

MASTER

Botsings- en stralingsprocessen binnen een zich niet in lokaal thermisch evenwicht bevindend argonplasma

Pots, B.F.M.

Award date:
1975

[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

Take down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

Botsings- en stralingsprocessen
binnen een zich niet in Lokaal
Thermisch Evenwicht bevindend
argonplasma.

Bert Pots, januari 1975.

Verslag van een onderzoek gedaan
in het kader van een afstudeeropdracht
in de groep atoomfysika onder leiding
van dr. ir. B. van der Sijde.

I N H O U D S O P G A V E .

	blz.:
1. <u>SAMENVATTING.</u>	1
2. <u>INLEIDING.</u>	2
3. <u>THEORIE.</u>	4
3.1 HET BOTSINGS-STRALINGS-MODEL.	4
3.1.1 <u>Inleiding.</u>	4
3.1.2 <u>Model.</u>	5
3.1.3 <u>Het argon-ion.</u>	11
3.1.4 <u>Discussie.</u>	19
3.2 ABSORPTIE VAN RESONANTIESTRALING.	21
3.3 DEËXCITATIE DOOR MIDDEL VAN ELEKTRONENBOTSINGEN.	25
4. <u>OPSTELLING.</u>	27
4.1 INLEIDING.	27
4.2 DE HOLLE KATHODE BOOGONTLADING.	27
4.3 DIAGNOSTIEKEN.	29
4.3.1 <u>De Mc. Pherson-vakuüm-monochromator.</u>	29
4.3.2 <u>De Jarell-Ash-monochromator.</u>	33
4.3.3 <u>De Fabry-Perot-interferometer.</u>	33
4.3.4 <u>Het Thomson-verstrooiings-experiment.</u>	34
5. <u>EXPERIMENTELE RESULTATEN.</u>	36
5.1 ABSORPTIE VAN RESONANTIESTRALING.	36
5.2 DEËXCITATIE DOOR MIDDEL VAN ELEKTRONENBOTSINGEN.	42
5.3 BEVOLKINGEN VAN DE NIVEAUS.	46
6. <u>BESPREKING DER RESULTATEN.</u>	50
 <u>REFERENTIES.</u>	 54
 <u>APPENDIX I.</u>	 56

1. SAMENVATTING.

Met behulp van een holle kathode boogontlading is onderzoek verricht naar een aantal botsings- en stralingsprocessen binnen het argon-ion-niveauschema, met als implicatie het belang hiervan voor de argon-ion-laserwerking.

Vooraf absorptie van U.V. resonantiestraling, deëxcitatie door middel van elektronenbotsingen van langlevende stralende niveaus en het al dan niet via deze niveaus stapsgewijs verlopen van de excitatie naar de bovenste laserniveaus zijn nader bestudeerd.

Bij een ontladingsstroom van 40 A, een magneetveld van 0.12 T en een achtergronddruk van 1 mtorr blijkt voor de onderste laserniveaus als gevolg van absorptie de zogenaamde ontsnappingsfactor, die een maat is voor de verlenging van de levensduur van een niveau, gemiddeld ongeveer 0.50 te bedragen. Voor de bij deze plasmakonditie behorende elektronentemperatuur van 35 kK is de gemeten deëxcitatiecoëfficiënt van het speciaal onderzochte $4s^4P_{5/2}$ -niveau ongeveer $1.9 \times 10^{-13} \text{ m}^3/\text{s}$, betreffende deëxcitatie naar ca. 3 eV hoger gelegen niveaus.

Tevens is een modelstelling opgezet die, met behulp van in de literatuur gegeven atomaire parameters betreffende de elementaire processen, de bevolkingsdichtheden van de aangeslagen niveaus kan bepalen. Hierin zijn in tegenstelling tot vroegere auteurs de absorptieverschijnselen van de U.V. resonantielijnen verdiskonteerd. Bovendien geeft dit model de significantie aan van de verschillende processen op de bevolking en ontvolking van de niveaus.

Voor de interpretatie van de gemeten absorptieverschijnselen is een bij de geometrie van de ontlading passende absorptietheorie ontwikkeld, die als extra resultaat een methode heeft opgeleverd om de elektronendichtheid te bepalen uit de verhouding van de intensiteiten van twee lijnen, afkomstig van eenzelfde bovenniveau.

2. INLEIDING.

In de laserontwikkeling die de laatste vijftien jaar heeft plaatsgevonden is de in 1964 ontdekte argon-ion-gas-laser op te merken, aanvankelijk alleen in gepulste vorm (ref. 33) maar al snel daarna ook in continue vorm (ref. 37 en 38). Dit type heeft naast de aantrekkelijkheid van gepulste en continue laserwerking het voordeel ten opzichte van vele andere typen, dat de laserwerking zich tot de zogenaamde blauwe lijnen ($\lambda \approx 4500 \text{ \AA}$) uitstrekt en het dientengevolge een aantrekkelijke bron is voor de zogenaamde Dye-laser, een verstembaar lasertype, dat alleen vanaf de primaire lijn naar grotere golflengten te verstemmen is.

De ontwikkeling naar optimaal laservermogen bij de argon-ion-laser heeft in de loop van de laatste tien jaar snelle vorderingen gemaakt (ref. 4). Daarnaast heeft men zich intensief bezig gehouden met de fysika van de laserende ontlading, meestal een buisje met een diameter van 2 tot 10 mm. Hoewel men zich daardoor in de loop der jaren een redelijk beeld heeft kunnen vormen van de relevante processen van excitatie en deëxcitatie binnen de argonspektra, bleven vooral kwantitatief een aantal vragen open. Zo is tot nu toe een onomstreden antwoord op de vraag hoe de bovenste laserniveaus aan hun bevolking komen, niet gegeven. Wat betreft de ontvolking van de onderste niveaus is er minder diskrepantie tussen de verschillende meningen, hoewel ook daar nog voldoende kwantitatieve vragen liggen. Zowel het theoretisch als experimenteel onderzoek naar het argon-ion is vrij gekompliceerd. Het theoretisch onderzoek staat wat betreft de berekening van werkzame doorsneden voor botsingsprocessen nog in de kinderschoenen (ref. 10 en 32) en van de experimentele bepaling van werkzame doorsneden voor botsingsprocessen is slechts één studie bekend (ref. 21). De overgangskansen voor stralingsprocessen zijn daarentegen voor een groter aantal overgangen met redelijke betrouwbaarheid bekend (ref. 1,7,11,12 en 31).

Naast het nogal gebrekkig inzicht in de atomaire parameters blijkt ook vaak het ontbreken van diagnostische middelen ter bepaling van de elektronendichtheid en de elektronentemperatuur afbreuk te doen aan de fysische relevantie van experimentele resultaten. Deze twee grootheden bepalen in hoofdzaak de plasmakonditie.

Ook een rechtstreekse bepaling van de bevolkingsdichtheden van de onderste laserniveaus uit de ionresonantiestraling afkomstig van deze niveaus is geen sinecure omdat deze straling in het vakuüm ultraviolette gebied van het spektrum ligt waar meestal geen standaarden voorhanden zijn. Bovendien heeft deze straling last van absorptie.

Op dit moment is er in de literatuur geen experimentele studie bekend waarbij zowel elektronendichtheid, elektronentemperatuur als absolute bevolkingen van bovenste en onderste laserniveaus bepaald zijn. Over een groot elektronendichtheids- en elektronentemperatuursgebied kan zo'n studie uitsluitel geven over de significantie van bepaalde bevolkings- en ontvolkingsmechanismen van de bovenste en onderste laserniveaus.

Ook in de groep atoomfysika bestaat sinds enkele jaren als onderdeel van het onderzoek, belangstelling voor de fysika van de argon-ion-laser. We beschikken hierbij over een holle kathode boogontlading voor de creatie van een argon-plasma, waarbij de kondities vrij goed vergelijkbaar zijn met die van een argon-ion-laser.

Vooraf de absorptie van de ionresonantiestraling afkomstig van de onderste laserniveaus, het al dan niet stapsgewijs verlopen van de excitatie voor de bovenste laserniveaus en een mogelijke koppeling van het kwartet- en doubletsysteem binnen het argon-ion-niveauschema staan in de groep atoomfysika centraal in de belangstelling.

Dit afstudeerwerk kan gezien worden als een poging om ten aanzien van deze verschijnselen bijdragen te leveren door middel van een serie experimenten. Mede hiervoor is een modelstelling opgezet die uitgaande van de in de literatuur gegeven atomaire parameters betreffende de verschillende elementaire processen waarden geeft voor de bevolkingsdichtheden van de beschouwde niveaus en bovendien uitsluitel geeft over de significantie van de processen.

Experimenteel is de groep atoomfysika ten aanzien van de bepaling van de elektronendichtheid en de elektronentemperatuur ten opzichte van andere onderzoekers in het voordeel door de beschikking over een Thomson-verstrooiings-experiment en bovendien door het bezit van een vakuüm-monochromator voor de bepaling van de relatieve bevolkingen van de onderste laserniveaus.

Daarnaast bezit de holle kathode boogontlading de mogelijkheid van een parametervariatie die een behoorlijke variatie van de elektronendichtheid en in iets mindere mate van de elektronentemperatuur impliceert.

3. THEORIE.

3.1 HET BOTSINGS-STRALINGS-MODEL.

3.1.1 Inleiding.

Het plasma in ons experiment en het daarmee vergelijkbare plasma van een argon-ion-laser bevindt zich ver van Lokaal Thermisch Evenwicht (L.T.E.). De elektronendichtheid en de elektronentemperatuur liggen respectievelijk in het gebied $(1-5) \times 10^{19}$ per m^3 en $(2.5-5) \times 10^4$ K. De temperatuur van ionen en neutrale deeltjes is aanzienlijk lager ($\lesssim 1 \times 10^4$ K).

Het plasma bezit een cilindergeometrie met een doorsnede van ongeveer 20 mm en bevindt zich in een axiaal magneetveld van 0-0.15 T.

Bij deze dichtheden, temperaturen en afmetingen wordt een tijdsafhankelijke situatie beschreven door een botsings-stralings-model (B.S.-model).

In het gebied waarop een B.S.-model van toepassing is volgen de bevolkingsdichtheden van de aangeslagen niveaus niet zoals in L.T.E. de Boltzmannequipartitiewet maar hangen de bevolkingsdichtheden af van de wijze waarop (dus volgens welke processen) de niveaus bevolkt en ontvolkt worden. Er kunnen daarbij aanzienlijke afwijkingen optreden ten opzichte van L.T.E. zowel in absolute zin als tussen de niveaus onderling.

De invloed van elk der individuele processen op de populatie wordt bepaald door de overgangskansen voor stralingsprocessen en de werkzame doorsneden voor botsingsprocessen; ook de geometrie kan invloed hebben in verband met het deeltjes- en stralingstransport.

In een B.S.-model stelt men voor elk aangeslagen niveau een balansvergelijking op. Het aldus verkregen stelsel van balansvergelijkingen vormt indien absorptie of gestimuleerde emissie van belang zijn met de stralingstransportvergelijkingen nog weer een gekoppeld stelsel dat zelfconsistent opgelost dient te worden.

Om alle bevolkingsdichtheden met een B.S.-model volledig te kunnen oplossen met voldoende nauwkeurigheid is kennis van alle stralingsovergangskansen en alle werkzame doorsneden voor botsingsprocessen een vereiste. De eerste berekeningen met een B.S.-model zijn dan ook uitgevoerd aan de meer simpele atomen waterstof en helium (ref. 2,13,19 en 20).

