules (Ven-71) voor de spectrale intensiteit over de frequentie geïntegreerd, teneinde het energieverlies van de electronen door deze vorm van straling te berekenen. De zware deeltjes die de positieve of negatieve versnelling veroorzaken verliezen of ontvangen geen energie, omdat de recoil verwaarloosd wordt. Venugopalan geeft voor de $e-i$ verstrooiing

$$\epsilon_{ff,ei} = \frac{C_1}{\lambda^2} n_e^2 \langle Z \rangle T_e^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{hc}{kT_e \lambda}\right) \xi_{ff} \quad (2.68)$$

Hierin is

$$C_1 = \frac{16 \pi e^6}{3 c^2 (6 \pi m_e^3 k)^{\frac{1}{2}} (4 \pi \epsilon_0)^3} \quad (2.69)$$

ϵ_{ff} uitgezonden stralingsenergie per steradiaal, kubieke meter, seconde en golflengtegebied.

ξ_{ff} over de golflengte en de ionisatiegraad gemiddelde Bibermanfactor die de quantummechanische gevolgen van de afwijkingen van het waterstofsysteem weergeeft.

Geïntegreerd over alle ruimtehoeken en over de golflengte resulteert het energieverlies voor de electronen:

$$Q_{ff} = - 4 \pi C_1 n_e^2 \langle Z \rangle T_e^{+\frac{1}{2}} \frac{k}{hc} \xi_{ff} \quad (2.70)$$

Indien men voor ξ_{ff} de waarde 1,27 substitueert komt er

$$Q_{ff} = - 1,794 \cdot 10^{-40} n_e^2 \langle Z \rangle T_e^{+\frac{1}{2}} \quad (2.71)$$

waarbij T_e in Kelvin is uitgedrukt. Deze uitdrukking is vrijwel identiek aan die van Karzas en Latter (Kar-61), en aan door anderen gegeven formules (Sch-79).

2.4.5 Stralingsprocessen: lijnstraling.

Bij de lijnstraling gaat een neutraal of ion over van een bepaalde aangeslagen toestand naar een toestand met een lagere energie. Is deze laatste toestand het grondniveau, dan spreekt men van resonantiestraling, is ze een aangeslagen toestand, van cascadestraling. De vrije electronen spelen bij dit proces in principe geen enkele rol. Men moet echter toch, conform paragraaf 2.4.2, het energieverlies door cascadestraling meenemen voor de electronenenergievergelijking. Het resultaat luidt dan als volgt.

$$Q_{casc} = -\sum_{p=2}^{N-1} \sum_{q=p+1}^N n_p A_{qp} \Lambda_{qp} E_{pq} - \sum_{p=2}^{N^+-1} \sum_{q=p+1}^{N^+} n_p^+ A_{qp}^+ \Lambda_{qp}^+ E_{pq}^+$$

Door resonantiestraling worden er deeltjes in de grondtoestand geproduceerd, die de thermische energie hebben. Uit de massabalansen 2.29 en 2.33 kan men nu, door vermenigvuldiging van de lijnstralingsterm daarin met 3/2(kT), de brontermen voor de zware deeltjes afleiden. Er resulteert:

voor de neutralen:

$$Q_{bb}^1 = \frac{3}{2} k T \sum_{r=2}^N n_r A_{r1} \Lambda_{r1} \tag{2.72}$$

voor de eenwaardige ionen:

$$Q_{bb}^{1,+} = \frac{3}{2} k T \sum_{r=2}^{N^+} n_r^+ A_{r1}^+ \Lambda_{r1}^+ \tag{2.73}$$

Omdat het ArIII systeem niet beschouwd wordt dient er geen term voor lijnstraling binnen dit systeem geïntroduceerd te worden.

2.5 De warmtegeleiding

Deze paragraaf handelt niet over een bronterm, maar over een transportterm. In vgl. 2.8, de intrinsieke energiebalans, staat een warmtegeleidingsterm $\nabla \cdot \underline{q}$, waarbij \underline{q} geschreven kan worden als $\underline{q} = -\kappa \nabla T$; κ is hierin de warmtegeleidingscoëfficiënt.

Spitzer en Harm (Spi-53) hebben deze κ voor de electronen uitgerekend uitgaande van een volledig geïoniseerd plasma. Zij vonden (uitgedrukt in SI-eenheden)

$$\kappa = 28 \frac{m_e^2 k (\sqrt{3kT/m_e})^5 (4\pi\epsilon_0)^2}{e^4 \langle Z \rangle \ln(\Lambda)} \left(\frac{2}{3\pi}\right)^{3/2} \delta_T \quad (2.74)$$

Hierin is δ_T een constante die van $\langle Z \rangle$ afhangt. De auteurs geven een korte tabel voor deze constante.

$\langle Z \rangle$	δ_T
1	0,2252
2	0,3563
4	0,5133
16	0,7907
∞	1,0000

Het blijkt dat δ_T lineair afhankelijk is van de logarithme van $\langle Z \rangle$.

Mitchner en Kruger hebben deze formule in hun boek opgenomen, uitgaande van een enkelvoudig geïoniseerd plasma (Mit-73).

2.6 De energievergelijking

Men kan de gegevens uit de paragrafen 2.1 en 2.3-2.5 combineren, en de energievergelijking voor alle beschouwde deeltjessoorten opstellen. Het linkerlid is voor alle deeltjes hetzelfde, en wordt gegeven door 2.8. De bronterm Q is voor elke deeltjessoort anders. Het resultaat luidt dan als volgt.

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_a kT_a \right) + \frac{5}{2} kT_a \nabla \cdot (n_a \underline{w}_a) + \frac{3}{2} n_a \underline{w}_a \cdot \nabla kT_a - kT_a \underline{w}_a \cdot \nabla n_a + \underline{w}_a \cdot \nabla w_a + \gamma \cdot \underline{q}_a = Q_a \quad (2.75)$$

electronen :

$$\begin{aligned} Q_e = & \underline{j} \cdot \underline{E} - \beta_0 e^{-1} \underline{j} \cdot \nabla T_e - Q_{e,l} - Q_{e,l}^+ - Q_{e,l}^{++} - Q_{e,ex} + \\ & - n_e n_{l,S}^* \delta b_l K_l \langle E \rangle - n_e n_{l,S}^+ \delta b_l^+ K_l^+ \langle E^+ \rangle + \\ & - n_e n_l^+ K_+^{(2)} \Lambda_+ \frac{3}{2} kT_e - n_e n_l^{++} K_+^{+(2)} \Lambda_+ \frac{3}{2} kT_e - n_e \sum_{q=2}^N n_l^+ k_{+q}^{(2)} \Lambda_{+q} E_{q+} + \\ & - n_e \sum_{q=2}^N n_l^{++} k_{+q}^{+(2)} \Lambda_{+q}^+ E_{+q} - Q_{casc} - 4\pi C_l n_e^2 \langle Z \rangle T_e^{+\frac{1}{2}} \frac{k}{hc} \xi_{ff} \quad (2.76) \end{aligned}$$

neutralen :

$$\begin{aligned} Q_l = & - n_e n_{l,S}^* \delta b_l K_l \frac{3}{2} kT + n_e n_l^+ k_{+l}^{(2)} \Lambda_{+l} \frac{3}{2} kT + \sum_{r=2}^N n_r A_{rl} \Lambda_{rl} \frac{3}{2} kT + \\ & + Q_{e,l} + Q_{i,l} + Q_{i,l}^+ - Q_{l,ex} \quad (2.77) \end{aligned}$$

eenwaardige ionen :

$$\begin{aligned} Q_l^+ = & \frac{3}{2} kT \left(n_e n_{l,S}^* \delta b_l K_l \frac{n_l^+}{n_{ex}^+ + n_l^+} - n_e n_{l,S}^+ K_l^+ \delta b_l^+ \right) + Q_{e,l}^+ - Q_{i,i} - Q_{i,l}^+ - Q_{l,ex}^+ + \\ & + \frac{3}{2} kT \left(n_e n_l^{++} k_{+l}^{(2)} \Lambda_{+l} - n_e n_l^+ K_+^{(2)} \Lambda_+ \right) + \sum_{r=2}^{N^+} n_r^+ A_{rl}^+ \Lambda_{rl}^+ \quad (2.78) \end{aligned}$$

tweewaardige ionen :

$$\begin{aligned} Q_l^{++} = & n_e n_{l,S}^+ K_l^+ \delta b_l^+ \frac{n_l^{++}}{n_{ex}^+ + n_l^{++}} \frac{3}{2} kT + \\ & - n_e n_l^{++} K_+^{+(2)} \Lambda_{+l}^+ \frac{3}{2} kT + Q_{e,l}^{++} + Q_{i,i} - Q_{i,l}^{++} - Q_{l,ex}^{++} \quad (2.79) \end{aligned}$$

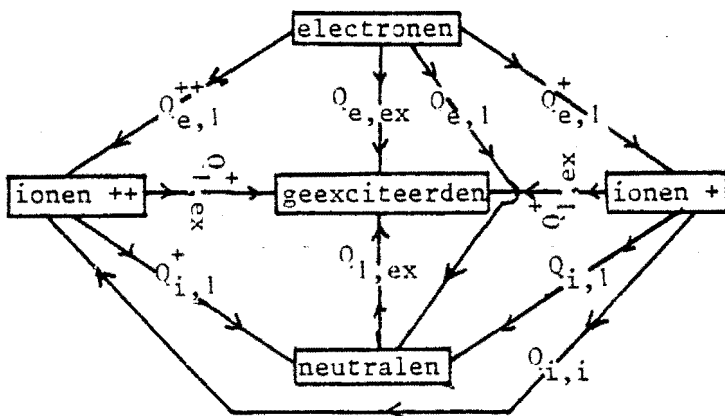


Fig. 2.6 :
Schematische weergave van de betekenis van de temperatuur-overdrachtstermen in de energie-vergelijkingen.

Elk van deze vergelijkingen bevat als onbekende termen de temperatuursuitwisseling en het transport. De transportterm die een factor $\nabla \cdot (\underline{n}\underline{w})$ bevat kan men met behulp van substitutie van de continuïteitsvergelijking van par. 2.2. omschrijven in volumetermen. Dan blijven nog over de viscositeit, warmtegeleiding en de termen met ∇n en ∇T .

Omdat de verhouding van de driftsnelheid en thermische snelheid veel kleiner is dan 1 is de viscositeit verwaarloosbaar.

De warmtegeleiding van de zware deeltjes is verwaarloosbaar ten opzichte van die van de electronen.

Indien men voor het radiale dichtheids- en temperatuurprofiel een Gaussisch verloop aanneemt voor het centrale deel van het plasma kan men aantonen dat de termen met ∇n en ∇T een factor (r^2/Λ^2) kleiner zijn dan de term met $\nabla \cdot (\underline{n}\underline{w})$. Hierbij is r de radiale positie en Λ de breedte van de het radiale profiel, welke enkele malen groter is dan de boogdiameter. Deze afschatting, in combinatie met veronderstelling 7 van paragraaf 2.1 (axiale homogeniteit), leidt tot de conclusie dat de termen met ∇n en ∇T , zeker op de plasma-as ($r=0$), verwaarloosd mogen worden.

Men kan dan vervolgens alle energiebalansen optellen. De termen die de uitwisseling van thermische energie als gevolg van temperatuursverschillen weergeven vallen dan alle tegen elkaar weg. Men moet echter wel impliciet de balansen voor de geexciteerde toestanden meenemen, die niet afzonderlijk zijn opgesteld.

Ook alle brontermen van de zware deeltjes vallen tegen elkaar weg. Deze zijn namelijk alle opgesteld aan de hand van het verdwijnen en verschijnen van deeltjes. Als er bijvoorbeeld bij ionisatie een neutraal verdwijnt, verschijnt er een ion. De "opgetelde" energievergelijking is dan ook ongevoelig voor dergelijke termen.

Indien men gebruik maakt van de betrekking

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2}nkT \right) = \frac{3}{2} kT \frac{\partial n}{\partial t} + n \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} kT \right) \quad (2.80)$$

kan de energievergelijking voor elke deeltjessoort, na substitutie van de continuïteitsvergelijking, geschreven worden als

$$- kT \frac{\partial n}{\partial t} + n \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} kT \right) + \frac{3}{2} \underline{n}\underline{w} \cdot \nabla kT - kT \underline{w} \cdot \nabla n + \underline{\Pi} : \underline{\nabla}\underline{w} + \nabla \cdot \underline{q} = Q - \frac{5}{2} kT \int C \underline{d}\underline{v} \quad (2.81)$$

Indien men dan uiteindelijk alle vergelijkingen optelt, en de hierboven besproken verwaarlozingen toepast, resulteert er voor het totaal het volgende.

$$\begin{aligned}
& - kT \frac{\partial}{\partial t} (n_e + n_1 + n_1^+ + n_1^{++}) + (n_e + n_1 + n_1^+ + n_1^{++}) \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} kT \right) + \nabla \cdot \underline{q}_e = \\
& = \underline{j} \cdot \underline{E} - n_e n_{1,S}^* K_1 E^* \delta b_1 - n_e n_{1,S}^+ K_1^+ E^{++} \delta b_1^+ + \\
& + n_e n_1^+ \{ K_+^{(2)} \Lambda_+ kT - (K_+^{(2)} - k_{+1}^{(2)}) \Lambda_+^* \overline{E}_{rec} \} + \\
& + n_e n_1^{++} \{ K_+^{+(2)} \Lambda_+^+ kT - (K_+^{+(2)} - k_{+1}^{+(2)}) \Lambda_+^{**} \overline{E}_{rec}^+ \} + \\
& - 4 \pi C_1 n_e^2 \langle Z \rangle T_e^{+1/2} \frac{k}{hc} \xi_{ff} - Q_{casc} \tag{2.82}
\end{aligned}$$

Hierbij is gebruik gemaakt van de volgende definities.

$$\Lambda_+^* \overline{E}_{rec} = \left\{ \sum_{p=2}^N k_{+p}^{(2)} \Lambda_{+p} E_{+p} \right\} / (K_+^{(2)} - k_{+1}^{(2)}) \tag{2.83}$$

$$\Lambda_+^{**} \overline{E}_{rec}^+ = \left\{ \sum_{p=2}^{N^+} k_{+p}^{+(2)} \Lambda_{+p}^+ E_{+p}^+ \right\} / (K_+^{+(2)} - k_{+1}^{+(2)}) \tag{2.84}$$

$$E^* = \langle E \rangle + \frac{n_1^+}{n_{ex}^+ + n_1^+} \frac{5}{2} kT = \frac{n_{ex} \overline{E}_{ex} + n_1^+ (E_{1+} + \frac{5}{2} kT)}{n_{ex} + n_1^+} \tag{2.85}$$

$$E^{**} = \langle E^+ \rangle + \frac{n_1^{++}}{n_{ex}^+ + n_1^{++}} \frac{5}{2} kT = \frac{n_{ex}^+ \overline{E}_{ex}^+ + n_1^{++} (E_{1+}^+ + \frac{5}{2} kT)}{n_{ex}^+ + n_1^{++}} \tag{2.86}$$

Bovenstaande vergelijking is nu in principe een gemodificeerde, tijdsafhankelijke Heller-Elenbaas vergelijking, die de energie-input $\underline{j} \cdot \underline{E}$ balanceert met het stralingsverlies en de warmtegeleiding. Het stralingsverlies is, voor wat het grondniveau betreft, geschreven als een botsingsterm. In deze botsingsterm is ook de expansie verrekend (de $5/2(kT)$). Bij deze verrekening heeft men nu echter het wegvangen van thermische electronen bij stralingsrecombinatie met een factor $5/3$ overschat, waarvoor dan ook weer gecorrigeerd wordt bij de stralingsrecombinatie-term.

3 MEETPRINCIPES

3.1 Inleiding

In dit hoofdstuk worden de fysische principes besproken van de meetmethodes die zijn gebruikt ter bepaling van de electronendichtheid (n_e) en -temperatuur (T_e).

Paragraaf 3.2 behandelt de continuümstraling (t.b.v. n_e), 3.3 de emissie en absorbtie van lijnstraling (t.b.v. T_e). Sectie 3.4 bespreekt de resistiviteit van het plasma (t.b.v. T_e).

Elke paragraaf wordt onderverdeeld in een gedeelte dat handelt over de theoretische aspecten, en een gedeelte waarin het gebruik als meettechniek wordt toegelicht.

3.2 Continuümstraling

3.2.1 Inleiding

De continuümissie bestaat uit een superpositie van continuümstralingen die vrijkomen bij een aantal verschillende processen. Deze processen zijn te verdelen in free-free (ff) ofwel Brehmsstrahlung en free-bound ofwel recombinatiestraling.

Brehmsstrahlung, ook wel remstraling genoemd, wordt uitgezonden als een vrij electron wordt afgeremd door electromagnetische wisselwerking met een ion of een neutraal. Bij wisselwerking tussen identieke deeltjes wordt, mits de betrokken snelheden niet relativistisch zijn, geen straling uitgezonden. De electromagnetische velden die door beide deeltjes worden opgewekt zijn even groot, maar in tegenfase. De invloed van de ruimtelijke scheiding wordt pas merkbaar bij relativistische snelheden.

Recombinatiestraling wordt opgewekt als een vrij electron onder uitzending van een foton recombineert met een een- of meermaal geïoniseerd ion. De energie van het foton is gelijk aan de som van de ionisatie-energie en de kinetische energie van het ingevangen electron.

3.2.2 Theorie

Vele auteurs hebben uitdrukkingen opgesteld voor de spectrale emissiviteit die door het plasma als continuümstraling wordt uitgezonden. De uitdrukkingen van Chapelle en Cabannes (Ven-71) voor de verschillende stralingsbijdragen kan men samenstellen tot

$$\epsilon_{\text{tot}} = \epsilon_{\text{ff}}^{\text{ei}} + \epsilon_{\text{ff}}^{\text{ea}} + \epsilon_{\text{fb}} \quad (3.1)$$

De diverse termen nader gespecificeerd zijn

$$\epsilon_{ff}^{ei} = \sum_Z \frac{C_1}{\lambda^2} \frac{n_e n_z}{T_e^{\frac{1}{2}}} Z^2 \exp\left(\frac{-hc}{kT\lambda}\right) \xi_{ff}(\lambda, T_e, Z) \quad (3.2)$$

$$\epsilon_{ff}^{ea} = \frac{C_2}{\lambda^2} n_a n_e T_e^{3/2} Q(T_e) \left(\left(1 + \frac{hc}{kT\lambda}\right)^2 + 1 \right) \exp\left(\frac{-hc}{kT\lambda}\right) \quad (3.3)$$

$$\epsilon_{fb} = \sum_Z \frac{C_1}{\lambda^2} \frac{n_e n_z}{T_e^{\frac{1}{2}}} Z^2 \left(1 - \exp\left(\frac{-hc}{kT\lambda}\right)\right) \frac{g_{z,1}}{U_z} \xi_{fb}(\lambda, T_e, Z) \quad (3.4)$$

met de constantes C1 en C2 als volgt gedefinieerd.

$$C_1 = \frac{16 \pi e^6}{3 c^2 (6 \pi m_e k)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} = 1,6321 \cdot 10^{-43} \frac{J m^4 K^{\frac{1}{2}}}{s sr} \quad (3.5)$$

$$C_2 = \frac{32 e^2}{3 c^2} \left(\frac{k}{2 \pi m_e}\right)^{3/2} \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} = 1,026 \cdot 10^{-7} \frac{J m^2}{K^{3/2} s sr} \quad (3.6)$$

Hierin is:

λ	golflengte		
n_e	electronendichtheid		
n_z	dichtheid z-maal geioniseerd systeem		
Z	ladingsgetal ion		
e	elementaire lading		
k	constante van Boltzmann		
ξ_{ff}	Bibermanfactor free-free straling		
ξ_{fb}	Bibermanfactor free-bound straling		
c	lichtsnelheid		
ϵ_0	dielectricische constante		
$g_{z,1}$	statistisch gewicht	grondniveau	Z-maal geioniseerd systeem
U_z	partitiefunctie Z-maal geioniseerd systeem		
$Q(T_e)$	electron-neutraal botsingsdoorsnede		

De Bibermanfactoren zijn afhankelijk van de temperatuur en de golflengte. Hofsaess heeft ze berekend en getabelleerd (Hof-78). Het resultaat is weergegeven in figuur 3.1 en figuur 3.2.

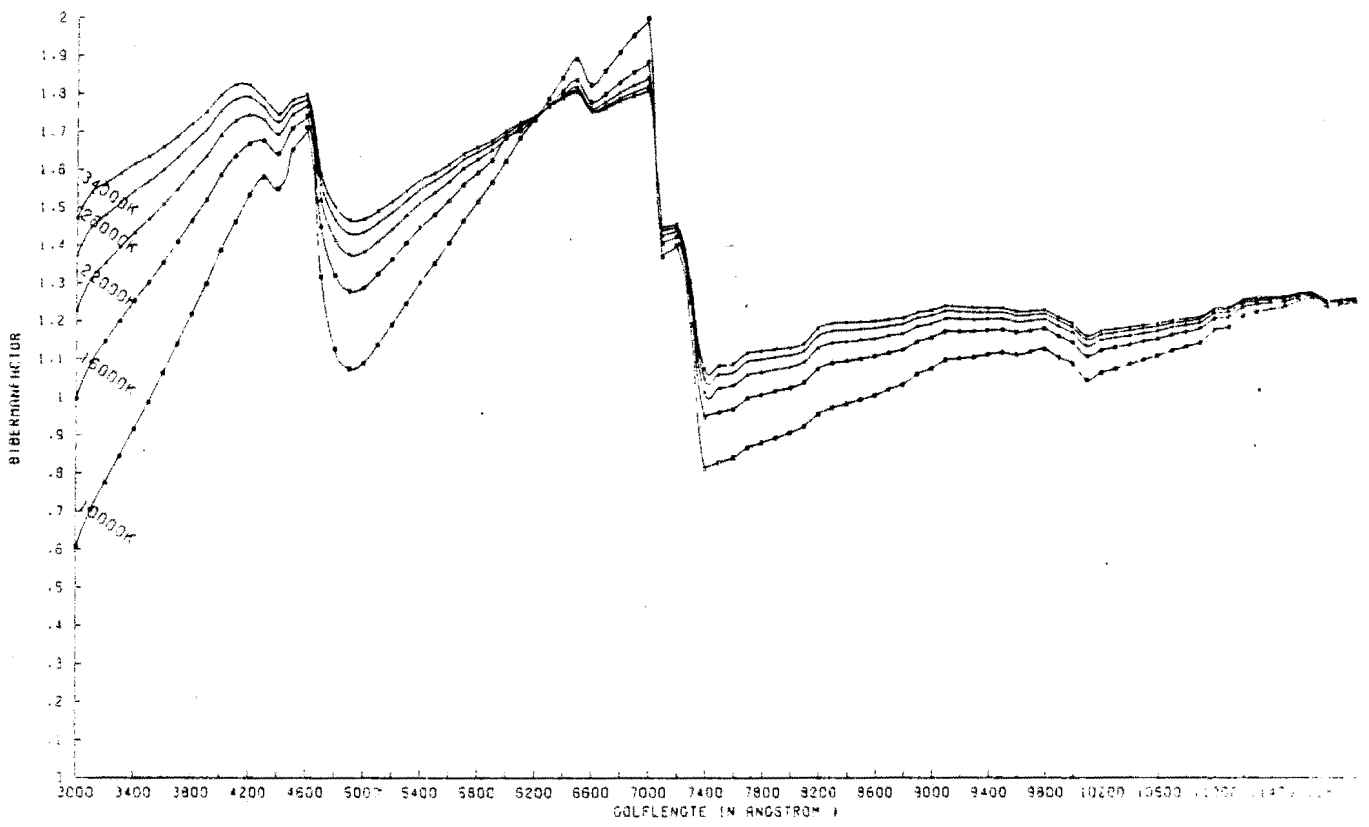


Fig. 3.1 : Bibermanfactor voor het ArI systeem als functie van de golflengte volgens Hofsaess.

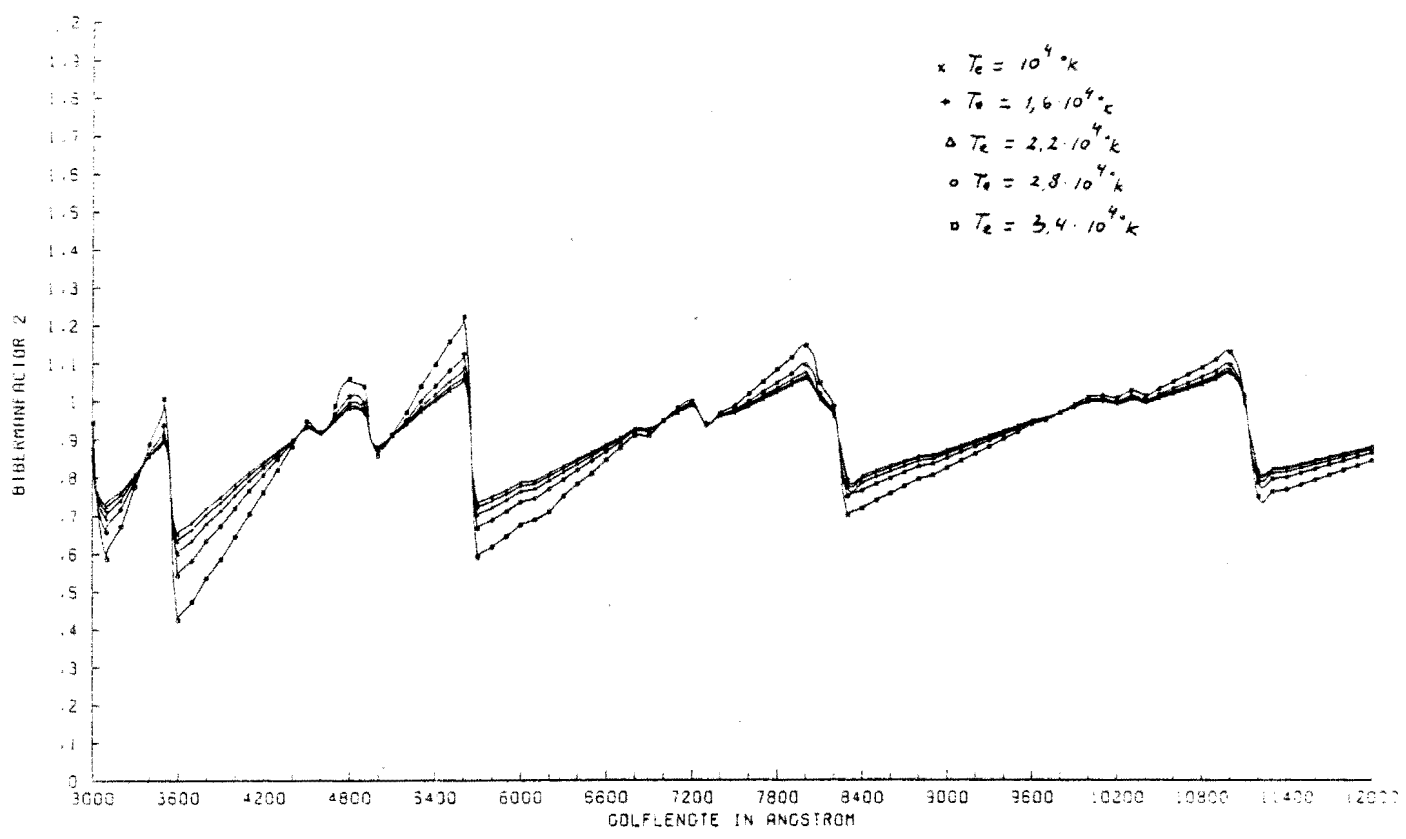


Fig. 3.2 : Bibermanfactor voor het ArII systeem als functie van de golflengte volgens Hofsaess.