Ondanks het feit dat er van het argon-ion veel minder bekend is van deze atomaire parameters is door een aantal auteurs met een eenvoudig B.S.-model gerekend aan dit ion om de bevolkingsinversie tussen de bovenste en onderste laserniveaus, nodig voor laserwerking, te kunnen verklaren (ref. 12 tot en met 15).

De kwaliteit en kwantiteit van de gegevens betreffende de elementaire processen is bij dergelijke pogingen maatgevend voor de relevantie van het antwoord.

Ook wij zullen, daarbij gebruikmakend van een beperkt aantal niveaus en een beperkt aantal processen, met een betrekkelijk eenvoudig B.S.-model berekeningen uitvoeren aan het argon-ion ten aanzien van de bevolkingsdichtheden voor de bovenste en onderste laserniveaus. Er is echter wel uitgegaan van meer recente waarden voor de atomaire parameters dan vroegere auteurs gebruikten. Hierbij vallen een aantal grote numerieke verschillen in het oog. Bovendien is de absorptie van resonantiestraling in ons model voor het eerst opgenomen.

3.1.2 Model.

Algemeen kan men stellen dat de bevolkingsdichtheden van de aangeslagen (ion)niveaus te bepalen zijn door het zelfkonsistent oplossen van de gekoppelde Boltzmannvergelijkingen voor de deeltjes en de fotonen met de gegeven begin- en randvoorwaarden. Ook de Maxwellvergelijkingen en de quasineutraliteit moeten in rekening gebracht worden.

Oplossing van dit stelsel is door de vele mathematische komplikaties niet direkt mogelijk. Voor ons is voorlopig voldoende de over de snelheid geïntegreerde Boltzmannvergelijkingen te beschouwen. Deze geven voor de niveaus de balansvergelijkingen:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \text{div}(n_i \langle \mathbf{v}_i \rangle) = \left(\frac{\partial n_i}{\partial t} \right)_{\substack{\text{botsingsprocessen} \\ \text{stralingsprocessen}}} \quad (1)$$

Hierbij zijn n_i voor $i=0,1,\dots,m$ de respektievelijke bevolkingsdichtheden van de niveaus (0=iongrondniveau).

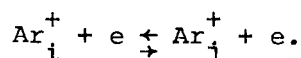
Voor het betreffende argonplasma waarbij voor de aangeslagen niveaus de stralings- en botsingsprocessen op een veel snellere tijdschaal (maximaal $\sim 0.5 \mu\text{s}$) plaatsvinden dan het transport (minimaal $\sim 5 \mu\text{s}$) kunnen we de divergentieterm weglaten.

Dit ligt natuurlijk anders voor de ionen in de grondtoestand en ook in mindere mate voor de metastabiele doeltjes.

Daar we bovendien te maken hebben met een stationair plasma geldt dat de term $\partial n_i / \partial t$ gelijk is aan nul.

Voor de botsings- en stralingsprocessen in het rechterlid van (1) zullen we beschouwen:

a. excitatie en deëxcitatie door middel van elektronenbotsingen tussen de niveaus i en j:



Een maat voor het aantal processen van i naar j per tijdseenheid en volume-eenheid is de zogenaamde "ratecoëfficiënt" $\langle \sigma v_e \rangle_{ij}$, welke de eenheid m^3/s heeft. Het aantal processen zelf verkrijgt men door vermenigvuldiging met de dichtheden van de botsingspartners.

De ratecoëfficiënt is de werkzame doorsnede van het proces σ maal de elektronensnelheid v_e gemiddeld over de snelheidsverdeling $f(v_e)$ der elektronen $\langle \sigma v_e \rangle = \int \sigma(v_e) v_e f(v_e) dv_e$. Na overgang op de energienotatie en substitutie van een Maxwellse snelheidsverdeling voor de elektronen, wordt de ratecoëfficiënt

$$\langle \sigma v_e \rangle = C / \epsilon_m^{3/2} \cdot \int \sigma(\epsilon) \epsilon \exp(-\epsilon/\epsilon_m) d\epsilon,$$

met $C = 2^{3/2} e^{1/2} / \sqrt{(m_e \pi)}$, ϵ de energie in eV, $\epsilon_m = kT_e/e$, k de konstante van Boltzmann, T_e de elektronentemperatuur, e de elementaire lading en m_e de massa van het elektron. De Maxwellse snelheidsverdeling luidt in de energienotatie: $f(\epsilon) = 2/\sqrt{\pi} \cdot \epsilon^{1/2} / \epsilon_m^{3/2} \cdot \exp(-\epsilon/\epsilon_m)$.

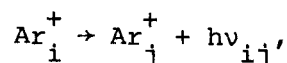
Voor de ratecoëfficiënt van het inverse proces kunnen we met het principe van detailed balancing afleiden:

$$\langle \sigma v_e \rangle_{ji} = \frac{g_i}{g_j} \exp\left\{-\frac{E_j - E_i}{kT_e}\right\} \langle \sigma v_e \rangle_{ij},$$

waarbij g_i voor $i=0,1,\dots,m$ de respektievelijke statistische gewichten der niveaus zijn en E_i voor $i=0,1,\dots,m$ de respektievelijke energieën der niveaus.

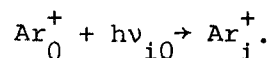
Het aannemen van een Maxwellse verdeling voor de elektronen is gerechtvaardigd door de grote onderlinge elastische botsingsfrequentie ($\nu_{ee} \approx 2 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$) ten opzichte van de frequentie voor inelastische botsingen ($\nu_{inel.} \approx 5 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$).

b. spontane emissie van een niveau i naar j :



waarbij $h\nu_{ij}$ de energie is van het bij de overgang behorende stralingsquant. De spontane emissie zullen we aangeven met de stralingsovergangskans A_{ij} .

c. absorptie van resonantiestraling:



De grootte van de absorptie is evenredig met de Einsteincoëfficiënt B_{0i} . Tussen B_{0i} en de stralingsovergangskans A_{i0} voeren we de relatie $B_{0i} = g_i/g_0 \cdot c^2 A_{i0} / (2h\nu_{i0}^3)$ in, met voor c de lichtsnelheid, h de konstante van Planck en ν_{i0} de middenfrequentie van de overgang van niveau i naar het iongrondniveau 0 . De Einsteincoëfficiënt is hier gerelateerd aan de spektrale stralingsintensiteit en wijkt derhalve een faktor $c/4\pi$ af van de aan de spektrale stralingsdichtheid gerelateerde coëfficiënt.

Andere processen, zoals bijvoorbeeld ionisatie naar Ar^{++} , rekombinatie en gestimuleerde emissie zullen we niet beschouwen. Deze processen hebben naar de huidige inzichten bij onze plasmakondities geen invloed op de populaties van de voor ons belangrijke niveaus.

Rekening houdend met de onder a, b en c genoemde processen krijgen we voor de balansvergelijkingen van de aangeslagen deeltjes:

$$0 = -n_i \left\{ \sum_{j=0}^{i-1} A_{ij} + n_e \sum_{\substack{j=0 \\ j \neq i}}^m \langle \sigma v \rangle_{ij} \right\} + n_e \sum_{\substack{j=0 \\ j \neq i}}^m n_j \langle \sigma v \rangle_{ji} +$$

spontane emissie deëxcitatie excitatie

$$\sum_{j=i+1}^m n_j A_{ji} + n_0 B_{0i} (1/4\pi) \int d\Omega \int dv I_{i0,v} K_{i0}(v),$$

kaskade absorptie

voor $i=1,2,\dots,m$, met voor n_e de elektronendichtheid, Ω de ruimtehoek en $K_{i0}(v)$ het genormeerde absorptielijnprofiel ($\int K_{i0}(v) dv = 1$).

$I_{i0,v}$ is de spektrale stralingsintensiteit. Dit is de stralingsenergie in het frequentieinterval tussen v en $v+dv$, per frequentieeenheid, per tijdseenheid, per eenheid van ruimtehoek en per eenheid van oppervlak loodrecht op de stralingsrichting.

In het geval van een Maxwellse snelheidsverdeling voor de ionen in de grondtoestand, wat gezien de grote onderlinge botsingsfrequenties ($\nu_{ii} \approx 5 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$) ten opzichte van de inelastische botsingsfrequenties ($\nu_{inel} \approx 3 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$), redelijk is, wordt het absorptielijnprofiel gegeven

door $K_{i0}(v) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta v_D} \exp\left(-\left(\frac{v-v_{i0}}{\Delta v_D}\right)^2\right)$, met $\Delta v_D = \frac{v_{i0}}{c} \left(\frac{2kT_i}{m_A}\right)^{1/2}$, waarbij T_i de

ionentemperatuur is, m_A de atoommassa en Δv_D de Dopplerverbreiding.

Met $\sum_{i=1}^m n_i \ll n_0$ en de quasineutraliteitsvoorwaarde vinden we voor de bevolkingsdichtheid van het iongrondniveau $n_0 = n_e$.

De absorptieterm in (2) bevat een moeilijkheid, vanwege het optreden van de stralingsintensiteit. Deze hangt zelf middels de stralingstransportvergelijkingen af van de bevolkingsdichtheden. De balansvergelijkingen (2) zijn lokale vergelijkingen. De stralingstransportvergelijkingen daarentegen zijn vanwege de divergentieterm geen lokale vergelijkingen, zodat de geometrie in de oplossing een belangrijke rol speelt. Een rigoreuze oplossing van dit probleem geeft onoverkomelijke mathematische problemen.

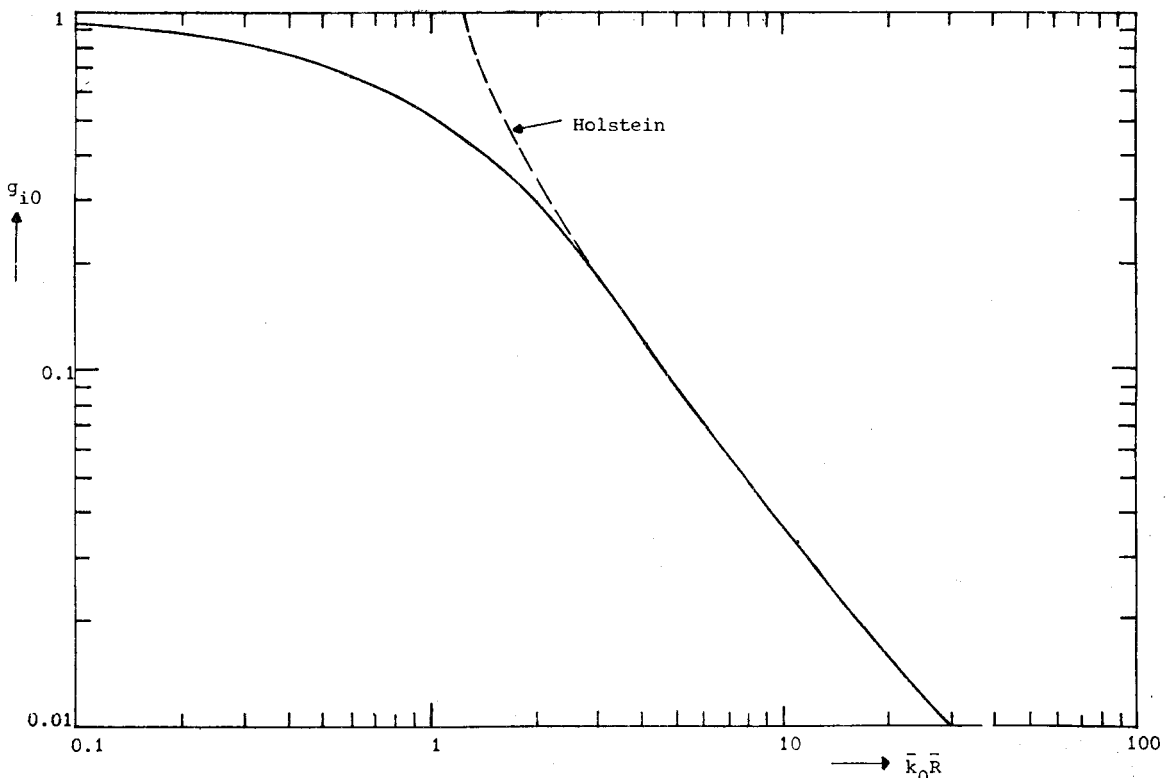
$\frac{h\nu}{2kT}$

In het geval van een gelijk emissie- en absorptielijnprofiel blijkt voor een cilindrisch plasma met een globaal bekend relatief bevolkingsdichtheidverloop van het bovenniveau over de cylinderdoorsnede het mogelijk te zijn, de absorptieterm te schikken onder de spontane emissieterm $n_i A_{i0}$ volgens:

$$n_i A_{i0} - n_0 B_{0i} (1/4\pi) \int d\Omega \int dv I_{i0, \nu} K_{i0}(\nu) = n_i g_{i0} A_{i0}$$

waarin g_{i0} de ontsnappingsfactor wordt genoemd.

Zowel Klein (ref. 18) als Holstein (ref. 28 en 29) geven uitdrukkingen voor deze ontsnappingsfactor. Wij gebruiken de ontsnappingsfactor volgens Klein omdat die volgens Holstein slechts geldt voor optische dikkere lijnen. De ontsnappingsfactor g_{i0} kan volgens Klein gerelateerd worden aan de effectieve optische diepte $\bar{k}_0 \bar{R} = g_i / g_0 \cdot \lambda_{i0}^2 A_{i0} \bar{n}_0 \bar{R} / (8\pi^{3/2} \Delta\nu_D)$, met $\bar{R} = 1.27R$, waarbij R de straal is van de plasmakolom en λ_{i0} de middengolflengte van de overgang van i naar 0 . \bar{n}_0 is de gemiddelde waarde voor de bevolking van het iongrondniveau 0 over de straal R en dientengevolge ook de gemiddelde waarde voor de elektronendichtheid over deze straal. In figuur 3-1-1 is het verband tussen de escapefactor en de effectieve optische diepte uitgezet. Tevens is het verband volgens Holstein aangegeven.



Figuur 3-1-1. Verloop van de ontsnappingsfactor als functie van de optische diepte.

Met invoering van de escapefactor g_{i0} krijgen we voor de m balansvergelijkingen:

$$0 = -n_i \left\{ \sum_{j=1}^{i-1} A_{ij} + g_{i0} A_{i0} + n_e \sum_{\substack{j=0 \\ j \neq i}}^m \langle \sigma v \rangle_{ij} \right\} +$$

$$n_e \sum_{\substack{j=0 \\ j \neq i}}^m n_j \langle \sigma v \rangle_{ji} + \sum_{j=i+1}^m n_j A_{ji},$$

voor $i=1, \dots, m$. Dit stelsel is oplosbaar, als, bij gegeven elektronendichtheid, elektronentemperatuur en voor de escapefactoren nog eens extra de straal van de plasmabundel en de ionentemperatuur, alle coëfficiënten A en $\langle \sigma v \rangle_e$ bekend zijn. Voor het oplossen is een speciaal computerprogramma geschreven. Naast de bevolkingsdichtheden voor de beschouwde niveaus, geeft dit programma informatie over de bijdragen van de verschillende bevolkings- en ontvolkingsmechanismen op deze bevolkingen.

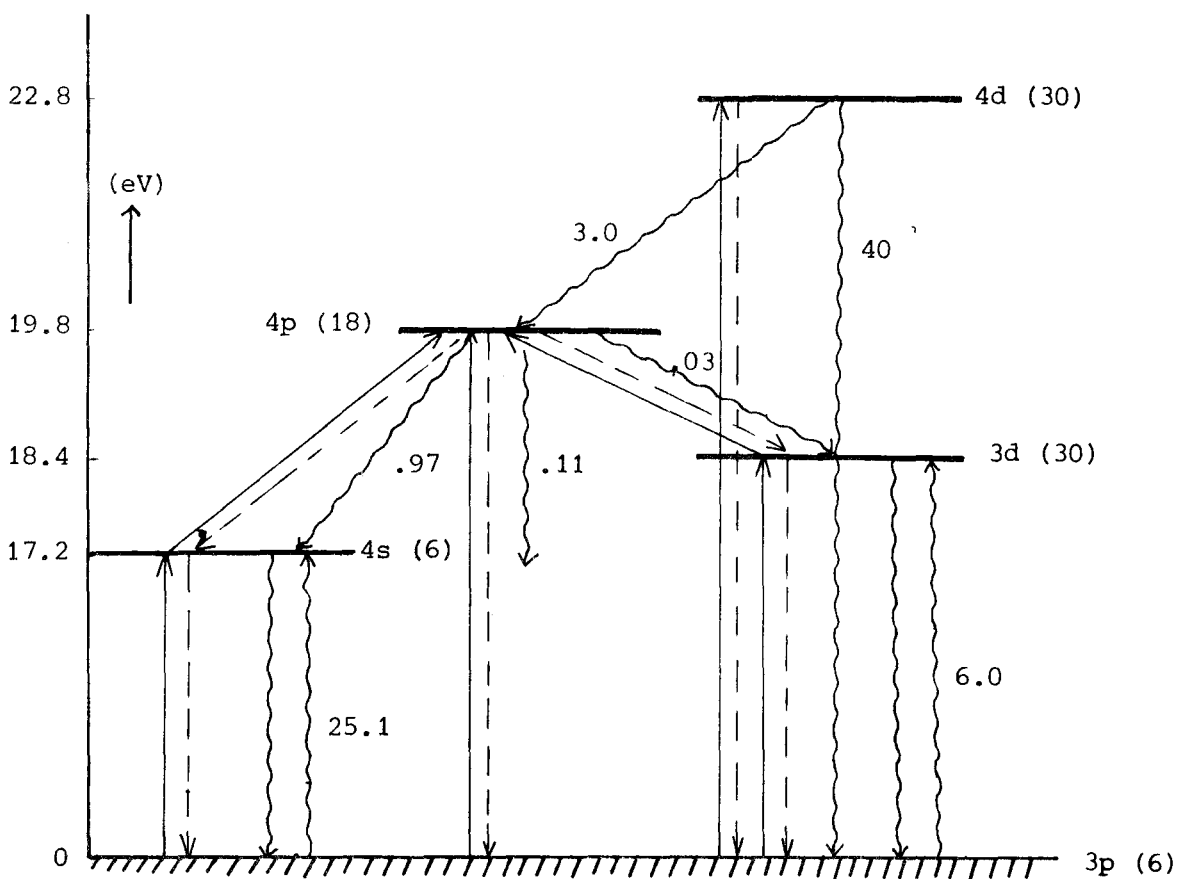
3.1.3 Het argon-ion.

Het in de vorige paragraaf voorgestelde B.S.-model kan gezien worden als een vrij algemeen model voor ons argon-ion-plasma. Ook absorptie van resonantiestraling wordt in dit model afdoende kwantitatief behandeld. Toch kan een dergelijk B.S.-model in de praktijk veel aan kracht verliezen indien er voor de numerieke uitwerking slechts een gering aantal atomaire parameters, betreffende de elementaire processen, ter beschikking staan. Zo dient het in deze paragraaf numeriek uit te werken model voor ons argon-ion-plasma dan ook beschouwd te worden als een eerste aanzet om modelmatig de bevolkingsdichtheden en de significantie van de verschillende processen te bepalen. Op grond van de huidige inzichten in de atomaire parameters blijken berekeningen slechts mogelijk indien het navolgende gesteld kan worden:

- a. alleen een beperkt aantal configuraties behorende tot het zogenaamde doubletsysteem van het 3P -residue worden beschouwd. Hiertoe behoren ook de voor ons belangrijke onderste en bovenste laserconfiguraties (respektievelijk 4s en 4p-groep). Reden voor het niet beschouwen van configuraties behorende tot het kwartetsysteem van het 3P -residue is het geheel ontbreken van gegevens omtrent de processen betreffende dit systeem. Koppelingen tussen de verschillende residuen onderling en tussen de doubletten en kwartetten onderling zijn op grond van de onderlinge zwakke koppelingen voor de stralingsprocessen niet te verwachten (zie appendix I).
- b. binnen de configuraties veronderstellen we bezettingen volgens de statistische gewichten en rekenen we met gemiddelde grootheden G volgens $\bar{G} = \sum_i G_i / \sum_i G_i$. Deze veronderstelling is zeker niet ingegeven door de fysische argumentatie van een statistische herverdeling ten gevolge van een snel relaxatieproces binnen de configuraties. Voor de 3p en 4p-configuraties wordt hij wel gesteund door een, als gevolg van een waarschijnlijk numerieke overeenstemming van de atomaire parameters voor de processen binnen één configuratie, experimenteel gevonden onderlinge bezetting die vergeleken kan worden met een bezetting volgens de statistische gewichten (ref. 1).

Voor de 3d-groep kan de aanname van een onderlinge statistische bezetting gevaarlijk zijn. Zo is het $3d^2F_{7/2}$ -niveau metastabiel, terwijl het $3d^2D_{5/2}$ en $3d^2D_{3/2}$ -niveau zeer korte levensduur bezitten (ongeveer 0.5 ns).

De configuraties en processen zoals vervolgens door ons beschouwd staan aangegeven in figuur 3-1-2. Van belang zijn de iongrondconfiguratie (3p), de bovenste en onderste laserconfiguraties (4p en 4s), de 3d-groep en de 4d-groep.



Figuur 3-1-2. Energieschema argon-ion (doubletsysteem 3P -residue).

De gegolfde lijnen naar beneden duiden op spontane emissie terwijl de gegolfde lijnen naar boven absorptie van resonantiestraling impliceren. Botsingsprocessen van lagere niveaus naar hogere niveaus zijn aangegeven met rechte doorgetrokken lijnen, de inverse processen hiervan met rechte onderbroken lijnen.

In tabel 3-I staan de ratecoëfficiënten vermeld voor de botsingsprocessen (ref. 10). De overgangskansen voor de stralingsprocessen staan aangegeven in figuur 3-1-2 (ref. 1,7,11,12 en 31) in 10^8 s^{-1} . Tussen haakjes staan de statistische gewichten der configuraties vermeld.