Analyses van Vallinga leren dat de bijdrage van de e-a wisselwerking slechts van belang is bij temperaturen beneden 12000 K. Het driemaal geïoniseerde systeem levert pas een significante bijdrage voor $T_e > 30000 \text{ K}$. Globaal gezien neemt het ff-gedeelte (e-i) toe, en het fb-deel af als functie van de temperatuur (Val-82). Een en ander wordt geïllustreerd in de figuren 3.3 en 3.4

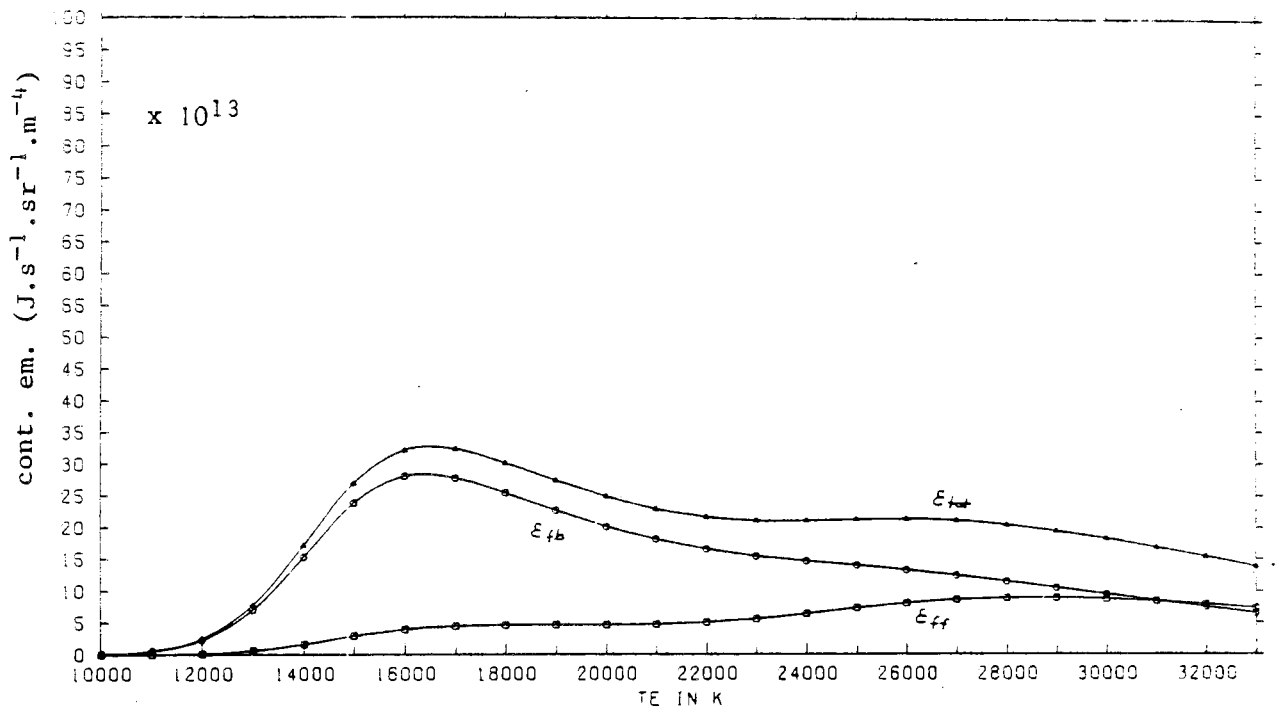


Fig. 3.3 a : Absolute emissiviteit van het continuum als functie van de temperatuur. $\lambda = 4688 \text{ \AA}$, $p = 1 \text{ atm}$.

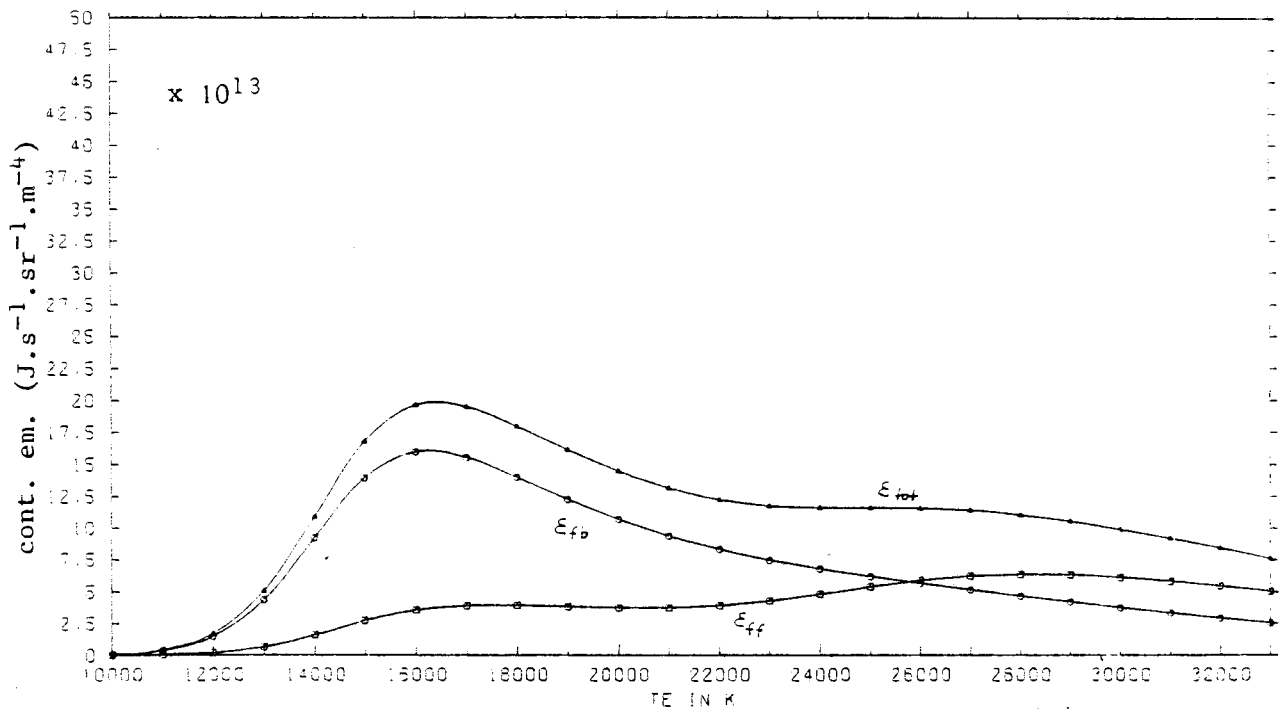


Fig. 3.3 b : Absolute emissiviteit van het continuum als functie van de temperatuur. $\lambda = 6463 \text{ \AA}$, $p = 1 \text{ atm}$.

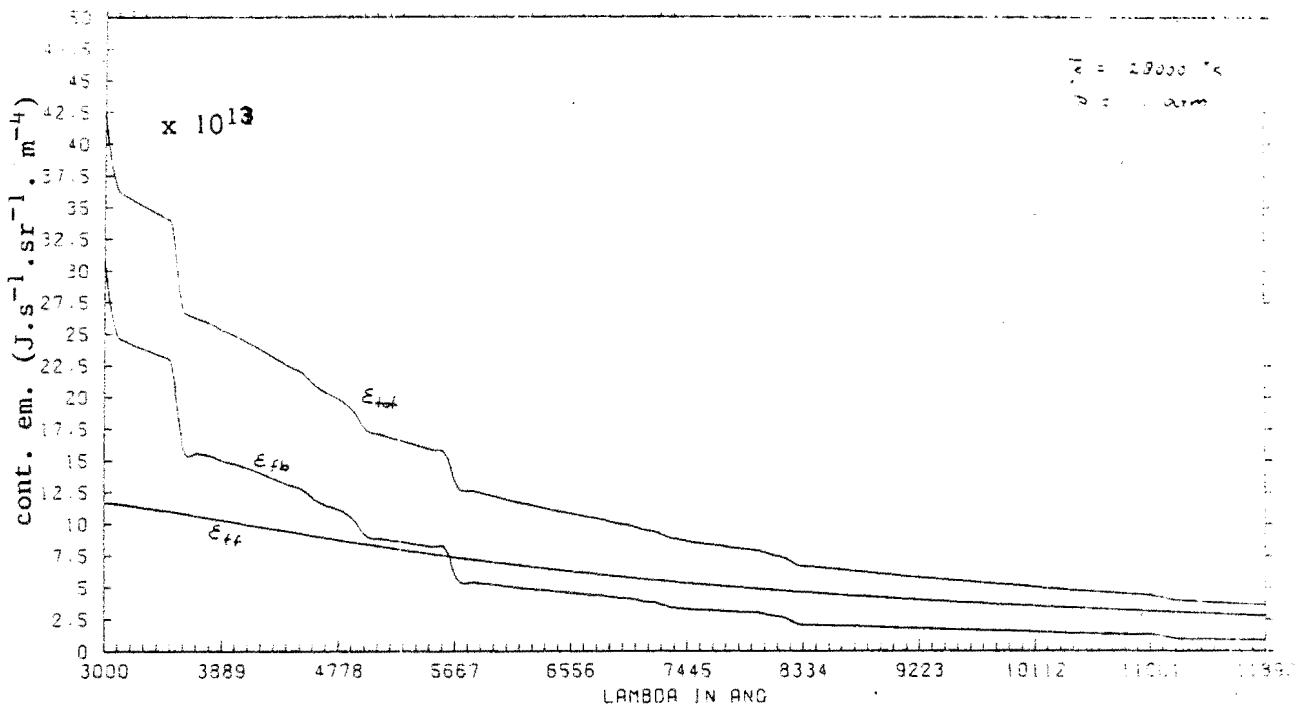


Fig. 3.4 : Absolute emissiviteit van het continuum als functie van de golflengte. $p = 1 \text{ atm.}$ $T_e = 28000 \text{ K.}$

3.2.3 Meettechniek

In de DC-situatie zijn de electronentemperatuur en -dichtheid goed bekend (Ros-81, Her-82, Kol-82). Daarom is het gerechtvaardigd de meting van de electronendichtheid in de puls te relateren aan de DC-waarde. Dit gebeurt met de volgende betrekking.

$$n_{e,p} = \sqrt{\frac{\epsilon_{\lambda}^p}{\epsilon_{\lambda}^{dc}}} \cdot n_{e,dc} \cdot D(\lambda, T_e, p) \quad (3.7)$$

Hierin is

- $n_{e,p}$ electronendichtheid in de puls
- $n_{e,dc}$ electronendichtheid in de DC-situatie
- ϵ_{λ}^p totale continuumemissie in de puls
- ϵ_{λ}^{dc} totale continuumemissie in de DC-situatie

De factor $D(\lambda, T_e, p)$ kan met behulp van de formules 3.1 t/m 3.6 afgeleid worden, en heeft de volgende vorm.

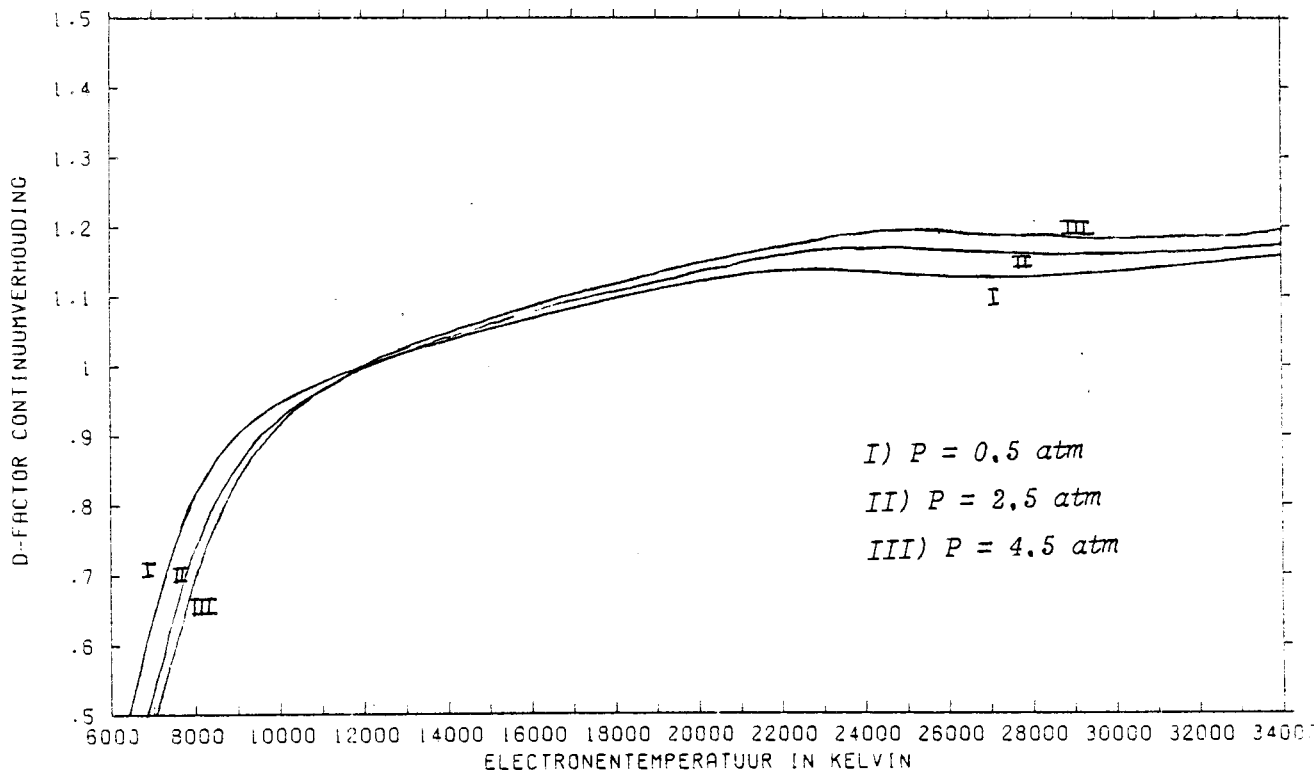
$$D = \sqrt[4]{\frac{T_{e,p}}{T_{e,dc}}} \left\{ \frac{(1 + 2 n_{2,p}/n_{1,p}) (1 + C^{dc} n_{a,d}/n_{l,d})}{A + 4(n_{2,p}/n_{1,p})B + (n_{a,p}/n_{l,p})C^p} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (3.8)$$

waarin

$T_{e,p}$	electronentemperatuur in de puls-situatie
$T_{e,dc}$	" " " " DC - "
$n_{2,p}$	dichtheid 2-waardige ionen in de puls-situatie
$n_{1,p}$	" 1- " " " " " - "
$n_{1,d}$	" " " " " " " DC - "
$n_{a,p}$	" neutralen in de puls-situatie
$n_{a,d}$	" " " " " DC - "

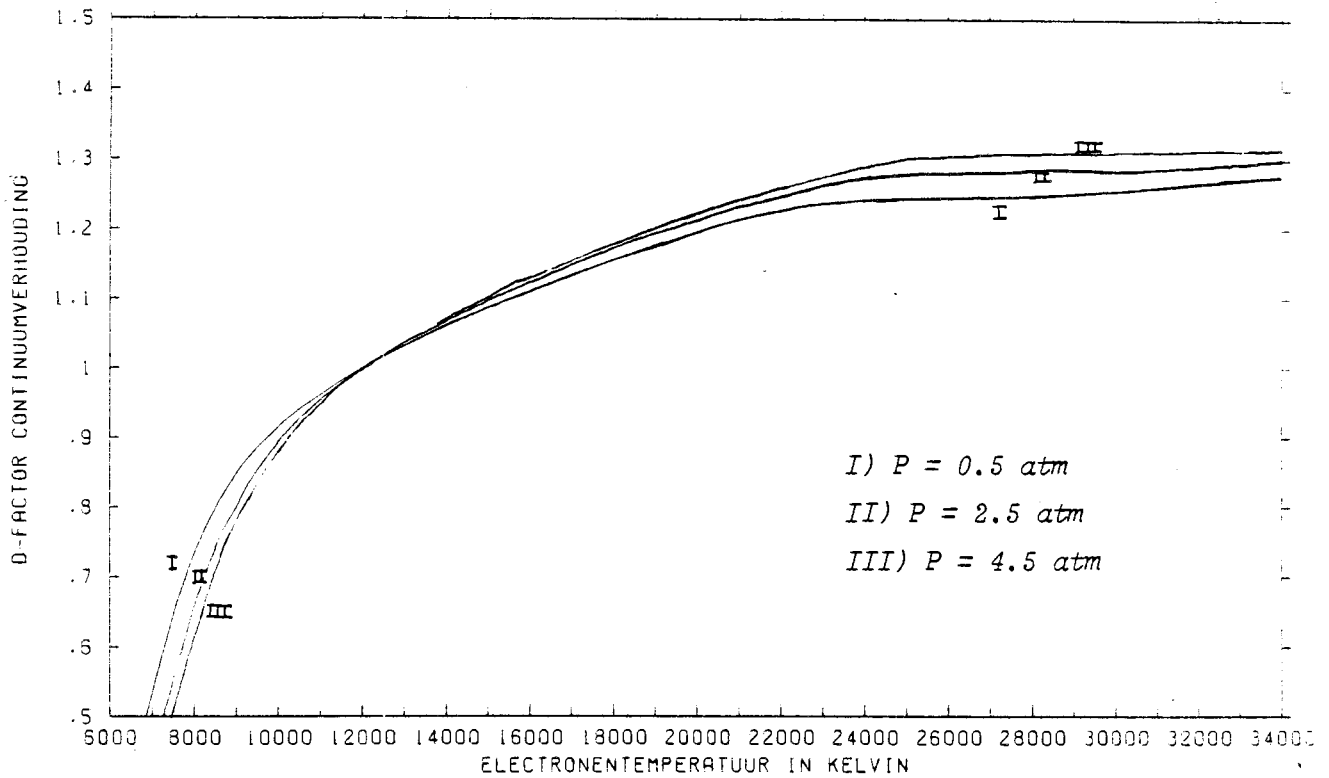
De factoren A, B, C_p, C_{dc} zijn constantes die afhankelijk zijn van de Biberman-factoren en de crosssecties, en worden behandeld door Vallinga (Val-82).

Het blijkt dat, ondanks de afhankelijkheid van golflengte, temperatuur, Bibermanfactoren en druk, de factor D weinig van 1 afwijkt. Deze D-factor is numeriek bepaald als functie van de electronentemperatuur en de druk voor twee golflengtes, nl 6463 Å en 4688 Å. In de figuren 3.5 en 3.6 is ze grafisch weergegeven.



D-Factor CONT. VERH. INCL. E-A W.W. LAMBDA = 4688 ÅNGSTR. T_{EDC} = 12000

Fig. 3.5 : D-factor van de continuumverhoudingsmethode. $\lambda = 4688 \text{ Å}$.



D-FACTOR CONT. VERH. INCL. E-R W.W.:

LAMBDA = 6463 ANGST. TEDC = 12000

Fig. 3.6 : D-factor van de continuuverhoudingsmethode. $\lambda = 6463 \text{ \AA}$.

Met behulp van de formules 3.1 t/m 3.6 kan men, uitgaande van PLTE, de absolute intensiteit van het continuu theoretisch bepalen als functie van de electronendichtheid (bij gegeven temperatuur). Indien men deze uitkomst (die dus nog expliciet ne bevat) gelijk stelt aan de gemeten waarde van de intensiteit, kan men op deze manier ook de electronendichtheid berekenen.

Het nadeel van deze laatste methode is dat ze in de praktijk zeer bewerkelijk is. Men moet een niet-lineaire vergelijking in ne oplossen. De eerder besproken verhoudingsmethode is, daar de D-factor slechts eenmaal uitgerekend en getabelleerd behoeft te worden, veel eenvoudiger.

3.3 De Source-functie

3.3.1 Inleiding

Deze paragraaf handelt over emissie en absorbtie van lijnstraling. Bij een lijnstralingsovergang gaat een neutraal of ion over van een aangeslagen toestand in een toestand met een lagere energie.

De electronentemperatuurbepaling met behulp van de Source-functie is, vooropgesteld dat er voldoende absorbtie is, een betrouwbare en nauwkeurige methode gebleken (Ros-81, Her-82).

3.3.2 Theorie

Uitgaande van PLTE-condities geldt voor de Source-functie S_λ (Ros-81)

$$S_\lambda = \frac{\epsilon_\lambda}{\kappa(\lambda)} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} \quad \text{J s}^{-1}\text{m}^{-3}\text{sr}^{-1} \quad (3.9)$$

Hierin is

ϵ_λ spectrale emissiecoefficient

$\kappa(\lambda)$ spectrale absorbtiecoefficient

Met behulp van de stralingstransportvergelijking

$$\nabla I_\lambda(\underline{r}) = \epsilon_\lambda(\underline{r}) - \kappa(\lambda, \underline{r}) \cdot I_\lambda(\underline{r}) \quad (3.10)$$

en uitgaande van een cilindrsymmetrisch, axiaal homogeen plasma met lengte ℓ , kan men vgl 3.10 integreren met als randvoorwaarde $I_\lambda(r,0)=0$. Dan volgt voor de intensiteit I_λ als functie van de straal r en de lengte ℓ

$$I_\lambda(r, \ell) = \frac{\epsilon_\lambda(r)}{\kappa(\lambda, r)} \cdot (1 - \exp(-\kappa(\lambda, r) \cdot \ell)) \quad (3.11)$$

Met vgl 3.11 kan voor de Source-functie $S_\lambda(r, \ell)$ geschreven worden

$$S_\lambda(r, \ell) = \frac{I_\lambda(r, \ell)}{1 - \exp(-\kappa(\lambda, r) \cdot \ell)} \quad (3.12)$$

Absolute meting van $I_1(r, \ell)$ geeft dan $S_\lambda(r, \ell)$. Combinatie van 3.12 en 3.9 geeft dan de mogelijkheid om uit de verhouding van emissie en absorbtie de electronentemperatuur te bepalen.

3.3.3 Meettechniek

Behalve de absolute ijking van de intensiteit is het ook nodig de absorbtiecoefficient $\kappa \ell$ te bepalen. Dit gebeurt door behalve $I_1(r, \ell)$ ook $I_2(r, \ell)$ te meten. $I_2(r, \ell)$ is dan het licht dat via de achter de cascadeboog opgestelde holle spiegel door het plasma eveneens op de monochromator valt. Er geldt dan, uitgaande van de stralingstransportvergelijking,

$$I_{\lambda,2}(r) = I_{\lambda,1}(r) \{ 1 + \tau^2 R \exp(-\kappa(\lambda, r) \cdot \ell) \} \quad (3.13)$$

waarbij $\tau^2 R$ het produkt is van de reflectiecoefficient van de spiegel en het kwadraat van de transmissiecoefficient van het tweemaal gepasseerde boogvenster, zie ook (Her-82).

3.4 De resistiviteit

Spitzer heeft een uitdrukking afgeleid voor de resistiviteit van een plasma (Spi-62). Daarbij is hij uitgegaan van een volledig geïoniseerd, ideaal plasma. In een ideaal plasma is het aantal deeltjes in de Debyebol veel groter dan 1. Met verwaarlozing van de e-a interactie (tussen electronen en neutralen) kan men dan afleiden:

$$\eta(r) = \frac{1}{3,5 \cdot 10^{11}} \cdot \frac{m_e \ln(\Lambda) \langle Z \rangle}{e^2 T_e(r)} \cdot \alpha \quad \Omega \text{ m} \quad (3.14)$$

met

$\eta(r)$ locale waarde van de resistiviteit

$T_e(r)$ locale waarde van de electronentemperatuur

Indien men nu de microscopische wet van Ohm integreert over de boogdoorsnede, volgt er met 3.14 voor de electronentemperatuur T_e

$$T_e^{3/2} = 1,014 \cdot 10^{-4} \cdot \ln(\Lambda) \cdot \frac{i_{pl}}{\pi r^2 E} \langle Z \rangle \cdot \alpha \quad (3.15)$$

44

waarin

i_{p1} totale stroom door het plasma

\underline{E} elektrische veldsterkte

α "piek"-factor

De "piek"-factor verrekent de anisotrope afwijking van de Maxwellse snelheidsverdeling in de richting van het elektrische veld.

Opmerkingen:

- Er is uitgegaan van vlakke profielen voor \underline{E}
- Uitgebreidere informatie geven (Her-82) en (Hei-83).

4 MEETOPSTELLING EN DATAVERWERKING

4.1 Inleiding

In dit hoofdstuk komen de experimentele opstelling en de dataverwerking aan de orde van de experimenten die in het kader van dit afstudeeronderzoek zijn verricht. Het hoofdstuk bestaat uit de volgende 6 paragrafen.

- 4.2 In deze paragraaf komt de mechanische constructie van de cascadeboog aan de orde.
- 4.3 Hier wordt het elektrisch circuit van de boog en de condensatorbank besproken.
- 4.4 Het optisch stelsel van de spectroscopie.
- 4.5 Instrumentatie en montage van de druk- en resistiviteitsmetingen.
- 4.6 Schematisch overzicht van het data-acquisitie- en -verwerkingssysteem.
- 4.7 De noodzakelijk gebleken Fourier-analyse van de data.

4.2 De cascadeboog: mechanisch

De wand van het plasmakanaal van de cascadeboog is opgebouwd uit een stapeling van een aantal (in ons geval 37) cascadeplaten, die van elkaar elektrisch geïsoleerd zijn. De elektrode-constructie is zodanig dat zgn. end-on metingen mogelijk zijn. In figuur 4.1 is de mechanische constructie geschetst, terwijl figuur 4.2 een cascadeplaat in voor- en zijaanzicht toont.

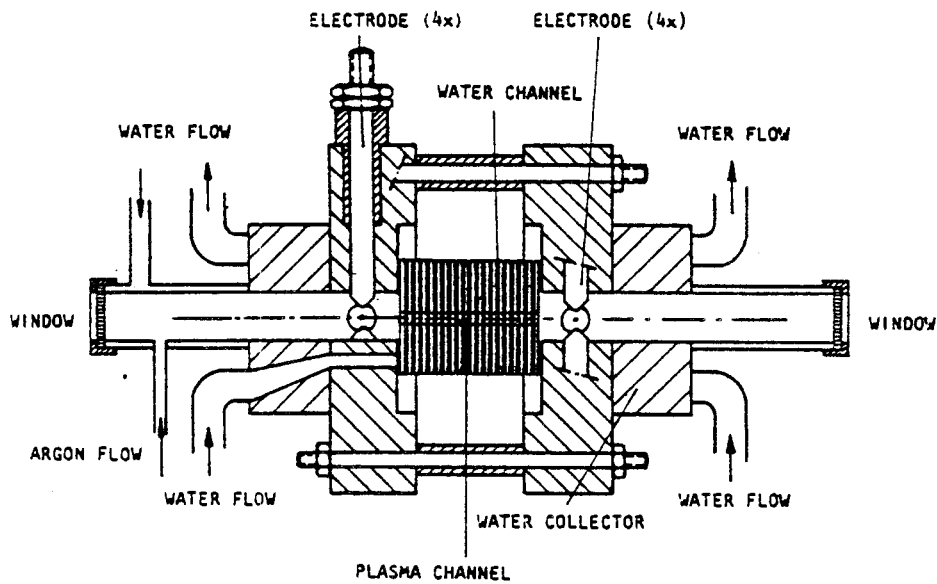


Fig. 4.1 : De mechanische constructie van de cascadeboog.

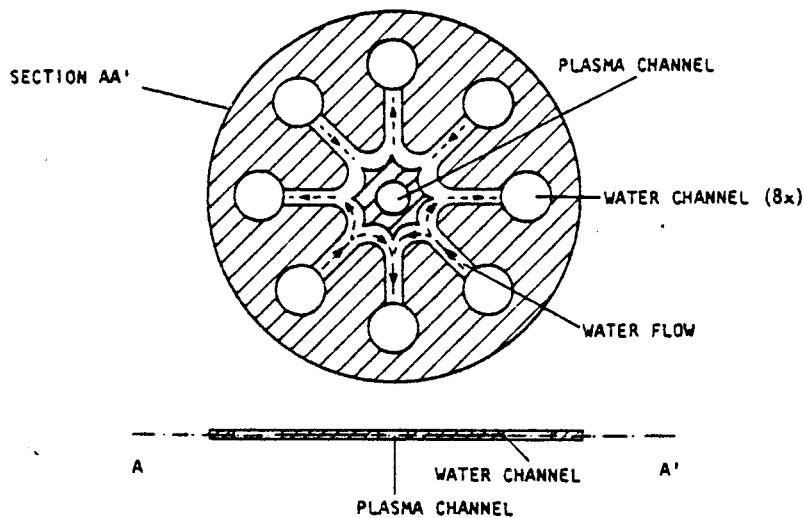


Fig. 4.2 : Een cascadeplaat in voor- en zijaanzicht.

Door de in figuur 4.2 weergegeven waterkanaaltjes wordt onder hoge druk water geperst, zodat een geforceerde koeling bereikt wordt.

De complete boogconstructie is op een lateraal verplaatsbaar plateau gemonteerd. Dit plateau kan met behulp van een stappenmotor getransleerd worden, zodat optische metingen op verschillende radiale posities mogelijk worden.

4.3 De cascadeboog: elektrisch

De boog wordt stationair (DC) gevoed door een Diodevoeding (700V, 100A). Op deze DC-stroom wordt nu met behulp van een condensatorbank een stroompuls van ca. 2 kA met een tijdsduur van ca. 2 msec gesupersponeerd. In figuur 4.3 is het schakelschema van de condensatorbank, de DC-voeding en de cascadeboog weergegeven.

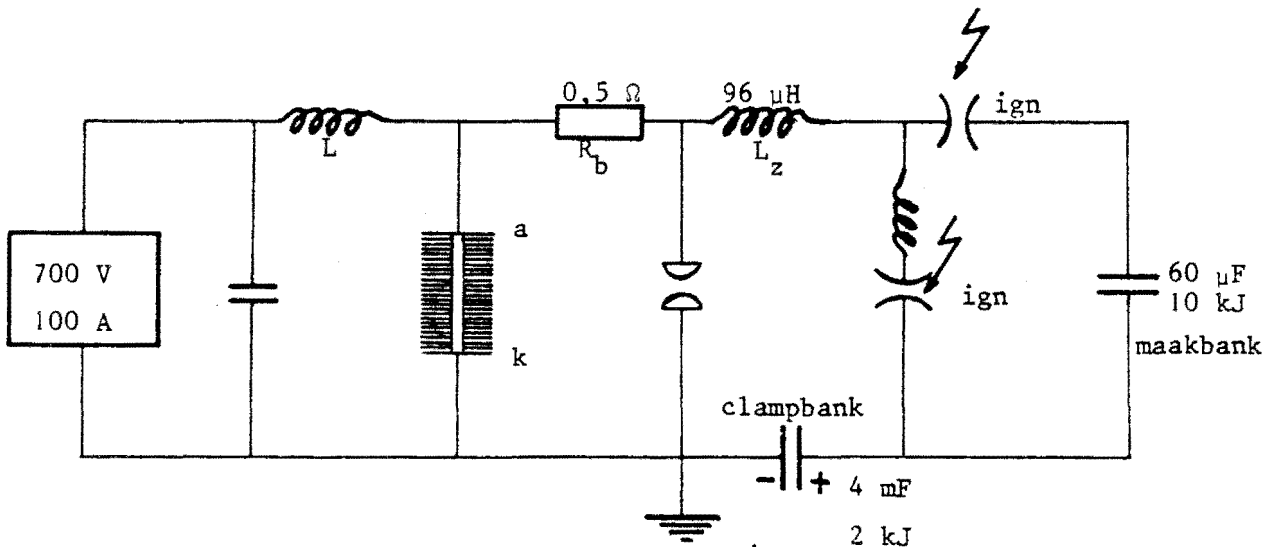


Fig. 4.3 : Elektrisch schakelschema van de cascadeboog, de DC-voeding en de condensatorbank.

- k* : kathode van de boog
- a* : anode " " "
- R_b*: belastingsweerstand
- L_z*: zelfinductie
- ign*: ignitron-schakelaars

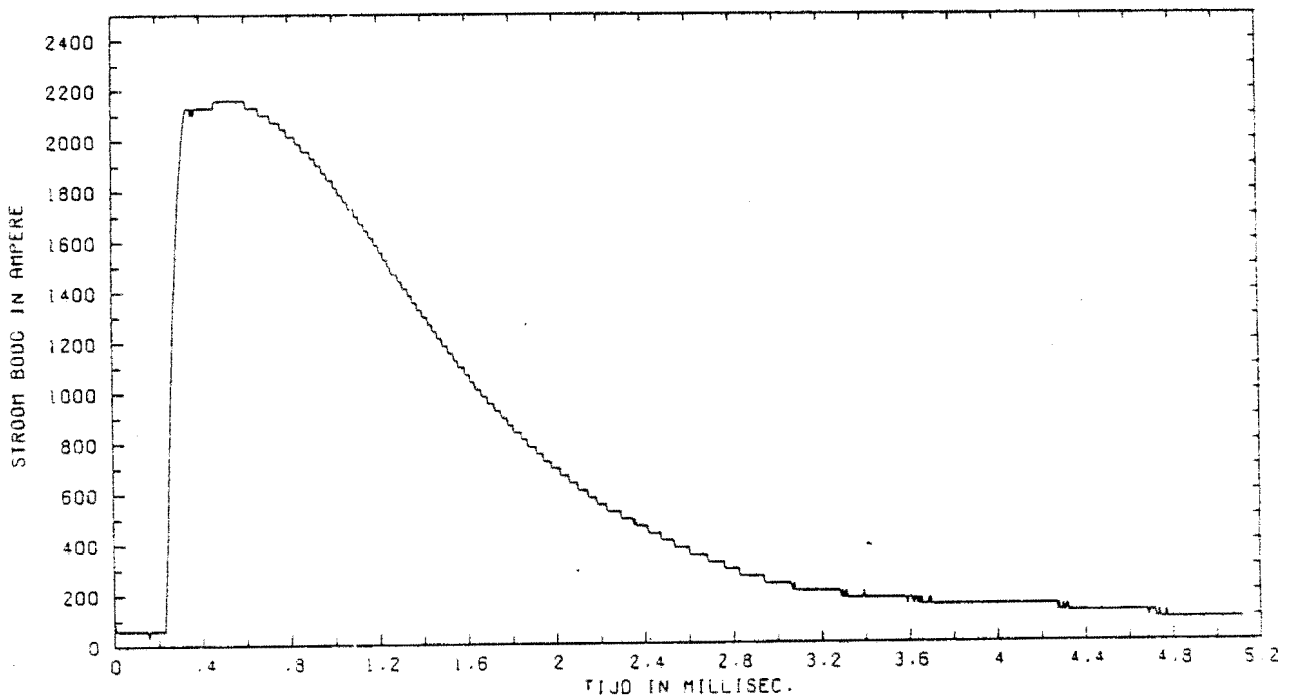
Door de combinatie van maak- en clamp-bank is het mogelijk een stroompuls met een korte stijgtijd te genereren (ca 80 microsec.) die na een stationaire fase van ca 1 ms (zie fig. 4.4) langzaam afvalt.

In verband met de sterkte van de stroompuls (2kA) en de korte stijgtijd (80 us) is zorg besteed aan beveiliging en aarding ter voorkoming van geïnduceerde storingen. Dit wordt besproken door Herwens (Her-82).

De stroom door de boog wordt gemeten met behulp van een Rogowsky-spoel die om de cascadeplaten heen is aangebracht. De spanning V die in de spoel wordt opgewekt wordt gegeven door

$$V(t) = -M_R \frac{\partial i(t)}{\partial t} \quad (4.1)$$

waarin M_R de coefficient van mutuele inductie van het plasma-kanaal en de Rogowsky-spoel is. Met behulp van een integrerende versterker wordt dan de stroom gemeten als functie van de tijd. De vorm van de stroompuls die op deze manier gemeten wordt is weergegeven in figuur 4.4 .



STROOM/P010/821110/NR007.

Fig. 4.4 : Het verloop van de stroomsterkte als functie van de tijd.
 $p = 1 \text{ atm.}$

Alle experimenten van dit afstudeeronderzoek zijn verricht met dezelfde stroompuls (2kA, 2ms).

4.4 Spectroscopie

Het plasma is cilindrischsymmetrisch en in de lengterichting homogeen. Aangezien de lengte vele malen groter is dan de diameter mogen randeffecten bij de uiteindes verwaarloosd worden. Het telecentrisch optisch systeem beeldt een cylinder in het plasma van ca 1 mm doorsnede af op de intreespleet van de monochromator. De lichtweg is geschetst in figuur 4.5.

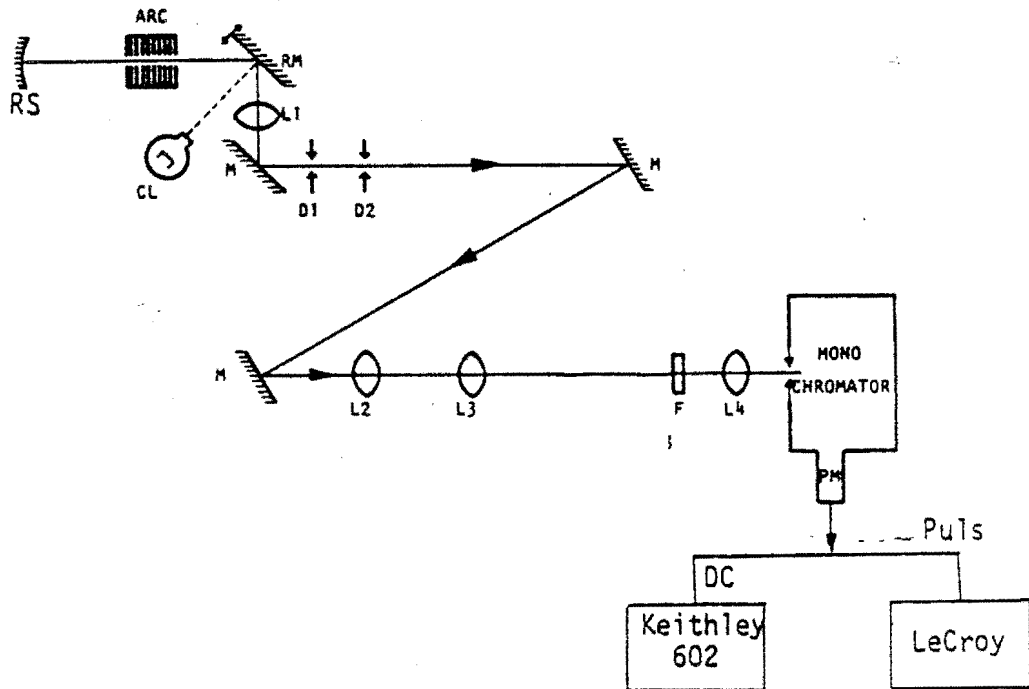


Fig. 4.5 : De lichtweg voor de spectroscopie schematisch weergegeven.

- RS : holle spiegel
- ARC : de cascadeboog
- CL : wolframbandlamp
- D₁, D₂ : diafragma's
- L₁, L₂, L₃, L₄ : lenzen
- F : tweede orde filter
- M : spiegel
- PM : photomultiplier

Lens L1 beeldt het axiale midden van de boog 1:1 af op diafragma D2, waarvan de grootte de diameter van het detectievolume bepaalt. Diafragma D1, geplaatst in het brandpunt van L1, bepaalt de tophoek ervan. De holle spiegel RS heeft zijn brandpunt in het midden van de boog, en beeldt het plasma op zichzelf af. Hiermee zijn absorbtie-metingen mogelijk. De rest van het systeem beeldt het detectie-volume af op de intreespleet van de monochromator. Het tweede-orde filter zorgt ervoor dat de tweede-orde afbuigingen van de monochromator onderdrukt worden.

Door draaien van de spiegel RM kan men in plaats van het midden van de boog de Wolfram-bandlamp op de monochromator afbeelden. Er is dan een absolute ijking van het door het plasma uitgezonden licht mogelijk. Indien men namelijk het boogvenster aan de optiek-zijde in de lichtweg van de ijkmeter brengt, gelden de volgende relaties.

$$i_{pmc} = \tau_{ww} A I_c \quad (4.2)$$

$$i_{pmp} = \tau_{ww} A I_p \quad (4.3)$$

$$I_p = I_c \cdot \frac{i_{pmp}}{i_{pmc}} \quad (4.4)$$

τ_{ww} transmissiecoefficient van de lichtweg

A conversiefactor van absolute intensiteiten naar te meten photomultiplier-stromen

I_p, I_c absolute intensiteit, resp. van plasma en ijklamp

i_{pmc}, i_{pmp} stromen van de photomultiplier t.g.v. plasma resp. ijklamp

De constante A is niet afhankelijk van de absolute intensiteit.

4.5 Resistiviteit en druk

De resistiviteit van het plasma wordt bepaald door de spanning over een deel van de boog te vergelijken met de stroomsterkte (zie paragraaf 3.4). Deze spanning wordt gemeten door het potentiaalverschil tussen twee cascadeplaten te meten die tien platen van elkaar verwijderd zijn. Na impedantie-aanpassingen en verzwakkingen wordt het (tijdsafhankelijke) signaal aangeboden aan het data-verwerkingssysteem. Een schets van de ruimtelijke configuratie is te vinden in figuur 4.6.

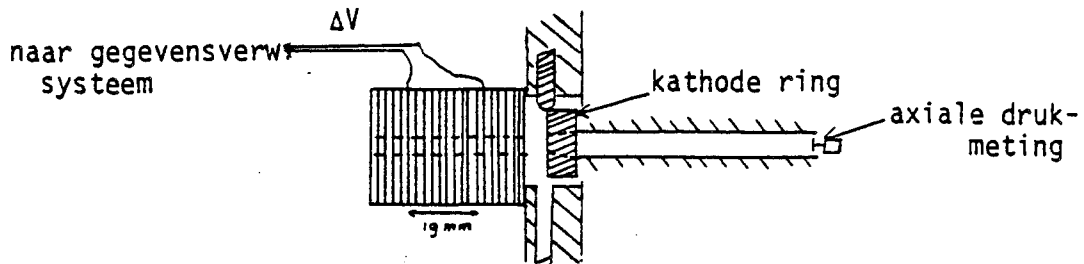


Fig. 4.6 : Ruimtelijke configuratie van de druk- en resistiviteitsmetingen.

De betrokken platen worden zo centraal mogelijk gekozen, om invloed van randeffecten (Hac-71) te elimineren. In (Her-82) wordt het voorgaande uitvoeriger besproken.

De druk wordt geregistreerd met behulp van een piezo-electrische drukopnemer (Kistler 601A) die aangesloten wordt op een Kistler 5001 ladingsversterker. De complete set is absoluut geijkt met behulp van een drukvat (Wil-82).

4.6 Signaal- en dataverwerking

Door het gepulste karakter van het experiment is opslag van de te meten signalen tijdens de puls in een digitaal geheugen noodzakelijk. Dit gebeurt met behulp van 4 LeCroy 20 MHz Waveform digitizers en een 8-kanaals transient-recorder (Hus-83). Beide instrumenten kunnen, door middel van resp. een Camac- en een Eurobus-systeem uitgelezen worden door de micro-computer (PDP-11/03). Deze computer verzorgt ook de sturing van het experiment en de datamanipulatie. In figuur 4.7 is een flowschema van de signaalverwerking gegeven.

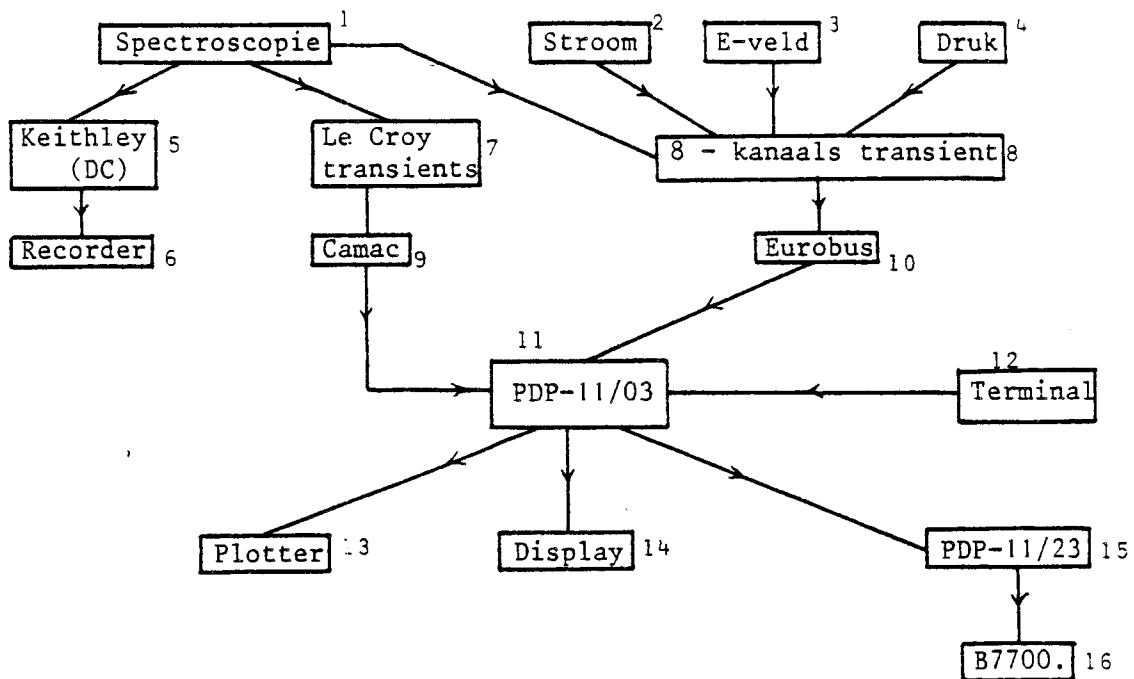


Fig. 4.7 : Flowschema van de signaalverwerking.

1 t/m 4 meetsignalen

5 Keithley 610 CR electrometer

6 HP Moseley 7100B recorder; registreert de DC-metingen

7 LeCroy 2256 AS waveform digitizer

8 8-kanaals transient-recorder

9 NE I 9518E Camac-crate inclusief Hytec 1100 interface.

10 VDF-Eurobus interface-systeem

11 PDP : LSI-11/03 microcomputer. Geheugencapaciteit: 30 Kbyte

12 ADM-2 terminal, waarmee commando's aan 11 gegeven kunnen worden.

- 13 HP 7040A X-Y-recorder.
- 14 Beeldscherm waarop de digitaal opgeslagen signalen zichtbaar gemaakt kunnen worden.
- 15 PDP: LSI-11/23 minicomputer, welke als tussenstation voor de B7700 en als databuffer dient. Alle meetprogramma's voor de LSI-11/03 zijn ook in het geheugen van de 11/23 opgeslagen.
- 16 Burroughs B7700 computer.

Met behulp van de terminal is via de PDP-11/23 een meetprogramma ingelezen in het werkgeheugen van de PDP-11/03 dat het afvuren van de condensatorbank en de coordinatie van de datamanipulatie stuurt. Een vereenvoudigd flowschema van dit programma staat in figuur 4.8 .

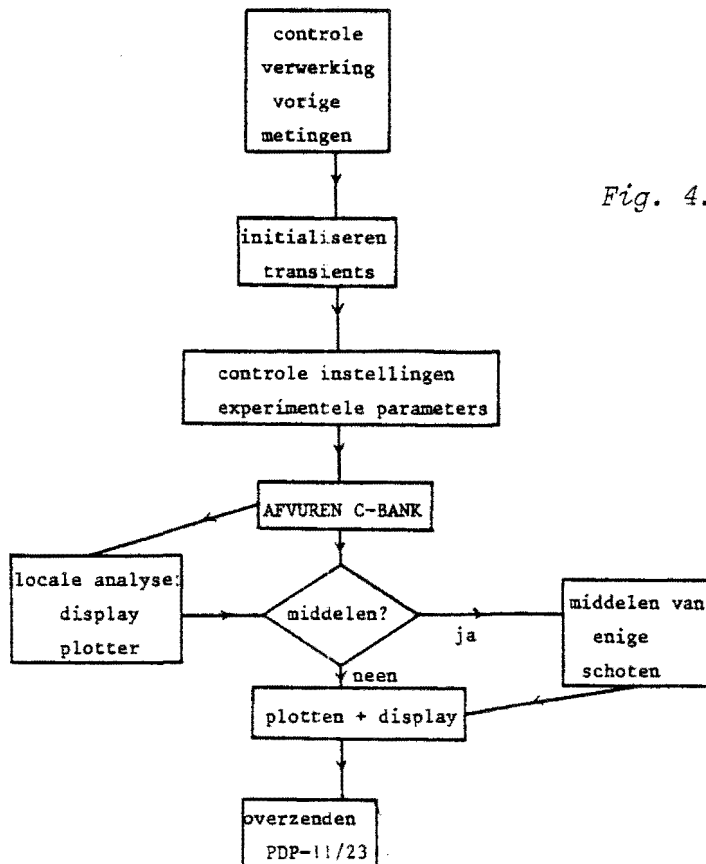


Fig. 4.8 : flowschema van het meetprogramma op de locale PDP-11/03 computer.

Vanuit de PDP-11/23 worden de data tenslotte overgezonden naar de B7700, waar de definitieve verwerking plaatsvindt. Dit gebeurt met verwerkingsprogramma's die in staat zijn tabellen, figuren en data-files te genereren.

4.7 Fourier-analyse

Vooruitlopend op hoofdstuk 6 wordt er geconstateerd dat de digitale signalen behept zijn met ruis, die gedeeltelijk van de meting zelf, gedeeltelijk van de digitalisering afkomstig is. Het blijkt dat deze ruis in sommige situaties de uitkomsten van de metingen kan doen exploderen. Daarom is het zinvol deze ruis te elimineren. De meest directe methode daartoe is de Fourier-analyse.

Fouriertransformatie van een functie $f(t)$ levert het frequentiespectrum $A(\omega)$ op. De transformatieformules luiden als volgt.

$$A(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp(i\omega t) dt \quad (4.5)$$

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega \cdot \frac{1}{2\pi} \quad (4.6)$$

waarin

$f(t)$ het tijdsafhankelijke signaal

$A(\omega)$ het frequentiespectrum

ω de hoekfrequentie : $\omega = 2\pi\nu$

Indien men nu na transformatie volgens (4.5) van het spectrum het hoogfrequente gedeelte nul maakt, en daarna terugtransformeert volgens (4.6), is van het oorspronkelijke signaal de grondvorm bewaard gebleven, maar de hoogfrequente ruis verdwenen.

Voor numerieke verwerking moeten de formules (4.5) en (4.6) gediscrètiseerd worden. Het resultaat is:

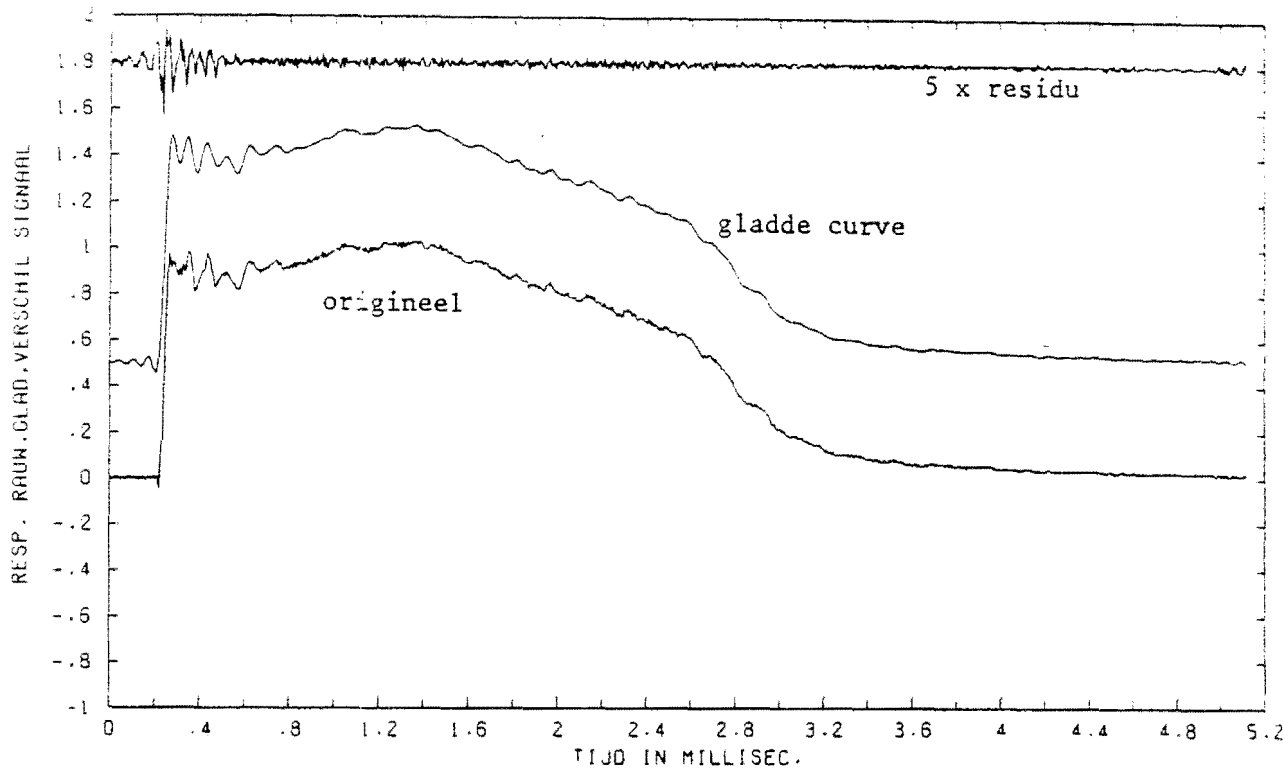
$$b_k = \sum_{j=0}^{M-1} a_j \exp(2\pi ijk/M) \quad (4.7)$$

$$a_k = \sum_{j=0}^{M-1} b_j \exp(-2\pi ijk/M) / M \quad (4.8)$$

waarin M het aantal elementen aangeeft van het array waarin het gediscrètiseerde meetsignaal a_k is opgeslagen. Voor deze transformatie bestaat een zeer snel numeriek algoritme, de Fast Fourier Transform (FFT). Als het meetsignaal a_k reeel is, dan is de Fouriertransform b_k symmetrisch, wat wil zeggen dat b_k de complex geconjugeerde is van b_{M-k} etc.