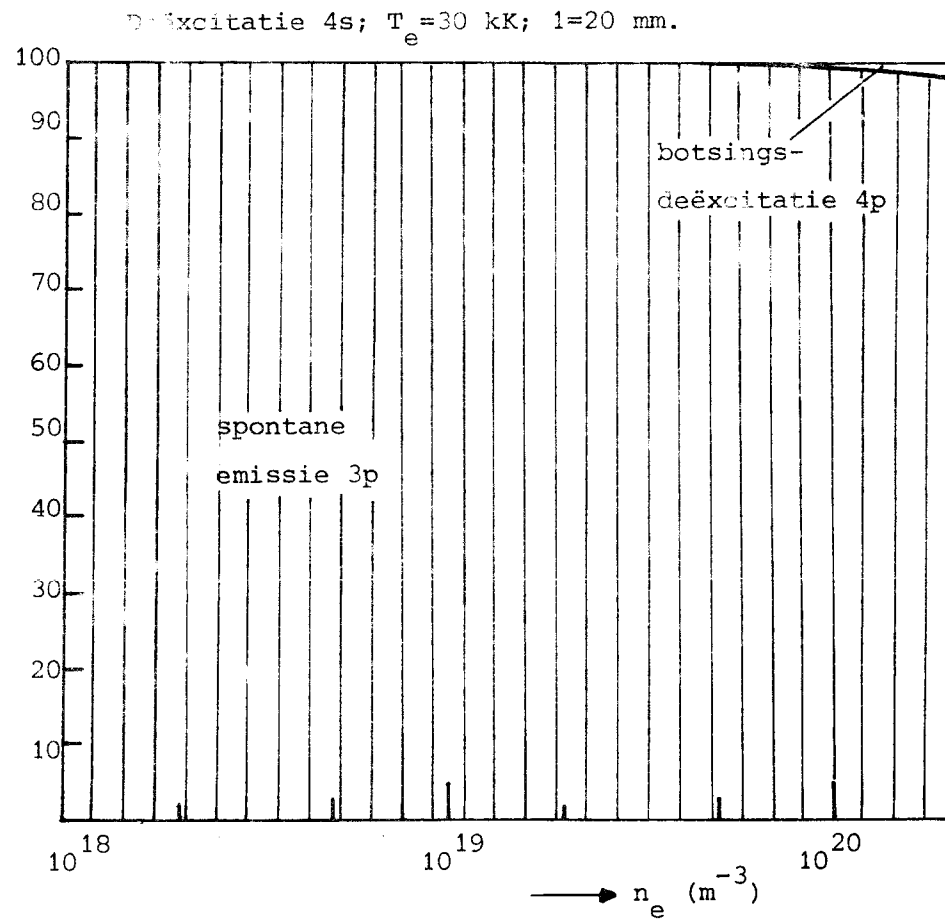
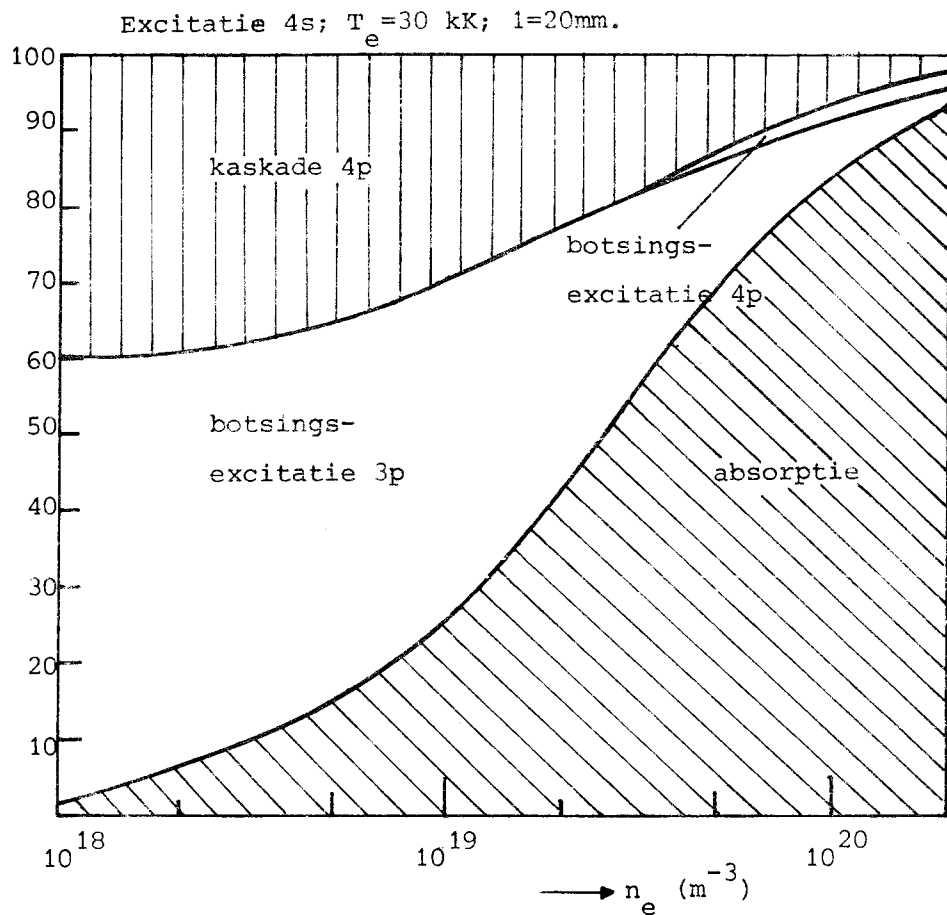
Wellicht dient opgemerkt te worden dat de berekening van de escapefactoren niet mogelijk is door enkel het beschouwen van de gemiddelde stralingsovergangskans van de configuratie. Men moet de individuele overgangskansen voor de verschillende niveaus binnen de configuratie in rekening brengen.

De resultaten van de berekeningen staan schematisch weergegeven in de figuren 3-1-3 tot en met 3-1-7. Voor de elektronentemperatuur werd een waarde gekozen van 30 kK. Deze waarde is karakteristiek voor ons laboratoriumplasma. In laserbuisjes ligt de elektronentemperatuur over het algemeen wat hoger (50 kK).

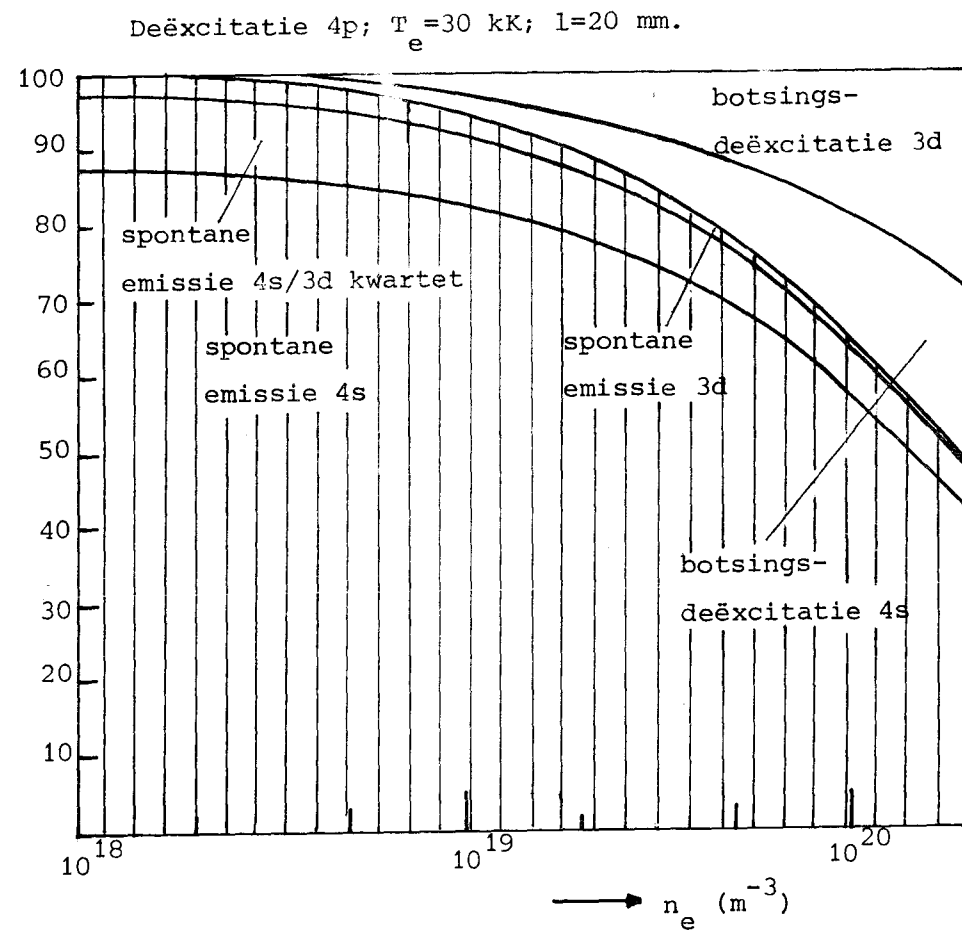
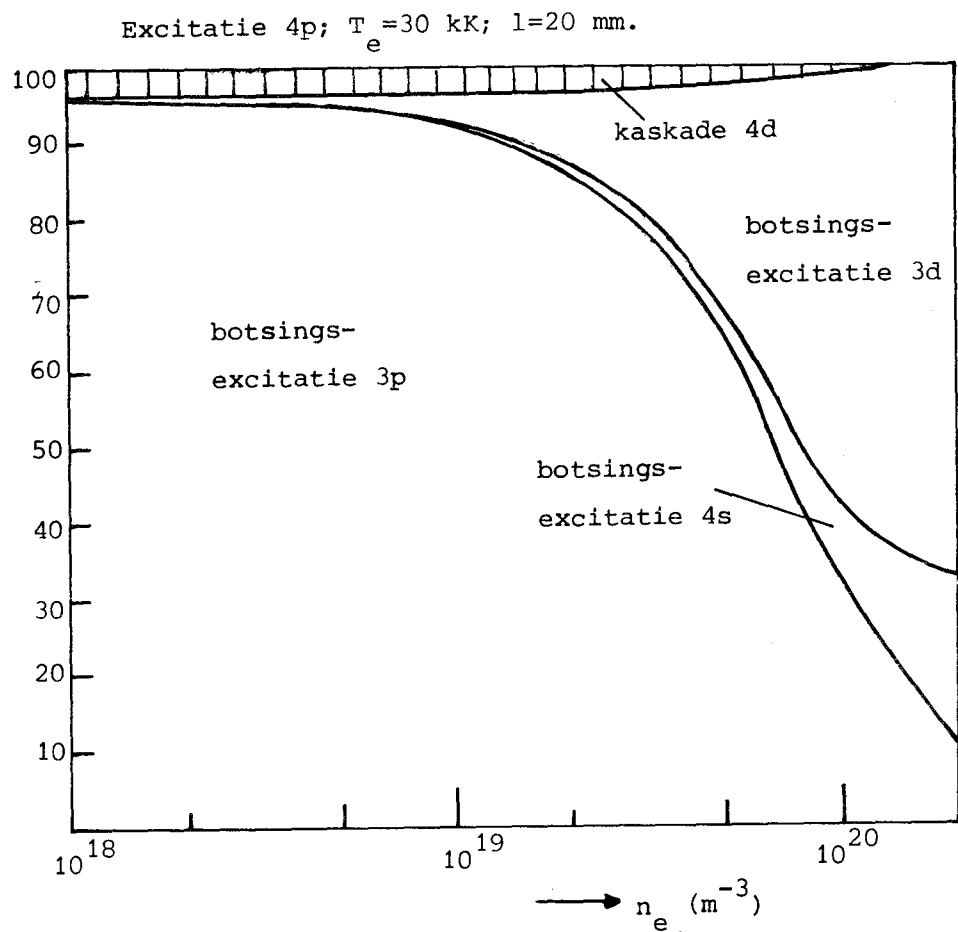
Er is gekozen voor een tweetal diameters, namelijk $l=20 \text{ mm}$ en $l=2 \text{ mm}$. De waarde van 20 mm heeft betrekking op ons eigen plasma, terwijl de waarde van 2 mm meer slaat op een typische laserontlading.