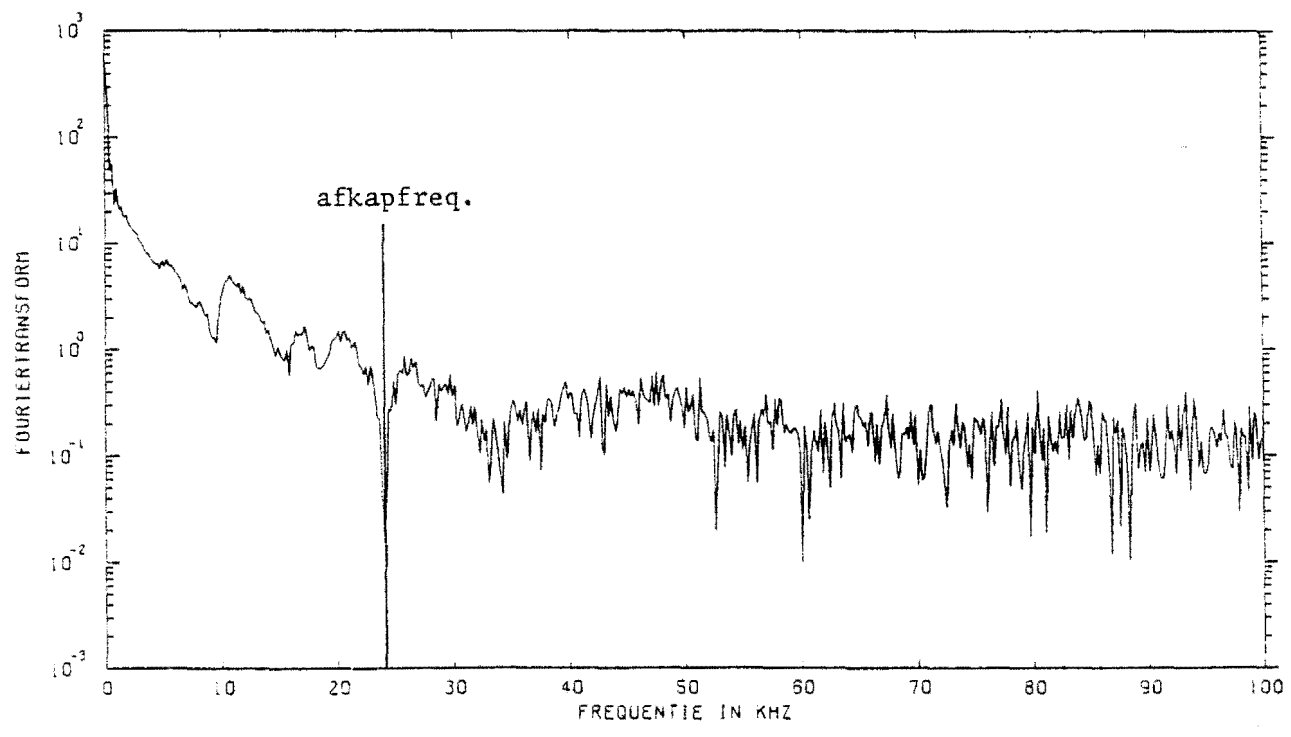
Informatie over het gladstrijken van kromme's kan men vinden in (Ver-73) en (Mol-73).

Vooruitlopend op de resultaten in hoofdstuk 5 staat in figuur 4.9 een voorbeeld van het effect van het gladstrijken met behulp van FFT. Het bijbehorende frequentiespectrum staat weergegeven in figuur 4.10.



FOURIERTRANSFORM COMPLEET !! DD 821111 METINGNUMMER 003

Fig. 4.9 : Resultaat van het gladstrijken van een curve met behulp van Fourier-analyse.



FOURIERTRANSFORM COMPLEET !! DD 821111 METINGNUMMER 006

Fig. 4.10 : Het frequentiespectrum van het signaal in fig. 4.9.

Zoals duidelijk blijkt uit figuur 4.9 wordt de oorspronkelijke kromme ontdaan van zijn ruis, maar behoudt hij zijn grondvorm.

5 RESULTATEN

5.1 Inleiding

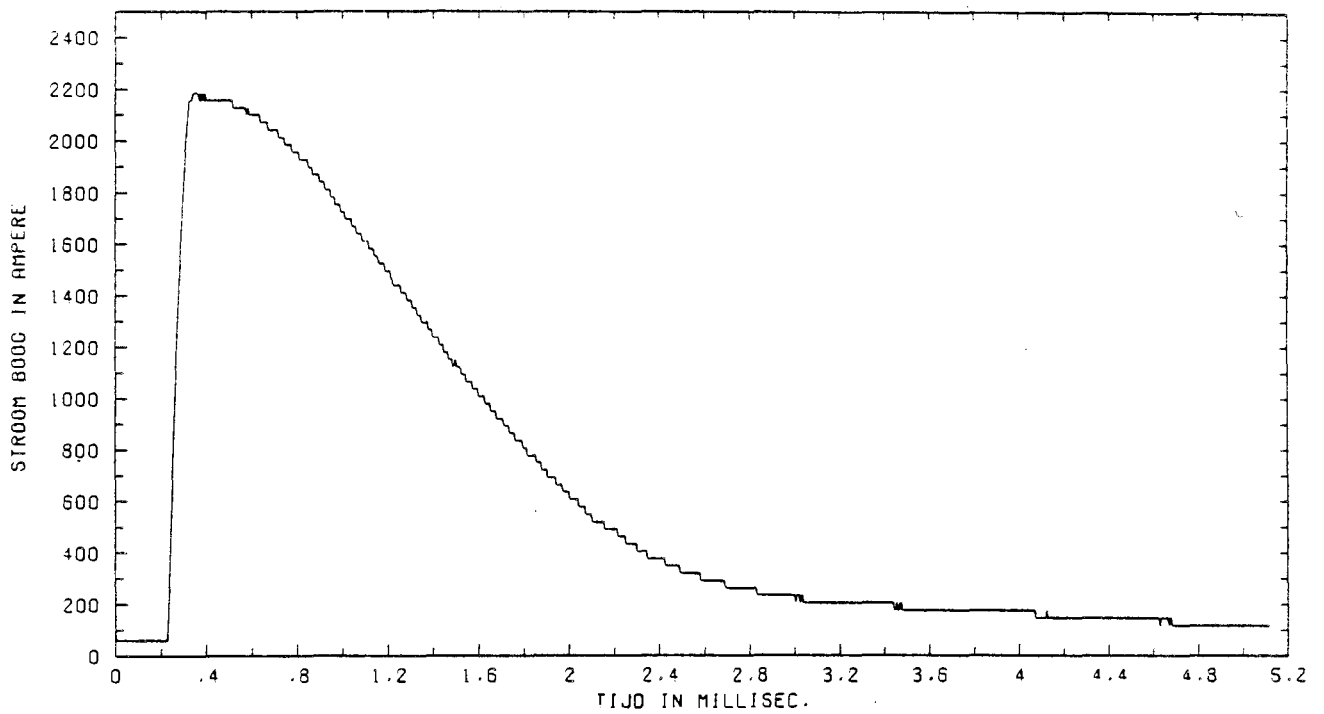
In de DC-situatie gelden voor de boog de volgende standaardcondities.

vuldruk : 1,2 en 3 Atmosfeer
 booggas : Argon
 stationaire stroom : 60 Ampere
 lengte boog : 74 millimeter
 doorsnede kanaal : 5 millimeter
 gasflow : 5 Normaalliter per uur

In paragraaf 5.2 komen de resultaten van de metingen van de druk, de stroomsterkte en de elektrische veldsterkte aan de orde. In de paragrafen 5.3 en 5.4 worden de tijdsafhankelijke metingen van resp. electronentemperatuur en -dichtheid behandeld. Paragraaf 5.5 bevat de ontwikkeling van de radiale profielen. In paragraaf 5.6 wordt het lijnprofiel van de bij de Source-methode gebruikte ArII-lijn besproken. In paragraaf 5.7 tenslotte worden resultaten gepresenteerd van de analyse van de metingen met behulp van de in hoofdstuk 2 opgestelde energiebalans.

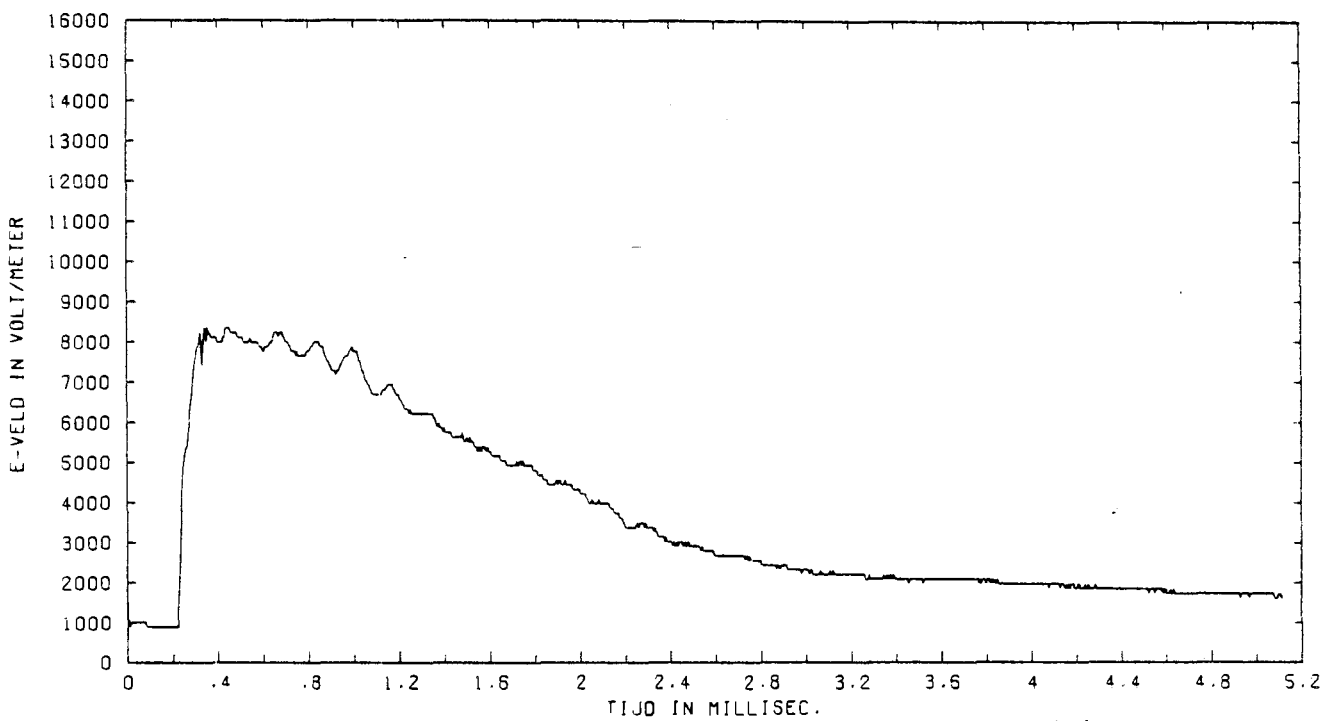
5.2 Stroom, elektrisch veld en druk

Als eerste zullen nu enkele resultaten gegeven worden van de metingen van de stroomsterkte (fig. 5.1), de elektrische veldsterkte (fig. 5.2) en de druk (fig. 5.3) tijdens de puls.



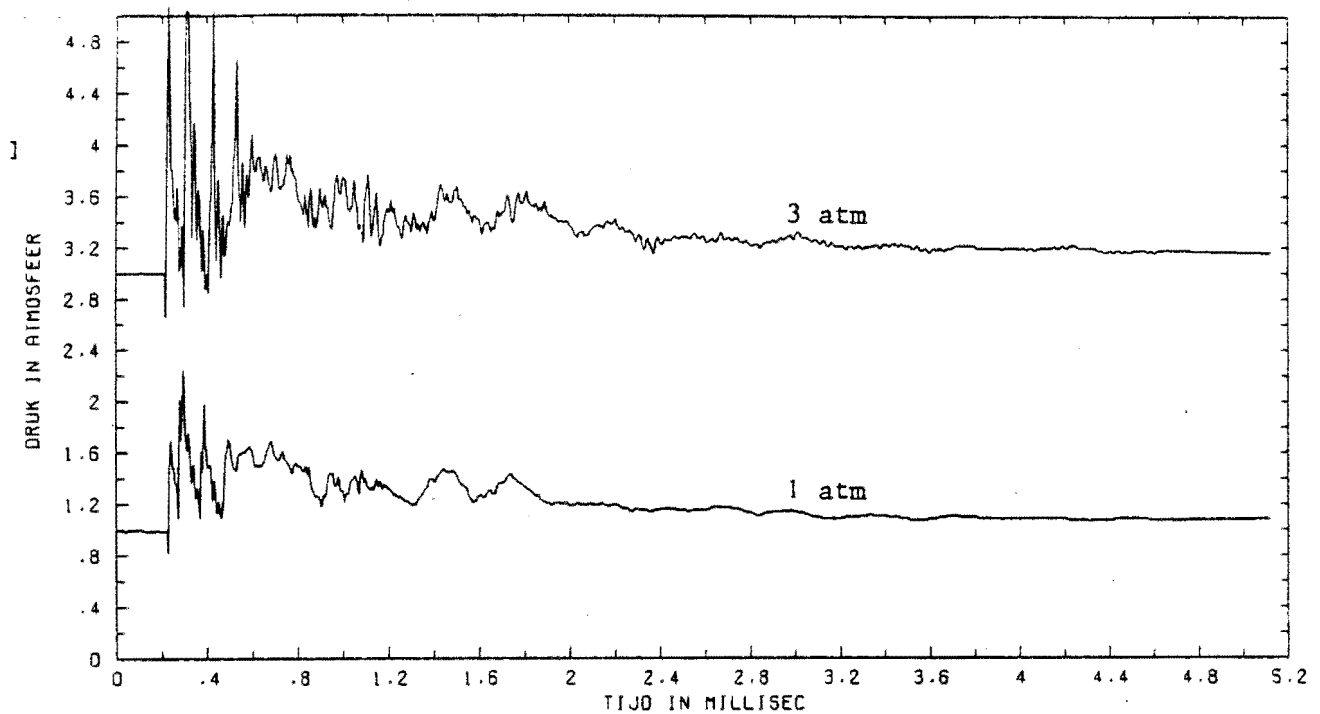
STROOM/P030/821111/NR011.

Fig. 5.1 : De stroomsterkte als functie van de tijd. $\bar{p} = 3 \text{ atm.}$



EVELD/P030/821111/NR011.

Fig. 5.2 : De elektrische veldsterkte als functie van de tijd. $p = 3 \text{ atm.}$



PAX/PO10/830224/NR001. DRAAIDATUM 830322 AFKAPFREQ (KHZ) = 0 71 BITS GESCHOVEN

Fig. 5.3 : De druk als functie van de tijd.

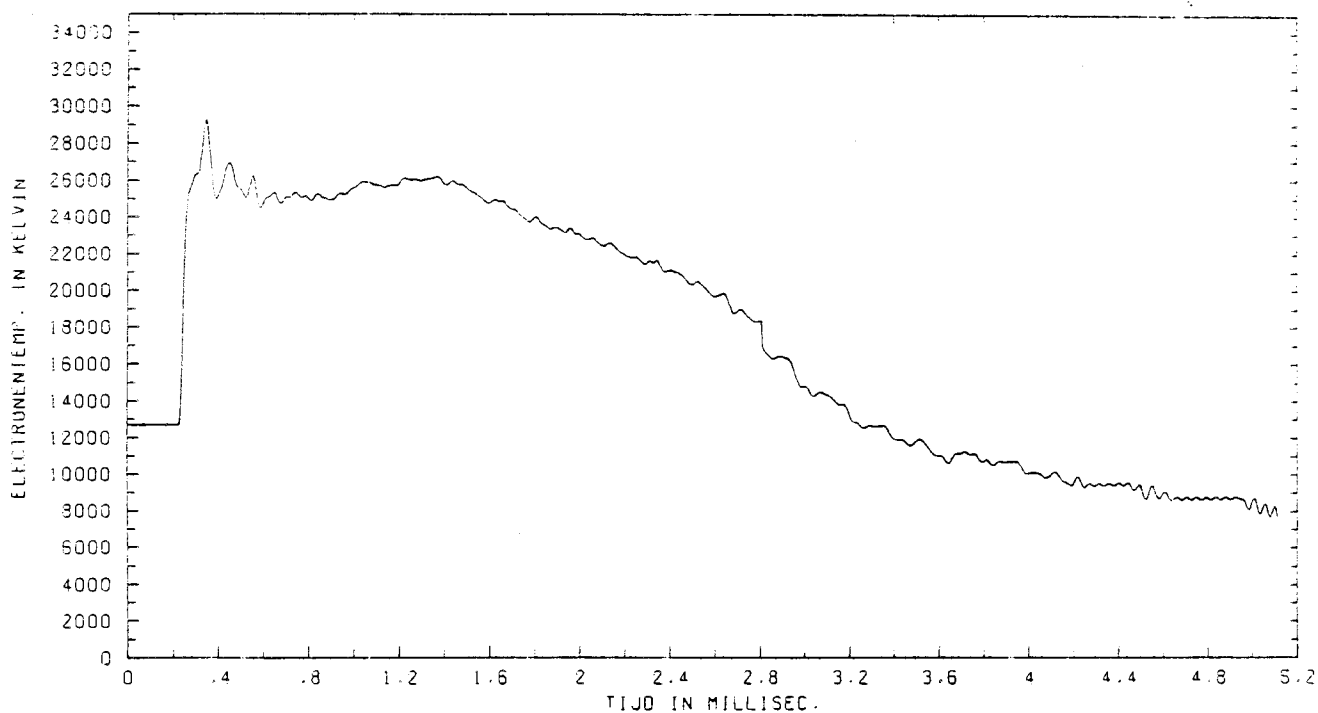
5.3 De electronentemperatuur

De electronentemperatuur in de cascadeboog is op twee manieren bepaald. De Source-functie methode is vergeleken met de resistiviteitsmethode. Het grote voordeel van de Source-methode is de mogelijkheid van ruimtelijk opgeloste metingen. De resistiviteitsmeting is in principe ongeschikt voor het bepalen van radiale temperatuurprofielen, maar heeft als grote voordeel de eenvoudige meetmethode.

De resultaten van de Source-methode staan voor 1 en 3 Atm. in figuur 5.4 en 5.5. De hier gepresenteerde resultaten zijn gemeten op de as van de boog ($r=0$). In paragraaf 5.5 wordt de tijdsontwikkeling van de radiale temperatuurprofielen besproken.

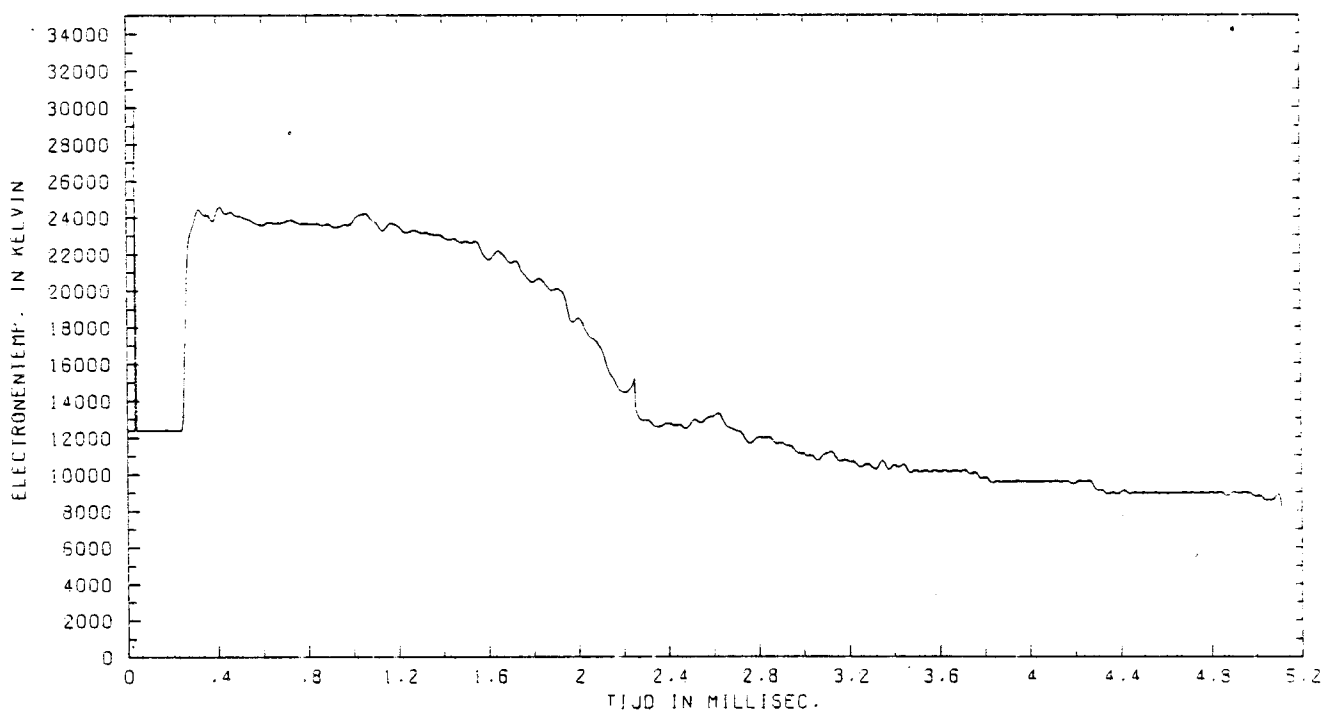
De temperatuur zoals deze volgt uit de resistiviteit van het plasma is weergegeven in figuur 5.6 en 5.7. De numerieke verwerking van deze metingen is op dit moment echter nog niet afgerond, zodat de resultaten een zeer voorlopig karakter dragen. Zo is bijvoorbeeld ten onrechte een vlak profiel aangenomen voor temperatuur, stroom en elektrische veldsterkte. Een betere verwerking zal gegeven worden door van Heijst (Hei-83).

Ter controle is de sourcefunctie-methode niet alleen toegepast op de 4806 Å lijn (overgang $4p^4P_{5/2} - 4s^4P_{5/2}$) maar ook op de lijnen 4736 Å $4p^4P_{3/2} - 4s^4P_{5/2}$ en 4880 Å $4p^2D_{5/2} - 4s^2P_{3/2}$. De resultaten van deze metingen stemmen overeen met de 4806-waarden en zullen dan ook niet afzonderlijk worden weergegeven.



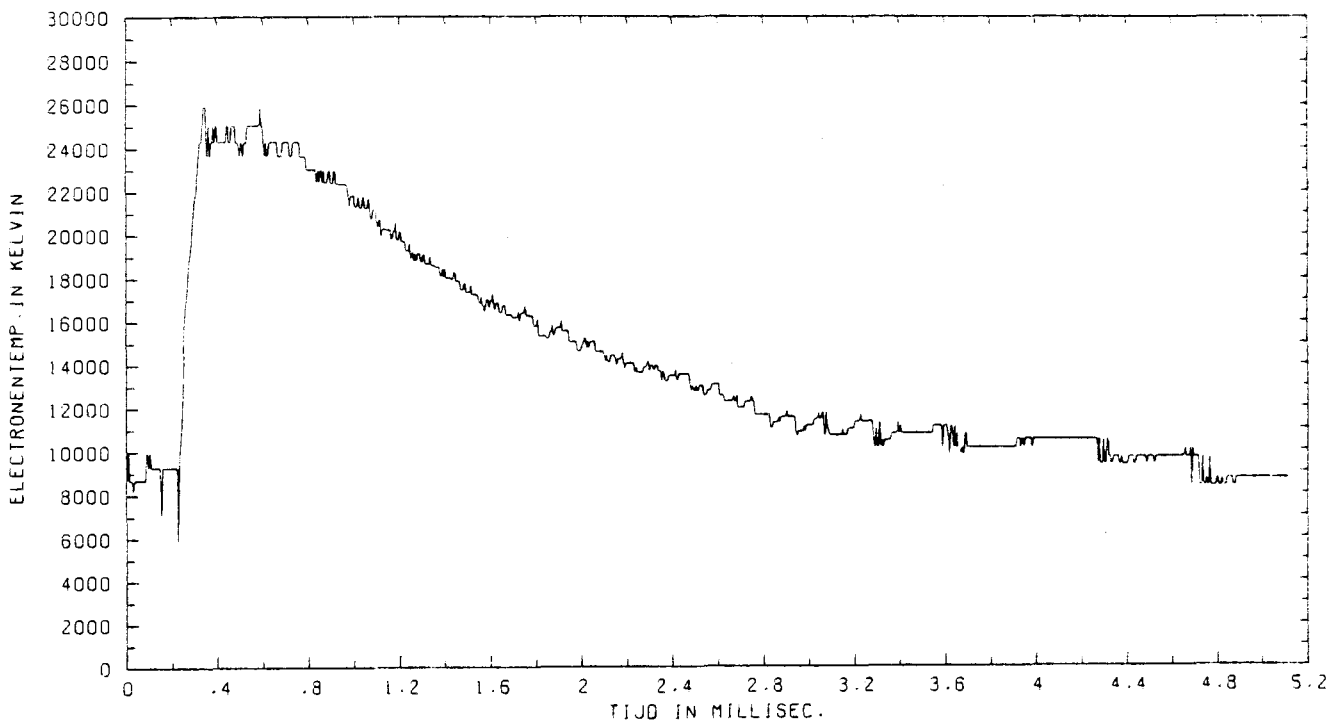
TEMP/SOURCE/P010/R000LI/821111. DRAAIDATUM 830125 AFKAPFREQ 11.12 (KHZ) = 23 EXPKL 0.3

Fig. 5.4 : De electronentemperatuur volgens de Source-methode als functie van de tijd. $p = 1 \text{ atm.}$



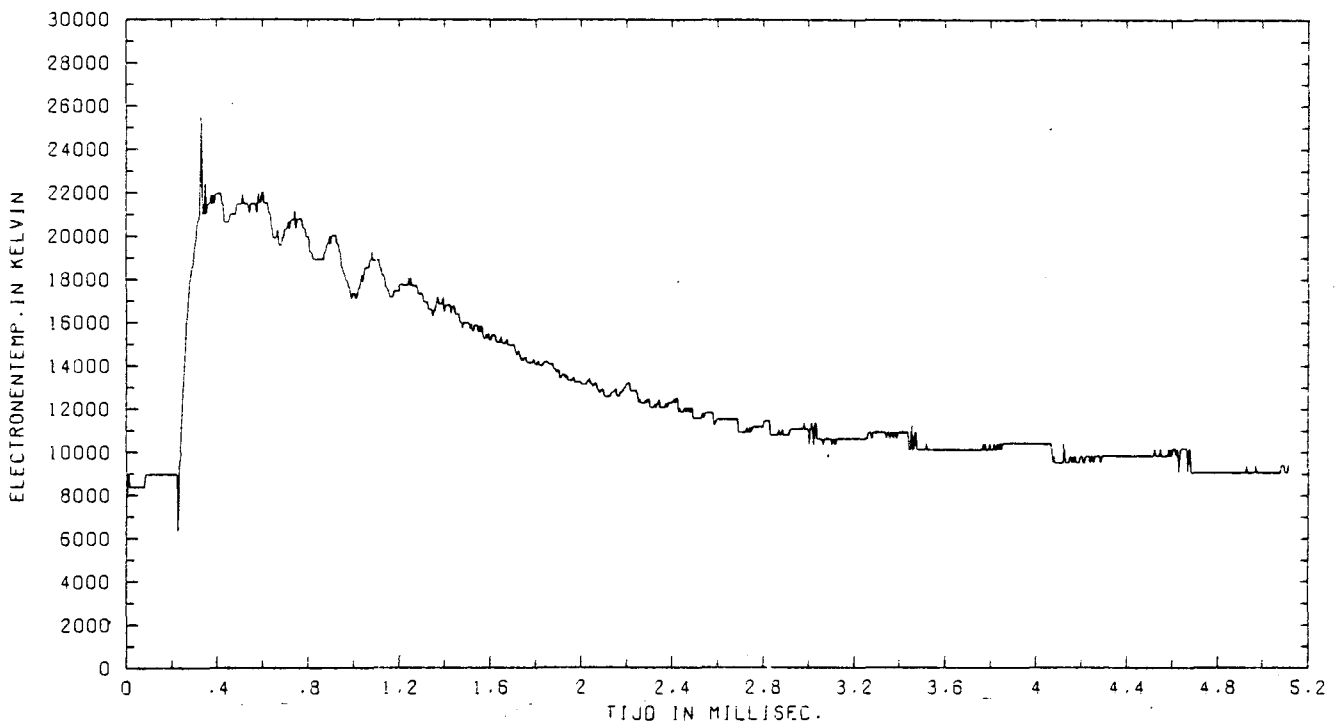
TEMP/SOURCE/P030/R000LI/821111/A. DRAAIDATUM 830123 AFKAPFREQ 11.12 (KHZ) = 23 EXP(-KLI)=0.3

Fig. 5.5 : De electronentemperatuur volgens de Source-methode als functie van de tijd. $p = 3 \text{ atm.}$



TEMP/SIGMA/P010/821110/NR007.

Fig. 5.6 : De electronentemperatuur volgens de resistiviteitsmethode als functie van de tijd. $p = 1 \text{ atm.}$



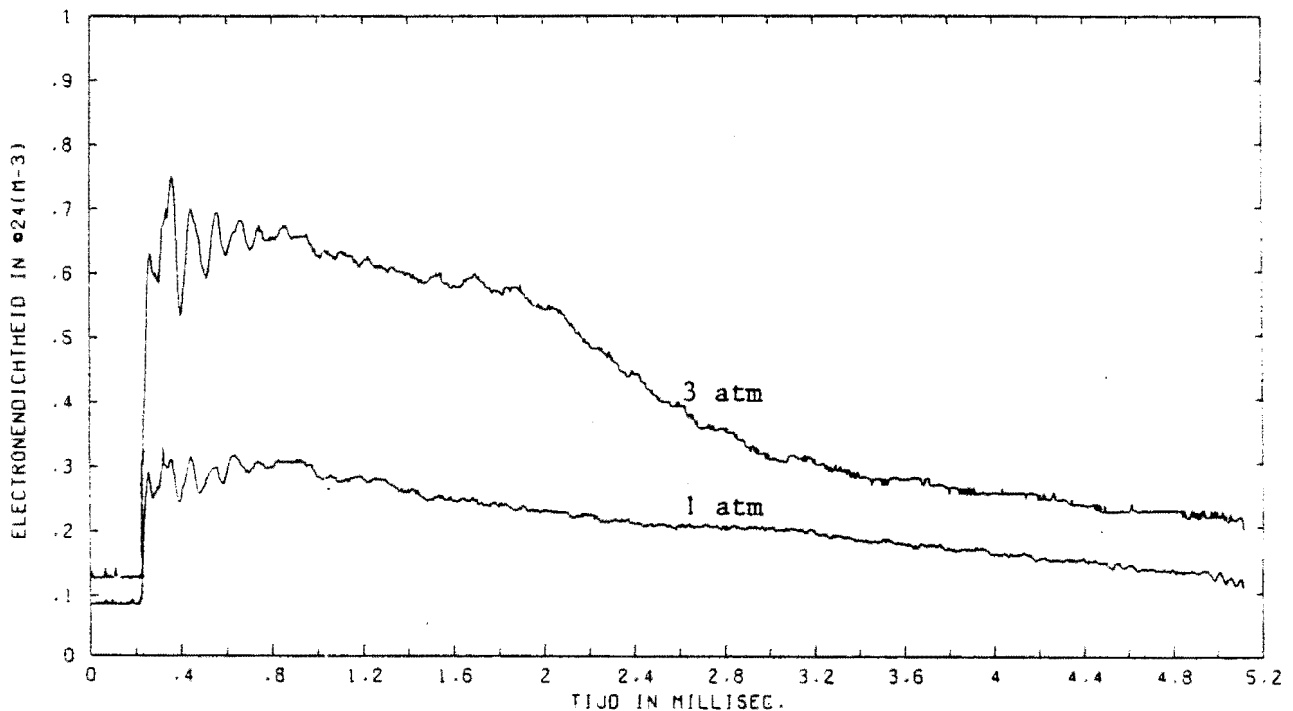
TEMP/SIGMA/P030/821111/NR011.

Fig. 5.7 : De electronentemperatuur volgens de resistiviteitsmethode als functie van de tijd. $p = 3 \text{ atm.}$

5.4 De electronendichtheid

De electronendichtheid in het cascadeboogplasma is gemeten met behulp van de continuümverhoudingsmethode (Val-82). De resultaten staan gegeven in figuur 5.8. Bovendien is het resultaat van deze methode vergeleken (steekproefsgewijs) met de berekening die uitgaat van de absolute continuümintensiteit. Het blijkt dat er een goede overeenstemming bestaat, zie ook tabel 5.1.

Om na te gaan in hoeverre het plasma verwijderd is van LTE, is een meting van de druk en de temperatuur met behulp van LTE-berekeningen omgewerkt naar de electronendichtheid. Uit deze berekeningen volgen ook de dichtheden van de ionen (een- en tweewaardig), zie figuur 5.9 en tevens tabel 5.1.



NE/CONT/PO30/ROOOLI/821116/4688. DRAAIDATUM = 830126 TEMP: TEMP/SOURCE/PO30/ROOOLI/821111
 NE/CONT/PO10/ROOOLI/821116/4688. DRAAIDATUM = 830126 TEMP UIT TEMP/SOURCE/PO10/ROOOLI/821111

Fig. 5.8 : De electronendichtheid volgens de continuüm-verhoudingsmethode als functie van de tijd. $p = 1$ en 3 atm.

DE TITEL VAN DE FILE IS :

NE/CONT/P010/R000LI/821116/4688.

TOEGEPAST IS TEMPFIL:TEMP/SOURCE/P010/R000LI/821111/A.

TOEGEPAST IS DRUKFILE :PAX/P010/830224/NR001.

DATUM = 821116 METINGNR = 6 LAMBDA (ANGSTR)= 4688.000
 I DC (A) = 60 I PULS (A)= 2200 DIAM. (MM) = 5.000
 STR(0.1MM)= 0 P0 (ATM) = 1.000 SAMPLETIJD (US)= 5.000

T (US)	I1 (J/M3.S.SR)	TE (K)	P (ATM)	D-FACTOR	NEVERH (M-3)	NEABS (M-3)	NELIE (M-3)
0	5.45E+12	1.27E+04	1.000	1.000	8.05E+22	8.08E+22	9.51E+22
250	5.27E+13	2.10E+04	1.470	1.119	2.80E+23	2.79E+23	2.53E+23
500	4.61E+13	2.55E+04	1.678	1.128	2.64E+23	2.63E+23	2.72E+23
750	5.82E+13	2.53E+04	1.547	1.126	2.96E+23	2.96E+23	2.52E+23
1000	5.16E+13	2.56E+04	1.306	1.120	2.78E+23	2.79E+23	2.15E+23
1250	5.16E+13	2.60E+04	1.252	1.117	2.77E+23	2.78E+23	2.07E+23
1500	3.95E+13	2.56E+04	1.438	1.122	2.43E+23	2.43E+23	2.35E+23
1750	3.62E+13	2.40E+04	1.427	1.128	2.34E+23	2.33E+23	2.33E+23
2000	3.40E+13	2.31E+04	1.186	1.125	2.26E+23	2.26E+23	1.97E+23
2250	2.85E+13	2.18E+04	1.164	1.122	2.06E+23	2.06E+23	1.97E+23
2500	2.85E+13	2.03E+04	1.153	1.110	2.04E+23	2.03E+23	2.04E+23
2750	2.85E+13	1.86E+04	1.164	1.091	2.01E+23	2.00E+23	2.19E+23
3000	3.07E+13	1.48E+04	1.142	1.036	1.98E+23	1.97E+23	1.96E+23
3250	2.96E+13	1.26E+04	1.098	0.999	1.87E+23	1.86E+23	9.74E+22
3500	2.74E+13	1.19E+04	1.087	0.982	1.77E+23	1.74E+23	6.27E+22
3750	2.74E+13	1.10E+04	1.098	0.964	1.74E+23	1.66E+23	3.76E+22
4000	2.41E+13	1.00E+04	1.087	0.935	1.58E+23	1.35E+23	1.64E+22
4250	2.41E+13	9.29E+03	1.077	0.901	1.52E+23	1.06E+23	7.57E+21
4500	2.30E+13	9.45E+03	1.087	0.908	1.50E+23	1.10E+23	9.14E+21
4750	2.07E+13	8.77E+03	1.077	0.868	1.36E+23	7.87E+22	4.24E+21
5000	2.07E+13	8.41E+03	1.081	0.836	1.31E+23	6.37E+22	2.68E+21

Tabel 5.1 : Vergelijking van de metingen van de electronendichtheid met de continuu-verhoudingsmethode, de absolute continuu-intensiteit, en de met behulp van LTE uit de druk en de temperatuur berekende waarden.

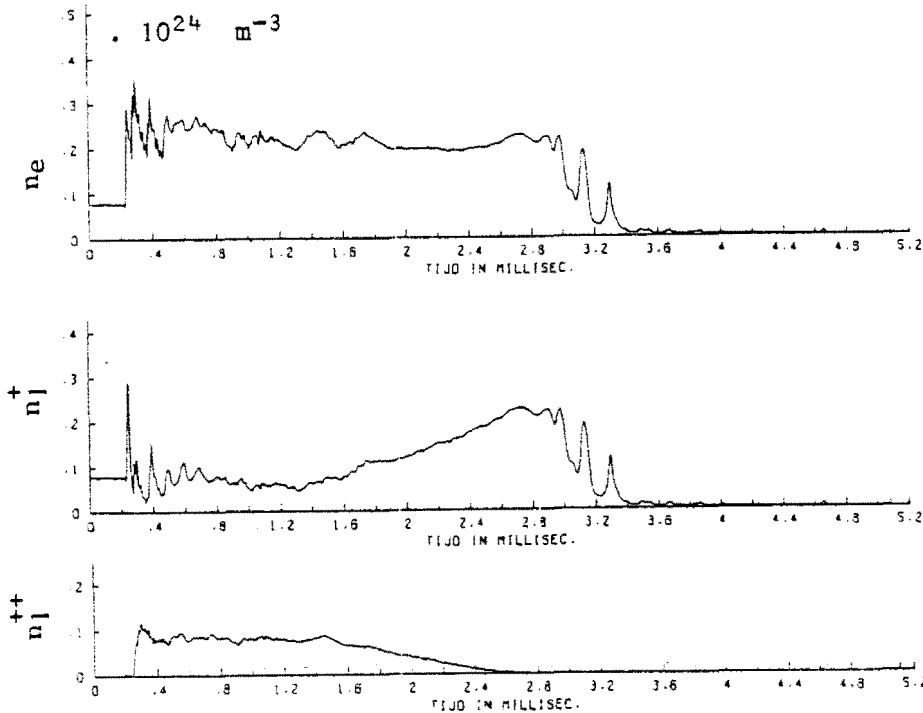


Fig. 5.9 : de electronendichtheid en de ionendichtheden als functie van de tijd berekend uit de druk en de temperatuur met behulp van LTE.
 p=1 atm

5.5 Het radiale profiel

De electronendichtheid en -temperatuur zijn niet alleen als functie van de tijd maar ook als functie van de radiale positie gemeten. In de figuren 5.10 t/m 5.13 zijn verschillende representaties van deze metingen opgenomen.

Figuur 5.10 geeft de drukafhankelijkheid van de profielen weer. Figuur 5.11 bevat radiale profielen van de electronentemperatuur op enkele tijdstippen in de puls, fig. 5.12 van de electronendichtheid. In figuur 5.13 staat een driedimensionale weergave van de profielen.

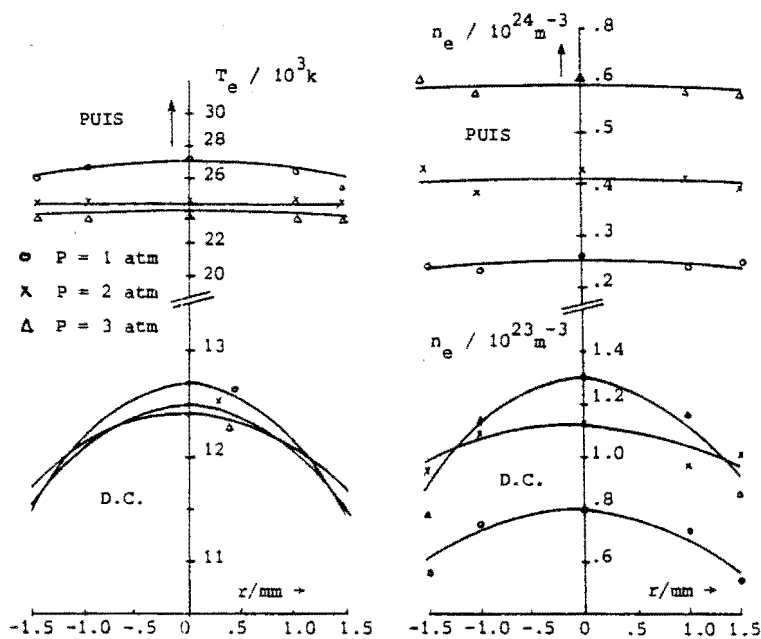


Fig. 5.10 : De radiale profielen van n_e en T_e als functie van de vuldruk.

Fig. 5.11 : De ontwikkeling van het radiale profiel van de electronen-temperatuur als functie van de tijd gedurende de puls.

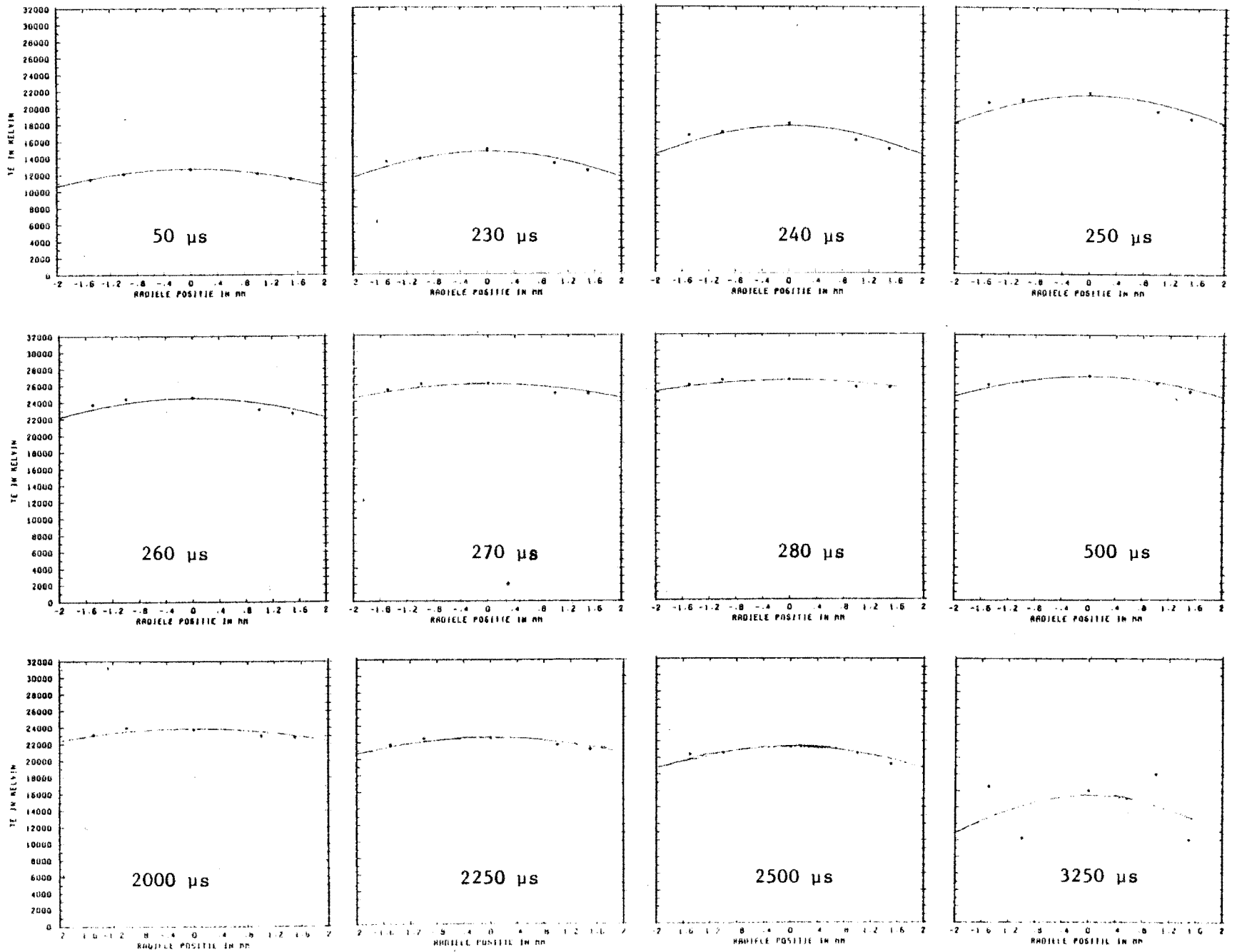
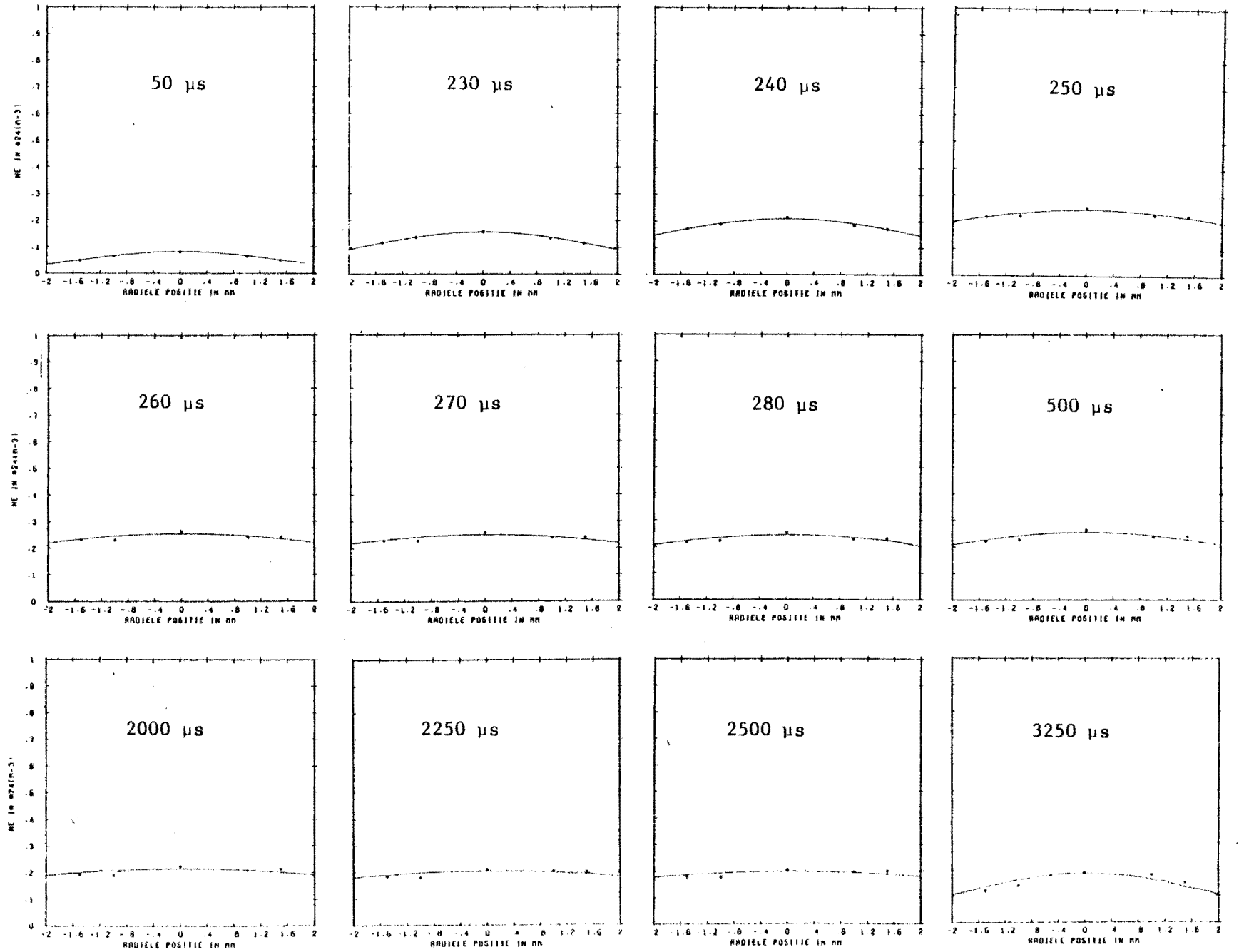


Fig. 5.12 : De ontwikkeling van het radiale profiel van de electronen-
dichtheid als functie van de tijd gedurende de puls.



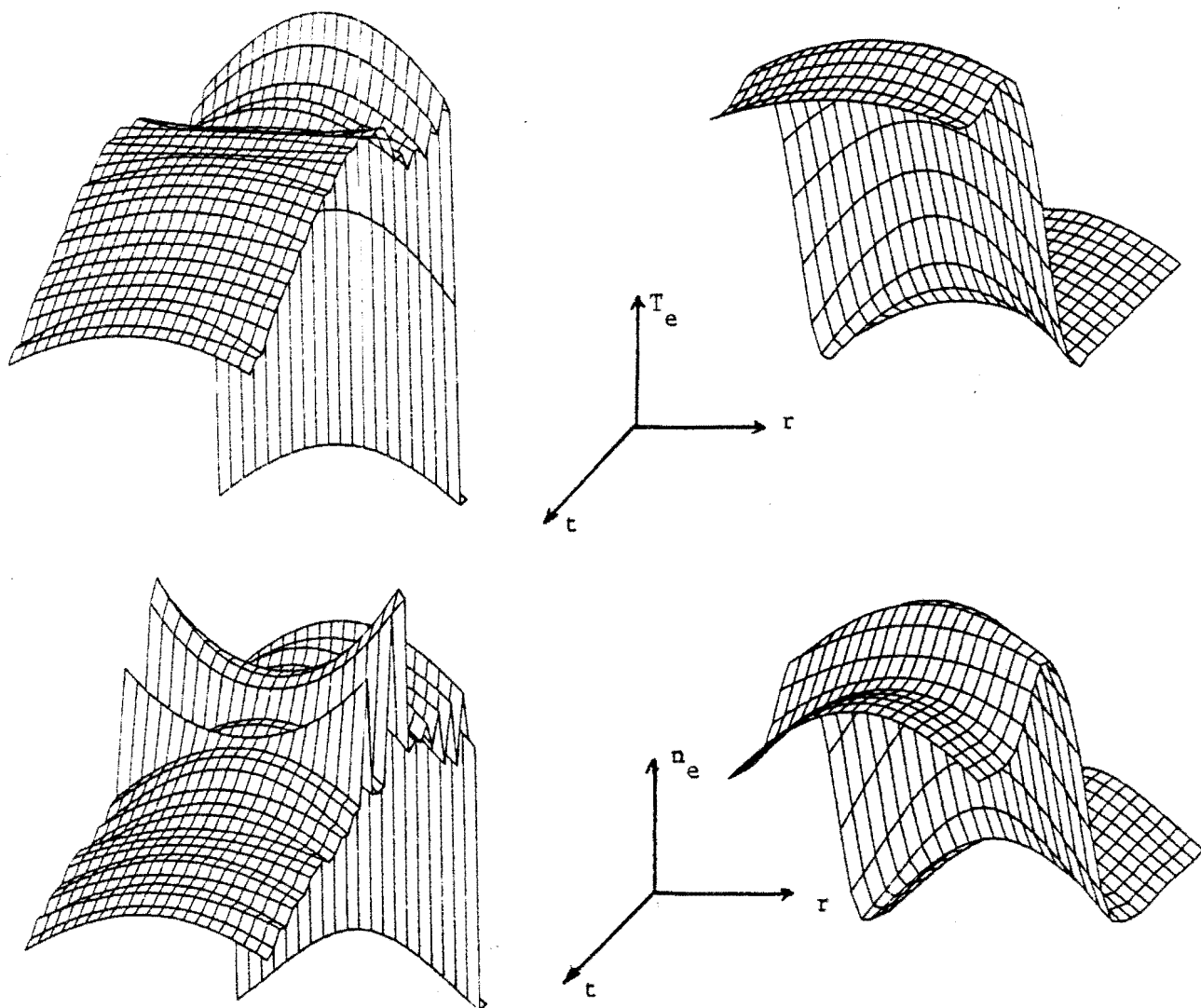


Fig. 5.13 : Driedimensionale weergave van de ontwikkeling van de radiale dichtheids- en temperatuurprofielen als functie van de tijd gedurende de puls. Het rechterdeel representeert de aanlooffase van de puls, uitgerekt weergegeven.

5.6 Het lijnprofiel

Het lijnprofiel van de bij de Source-methode gebruikte ArII lijn ($\lambda=4806 \text{ \AA}$, overgang $4p^4P_{5/2}-4s^4P_{5/2}$) is opgemeten door na elk "schot" van de condensatorbank de monochromator 1 \AA te verplaatsen. Men kan dan door de verzameling schoten van de zo verkregen golflengtescan een dwarsdoorsnede maken op een bepaald tijdstip. Het resultaat staat in fig. 5.14. Door de te geringe spectrale oplossing is het echter niet mogelijk gebleken om uit de gemeten profielen de Lorentz- en Gauss-gedeeltes te isoleren, zodat de profielen alleen van illustrerende aard zijn.

Ook moet men niet vergeten dat in de puls de lijn vrijwel geheel geabsorbeerd is. Dit maakt aan de ene kant toepassing van de Source-methode mogelijk, maar bemoeilijkt aan de andere kant het gebruik van de lijn ten bate van profielanalyse.