Tabel 3-1. Waarden voor de totale ratecoëfficiënten in eenheden van $10^{-16} \text{ m}^3/\text{s}$ voor een aantal elektronentemperaturen.

overgang	20 kK	30 kK	50 kK	80 kK
3p - 4s	5.2×10^{-3}	1.4×10^{-1}	1.6×10^0	6.6×10^0
3p - 3d	5.9×10^{-2}	1.8×10^0	2.6×10^1	1.1×10^2
3p - 4p	2.8×10^{-3}	1.1×10^{-1}	1.8×10^0	8.4×10^0
3p - 4d	5.8×10^{-4}	4.7×10^{-2}	1.4×10^0	9.6×10^0
4s - 4p	1.8×10^3	2.9×10^3	4.0×10^3	4.6×10^3
3d - 4p	5.6×10^2	1.1×10^3	1.2×10^3	1.2×10^3

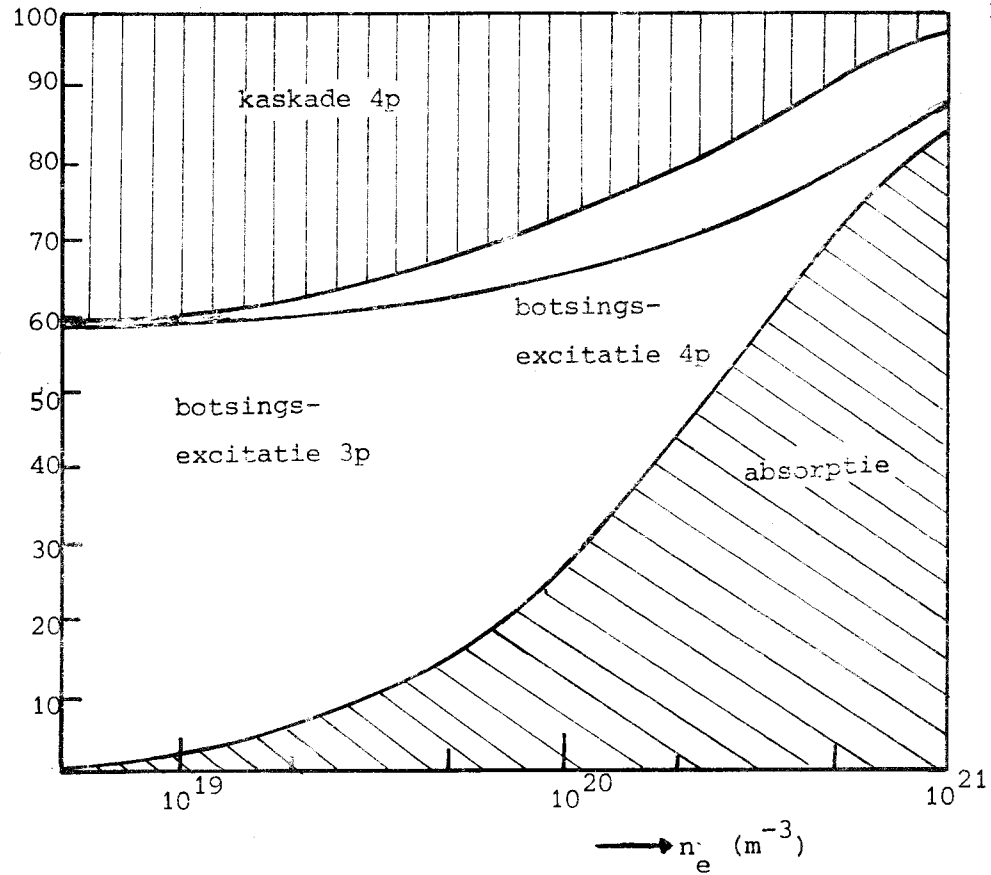


Figuur 3-1-3. Bijdragen van de verschillende processen, in percentages, tot de bevolking en ontvolking van de 4s-groep als functie van de elektronendichtheid n_e . De stralingsprocessen zijn aangegeven door de gearceerde gebieden, terwijl de botsingsprocessen aangegeven zijn door de lichte gebieden.

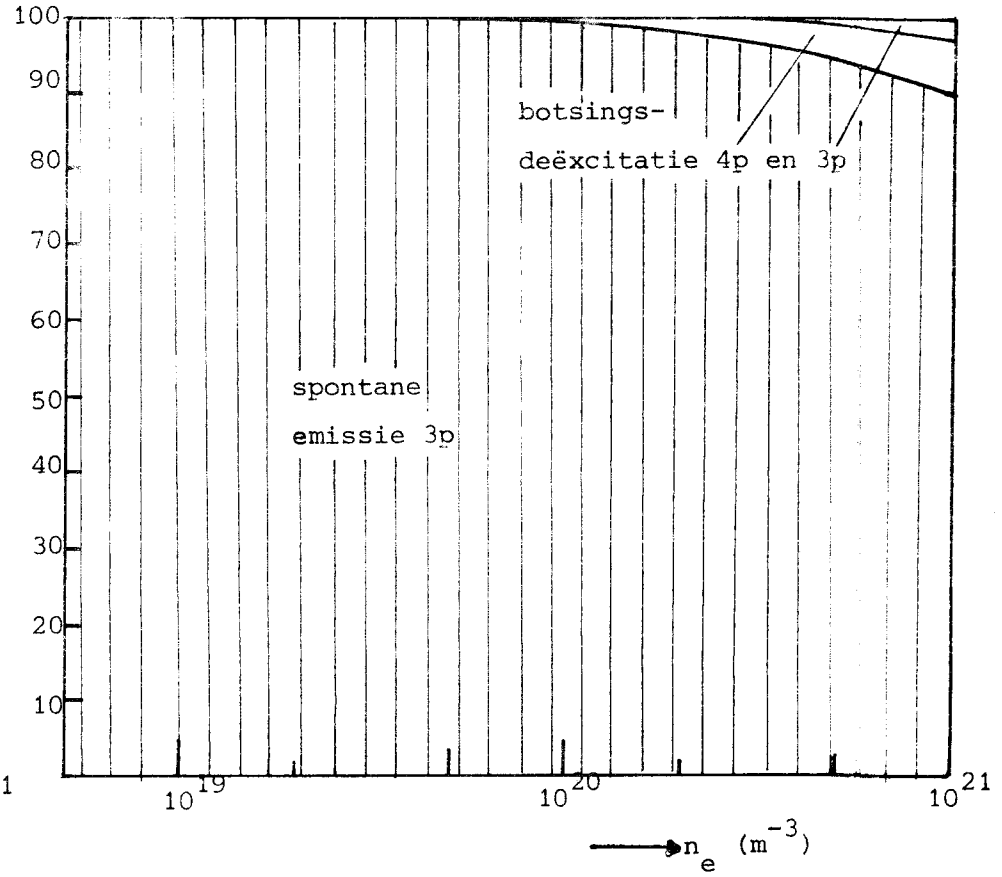


Figuur 3-1-4. Bijdragen van de verschillende processen tot de bevolking en ontvolking van de 4p-groep als functie van de elektronendichtheid.

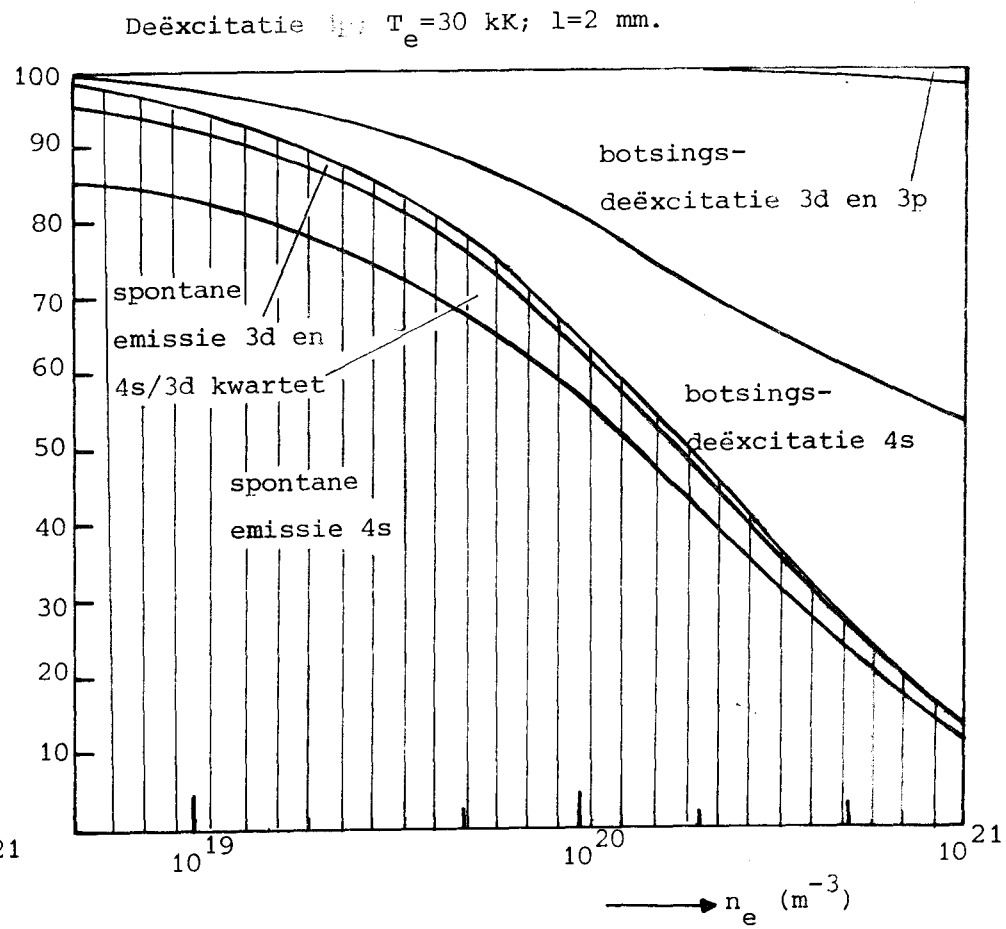
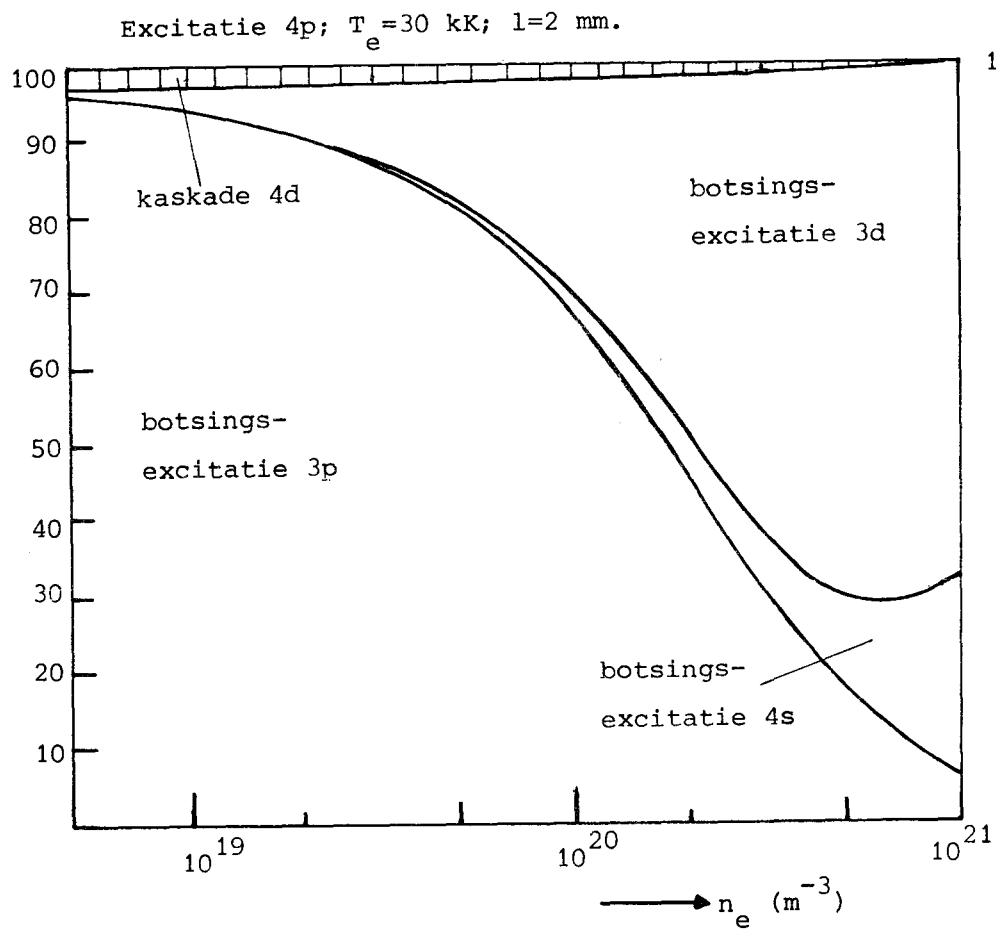
Excitatie 4s; $T_e = 30$ kK; $l = 2$ mm.