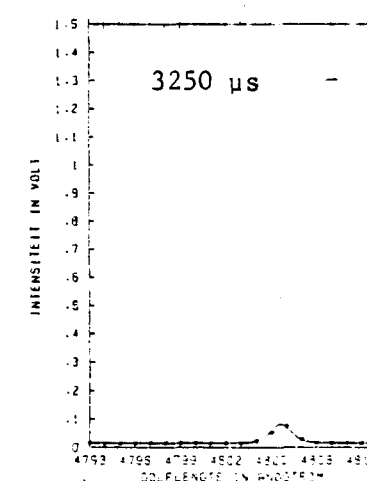
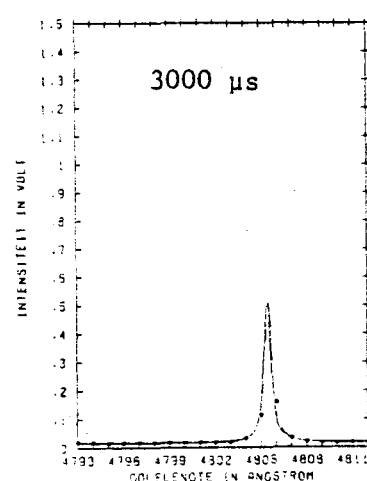
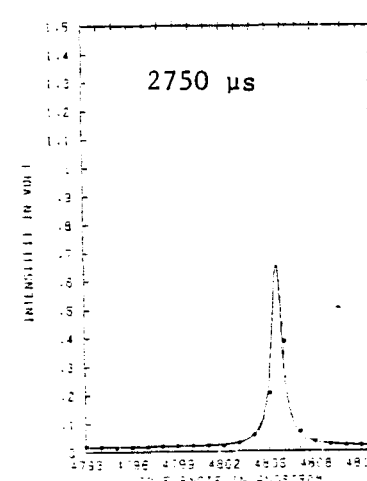
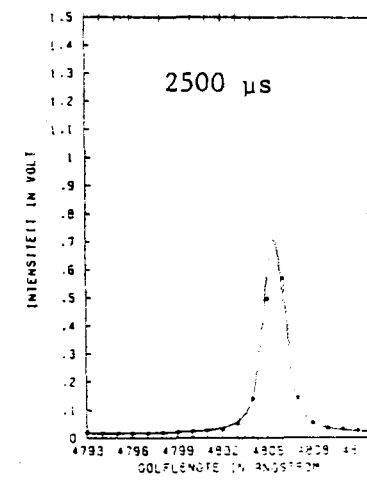
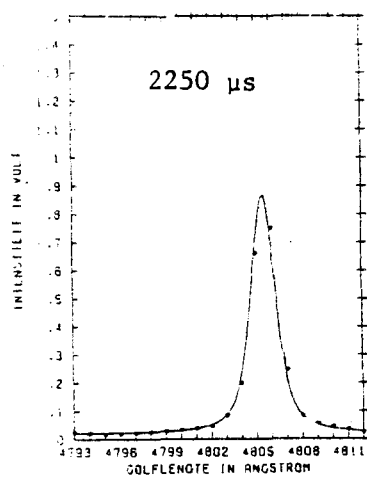
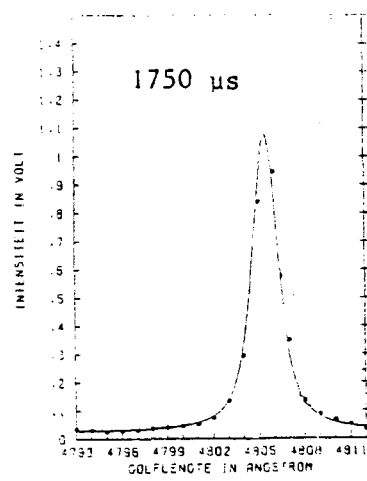
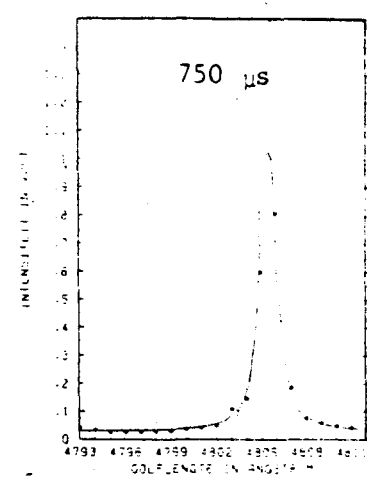
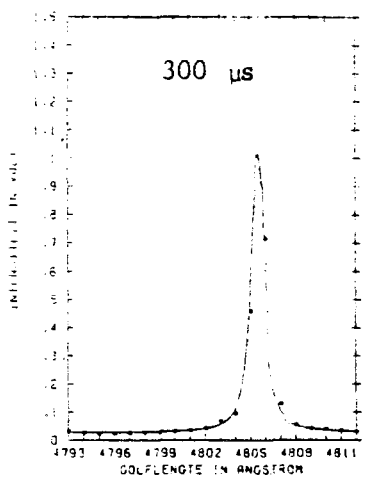
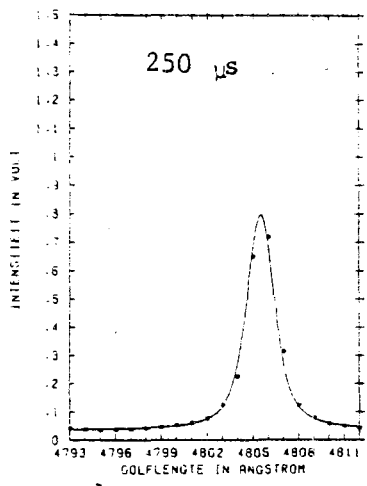
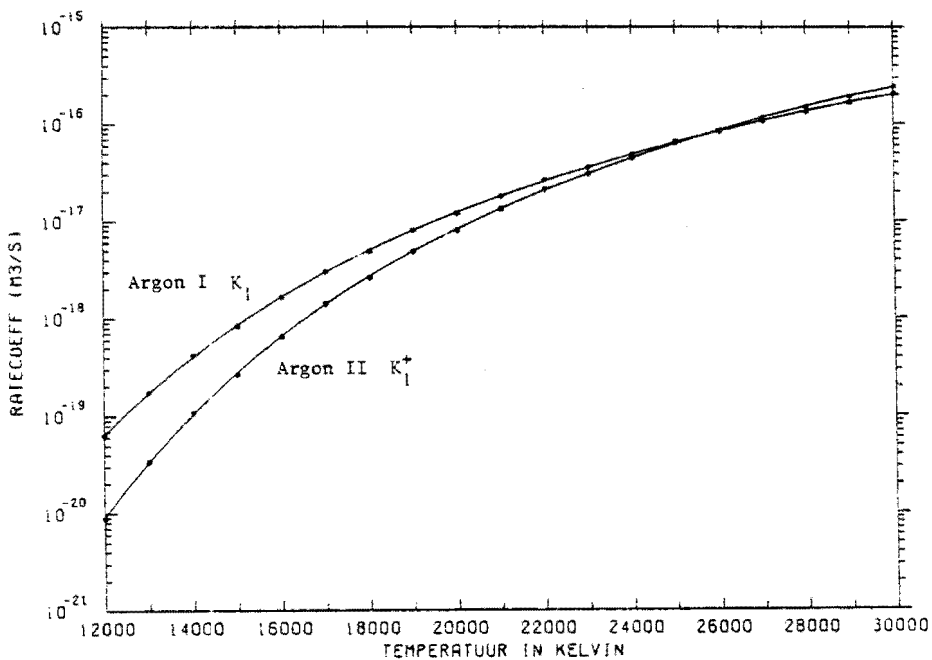


Fig. 5.14 : De ontwikkeling van het profiel van de bij de Source-methode gebruikte ArII-lijn als functie van de tijd gedurende de puls.

5.7 De energiebalans

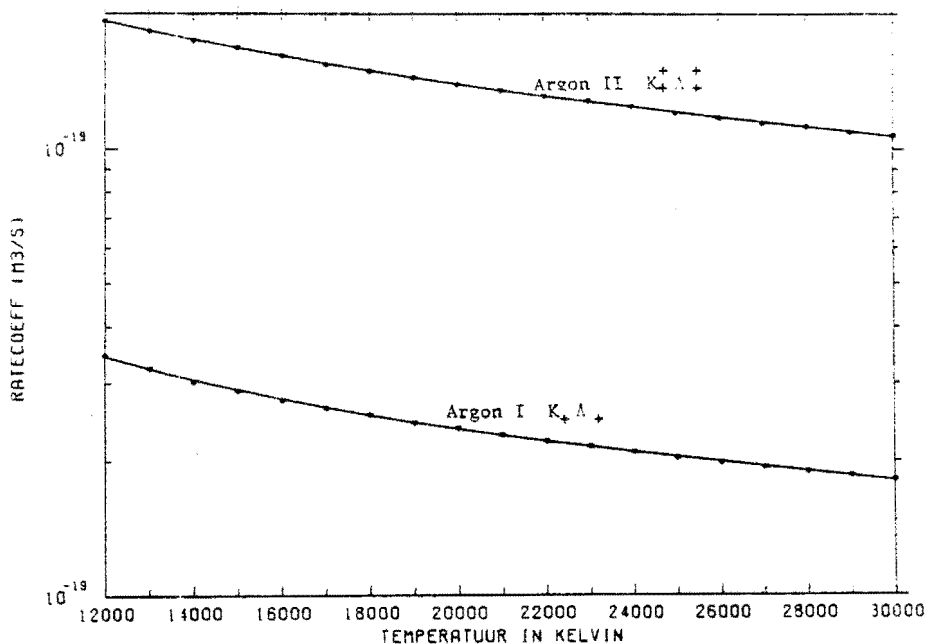
Met behulp van voorgaande resultaten is uit de in paragraaf 2.6 gegeven energievergelijking de overbezetting Sb_1^+ van het Argon-ion systeem (ArII) bepaald. De in deze vergelijking voorkomende rate-coëfficiënten K_1 en (K_+A_+) zijn bepaald met behulp van gegevens van CR-modellen (Wil-83) en zijn weergegeven in figuur 5.15 en 5.16. In figuur 5.17 staan dan de berekende overbezettingen uitgezet als functie van de temperatuur. Ook zijn in deze grafiek de overbezettingen te vinden zoals deze zijn bepaald door Hermkens (Her-82).

Een listing van het computerprogramma waarmee de energievergelijking is opgelost is te vinden in appendix I. Hierin staat ook een voorbeeld van de output op de printer, waarin men ook de groottes van de diverse termen kan aflezen.



TOTALE IONISATIE/EXCITATIE RATE-COEFF. AR I EN II

Fig. 5.15 : De totale excitatie+ionisatie rate-coëfficiënt.



TOTALE STRALINGSRECOMBINATIE-COEFF AR I EN II

Fig. 5.16 : De totale stralingsrecombinatie rate coefficient.

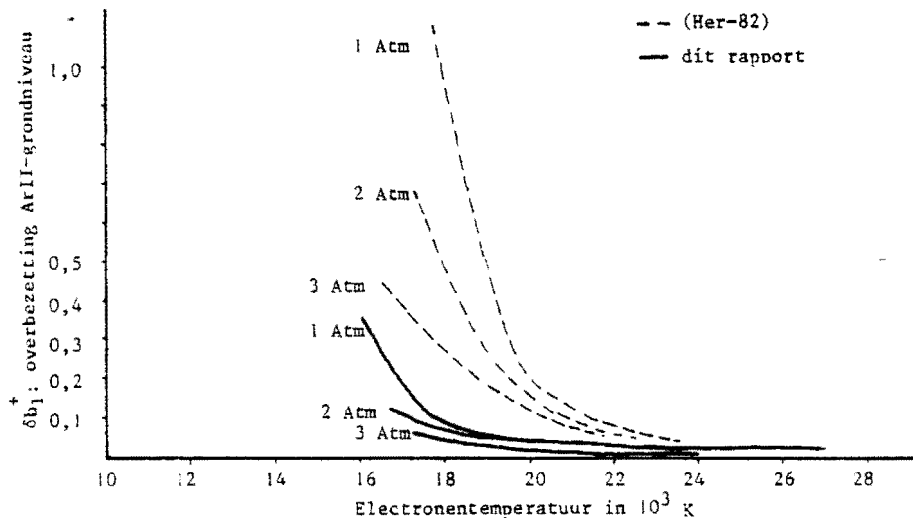


Fig. 5.17 : De relatieve afwijking van de Saha-bezetting van het ArII grondniveau als functie van de temperatuur.

Bij figuur 5.17 moet opgemerkt worden dat het verband tussen δb_1^+ en de temperatuur zoals dat hier wordt aangegeven zowel in de ioniserende als in de recombinerende fase van de puls geldt. Hieruit kan men afleiden dat de atomaire processen zo snel zijn dat het plasma niet "weet" in welke fase van de stroompuls het verkeert.

Gedurende de puls zijn de ArII-lijnen vrijwel volledig geabsorbeerd. Daardoor is de bepaling van de electronentemperatuur met behulp van de Source-methode een nauwkeurige en betrouwbare methode.

Bij hogere drukken wordt, bij identieke stroomsterkte, de electronentemperatuur lager.

De resistiviteits-temperatuur stemt kwalitatief redelijk, kwantitatief (nog) slecht overeen met de Source-temperatuur. Het zou kunnen zijn dat het aantal deeltjes in de Debye-bol zo klein is dat de grenzen van de geldigheid van de Spitzer-formule overschreden worden, het is echter ook mogelijk dat er meetfouten zijn opgetreden.

De radiale temperatuurs- en dichtheids-profielen zijn in de stationaire fase van de puls zeer vlak. Daarom moeten er vlak bij de wand sterke gradienten zijn.

Alle deeltjestemperaturen moeten (vrijwel) aan elkaar gelijk zijn. De maximaal toelaatbare verschillen kunnen worden afgeschat uit de electronen-energiebalans en liggen in de orde van 10 K.

De overbezetting δb_1^+ is berekend met behulp van een theoretisch model dat veronderstelt dat de systeembeschrijving na het ArIII grondniveau afgekapt mag worden. Indien men de continuïteitsvergelijkingen van dit systeem afschat (bij condities in de puls: $n_e = 3 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 28000 \text{ K}$) kan men berekenen dat de radiale driftsnelheden in de orde van 1000 m/s moeten liggen. Dit soort snelheden wordt echter verboden door de impulsbalans.

Indien men nu het model uitbreidt tot het grondniveau van ArIV, en daarmee de aanmaak van driewaardige ionen meeneemt, blijken de geschatte snelheden te dalen tot $< 500 \text{ m/s}$. Deze waarden blijken nu wel verenigbaar te zijn met de impulsbalans.

Uit deze extrapolatie blijkt ook dat in de electronenenergiebalans de aanmaak van ArIII niet mag worden verwaarloosd. Men kan de conclusie trekken dat de δb_1^{++} kleiner moet zijn dan 0,05. De systemen ArI, ArII en ArIII zijn dus alle vrijwel (binnen 5%) in LTE, ook indien men flinke transportsnelheden toelaat.

De escape-factoren zijn een locale benadering die in principe onjuist is als de kans op stralingsinvangst vrij groot is. Verder is reeds betoogd dat ArIII niet verwaarloosd mag worden, en dat de impulsbalans limieten stelt aan driftsnelheden.

Daarom moet het theoretisch model worden uitgebreid met

- 1 stralings-transportvergelijking
- 2 impulsbalans voor alle deeltjessoorten
- 3 minstens het ArIII systeem.

REFERENTIES

- (Bra-65) Braginskii, S.I.
Transport processes in a plasma
In: Reviews of plasma physics, Ed. M.A. Leontovich
Consultants bureau, New York 1965
- (Dra-65) Drawin, H.W.
Data for plasmas in local thermodynamic equilibrium
Gauthier-Villars, Paris 1965
- (Hac-71) Hackman, J.
Thesis Naturwissenschaftlichen Fakultät Aachen 1971
- (Hus-83) Husken, A.B.M.
Intern THE-rapport VDF (nog niet gepubliceerd)
- (Her-82) Hermkens, G.A.J.
Intern THE-rapport VDF NT/82-09
- (Hei-83) Heijst, C.P.M. van
Intern THE-rapport VDF NT/83-06
- (Hof-78) Hofsaess, D.
J.Q.S.R.T. 19 (1978) 339
- (Kaa-81) Kaase, H.
Optik 59 (1981) 1
- (Kar-61) Karsas, W.J., Latter, R.
Astrophys. J. 6 (1961) 665
- (Kol-82) Kolacinski, Zb., Timmermans, C.J.
Intern THE-rapport VDF NT/82-14

- (Mit-73) Mitchner, M., Kruger, C.H.
Partially ionized gases
Wiley, New York 1973
- (Mol-73) Mol, C. de, Wijdeven, A. van de
Intern THE-rapport VDF NO/73-03
- (Ros-81) Rosado, R.J.
Thesis THE 1981
- (Sch-79) Schram, D.C., Timmermans, C.J.
Plasmafysica II, Collegedictaat THE VDF NT/79-10
- (Spi-53) Spitzer, L., Härm, R.
Phys. Rev. 89 (1953) 977
- (Spi-62) Spitzer, L.
Physics of fully ionised gases
Wiley, New York 1962
- (Sij-83) Sijde, B. van der
Intern THE-rapport VDF NT/83-01
- (Val-82) Vallinga, P.M.
Intern THE-rapport VDF NT/82-24
- (Ven-71) Venugopalan, M.
Reactions under plasma conditions
Wiley, New York 1971
- (Wil-83) Willems, B.
Intern THE-rapport VDF NT/83-05
- (Wil-82) Willems, J.F.H.
Persoonlijke mededelingen, THE 1982

Appendix A

Met behulp van een computerprogramma zijn de dichtheden van de electronen, neutralen en ionen bepaald volgens LTE als functie van de druk en de temperatuur.

De gebruikte relaties zijn:

- de Saha-vergelijkingen
- de ideale gaswet, ofwel wet van Dalton
- de quasi-neutraliteits-voorwaarde

De onderlinge verhoudingen van de diverse dichtheden is weergegeven in figuur A1, de afhankelijkheid van de electronendichtheid van de druk en de temperatuur wordt geïllustreerd in figuur A2.

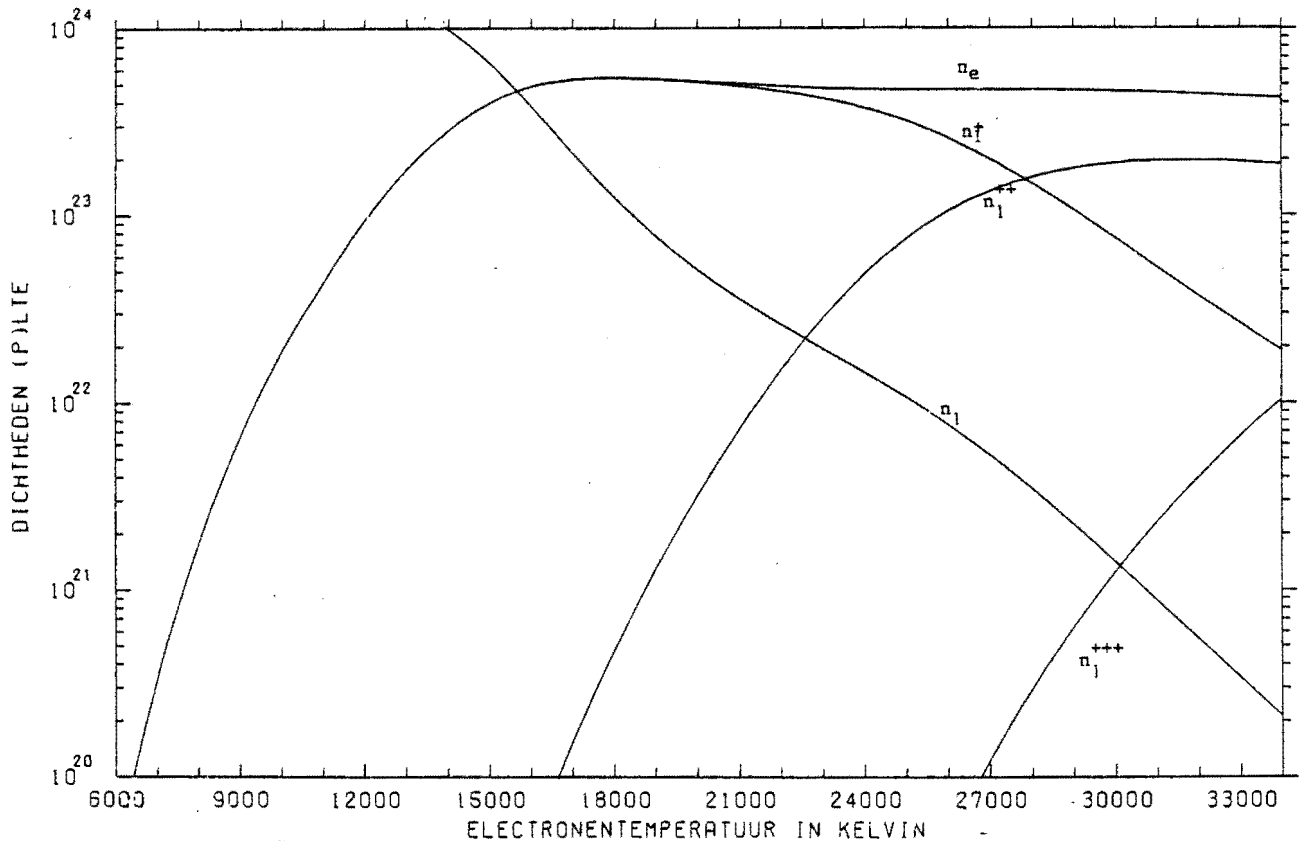


Fig. A1 : De verhouding van de diverse dichtheden onder LTE-condities.
 $p = 2 \text{ atm.}$

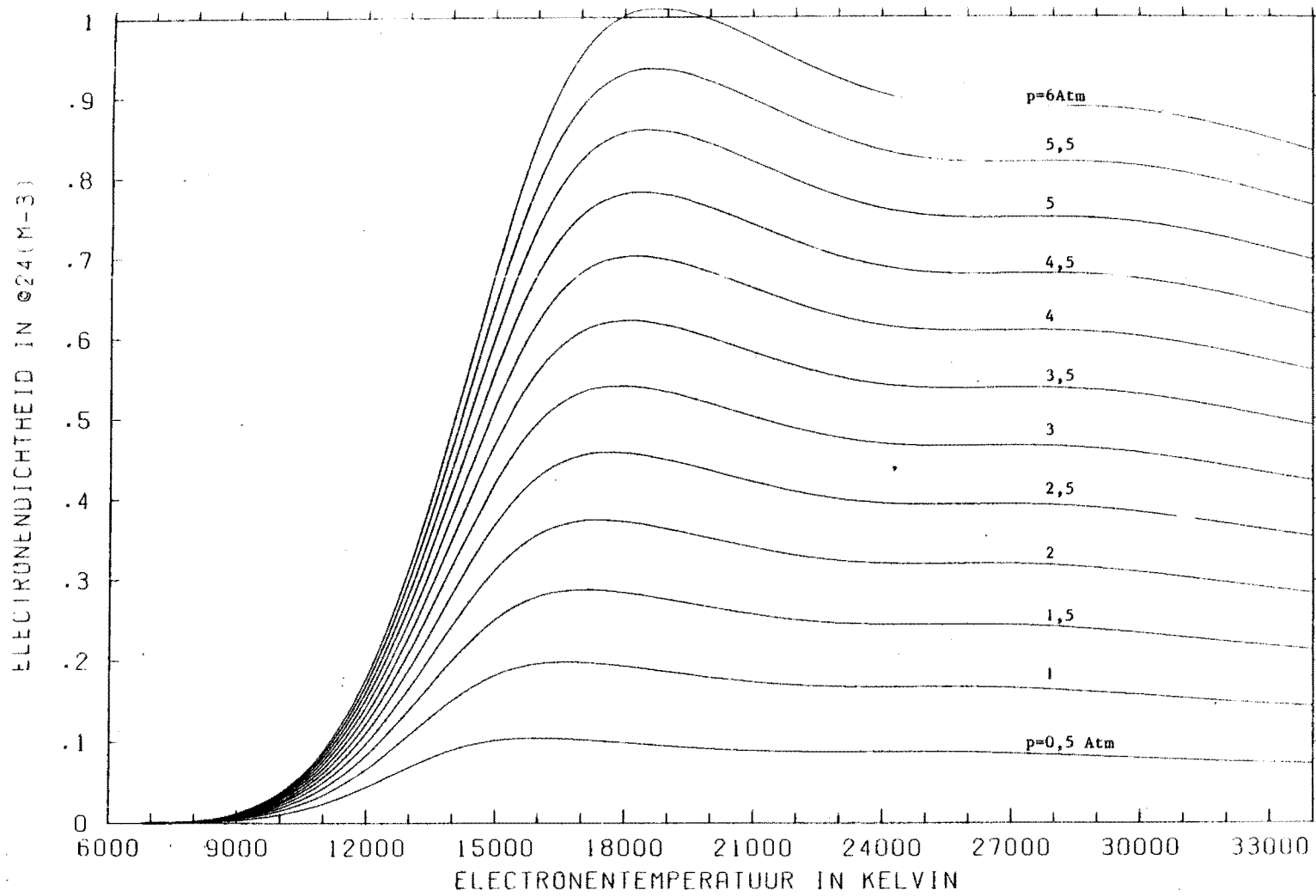


Fig. A2 : De afhankelijkheid van de electronendichtheid van de druk en de temperatuur.

Appendix B

In hoofdstuk 2 wordt de energiebalans afgeleid. Om uit deze vergelijking de overbezettingen te kunnen destilleren is een computerprogramma ontwikkeld dat de radiële metingen van de electro-nendichtheid en -temperatuur gebruikt om alle termen in vergelijking 2.82 uit te rekenen. Een listing van dit programma is in deze appendix opgenomen.