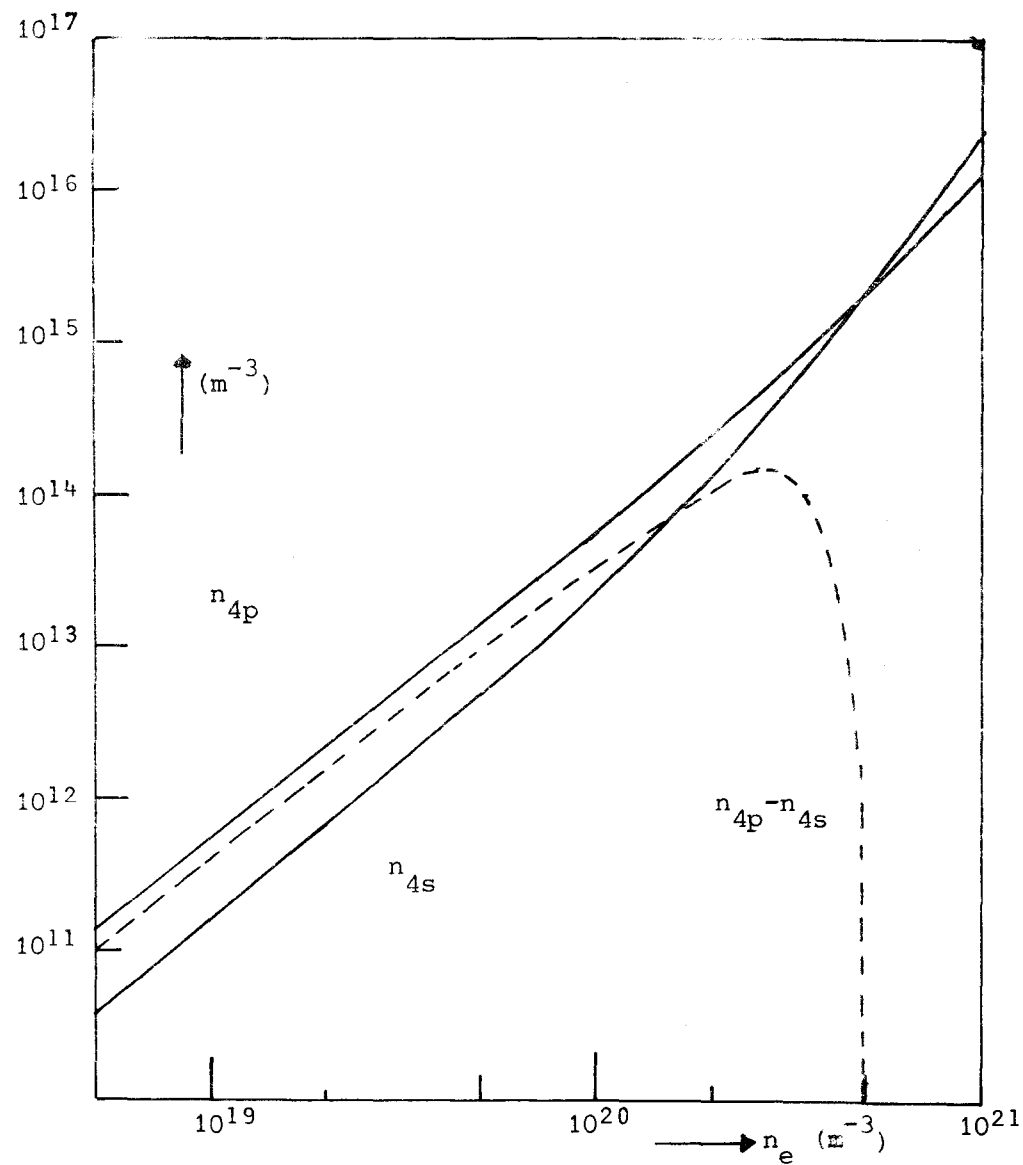
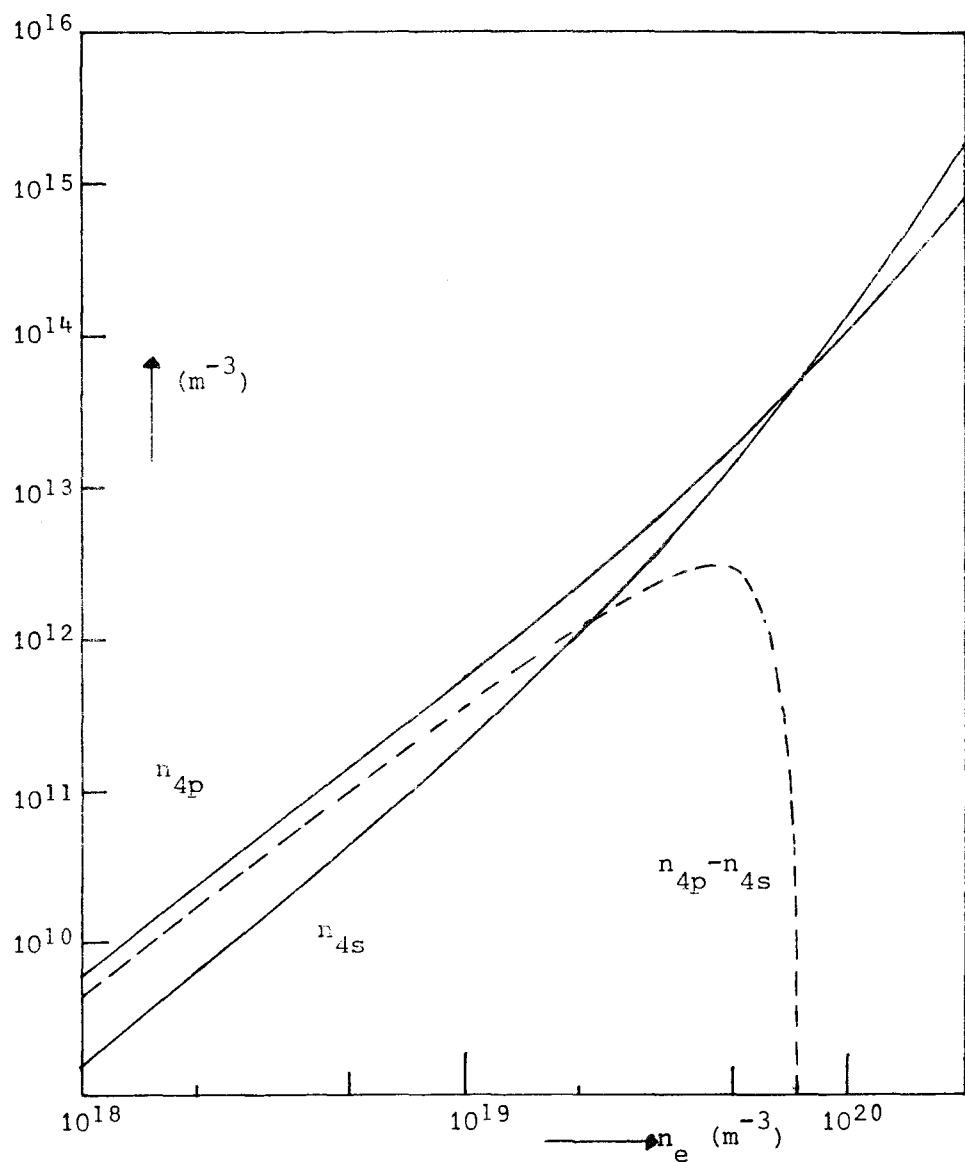
Deëxcitatie 4s; $T_e = 30$ kK; $l = 2$ mm.



Figuur 3-1-5. Bijdragen van de verschillende processen tot de bevolking en ontvolking van de 4s-groep als functie van de elektronendichtheid.



Figuur 3-1-6. Bijdragen van de verschillende processen tot de bevolking en ontvolking van de 4p-groep als functie van de elektronendichtheid.



Figuur 3-1-7. Verloop van de bevolkingsdichtheden per eenheid van statistisch gewicht als functie van de elektronendichtheid voor de bovenste en onderste laserniveaus (resp. 4p en 4s-groep). Links voor $l=20$ mm en rechts voor $l=2$ mm. De elektronentemperatuur bedraagt 30 kK.

3.1.4 Discussie.

Zoals figuur 3-1-7 aangeeft valt voor ons laboratoriumplasma een bevolkingsinversie te verwachten tussen de bovenste en onderste laserkonfiguratie. De omslag van de inversie tussen 5 en $10 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ is hoofdzakelijk het gevolg van stralingsinvang (absorptie van resonantiestraling) omdat zowel de bevolkingsdichtheid n_{4p} als n_{4s} meer dan kwadratisch van de elektronendichtheid afhangen. Een omslag hoofdzakelijk als gevolg van botsingsdeëxcitatie van de bovenste laserkonfiguratie door middel van elektronenbotsingen zou tot uiting komen in een minder dan kwadratisch verloop van n_{4p} . Zoals figuur 3-1-3 aangeeft wordt voor de onderste laserkonfiguratie bij de omslag 80% van de excitatie bepaald door absorptie, wat effectief neerkomt op een levensduurverlenging met een faktor vijf. Bij de omslag wordt de 4p-groep voor ongeveer 30% ontvolkt door botsingsdeëxcitatie.