Verder is in deze appendix ook nog een voorbeeld van de uitvoer van het programma opgenomen, waarin de groottes van de diverse termen kan worden afgelezen.


```
10000 Z*****
10100 Z***      NAAM :      ENERGIE/MONSTER      ***
10200 Z***      AUTEUR :    GERRIT KROESEN     ART '83      ***
10300 Z***      WERKING :  BEHANDELT RADIELE SCANS VAN TE EN NE ***
10400 Z***      REFERENTIE :  TEN BATE VAN DE ENERGIEVERGELIJKING ***
10500 Z***      REFERENTIE :  AFSTUDEERVERSLAG GERRIT KROESEN ***
10600 Z*****
10700 IVERKLARING VAN DE NAMEN VAN DE PARAMETERS
10800 I-----
10900 I DMEDT : TIJDSAFGELEIDE VAN ELECTRONENDICHTH. ME
11000 I DTEDT : ELECTRONENTEMP. TE
11100 I NEO : TOPWAARDE RADIEEL PROFIEL NE
11200 I SIGMA NE : BREDTE
11300 I TEO : TOPWAARDE TE
11400 I SIGNATE : BREDTE
11500 I PO : DRUK IN DE PULS: M.B.V. LTE UIT NE EN TE
11600 I LNGAMMA : COULOMBLOGARITME
11700 I DEBYE : DEBIJE-LENGTE
11800 I NDEBYE : AANTAL DEELTJES IN DE DEBIJE-BOL
11900 I ZEFF : GEM. POS. LABING: N1 + 4.N2 + 9.N3 ETC.
12000 I N1 : DICHTHEID AR I GRONDNIVEAU
12100 I NIPLUS : II
12200 I NIPLUSPLUS : III
12300 I NEX : AANTAL GEEXCITEERDEN AR I
12400 I NEXPLUS : II
12500 I DELTAB1 : OVERBEZETTING GRONDNIVEAU AR I
12600 I DELTAB1PLUS : II
12700 I K1 : TOTALE IONISATIE-RATECOEFFICIENT AR I
12800 I K1PLUS : II
12900 I KLAMBDAI : 2-DEELTJES REC. COEFF. AR I
13000 I KLAMBDAI2 : II
13100 I ESTER : EFFECTIEVE ION.+EXC. ENERGIE AR I
13200 I ESTERPLUS : II
13300 I NABLAQ : WARMTEBELEIDING
13400 I JINE : ELECTRONEN-IONEN URIJVING
13500 I QFF : REMSTRALINGS-ENERGIE
13600 I DNTERM : TERM MET DNE/DT
13700 I DTTERM : DTE/DT
13800 I STRALRECI : STRALINGRECOMBINATIE-TERM AR I
13900 I STRALRECI2 : II
14000 I COEFFDB1 : COEFFICIENT VAN DELTAB1 IN EN. VGL.
14100 I COEFFDB1PLUS : DELTAB1PLUS IN EN. VGL.
14200 I KMITCHNER : WARMTEBELEIDINGS-COEFF. VOLGENS MITCHNER
14300 I EPULS : E-VELD OP HET BESCHOUWDE TIJDSTIP
14400 I IPULS : STROOM
14500 I SGNSIGMA NE : TEKEN VAN DE KROMMING VAN HET NE-PROFIEL
14600 I SGNSIGMATE : TE-
14700 I DE1 : IONISATIEPOTENTIAALVERLAGING AR I (EV)
14800 I DE2 : IONISATIEPOTENTIAALVERLAGING AR II (EV)
14900 I DE3 : IONISATIEPOTENTIAALVERLAGING AR III (EV)
15000 I DNTOTDNE : TOTALE AFGELEIDES VAN ALLE DICHTHEDEN NAAR NE
15100 I GEBRUIKT OM DE dn(tot)/dt TE BEPALEN.
15200 I
15300 I -----
15400 I
15500 I
15600 I SET INSTALLATION
15700 I BEGIN
15800 I %INCLUDE 'BIBLIOTHEEK/PULS/HEADINGS'
15900 I FILE INPUT(KIND=REMOTE, FILETYPE=3),
16000 I PLOTF(KIND=PREVIEWER),
16100 I OUTPUT(KIND=REMOTE, UNITS=CHARACTERS, MAXRECSize=132),
16200 I F(KIND=DISK, FILETYPE=7),
16300 I LINE(KIND=PRINTER, FORMMESSAGE='TPJ.', TRAINID='EBCD0196'),
16400 I COMMENTAR(KIND=DISK, FILETYPE=7,
16500 I TITLE='ENERGIE/COMMENTAAR/NIETWEG.');
```

```

21500  DNIDNE:=2/(2+0.5*NE/P2)*42;
21600  DNIDNE:=(NE*DNIDNE+2)/(2*P2);
21700  DNDGME:=(NE*DNIDNE+1)/(2*P1);
21800  DNTOTDNE:=1+DNIDNE+DNIDNE+DNDGME;
21900  END DICHTEDEEN;
22000
22100  WRITE(OUTPUT, 'Goedendag. Mijn naam is 'ENERGIE/MONSTER' .',/,
22200  ' Bij welke druk in atm wilt u de energie-',
22300  ' vergaaijking oplossen ?');
22400  READ(INPUT,/,PSTART);
22500  Z-----
22600  Z      INLEZEN VAN NE, TE PROFIELEN , STROOM EN E-VELD
22700  Z-----
22800  WRITE(OUTPUT, 'Ik ben nu begonnen met het inlezen van de profielen');
22900  FOR K:=1 STEP 1 UNTIL 5 DO
23000  BEGIN
23100  REPLACE NAAM BY ' ' FOR 80;
23200  IF K=1 OR K=5 THEN HULP:=15 ELSE HULP:=ABS(K-3)*10;
23300  IF (K-3) LEQ 0 THEN STR1:='LI' ELSE STR1:='RE';
23400  REPLACE NAAM BY 'NE/CONT/P',10*PSTART FOR 3 DIGITS, 'R',
23500  HULP FOR 3 DIGITS, STR1, '821116/4688.';
23600  REPLACE F.TITLE BY NAAM;
23700  REPLACE NAAM BY ' ' FOR 80;
23800  REPLACE NAAM BY F.TITLE;
23900  FILENAME(K):=HEAD(STRING(NAAM,80),NOT ' ');
24000  READ(F(21),/,FOR L:=0 STEP 1 UNTIL 1023 DO NECK,L);
24100  CLOSE(F);
24200  REPLACE NAAM BY ' ' FOR 80;
24300  REPLACE NAAM BY 'TEMP/SOURCE/P',10*PSTART FOR 3 DIGITS,
24400  'R', HULP FOR 3 DIGITS, STR1, '821111.';
24500  REPLACE F.TITLE BY NAAM;
24600  REPLACE NAAM BY ' ' FOR 80;
24700  REPLACE NAAM BY F.TITLE;
24800  FILENAME(K+S):=HEAD(STRING(NAAM,80),NOT ' ');
24900  READ(F(23),/,FOR L:=0 STEP 1 UNTIL 1023 DO TE(K,L);
25000  CLOSE(F);
25100  END;
25200  KBOLTZMANN:=1.38070-23; PI:=3.1416; QE:=1.60220-19;
25300  WRITE(OUTPUT, 'Nu zal de stroom ingelezen moeten worden');
25400  TITEL(F,INPUT,OUTPUT);
25500  READ(F(11),/,FOR K:=0 STEP 1 UNTIL 1023 DO STROOM(K);
25600  REPLACE NAAM BY F.TITLE;
25700  FILENAME(11):=HEAD(STRING(NAAM,80),NOT ' ');
25800  WRITE(OUTPUT, 'En nu is als laatste het E-veld aan de beurt');
25900  TITEL(F,INPUT,OUTPUT);
26000  READ(F(11),/,FOR K:=0 STEP 1 UNTIL 1023 DO EVELDCK);
26100  REPLACE NAAM BY F.TITLE;
26200  FILENAME(12):=HEAD(STRING(NAAM,80),NOT ' ');
26300  FOR K:=0 STEP 1 UNTIL 1023 DO TIJDCK:=K*50-6;
26400  RADPOS(1):=-1.50-3; RADPOS(2):=-1.00-3; RADPOS(3):=0;
26500  RADPOS(5):=1.50-3; RADPOS(4):=1.00-3;
26600  WRITE(OUTPUT, 'Klaar met lezen. Gebruikte PT = ',F7.2,' SEC.',
26700  TIME(2)/60);
26800  WRITE(OUTPUTSTOP, 'Wat is de straal van de boog in mm ');
26900  READ(INPUT,/,RBOOG); RBOOG:=RBOOG*10-3;
27000  WRITE(OUTPUT, 'Wat is de draaidatum (jjmdda) ? ');
27100  READ(INPUT,/,DRAAIDATUM);
27200  I-----
27300  I      EINDE VAN HET INLEZEN EN INITIEREN.
27400  I      >>>>>> BEGIN VAN DE VERWERKINGSLOOP <<<<<<<<
27500  I-----
27600  WRITE(OUTPUT, 'Wilt u automatisch langs de bitjes fietsen, type ',
27700  ' dan 1, ',/,
27800  ' wilt u echter interactief uw bitnummers bepalen ',
27900  ' type dan 0 ');
28000  READ(INPUT,/,FIETSEN);
28100  IF FIETSEN THEN
28200  BEGIN
28300  WRITE(OUTPUTSTOP, 'Geef resp. eerste(>10) en laatste(<1010) ',
28400  ' bitnr, en de stapgraatte ');
28500  READ(INPUT,/,EERSTE,LAATSTE,INTERV);
28600  AANTAL:=(LAATSTE-EERSTE) DIV INTERV;
28700  END;
28800  NR:=0; ANTW:=TRUE; WHILE ANTW DO BEGIN
28900  Z-----
29000  NR:=NR+1;
29100  IF NOT FIETSEN THEN
29200  WRITE(OUTPUTSTOP, '///, 'Dat is het ',I3,' e meetpunt. ',
29300  ' Welk bitnummer wilt u aan deurt geven ? ');NR;
29400  IF NOT FIETSEN THEN READ(INPUT,/,BITNR(K));
29500  ELSE BITNR(K):=EERSTE+(NR-1)*INTERV;
29600  Z-----
29700  Z      NE EN TE NAAR TIJD LINEARISEREN, TIJDSAFGELEIDES BEPALEN,
29800  Z      RADIELE PROFIELEN (GAUSS) AANPASSEN
29900  Z-----
30000  FOR K:=1 STEP 1 UNTIL 5 DO
30100  BEGIN
30200  FOR L:=1 STEP 1 UNTIL 7 DO
30300  BEGIN
30400  TETIJDC(L):=TECK,BITNR(K)+L-4; NETIJDC(L):=NECK,BITNR(K)+L-4;
30500  HULFTIJD(L):=TIJDC(BITNR(K))+L-4;
30600  END;
30700  LEASTSQUARESPOLYNOMIAL(HULPTIJD,TETIJDC,7,1,COEFF);
30800  IF K=3 THEN DTEDTCNR:=COEFF(1);
30900  TESCANK:=POLEVAL(1,COEFF,HULPTIJD(4));
31000  LEASTSQUARESPOLYNOMIAL(HULPTIJD,NETIJDC,7,1,COEFF);
31100  IF K=3 THEN DNETDCNR:=COEFF(1);
31200  NESCANK:=POLEVAL(1,COEFF,HULPTIJD(4));
31300  END;
31400  FOR K:=1 STEP 1 UNTIL 5 DO
31500  BEGIN
31600  RADPOSK:=RADPOSK**2;
31700  TESCANK:=LN(TESCANK);
31800  NESCANK:=LN(NESCANK);
31900  END;
32000  LEASTSQUARESPOLYNOMIAL(RADPOS,TESCAN,5,1,COEFF);
32100  TEOCNR:=EXP(COEFF(3));
32200  SIGMATECNR:=1/SQRT(ABS(COEFF(1))); SGNMATECNR:=SIGN(COEFF(1));
32300  LEASTSQUARESPOLYNOMIAL(RADPOS,NESCAN,5,1,COEFF);
32400  NEOCNR:=EXP(COEFF(3));
32500  SIGMANECNR:=1/SQRT(ABS(COEFF(1))); SGNMAMECNR:=SIGN(COEFF(1));
32600  FOR K:=1 STEP 1 UNTIL 5 DO
32700  BEGIN
32800  RADPOS(1):=-1.50-3; RADPOS(2):=-1.00-3; RADPOS(3):=0;
32900  RADPOS(5):=1.50-3; RADPOS(4):=1.00-3;
33000  TESCANK:=EXP(TESCANK);
33100  NESCANK:=EXP(NESCANK);
33200  END;
33300  IF NOT FIETSEN THEN
33400  WRITE(OUTPUT, 'Meetpunt nr ',I3,' : bitnr=',I4,' tijd(us)=',
33500  I5,/, 'ne(R=0)=' ,E10.3,' (m-3) sigma(ne)=' ,
33600  E10.3,' m ' Te(R=0)=' ,E10.3,' K ' sigma(Te)=' ,
33700  E10.3,' m ',/,
33800  ' tijdsafgeleide Te =' ,E10.3,' K/sec ' ,

```

```

33900          'tjldafgeleide ne =',E10.3, '(n-3.5-1)';
34000          NR,BITNR(NR),BITNR(NR)*S,NEOCNR,SIGMANE(NR),
34100          TEOCNR,SIGMATECNR,DTECNR,DNECNR);
34200          IF NOT FIETSEN THEN
34300          WRITE(OUTPUT,STOP), 'Wilt u plaatjes van de radiële ne en Te ',
34400          'profielen op dit bitnr aan type 1 anders 0 ' >>;
34500          IF NOT FIETSEN THEN
34600          READ(INPUT,/,ANTU);
34700          IF FIETSEN THEN ANTU:=FALSE;
34800          IF ANTU THEN
34900          BEGIN
35000          PLOTARR(NR):=TRUE;
35100          REPLACE TEKST BY ' BITNR=',BITNR(NR) FOR 4 DIGITS,
35200          ' DRUK=',PSTART FOR 1 DIGITS, ' ATM';
35300          STR1:=STRING(TEKST,80);
35400          POINTEER(PLOTF,INPUT,OUTPUT,I,1,5,RADPOCII*103,0,0,TECANCII,
35500          0,0,0,10,14,14,14,-2,2,10,'RADIOLE POSITIE IN MM',
35600          0,32000,32,'TE IN KELVIN',14,0,14,'PROFIEL TE' CAT STR1,
35700          TRUE,FALSE,FALSE);
35800          TEKEN(PLOTF,INPUT,OUTPUT,1,0,20,(-2+I/5),(-2+I/5),
35900          (-2+I/5),
36000          TEOCNR)*EXP(SGNSIGMATECNR)*(((-2+I/5)*10-3)/SIGMATECNR)**2)
36100          0,0,39,30,30,-2,2,10,'RADIOLE POSITIE IN MM',
36200          0,32000,32,'TE IN KELVIN',14,0,14,'PROFIEL TE' CAT STR1,
36300          TRUE,FALSE,FALSE);
36400          POINTEER(PLOTF,INPUT,OUTPUT,I,1,5,RADPOCII*103,0,0,NECANCII/024,
36500          0,0,0,10,14,14,14,-2,2,10,'RADIOLE POSITIE IN MM',
36600          0,1,10,'NE IN 024(n-3)',14,15,29,'PROFIEL NE' CAT STR1,
36700          TRUE,FALSE,FALSE);
36800          TEKEN(PLOTF,INPUT,OUTPUT,1,0,20,(-2+I/5),(-2+I/5),
36900          (-2+I/5),
37000          TEOCNR)*(10-24)*
37100          EXP(SGNSIGMANE(NR)*((-2+I/5)*10-3)/SIGMANE(NR)**2),0,0,
37200          30,30,30,-2,2,10,'RADIOLE POSITIE IN MM',
37300          0,1,10,'NE IN 024(n-3)',14,15,29,'PROFIEL NE' CAT STR1,
37400          TRUE,FALSE,FALSE);
37500          NIEUWPAPIER(PLOTF);
37600          END
37700          ELSE PLOTARR(NR):=FALSE;
37800          DICHTHEDEN(NEOCNR,TEOCNR,NICNR,N1PLUSCNR,N1PLUSPLUSCNR,POCNR,
37900          ZEFFCNR,DE1CNR,DE2CNR,DE3CNR,DNTOTDNECNR);
38000          EDUMMY:=0; IDUMMY:=0;
38100          FOR K:=-3 STEP 1 UNTIL 3 DO
38200          BEGIN
38300          EDUMMY:=EDUMMY+EVELD(BITNR(NR)+K);
38400          IDUMMY:=IDUMMY+STROOMBITNR(NR)+K;
38500          END;
38600          IPULSCNR:=IDUMMY/7;
38700          EPULSCNR:=EDUMMY/7;
38800          -----
38900          I          EIND VAN DE LINEARISATIE ETC
39000          I          BEGIN VAN DE BEREKENING VAN DE ENERGIEVERGELIJKING
39100          I          -----
39200          K1(NR)          :=EXP(-5.4138-17*TEOCNR)**4+5.5208-12*TEOCNR)**3
39300          -2.1998-7*TEOCNR)**2 + 4.3088-3*TEOCNR)-7.261E1);
39400          K1PLUS(NR)     :=EXP(-7.8258-17*TEOCNR)**4 + 7.9498-12*TEOCNR)**3
39500          -3.1458-7*TEOCNR)**2 + 6.0468-3*TEOCNR)
39600          -8.551E1);
39700          KLAMBDAI(NR)   :=EXP(-5.9308-14*TEOCNR)**3 + 4.8278-9*TEOCNR)**2
39800          -1.5498-4*TEOCNR) - 4.125E1);
39900          KLAMBDAII(NR) :=EXP(-2.3558-14*TEOCNR)**3 + 2.2288-9*TEOCNR)**2
40000          -9.3278-5*TEOCNR) - 3.995E1);
40100          KLAMBDAIII(NR):=1.5*KLAMBDAII(NR);
40200          I Dit was een corr. voor het ontbreken van stral.pwc. naar het grond-
40300          I niveau. Moedig omgat progr. Bert Williams geze niet bevatte I
40400          DEBYECNR      :=SQRT(4762.28*TEOCNR)/(NEOCNR*(1+ZEFFCNR));
40500          NDEBYECNR    :=NEOCNR*(4*PI/3)*((DEBYECNR**108)**3 * 10-24);
40600          LNGAMMA(NR)  :=LN(9*NDEBYECNR);
40700          KNITCHNER(NR):=1.34628-10 * (TEOCNR)**2.5) *
40800          (0.2252+0.2040*LN(ZEFFCNR))*(1/0.2252) /
40900          (LNGAMMA(NR)*ZEFFCNR);
41000          OFFCNR      :=1.81048-40 * (NEOCNR)**2) * ZEFFCNR * SQRT(TEOCNR);
41100          DINTERCNR   :=KBOLTZMANN * TEOCNR * DNECNR * DNTOTDNECNR;
41200          IF DINTERCNR=0 THEN DINTERCNR:=0-30;
41300          DTERMCNR    :=1.5*KBOLTZMANN * DTECNR *
41400          (NEOCNR)+N1CNR)+N1PLUSCNR)+N1PLUSPLUSCNR);
41500          IF DTERMCNR=0 THEN DTERMCNR:=0-30;
41600          STRALRECI(NR):=( KBOLTZMANN * TEOCNR * KLAMBDAI(NR) -
41700          (2/3) * KLAMBDAII(NR) * 2 * 1.602E-19 ) *
41800          NEOCNR*N1PLUSCNR);
41900          STRALRECIII(NR):=( KBOLTZMANN * TEOCNR * KLAMBDAII(NR) -
42000          (2/3) * KLAMBDAIII(NR) * 4 * 1.602E-19 ) *
42100          NEOCNR*N1PLUSPLUSCNR);
42200          I Er is verondersteld dat zowel in Ari als in AriI de stralingsrecomd.
42300          I maar het grondniveau ca 1/3 van het totaal aan stralingsrec. is.
42400          I Voor Ari is dit gebaseerd op de CR-modellen van Bart van der Bijde
42500          I en Bert Williams, voor AriI is dit een pure gok.
42600          NEXCNR      :=(PARTITIEFUNCTIE(TEOCNR,DE1CNR,0)-GEWICHT(TEOCNR,0))*
42700          N1CNR);
42800          NEXPLUSCNR  :=(PARTITIEFUNCTIE(TEOCNR,DE2CNR,1)-GEWICHT(TEOCNR,1))*
42900          N1PLUSCNR);
43000          ESTERCNR    :=(NEXCNR**13.6*1.602E-19 +
43100          N1PLUSCNR**((15.76-DE1CNR)*1.602E-19 +
43200          2.5*TEOCNR)*KBOLTZMANN))/
43300          (NEXCNR)+N1PLUSCNR);
43400          ZESTERPLUSCNR:=(NEXPLUSCNR**22.76*1.602E-19 +
43500          N1PLUSPLUSCNR**((27.76-DE2CNR)*1.602E-19 +
43600          2.5*TEOCNR)*KBOLTZMANN))/
43700          (NEXPLUSCNR)+N1PLUSPLUSCNR);
43800          COEFFDBI(NR) :=NEOCNR * N1CNR * K1(NR) * ESTERCNR);
43900          COEFFDBIPLUSCNR:=NEOCNR*N1PLUSCNR)*K1PLUSCNR)*ZESTERPLUSCNR);
44000          NABLACNR    :=4*KNITCHNER(NR)*TEOCNR/
44100          (SIGMATECNR)**2*SGNSIGMATECNR);
44200          JINECNR     :=(IPULSCNR)/(1+SIGMANE(NR)**2*
44300          (1-EXP(SGNSIGMANE(NR)*RBOOG/SIGMANE(NR)**2))) *
44400          EPULSCNR);
44500          MEETELLENR:=0; DELTABIPLUSCNR:=0;
44600          IF COEFFDBI(NR)<0.5*COEFFDBIPLUSCNR THEN
44700          BEGIN MEETELLENR:=2; NRBIPLUS:=NRBIPLUS+1 END;
44800          IF COEFFDBI(NR)> 2 *COEFFDBIPLUSCNR THEN
44900          BEGIN MEETELLENR:=1; NRBI :=NRBI +1 END;
45000          IF MEETELLENR=2 THEN
45100          DELTABIPLUSCNR:=( JINECNR)+STRALRECI(NR)+STRALRECIII(NR)
45200          -OFFCNR)-NABLACNR)-DTERMCNR)
45300          +DINTERCNR);
45400          / COEFFDBIPLUSCNR ;
45500          IF MEETELLENR=1 THEN
45600          DELTABI(NR)      :=( JINECNR)+STRALRECI(NR)+STRALRECIII(NR)
45700          -OFFCNR)-NABLACNR)-DTERMCNR)
45800          +DINTERCNR)
45900          / COEFFDBI(NR) ;
46000          IF NOT FIETSEN THEN
46100          WRITE(OUTPUT, 'Het werk is gedaan.',
46200          'De overbellingen zijn : ',/,
46300          'deltabi =',E10.3, ' deltabi + =',E10.3,

```

```

46100      DEL TAB1(ADR),DEL TAB1(PLUS(ADR));
46300      IF NOT FIETSEN THEN
46400      WRITE(OUTPUT, 'De waarde 0 betekent dat geen dominantie voor',
46500      ' Ar I of Ar II te onderscheiden is');
46600      I
46700      I-----EINDE VAN DE VERWERKINGSLUS-----
46800      IF NOT FIETSEN THEN
46900      WRITE(OUTPUT, 'De verstralen processtijne tot nu toe is ',F7.2,' sec');
47000      TIME(2)/60;
47100      IF NOT FIETSEN THEN
47200      WRITE(OUTPUT,STOP), 'Dit u nog een bitnr aangegeven, dan ',
47300      'type 1 anders 0';
47400      IF NOT FIETSEN THEN
47500      READ(INPUT,/,ANTW);
47600      IF FIETSEN THEN
47700      IF (NR-1)AANTAL THEN ANTW:=FALSE ELSE ANTW:=TRUE;
47800      END;
47900      I-----
48000      I-----
48100      I-----
48200      I      LOCALE DECLARATIE PROCEDURE 'SCHRIJF'
48300      I-----
48400      BEGIN      I nodig om declaratie procedure SCHRIJF te legaliseren
48500      PROCEDURE SCHRIJF(OUT);
48600      FILE OUT;
48700      BEGIN LABEL EOF;
48800      I-----
48900      WRITE(OUTPUT,STOP), 'Milt u uitgebreide toelichting bij de ',
49000      'printeroutput, type dan 1 anders 0';
49100      READ(INPUT,/,ANTW);
49200      IF ANTW THEN
49300      IF OPEN(COMMENTAAR,AVAILABLE)=1
49400      THEN
49500      BEGIN
49600      READ(COMMENTAAR,<200(A75,/) >;
49700      FOR K:=1 STEP 1 UNTIL 200 DO COMMENTK(EOF);
49800      EOF;WRITE(OUT,<'(/,X25,A75)',COMMENTAAR.RECORD#1,
49900      FOR K:=1 STEP 1 UNTIL COMMENTAAR.RECORD#1
50000      DO COMMENTK);
50100      WRITE(OUT,<'DRAAIDATUM = ',A6,TIME(15) >;
50200      WRITE(OUT,SKIP 1);
50300      END
50400      ELSE WRITE(OUTPUT,<'Ezel, de commentaarfile bestaat niet !!' >;
50500      WRITE(OUTPUT,<'Ik ga nu uitvoer piegen naar printer of remote' >;
50600      WRITE(OUT,
50700      X10,'Invoergegevens van deze output ',/,
50800      X10,'*****',/,/,
50900      X10,'Draaidatum = ',I6,/,
51000      X10,'Druk van de dc-boog = ',I2,' Atm.',/,
51100      X10,'Straal van de boog = 5 mm',/,
51200      X10,'Lengte van de boog = 90 mm',/,
51300      X10,'dc-stroom door boog = 60 A',/,
51400      X10,'-----',/,
51500      X10,'Gebruikte (ingelezen) datafiles',/,
51600      X10,'-----',X10,
51700      '6(X10,A40,X10,A40,/)
51800      ',
51900      'DRAAIDATUM,PSTART,FOR K:=1 STEP 1 UNTIL 5 DO
52000      (FILENAMECK),FILENAMECK+5]],
52100      FILENAME(11),FILENAME(12));
52200      WRITE(OUT,/,/,
52300      X10,'Opn. : - In tijd-domein over 7 bitjes geïnteriseerd',/,
52400      X10,' - Reëel aangepast met een Gauss-curve',/,
52500      X10,' - LTE relaties : - Sana-vgl Ar I en Ar II',/,
52600      X10,' - Quasi-neutraaliteit',/,
52700      X10,' - De stralingsrec. coëff. voor ArII bevat in
52800      X10,' de nauwe vorm niet de fac. naar grondn. II',/,
52900      X10,' Daarom corr. met een factor 3/2 naar
53000      X10,' analogie van de verhoudingen in ArI';
53100      WRITE(OUT,<
53200      'Bij de plotjes zijn de volgende coderingen gebruikt ',/,
53300      '-----',/,
53400      'J.E      : sterretje      div(q)      : cirkeltje',/,
53500      'dterm     : 'x'-teken     dTerm     : '+'-teken',/,
53600      'stralrecI : draaieckje   stralrecII  : 'v'-teken',/,
53700      'bots. Ar I : puntje      bots. Ar II : vierkantje' >);
53800      WRITE(OUT,SKIP 1);
53900      WRITE(OUT,</,/,
54000      'Nr      Bitnr      tijd      ne0      sigmane      ane/dt      te0
54100      'sigmate      dTe/dt      ni(Sana)      ni-(Sana)      ni+(sana)      druk(LTE)',/,
54200      '----- (us)      (m-3)      (m)      (m-3)      (m-3)      (K)
54300      ' (m)      (N/s)      (m-3)      (m-3)      (m-3)      (N/m2) ',/);
54400      FOR K:=1 STEP 1 UNTIL NR DO
54500      WRITE(OUT,<I3,I6,I6,10E11.3>
54600      N,BITNRCK],BITNRCK]*5,NE0CK],SIGMANECK],DNEDTCK],TE0CK],
54700      SIGMATECK],DTEDTCK],NICK],N1PLUSCK],N1PLUSPLUSCK],POCK]);
54800      WRITE(OUT,SKIP 1);
54900      WRITE(OUT,</,/,
55000      'Nr      tijd      debije      n(debije)      lngamma      Zeff      Kwitcnr',
55100      'Klamdai      KlamdaiI      K1      K1+      ',/,
55200      '--- (us)      (a)      --      --      S.I.
55300      ' (m3/s)      (m3/s)      (m3/s)      (m3/s) ',/);
55400      FOR K:=1 STEP 1 UNTIL NR DO
55500      WRITE(OUT,<I3,I6,9E11.3>
55600      N,BITNRCK]*5,DEBYECK],NDEBYECK],LNGAMMACK],ZEFFCK],
55700      KWITCHNERCK],KLAMBAUICK],KLAMBAUIICK],K1CK],K1PLUSCK]);
55800      WRITE(OUT,SKIP 1);
55900      WRITE(OUT,</,/,
56000      'Nr      tijd      div(q)      J.E      dff      dterm      atterm',
56100      'stralrecI      stralrecII      del      de2      de3      plot prof.',/,
56200      '--- (us)      (J/s)      (J/s)      (J/s)      (J/s)      (J/s)',
56300      ' (J/s)      (J/s)      (eV)      (eV)      (eV)      -----',/);
56400      FOR K:=1 STEP 1 UNTIL NR DO
56500      WRITE(OUT,<I3,I6,7E11.3,I6.3,X4,A4>
56600      N,BITNRCK]*5,NABLA0CK],JINECK],OFFCK],DNTERMCK],DTERMCK],
56700      STRALRECI1CK],STRALRECI2CK],
56800      DE1CK],DE2CK],DE3CK],
56900      IF PLOTARCK] THEN ' ja ' ELSE 'neen');
57000      WRITE(OUT,SKIP 1);
57100      WRITE(OUT,</,/,
57200      'Nr      tijd      Nex      Nex+      Ester      Ester+      coeff ab1',
57300      'coeff dol+ Delta B1      Delta B1+      Ber. overbezetting',/,
57400      '--- (us)      (m-3)      (m-3)      (eV)      (eV)      (J/s)
57500      ' (J/s)      --      --      -----',/);
57600      FOR K:=1 STEP 1 UNTIL NR DO
57700      WRITE(OUT,<I3,I6,8E11.3,X4,A8>
57800      N,BITNRCK]*5,
57900      NEXCK],NEXPLUSCK],ESTERCK],DE,ESTERPLUSCK],DE,COEFFDRICK],
58000      COEFFDR1PLUSCK],DELTA1CK],DELTA1PLUSCK],
58100      IF MEETELLENCK]=2 THEN 'niet' ELSE
58200      IF MEETELLENCK]=1 THEN 'delta' ELSE
58300      IF MEETELLENCK]=0 THEN 'neen';
58400      WRITE(OUT,SKIP 1);
58500      WRITE(OUT,/,/);

```

```

0004610
00046300
00046400
00046500
00046600
00046700
00046800
00046900
00047000
00047100
00047200
00047300
00047400
00047500
00047600
00047700
00047800
00047900
00048000
00048100
00048200
00048300
00048400
00048500
00048600
00048700
00048800
00048900
00049000
00049100
00049200
00049300
00049400
00049500
00049600
00049700
00049800
00049900
00050000
00050100
00050200
00050300
00050400
00050500
00050600
00050700
00050800
00050900
00051000
00051100
00051200
00051300
00051400
00051500
00051600
00051700
00051800
00051900
00052000
00052100
00052200
00052300
00052400
00052500
00052600
00052700
00052800
00052900
00053000
00053100
00053200
00053300
00053400
00053500
00053600
00053700
00053800
00053900
00054000
00054100
00054200
00054300
00054400
00054500
00054600
00054700
00054800
00054900
00055000
00055100
00055200
00055300
00055400
00055500
00055600
00055700
00055800
00055900
00056000
00056100
00056200
00056300
00056400
00056500
00056600
00056700
00056800
00056900
00057000
00057100
00057200
00057300
00057400
00057500
00057600
00057700
00057800
00057900
00058000
00058100
00058200
00058300
00058400
00058500

```



```

*****
*****
****      E N E R G I E - B A L A N S      :      ****
****      -----                        :      ****
****      E L E C T R O N E N            :      ****
****      -----                        :      ****
*****
*****

```

Naam van deze commentaarfile : 'ENERGIE/COMMENTAAR/WIETWEG'