Voor kleinere elektronendichtheden valt geen drempelwaarde voor het ontstaan van de inversie waar te nemen maar treedt Corona-evenwicht in. Dit is een situatie waarbij de konfiguraties uitsluitend bevolkt worden middels directe excitatie vanaf het iongrondniveau en eventueel middels wat kaskadestraling, die echter dan niet meer te onderscheiden is van de directe excitatie. De ontvolking wordt uitsluitend bepaald door spontane emissie. De figuren 3-1-3 en 3-1-4 geven deze situatie duidelijk weer.

Voor het plasma met een diameter van 2 mm treedt de omslag eerst op voor een elektronendichtheid van $50 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Ook hier voornamelijk als gevolg van de stralingsinvang (zie ook de figuren 3-1-5 en 3-1-6).

Ten aanzien van het al dan niet stapsgewijs verlopen van de excitatie van de bovenste laserkonfiguratie valt op te merken dat de modelberekening eerst voor elektronendichtheden groter dan ongeveer $10 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ stapsgewijze excitatieprocessen als dominant aangeeft. Voor een voor ons typische dichtheid van $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ is de stapsgewijze bijdrage ongeveer 8% (hoofdzakelijk 3p-3d-4p).

De bereikte waarden voor de bevolkingsdichtheden en de inversie zijn, rekening houdend met de door ons laag gekozen elektronentemperatuur, goed vergelijkbaar met wat de andere auteurs vinden.

Tot slot dient opgemerkt te worden dat de door ons gemaakte berekeningen betrekking hebben op de konfiguraties als geheel, anders gezegd: de berekeningen geven weer wat gemiddeld voor een bepaald niveau uit een bepaalde configuratie valt te verwachten.

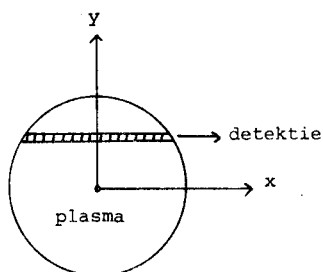
Metingen hebben daarentegen altijd betrekking op de individuele niveaus (zover het oplossend vermogen dit toelaat). Ook de laserovergangen zijn overgangen tussen individuele niveaus. Een volledige vergelijking van de modelberekening met het experiment is dan ook niet door te voeren. Hiervoor is het noodzakelijk in het model de individuele niveaus te beschouwen maar aangezien men op dit moment niet beschikt over de atomaire parameters voor de individuele overgangen is dit vooralsnog niet mogelijk. Ook de gevolgen van het buiten beschouwing laten van het kwartetsysteem zijn niet geheel te overzien, alhoewel zoals eerder opgemerkt voor de stralingsprocessen de koppelingen tussen het doublet- en kwartetsysteem zwak zijn.

3.2 ABSORPTIE VAN RESONANTIESTRALING.

Om in een later stadium de resultaten van intensiteitsmetingen aan gedeeltelijk geabsorbeerde spektraallijnen te kunnen interpreteren zullen we in deze paragraaf de daarop betrekking hebbende absorptietheorie behandelen. Dit heeft onder andere ten doel het mogelijk te maken, uit de gemeten en gedeeltelijk geabsorbeerde intensiteiten de oorspronkelijk uitgezonden intensiteiten terug te rekenen, om zodoende de bevolkingsdichtheden van de stralende niveaus te bepalen. Verder zal blijken dat absorptieverschijnselen zich experimenteel het eenvoudigst laten bestuderen door de verhouding van twee optisch niet dunne spektraallijnen, afkomstig van eenzelfde bovenniveau, te beschouwen. Voor ons zijn vooral van belang de resonantielijnen afkomstig van de onderste laserniveaus. Absorptie van de door deze niveaus uitgezonden straling houdt een effectieve levensduurverlenging van deze niveaus in, zodat eventuele laserwerking aangetast wordt door een verminderde bevolkingsinversie. Het door een detektiesysteem gemeten stralingsvermogen van een optisch dunne spektraallijn, behorende bij een overgang van een aangeslagen niveau i naar het iongrondniveau 0, is gelijk aan:

$$W_{i0} = F(\lambda) S \Delta\Omega \int_{-\infty}^{\infty} n_i(x) \frac{A_{i0}}{4\pi} h\nu_{i0} dx. \quad (1)$$

W_{i0} is een grootheid die over de plasmakolom in een richting x samenvallend met die van de as van de detektieapparatuur geïntegreerd is. $F(\lambda)$ is een golflengteafhankelijke dimensieloze grootheid, die bepaald wordt door de



Figuur 3-2-1.

overdrachtsfuncties binnen het betreffende detektiesysteem. S is de door het detektiesysteem afgebeelde oppervlakte in het plasma en $\Delta\Omega$ de ruimtehoek waarbinnen de straling door het systeem wordt waargenomen. Door het toepassen van een Abelprocedure kan men uit het, van opzij als functie van de transversale afstandsvariabele y , gemeten verloop van dit vermogen de lokale grootheid

$$P_{i0}(r) = F(\lambda) S \Delta\Omega n_i(r) \frac{A_{i0}}{4\pi} h\nu_{i0}$$

in afhankelijkheid van de straal r bepalen.

P_{i0} noemen we de stralingsflux. Uit de grootheid P_{i0} kan men de absolute bevolking $n_i(x)$ van het stralende niveau bepalen indien de waarde van A_{i0} en $F(\lambda)S\Delta\Omega$ bekend zijn. De grootheid $F(\lambda)S\Delta\Omega$ kan vaak door ijking tegen een gekalibreerde wolfraambandlamp bepaald worden. Indien men bijvoorbeeld in het U.V. geen ijking uitgevoerd heeft, kan men alleen op relatieve basis de bevolkingsdichtheden bepalen door het wegdelen van $S\Delta\Omega$ en ook van $F(\lambda)$ indien de golflengten van de gebruikte lijnen niet teveel verschillen. Bij optisch niet dunne lijnen vereist de bepaling van de bevolking een aanzienlijke uitbreiding van de berekeningen. Dan dient uitgegaan te worden van de stralingstransportvergelijking:

$$\frac{dI_{i0,v}(x)}{dx} = \epsilon_{i0}(v,x) - k_{i0}(v,x)I_{i0,v}(x)$$

Hierbij is $\epsilon_{i0}(v,x) = n_i(x) \frac{A_{i0}}{4\pi} h\nu_{i0} P_{i0}(v,x)$ de emissiecoëfficiënt met $P_{i0}(v,x)$ het genormeerde emissielijnprofiel en $k_{i0}(v,x) = n_0(x) \frac{B_{0i}}{4\pi} h\nu_{i0} K_{i0}(v,x) = n_0(x) \frac{g_i}{g_0} \lambda_{i0}^2 A_{i0} \frac{1}{8\pi} K_{i0}(v,x)$ de absorptiecoëfficiënt. In de verdere oplossing van de stralingstransportvergelijking is verondersteld dat het emissielijnprofiel $P_{i0}(v,x)$ en het absorptielijnprofiel $K_{i0}(v,x)$ aan elkaar gelijk zijn. Bij een Maxwellse snelheidsverdeling voor de ionen, zijn als gevolg van de optredende Dopplerverbreiding de profielen gaussisch. Voor het absorptielijnprofiel werd deze notie reeds in 3.1.2 gemaakt.

De veronderstelling van een gelijk emissie- en absorptielijnprofiel is enerzijds gedaan om mathematische redenen, om de transportvergelijking oplosbaar te houden en wordt anderzijds gerechtvaardigd door een fysische argumentatie bij niet al te grote absorpties. Ten gevolge van absorptie kan het emissielijnprofiel afwijken van de normale verdeling indien de levensduur van het niveau kleiner is dan de Maxwellisatietijd. Als gevolg van het feit dat de ionentemperatuur konstant blijft over de straal van de plasmakolom zijn beide profielen bovendien plaatsonafhankelijk. We vinden na oplossing van de stralingstransportvergelijking (ref. 27) voor het van opzij gemeten stralingsvermogen:

$$W_{i0} = F(\lambda)S\Delta\Omega \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty n_i(x) \frac{A_{i0}}{4\pi} h\nu_{i0} \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \exp\left(-\frac{v-\nu_{i0}}{\Delta\nu_D}\right)^2 \exp\left\{-\int_x^\infty n_0(x') \frac{g_i}{g_0} \frac{\lambda_{i0}^2 A_{i0}}{8\pi} \frac{1}{\Delta\nu_D^{3/2}} \exp\left(-\frac{v-\nu_{i0}}{\Delta\nu_D}\right)^2 dx'\right\} dx.$$

Aangezien we in ons geval te maken hebben met ionresonantiestraling geldt voor n_0 bij een onderlinge bezetting van de twee iongrondniveaus volgens de statistische gewichten $n_0 = \alpha n_e$ met $\alpha=1/3$ voor het $(3p)^5 2p_{1/2}$ -iongrondniveau en $\alpha=2/3$ voor het $(3p)^5 2p_{3/2}$ -iongrondniveau.

Gezien het klein onderling energieverval van 0.18 eV tussen de twee iongrondniveaus ten opzichte van ongeveer 3.5×10^4 K elektronentemperatuur lijkt een bevolking volgens de statistische gewichten een redelijke aanname. In paragraaf 3.1.2 hebben we van deze splitsing vooralsnog geen gebruik gemaakt.

Met de invoering van

$$\xi = \frac{g_i}{g_0} \lambda_{i0}^2 \frac{A_{i0} \alpha}{8\pi^{3/2} \Delta v_D} \sim \frac{1}{\sqrt{T_i}} \quad \text{en} \quad \theta = \left(\frac{v-v_{i0}}{\Delta v_D} \right)$$

krijgen we voor het stralingsvermogen na enige omvorming

$$W_{i0} = F(\lambda) S \Delta \Omega \int_{-\infty}^{+\infty} n_i(x) \frac{A_{i0}}{4\pi} h\nu_{i0} f_{i0}(x) dx, \quad (2)$$

met:

$$f_{i0}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} d\theta \exp(-\theta^2) \exp(-\xi \exp(-\theta^2)) \int_x^{\infty} n_e(x') dx'.$$

Formule (2) is nu in vorm gelijk aan formule (1), met uitzondering van de functie $f_{i0}(x)$, die een kwantitatieve maat is voor de absorptie. We zullen $f_{i0}(x)$ de transmissiefunctie noemen. In het optisch dun geval is de transmissiefunctie gelijk aan 1 en krijgen we formule (1) terug. Voor het geval dat de lijnen geabsorbeerd worden is de transmissiefactor kleiner dan 1. Het afleiden van de stralingsflux P_{i0} uit het gemeten verloop van W_{i0} als functie van de transversale afstandsvariabele is soortgelijk aan de Abelprocedure. Hierbij dient extra rekening gehouden te worden met de transmissiefunctie $f_{i0}(x)$. Deze wordt bepaald door het verloop van de elektronendichtheid over de doorsnede van de plasmakolom en de ionentemperatuur. Voor deze speciale Abelprocedure is tijdens het afstuderen een computerprogramma geschreven. Hierbij wordt de elektronendichtheid over de doorsnede van de plasmakolom gaussisch genomen. Deze aanname is binnen ongeveer 5% gerechtvaardigd.