Verklaring van de betekenis van de versch. termen in het progr.

```

DNEOT      : Tijdsafgeleide van ne. dne/dt
DTEDT      : Tijdsafgeleide van Te. dTe/dt
NEO        : Topwaarde radieel profiel ne
TEN        : ' ' ' ' Te
SIGMANE    : Breedte radieel profiel ne
SIGMATE    : ' ' ' ' Te
PO         : Druk , lokaal berekend met LTE uit ne en Te
LNGAMMA    : Coulomblogaritme
DEBYE     : Debye-lengte (a)
NDEBYE    : Aantal deeltjes in de Debye-bol
ZEFF      : Gemiddeld positief ladinggetal.
           Zeff = (nI+ + 4*nII+)/ne
NI         : Dichtheid Ar I grondniveau (m=3)
NIPLUS    : ' ' Ar II ' '
NIPLUSPLUS : ' ' Ar III ' '
NEX       : Aantal geexciteerden in Ar I '
NEXPLUS   : ' ' Ar II ' '
DELTABI   : Overzetting grondniveau Ar I
DELTABIPLUS : ' ' Ar II
KI        : Totale ionisatie+excitatie rate-coeff. Ar I
KIPLUS    : ' ' Ar II
KLAMBDAI  : Totale stral. rec. coeff. (met escape) Ar I
KLAMBDAIL : ' ' Ar II
ESTER     : Effectieve excitatie-ionisatie energie Ar I
ESTERPLUS : ' ' Ar II
NABLAQ    : Warmtegeleiding. De divergentie van q.
JINE      : Wrijving el.-ionen. (=Joulse energie-inout)
QFF       : Energieverlies electronen door restraling.
OTTERM    : Term en.vgl. met dne/dt : kT * dne/dt
           : ' ' ' ' dTe/dt : (3/2) * ne * dTe/dt
STRALRECI : Term tgv. wegvangen electronen bij stral.rec. Ar I
STRALRECI : ' ' ' ' Ar II
COEFFDBI  : Coefficient van Deltabi in en. vgl.
COEFFDBIPLUS : ' ' Deltabi+ ' '
KNITCHNER : Warmtegeleidingscoeff. volgens Mitchner &
           Kruger. Uitbreiding naar twee ionen
           volgens de formules van Spitzer.
SGNTE     : +1 : kromming Te-profiel bol (centrum max)
           +1 : ' ' ' ' hol ( ' ' zin)
           0 : geen kromming (onwaarschijnlijk)
SGNNE     : Analogon van SGNTE voor ne.
OE1       : Ionisatiepotentiaalverlaging Ar I
OE2       : ' ' Ar II
OE3       : ' ' Ar III

```

```

-----
-----
Auteur van het programma : Gerrit Kroesen
Naam ' ' ' : energie/monster
-----
-----

```

Invoergegevens van deze output
=====

Draaidatum = 830407
Druk van de dc-boog = 1 Atm.
Straal van de boog = 5 mm
Lengte van de boog = 90 mm
dc-stroom door boog = 60 A

Gebruikte (ingelezen) datafiles

NE/CONT/P010/R015LI/821116/4688.	TEMP/SOURCE/P010/R015LI/821111.
NE/CONT/P010/R010LI/821116/4688.	TEMP/SOURCE/P010/R010LI/821111.
NE/CONT/P010/R000LI/821116/4688.	TEMP/SOURCE/P010/R000LI/821111.
NE/CONT/P010/R010RE/821116/4688.	TEMP/SOURCE/P010/R010RE/821111.
NE/CONT/P010/R015RE/821116/4688.	TEMP/SOURCE/P010/R015RE/821111.
(TNN DAT30)STR00M/P010/821110/NR007	(TNN DAT30)EVELD/P010/821110/NR007

Opm. : - In tijd-uomein over 7 bitjes gelineariseerd
- Radiaal aangepast met een Gauss-curve
- LTE relaties : - Saha-vgl Ar I en Ar II
 - Quasi-neutraliteit
- De stralingsrec. coeff. voor ArII bevat in de rauwe vorm niet de rec. naar grondn. !!
 Daarom corr. met een factor 3/2 naar analogie van de verhoudingen in Ar I

Bij de plotjes zijn de volgende coderingen gebruikt :

i.E	: sterretje	div(q)	: cirkeltje
dnterm	: 'x'-teken	dfterm	: '+'-teken
stralrecI	: driehoekje	stralrecII	: y-teken
bots. Ar I	: ruitje	bots. Ar II	: vierkantje

Nr	bitnr	tijd	na0	sigma0	One/Jt	te0	sigma1e	dTe/dt	n1(Saha)	n1+(Saha)	n1++(saha)	druk(LTE)
-	----	(us)	(m-3)	(m)	(m-3.s-1)	(K)	(m)	(K/s)	(m-3)	(m-3)	(m-3)	(n/m2)
1	35	175	8.229E+22	2.101E-03	7.770E+26	1.273E+04	4.748E-03	-5.637E-01	2.779E+23	8.229E+22	4.860E+17	7.773E+04
2	36	180	8.378E+22	2.054E-03	6.774E+26	1.273E+04	4.748E-03	2.228E-01	2.879E+23	8.378E+22	4.863E+17	8.000E+04
3	37	185	8.347E+22	2.081E-03	-7.770E+26	1.270E+04	4.780E-03	-3.365E-01	2.959E+23	8.347E+22	4.584E+17	8.112E+04
4	38	190	8.210E+22	2.132E-03	-6.774E+26	1.270E+04	4.780E-03	4.502E-01	2.865E+23	8.210E+22	4.582E+17	7.899E+04
5	39	195	8.057E+22	2.187E-03	-7.130E+17	1.270E+04	4.780E-03	-1.091E-01	2.760E+23	8.057E+22	4.579E+17	7.663E+04
6	40	200	8.083E+22	2.156E-03	4.278E+18	1.270E+04	4.780E-03	6.776E-01	2.778E+23	8.083E+22	4.579E+17	7.702E+04
7	41	205	8.086E+22	2.156E-03	7.130E+17	1.270E+04	4.780E-03	1.091E-01	2.780E+23	8.086E+22	4.579E+17	7.707E+04
8	42	210	8.128E+22	2.149E-03	-7.130E+17	1.270E+04	4.780E-03	-1.091E-01	2.808E+23	8.128E+22	4.580E+17	7.772E+04
9	43	215	8.735E+22	2.157E-03	1.399E+27	1.270E+04	4.780E-03	-2.228E-01	3.235E+23	8.735E+22	4.592E+17	8.733E+04
10	44	220	8.966E+22	2.237E-03	6.774E+26	1.270E+04	4.780E-03	-7.913E-01	3.406E+23	8.966E+22	4.596E+17	9.113E+04
11	45	225	1.136E+23	2.095E-03	5.398E+27	1.270E+04	4.780E-03	0.	5.415E+23	1.136E+23	4.637E+17	1.347E+05
12	46	230	1.480E+23	2.270E-03	1.161E+28	1.359E+04	3.966E-03	4.296E+08	3.227E+23	1.480E+23	2.687E+18	1.160E+05
13	47	235	1.954E+23	2.653E-03	9.321E+27	1.502E+04	3.639E-03	4.708E+08	1.344E+23	1.954E+23	2.952E+19	1.089E+05
14	48	240	2.285E+23	3.381E-03	5.599E+27	1.731E+04	3.602E-03	2.694E+08	3.330E+22	2.274E+23	5.440E+20	1.170E+05
15	49	245	2.513E+23	4.071E-03	3.709E+27	1.955E+04	4.158E-03	4.702E+08	1.400E+22	2.440E+23	3.696E+21	1.384E+05
16	50	250	2.654E+23	4.026E-03	2.720E+27	2.192E+04	4.913E-03	4.526E+08	7.599E+21	2.377E+23	1.387E+22	1.587E+05
17	51	255	2.688E+23	3.496E-03	-6.310E+26	2.394E+04	5.829E-03	3.656E+08	4.768E+21	2.101E+23	2.931E+22	1.695E+05
18	52	260	2.614E+23	3.566E-03	-2.507E+27	2.543E+04	6.934E-03	2.457E+08	3.154E+21	1.753E+23	4.304E+22	1.695E+05
19	53	265	2.490E+23	3.626E-03	-2.979E+27	2.632E+04	8.098E-03	1.231E+08	2.260E+21	1.473E+23	5.084E+22	1.632E+05
20	54	270	2.414E+23	3.644E-03	-1.696E+27	2.670E+04	8.905E-03	2.320E+07	1.909E+21	1.341E+23	5.365E+22	1.588E+05
21	55	275	2.399E+23	4.913E-03	6.450E+26	2.671E+04	8.925E-03	-3.850E+07	1.873E+21	1.326E+23	5.364E+22	1.578E+05
22	56	280	2.429E+23	4.563E-03	9.760E+26	2.655E+04	8.465E-03	-6.000E+07	2.014E+21	1.381E+23	5.241E+22	1.596E+05
23	57	285	2.463E+23	4.508E-03	6.250E+26	2.634E+04	8.345E-03	-5.150E+07	2.193E+21	1.448E+23	5.080E+22	1.614E+05
24	58	290	2.482E+23	4.568E-03	9.380E+26	2.619E+04	8.852E-03	-2.810E+07	2.318E+21	1.492E+23	4.954E+22	1.624E+05
25	59	295	2.487E+23	4.727E-03	-1.600E+25	2.614E+04	1.027E-02	-2.300E+06	2.358E+21	1.505E+23	4.908E+22	1.625E+05

Nr	tijd	debije	n(debije)	loggamma	Zeff	Kaitchner	Klambdai	Klambdaii	K1	K1+
--	(us)	(m)	--	--	--	S.L.	(m3/s)	(m3/s)	(m3/s)	(m3/s)
1	175	1.919E-08	2.436E+00	3.088E+00	1.000E+00	1.093E+00	3.278E-19	2.793E-18	1.361E-19	2.417E-20
2	180	1.902E-08	2.415E+00	3.079E+00	1.000E+00	1.096E+00	3.278E-19	2.793E-18	1.361E-19	2.417E-20
3	185	1.903E-08	2.411E+00	3.077E+00	1.000E+00	1.090E+00	3.284E-19	2.797E-18	1.326E-19	2.333E-20
4	190	1.917E-08	2.431E+00	3.086E+00	1.000E+00	1.093E+00	3.284E-19	2.797E-18	1.326E-19	2.333E-20
5	195	1.937E-08	2.454E+00	3.095E+00	1.000E+00	1.084E+00	3.284E-19	2.797E-18	1.326E-19	2.333E-20
6	200	1.934E-08	2.450E+00	3.093E+00	1.000E+00	1.085E+00	3.284E-19	2.797E-18	1.326E-19	2.333E-20
7	205	1.934E-08	2.450E+00	3.093E+00	1.000E+00	1.085E+00	3.284E-19	2.797E-18	1.326E-19	2.333E-20
8	210	1.929E-08	2.443E+00	3.091E+00	1.000E+00	1.086E+00	3.284E-19	2.797E-18	1.326E-19	2.333E-20
9	215	1.861E-08	2.357E+00	3.055E+00	1.000E+00	1.099E+00	3.284E-19	2.797E-18	1.326E-19	2.333E-20
10	220	1.637E-08	2.126E+00	3.042E+00	1.000E+00	1.103E+00	3.284E-19	2.797E-18	1.326E-19	2.333E-20
11	225	1.632E-08	2.067E+00	2.923E+00	1.000E+00	1.148E+00	3.284E-19	2.797E-18	1.326E-19	2.333E-20
12	230	1.478E-08	2.004E+00	2.892E+00	1.000E+00	1.374E+00	3.117E-19	2.683E-18	2.941E-19	6.703E-20
13	235	1.353E-08	2.926E+00	2.903E+00	1.000E+00	1.758E+00	2.888E-19	2.519E-18	3.887E-19	2.859E-19
14	240	1.342E-08	2.311E+00	3.035E+00	1.000E+00	2.398E+00	2.602E-19	2.300E-18	3.633E-18	1.755E-18
15	245	1.351E-08	2.596E+00	3.151E+00	1.029E+00	3.120E+00	2.593E-19	2.126E-18	1.047E-17	6.662E-18
16	250	1.367E-08	2.841E+00	3.241E+00	1.104E+00	4.000E+00	2.222E-19	1.974E-18	2.581E-17	2.026E-17
17	255	1.383E-08	2.978E+00	3.289E+00	1.218E+00	4.819E+00	2.103E-19	1.864E-18	4.934E-17	4.442E-17
18	260	1.410E-08	3.071E+00	3.319E+00	1.329E+00	5.426E+00	2.027E-19	1.793E-18	7.535E-17	7.379E-17
19	265	1.446E-08	3.152E+00	3.345E+00	1.408E+00	5.770E+00	1.983E-19	1.753E-18	9.546E-17	9.775E-17
20	270	1.468E-08	3.198E+00	3.360E+00	1.445E+00	5.906E+00	1.965E-19	1.736E-18	1.050E-16	1.094E-16
21	275	1.472E-08	3.205E+00	3.362E+00	1.447E+00	5.907E+00	1.965E-19	1.736E-18	1.054E-16	1.099E-16
22	280	1.463E-08	3.186E+00	3.356E+00	1.431E+00	5.846E+00	1.973E-19	1.743E-18	1.011E-16	1.046E-16
23	285	1.453E-08	3.164E+00	3.349E+00	1.412E+00	5.769E+00	1.982E-19	1.752E-18	9.594E-17	9.833E-17
24	290	1.447E-08	3.151E+00	3.345E+00	1.399E+00	5.711E+00	1.990E-19	1.758E-18	9.230E-17	9.373E-17
25	295	1.446E-08	3.148E+00	3.344E+00	1.399E+00	5.690E+00	1.992E-19	1.761E-18	9.107E-17	9.245E-17

Nr	tijd (us)	div(q) (J/s)	j-E (J/s)	Off (J/s)	dnterm (J/s)	dtterm (J/s)	stralreclI (J/s)	stralreclII (J/s)	de1 (eV)	de2 (eV)	de3 (eV)	plot prof.
1	175	-2.468E+09	5.239E+09	1.3d3E+08	1.195E+09	-5.167E+09	-8.406E+07	-2.809E+04	0.075	0.150	0.225	neen
2	180	-2.475E+09	5.373E+09	1.434E+08	1.056E+09	2.102E+00	-8.713E+07	-2.862E+04	0.076	0.152	0.227	neen
3	185	-2.424E+09	5.294E+09	1.421E+08	-1.238E+09	-3.226E+00	-8.751E+07	-2.696E+04	0.076	0.151	0.227	neen
4	190	-2.418E+09	5.157E+09	1.375E+08	-1.066E+09	4.202E+00	-8.467E+07	-2.650E+04	0.075	0.150	0.225	neen
5	195	-2.410E+09	5.020E+09	1.324E+08	-1.107E+00	-9.881E-01	-8.154E+07	-2.599E+04	0.074	0.149	0.223	neen
6	200	-2.412E+09	5.096E+09	1.333E+08	5.656E+00	6.166E+00	-8.208E+07	-2.607E+04	0.074	0.149	0.223	neen
7	205	-2.412E+09	5.097E+09	1.334E+08	1.110E+00	9.939E-01	-8.212E+07	-2.608E+04	0.075	0.149	0.224	neen
8	210	-2.414E+09	5.114E+09	1.348E+08	-1.114E+00	-1.002E+00	-8.298E+07	-2.623E+04	0.075	0.149	0.224	neen
9	215	-2.442E+09	6.142E+09	1.557E+08	2.308E+09	-2.299E+00	-9.584E+07	-2.825E+04	0.077	0.155	0.232	neen
10	220	-2.453E+09	8.107E+09	1.640E+08	1.140E+09	-8.520E+00	-1.010E+08	-2.903E+04	0.078	0.157	0.235	neen
11	225	-2.552E+09	1.715E+10	2.631E+08	1.092E+10	1.000E-30	-1.620E+08	-3.710E+04	0.088	0.177	0.265	neen
12	230	-4.747E+09	2.999E+10	4.624E+08	1.385E+10	5.505E+09	-1.775E+08	-2.556E+05	0.097	0.195	0.292	neen
13	235	-7.975E+09	4.669E+10	8.476E+08	6.524E+09	5.121E+09	-6.876E+07	-3.195E+06	0.107	0.213	0.320	neen
14	240	-1.280E+10	6.770E+10	1.250E+09	3.068E+09	2.733E+09	3.439E+08	-5.379E+07	0.107	0.215	0.322	neen
15	245	-1.411E+10	1.008E+11	1.646E+09	2.229E+09	4.976E+09	8.260E+08	-3.107E+08	0.107	0.213	0.320	neen
16	250	-1.453E+10	1.414E+11	2.086E+09	1.692E+09	4.918E+09	1.249E+09	-9.045E+08	0.105	0.211	0.316	neen
17	255	-1.358E+10	1.926E+11	2.465E+09	-4.205E+08	3.884E+09	1.390E+09	-1.419E+09	0.104	0.208	0.313	neen
18	260	-1.148E+10	2.410E+11	2.623E+09	-1.737E+09	2.458E+09	1.277E+09	-1.535E+09	0.102	0.204	0.307	neen
19	265	-9.265E+09	2.985E+11	2.564E+09	-2.099E+09	1.146E+09	1.090E+09	-1.415E+09	0.100	0.199	0.299	neen
20	270	-7.954E+09	3.722E+11	2.490E+09	-1.201E+09	2.071E+08	9.862E+08	-1.318E+09	0.098	0.196	0.294	neen
21	275	-7.924E+09	4.558E+11	2.464E+09	4.565E+08	-3.413E+08	9.703E+08	-1.304E+09	0.098	0.196	0.294	neen
22	280	-8.663E+09	5.375E+11	2.492E+09	5.894E+08	-5.412E+08	1.012E+09	-1.347E+09	0.098	0.197	0.295	neen
23	285	-8.729E+09	6.124E+11	2.518E+09	4.402E+08	-4.737E+08	1.061E+09	-1.392E+09	0.099	0.198	0.298	neen
24	290	-7.635E+09	6.774E+11	2.526E+09	6.590E+08	-2.615E+08	1.090E+09	-1.418E+09	0.100	0.199	0.299	neen
25	295	-5.639E+09	7.322E+11	2.524E+09	-1.123E+07	-2.146E+07	1.098E+09	-1.425E+09	0.100	0.199	0.299	neen

Nr	tijd (us)	Nex (m-3)	Nex+ (m-3)	Ester (eV)	Ester+ (eV)	coeff db1 (J/s)	coeff db1+ (j/s)	Delta B1	Delta B1+	Jer. overbezetting
1	175	0.	6.916E+20	1.843E+01	2.276E+01	9.191E+09	5.969E+08	9.444E-01	0.	deltab1
2	180	0.	7.040E+20	1.842E+01	2.276E+01	9.692E+09	6.187E+08	8.950E-01	0.	deltab1
3	185	0.	7.167E+20	1.842E+01	2.276E+01	9.661E+09	5.927E+08	6.470E-01	0.	deltab1
4	190	0.	7.050E+20	1.842E+01	2.276E+01	9.200E+09	5.735E+08	6.832E-01	0.	deltab1
5	195	0.	6.919E+20	1.842E+01	2.276E+01	9.700E+09	5.522E+08	8.295E-01	0.	deltab1
6	200	0.	6.941E+20	1.842E+01	2.276E+01	8.783E+09	5.558E+08	8.302E-01	0.	deltab1
7	205	0.	6.944E+20	1.842E+01	2.276E+01	8.793E+09	5.562E+08	8.294E-01	0.	deltab1
8	210	0.	6.980E+20	1.842E+01	2.276E+01	8.929E+09	5.620E+08	8.187E-01	0.	deltab1
9	215	0.	7.499E+20	1.842E+01	2.276E+01	1.105E+10	6.491E+08	9.625E-01	0.	deltab1
10	220	0.	7.696E+20	1.842E+01	2.276E+01	1.194E+10	6.839E+08	9.574E-01	0.	deltab1
11	225	0.	9.739E+20	1.841E+01	2.276E+01	2.404E+10	1.097E+09	1.256E+00	0.	deltab1
12	230	0.	5.772E+20	1.859E+01	2.279E+01	4.183E+10	5.363E+09	1.014E+00	0.	deltab1
13	235	5.115E+20	1.377E+20	1.847E+01	2.417E+01	7.056E+10	4.227E+10	0.	0.	Geen !
14	240	4.357E+21	1.063E+21	1.927E+01	2.564E+01	8.535E+10	3.747E+11	0.	2.132E-01	deltab1+
15	245	8.605E+21	4.555E+21	1.965E+01	2.679E+01	1.161E+11	1.753E+12	0.	6.331E-02	deltab1+
16	250	1.360E+22	1.162E+22	2.001E+01	2.793E+01	1.669E+11	5.720E+12	0.	2.640E-02	deltab1+
17	255	1.688E+22	2.054E+22	2.028E+01	2.861E+01	2.054E+11	1.150E+13	0.	1.734E-02	deltab1+
18	260	1.694E+22	2.301E+22	2.047E+01	2.898E+01	2.038E+11	1.571E+13	0.	1.562E-02	deltab1+
19	265	1.522E+22	3.179E+22	2.061E+01	2.920E+01	1.773E+11	1.677E+13	0.	1.799E-02	deltab1+
20	270	1.407E+22	3.294E+22	2.067E+01	2.930E+01	1.602E+11	1.662E+13	0.	2.262E-02	deltab1+
21	275	1.385E+22	3.279E+22	2.068E+01	2.931E+01	1.569E+11	1.642E+13	0.	2.812E-02	deltab1+
22	280	1.432E+22	3.227E+22	2.065E+01	2.927E+01	1.637E+11	1.646E+13	0.	3.308E-02	deltab1+
23	285	1.483E+22	3.153E+22	2.061E+01	2.922E+01	1.712E+11	1.642E+13	0.	3.772E-02	deltab1+
24	290	1.512E+22	3.089E+22	2.059E+01	2.919E+01	1.753E+11	1.627E+13	0.	4.199E-02	deltab1+
25	295	1.518E+22	3.064E+22	2.058E+01	2.918E+01	1.761E+11	1.617E+13	0.	4.544E-02	deltab1+

Nr	tijd	-dnterm	+dnterm	+nablaq	=	j.E	+stralreclI	stralreclII	- Off	- coeffdbI.	deltabI	- coeffdbI.	deltabI
--	(us)	(W/m3)	(W/m3)	(W/m3)		(W/m3)	(W/m3)	(W/m3)	(W/m3)	(W/m3)	-----	(W/m3)	-----
1	175	- 1.20E+09	+5.17E+00	+2.47E+09	=	5.24E+09	+8.41E+07	+2.31E+04	- 1.36E+08	- 9.19E+09x	9.44E-01	- 5.97E+08x	0.
2	180	- 1.06E+09	+ 2.10E+00	+2.47E+09	=	5.37E+09	+8.71E+07	+2.86E+04	- 1.43E+08	- 9.67E+09x	8.95E-01	- 6.19E+08x	0.
3	185	-1.24E+09	+3.23E+00	+2.42E+09	=	5.29E+09	+8.75E+07	+2.70E+04	- 1.42E+08	- 9.65E+09x	6.47E-01	- 5.93E+08x	0.
4	190	-1.07E+09	+ 4.20E+00	+2.42E+09	=	5.16E+09	+8.47E+07	+2.65E+04	- 1.38E+08	- 9.20E+09x	6.83E-01	- 5.73E+08x	0.
5	195	-1.11E+00	+9.88E-01	+2.41E+09	=	5.02E+09	+8.15E+07	+2.60E+04	- 1.32E+08	- 8.70E+09x	8.29E-01	- 5.52E+08x	0.
6	200	- 5.66E+00	+ 6.17E+00	+2.41E+09	=	5.10E+09	+8.21E+07	+2.61E+04	- 1.33E+08	- 8.78E+09x	8.30E-01	- 5.56E+08x	0.
7	205	- 1.11E+00	+ 9.94E-01	+2.41E+09	=	5.10E+09	+8.21E+07	+2.61E+04	- 1.33E+08	- 8.79E+09x	8.29E-01	- 5.56E+08x	0.
8	210	-1.11E+00	+1.00E+00	+2.41E+09	=	5.11E+09	+8.30E+07	+2.62E+04	- 1.35E+08	- 8.93E+09x	8.19E-01	- 5.62E+08x	0.
9	215	- 2.31E+09	+2.30E+00	+2.44E+09	=	6.14E+09	+9.58E+07	+2.83E+04	- 1.56E+08	- 1.11E+10x	9.63E-01	- 6.49E+08x	0.
10	220	- 1.14E+09	+8.52E+00	+2.45E+09	=	8.11E+09	+1.01E+08	+2.90E+04	- 1.64E+08	- 1.19E+10x	9.57E-01	- 6.84E+08x	0.
11	225	- 1.09E+10	+ 1.00E-30	+2.55E+09	=	1.71E+10	+1.62E+08	+3.71E+04	- 2.65E+08	- 2.40E+10x	1.26E+00	- 1.10E+09x	0.
12	230	- 1.38E+10	+ 5.50E+09	+4.75E+09	=	3.00E+10	+1.77E+08	+2.56E+05	- 4.62E+08	- 4.18E+10x	1.01E+00	- 5.36E+09x	0.
13	235	- 6.52E+09	+ 5.12E+09	+7.97E+09	=	4.67E+10	+6.88E+07	+3.19E+06	- 3.46E+08	- 7.06E+10x	0.	- 4.23E+10x	0.
14	240	- 3.07E+09	+ 2.73E+09	+1.28E+10	=	6.77E+10	+ 3.44E+08	+5.38E+07	- 1.25E+09	- 8.53E+10x	0.	- 3.75E+11x	2.13E-01
15	245	- 2.23E+09	+ 5.00E+09	+1.41E+10	=	1.01E+11	+ 8.26E+08	+3.11E+08	- 1.65E+09	- 1.16E+11x	0.	- 1.75E+12x	6.33E-02
16	250	- 1.69E+09	+ 4.92E+09	+1.45E+10	=	1.41E+11	+ 1.25E+09	+9.05E+08	- 2.09E+09	- 1.67E+11x	0.	- 5.72E+12x	2.64E-02
17	255	-4.20E+08	+ 3.38E+09	+1.36E+10	=	1.93E+11	+ 1.39E+09	+1.42E+09	- 2.46E+09	- 2.05E+11x	0.	- 1.15E+13x	1.73E-02
18	260	-1.74E+09	+ 2.46E+09	+1.15E+10	=	2.41E+11	+ 1.28E+09	+1.54E+09	- 2.62E+09	- 2.04E+11x	0.	- 1.57E+13x	1.56E-02
19	265	-2.10E+09	+ 1.15E+09	+9.26E+09	=	2.98E+11	+ 1.09E+09	+1.42E+09	- 2.56E+09	- 1.77E+11x	0.	- 1.68E+13x	1.30E-02
20	270	-1.20E+09	+ 2.07E+08	+7.95E+09	=	3.72E+11	+ 9.86E+08	+1.32E+09	- 2.49E+09	- 1.60E+11x	0.	- 1.66E+13x	2.26E-02
21	275	- 4.57E+08	+3.41E+08	+7.92E+09	=	4.56E+11	+ 9.70E+08	+1.30E+09	- 2.46E+09	- 1.57E+11x	0.	- 1.64E+13x	2.81E-02
22	280	- 6.89E+08	+5.41E+08	+8.66E+09	=	5.37E+11	+ 1.01E+09	+1.35E+09	- 2.49E+09	- 1.64E+11x	0.	- 1.65E+13x	3.31E-02
23	285	- 4.40E+08	+4.74E+08	+4.73E+09	=	6.12E+11	+ 1.06E+09	+1.39E+09	- 2.52E+09	- 1.71E+11x	0.	- 1.64E+13x	3.77E-02
24	290	- 5.59E+08	+2.61E+08	+7.63E+09	=	6.77E+11	+ 1.09E+09	+1.42E+09	- 2.53E+09	- 1.75E+11x	0.	- 1.63E+13x	4.20E-02
25	295	-1.12E+07	+2.15E+07	+5.64E+09	=	7.32E+11	+ 1.10E+09	+1.42E+09	- 2.52E+09	- 1.76E+11x	0.	- 1.62E+13x	4.54E-02