Wellicht dient opgemerkt te worden dat de door ons ingevoerde transmissiefunctie niet verward dient te worden met de escapefaktor. De transmissiefunctie is een grootheid die de invloed van absorptie weergeeft in het gemeten stralingsvermogen, terwijl de escapefaktor een grootheid is die de invloed van absorptie weergeeft in de balansvergelijking.

De voor ons belangrijke optisch niet dunne resonantielijnen liggen in het vacuüm ultraviolette gedeelte van het spectrum ($\sim 700 \text{ \AA}$). In dit gebied zijn door ons geen standaarden ontwikkeld zodat de bevolking, zoals die is af te leiden uit de stralingsflux, niet in absolute zin maar op grootheid $F(\lambda)S\Delta\Omega$ na bepaald kan worden. In $F(\lambda)$ zitten allerlei onbekende overdrachtsfuncties van het detektiesysteem. $S\Delta\Omega$ is binnen een faktor 2 te bepalen.

De optisch niet dunne vacuüm ultraviolette spektraallijnen laten zich het eenvoudigst op absorptie onderzoeken, door de verhouding te beschouwen van twee lijnen afkomstig van eenzelfde bovenniveau en stralende naar de twee verschillende iongrondniveaus. Hiervoor geldt:

$$\frac{W_{i0^{3/2}}}{W_{i0^{1/2}}} = \frac{A_{i0^{3/2}}}{A_{i0^{1/2}}} \frac{\int n_i(x) f_{i0^{3/2}}(x) dx}{\int n_i(x) f_{i0^{1/2}}(x) dx} \quad (3)$$

Deze verhouding blijkt weinig af te hangen van het precieze verloop van de bevolking $n_i(x)$ en laat zich goed beschrijven door de parameter $n_e l / \sqrt{T_i}$. In het optisch dun geval is de verhouding gelijk aan die van de verhouding van de respektievelijke overgangskansen, zoals men ook op grond van formule (1) kan verwachten. In het volledig optisch dik geval is deze verhouding gelijk aan 1. Van formule (3) kan men ook gebruik maken om een waarde af te leiden voor de elektronendichtheid n_e . In (3) is n_e impliciet gegeven als functie van de verhouding $W_{i0^{3/2}}/W_{i0^{1/2}}$, de iontemperatuur T_i en de doorsnede van de plasmabundel l . Tijdens het afstudeerwerk is een komputerprogramma geschreven om uit deze impliciete afhankelijkheid de elektronendichtheid te bepalen. Deze waarde kan men dan vergelijken met de waarde die het Thomson-verstrooiings-experiment geeft voor de elektronendichtheid. In gebieden waar het Thomson-verstrooiings-experiment geen elektronendichtheden meer kan leveren kan men, bij een gebleken overeenstemming met het Thomson-verstrooiings-experiment in andere gebieden, deze verhoudingsmethode gebruiken om de elektronendichtheid te bepalen.

3.3 DEËXCITATIE DOOR MIDDEL VAN ELEKTRONENBOTSINGEN.

Voor de bevolking van de bovenste laserniveaus kunnen tussengelegen metastabielen of langlevende stralende niveaus van belang zijn als tussenniveau voor eventuele stapsgewijze excitatie.

Reeds in het stageonderzoek (ref. 24) werd geconstateerd dat als gevolg van de lange stralingslevensduur (appendix I) het $4s^4P_{5/2}$ -niveau naast spontane emissie gedeëxciteerd wordt door middel van elektronenbotsingen en derhalve in principe in aanmerking komt voor tussenniveau.

Om een waarde af te leiden voor de deëxcitatiecoëfficiënt $\langle \sigma v \rangle_e^d$ kan men daartoe de 744 \AA -lijn afkomstig van dit niveau vergelijken met de 740 \AA -lijn, die afkomstig is van het tot dezelfde configuratie behorende $4s^4P_{3/2}$ -niveau. Het $4s^4P_{3/2}$ -niveau heeft een aanmerkelijk kortere levensduur (appendix I) en zal derhalve eerst voor grotere elektronendichtheden een deëxcitatieproces door elektronenbotsingen gaan vertonen. Voor de bevolking van het $4s^4P_{3/2}$ -niveau kunnen we opschrijven:

$$n_{3/2} = \frac{n_e^2 \langle \sigma v \rangle_e^{03/2}}{\Sigma A_{3/2}}$$

mits voor dit niveau Corona-evenwicht wordt verondersteld. Gezien de ligging van het niveau en de levensduur is dit een redelijke veronderstelling. Voor het $4s^4P_{5/2}$ -niveau dat naast spontane emissie een extra deëxcitatieproces vertoont kunnen we opschrijven:

$$n_{5/2} = \frac{n_e^2 \langle \sigma v \rangle_e^{05/2}}{\Sigma A_{5/2} + n_e \langle \sigma v \rangle_e^d}$$

Door nu de verhouding van de stralingsfluxen van de 740 \AA -lijn en de 744 \AA -lijn te beschouwen als functie van de elektronendichtheid kunnen we een waarde afleiden voor de deëxcitatiecoëfficiënt $\langle \sigma v \rangle_e^d$, namelijk:

$$\frac{P_{740}}{P_{744}} = \frac{A_{740}}{A_{744}} \frac{\Sigma A_{5/2}}{\Sigma A_{3/2}} \frac{\langle \sigma v \rangle_e^{03/2}}{\langle \sigma v \rangle_e^{05/2}} + \frac{A_{740}}{A_{744}} \frac{1}{\Sigma A_{3/2}} \frac{\langle \sigma v \rangle_e^{03/2}}{\langle \sigma v \rangle_e^{05/2}} \langle \sigma v \rangle_e^d \cdot n_e$$

De bij de berekeningen gebruikte waarden voor de overgangskansen zijn afkomstig van referentie 7.

Uit de eerste term is de waarde $\langle \sigma v \rangle_{e, 0^{3/2}} / \langle \sigma v \rangle_{e, 0^{5/2}}$ te bepalen, die als gevolg van het feit dat het $3/2$ en het $5/2$ -niveau ongeveer dezelfde energiehogte bezitten onafhankelijk zal zijn van de elektronentemperatuur. Deze waarde kan in de tweede term gebruikt worden om een absolute waarde voor $\langle \sigma v \rangle_{e, d}$ af te leiden.

4. DE OPSTELLING.

4.1 INLEIDING.

Voor de experimentele bestudering van de processen binnen het argon-ion-niveauschema is gebruik gemaakt van een holle kathode boogontlading met daaraan gekoppeld de volgende diagnostieken:

- a. een Mc. Pherson-vakuüm-monochromator voor het bepalen van spektrale lijnintensiteiten in het vakuüm ultraviolette gebied ($\sim 700 \text{ \AA}$).
- b. een Jarell-Ash-monochromator voor het bepalen van lijnintensiteiten liggend in het zichtbare gebied ($\sim 4000-8000 \text{ \AA}$).
- c. een Fabry-Perot-interferometer voor de bepaling van de ionentemperatuur.
- d. een Thomson-verstrooiings-experiment voor de bepaling van de elektronendichtheid en elektronentemperatuur.

Reeds in een aantal vroegere onderzoeken (ref. 1 en 2) is gebruik gemaakt van de holle kathode boogontlading in combinatie met de onder b, c, en d genoemde diagnostieken. De onder a genoemde vakuüm-monochromator is voor het eerst bij dit onderzoek betrokken geweest.

4.2 DE HOLLE KATHODE BOOGONTLADING.

De holle kathode boogontlading is een type ontlading die bedreven wordt bij relatief lage druk en hoge stroomsterkte. De boogspanning is laag. Belangrijke kenmerken van de holle kathode boogontlading zijn een hete holle kathode met een grote thermische elektronenemissie, het bedrijven van de ontlading in stromend gas, de kontrakctie van de plasmakolom door een extern magneetveld en de daarmee samenhangende hoge ionisatiegraad. Typische waarden van de ontladingsparameters van de door ons gebruikte holle kathode boogontlading staan vermeld in tabel 4-I.

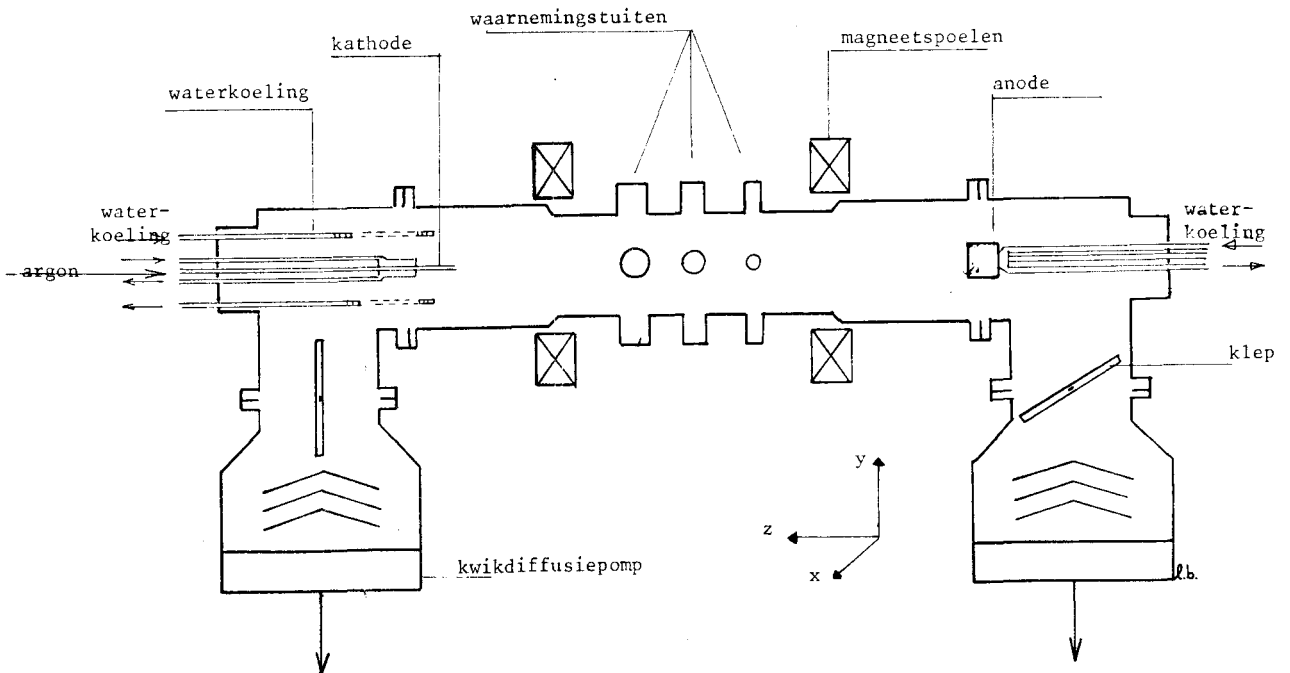
In deze tabel zijn tevens opgenomen het elektronendichtheidsgebied en het elektronentemperatuursgebied.

Tabel 4-I.

druk	0.5-2 mtorr
stroom	10-150 A
spanning	30-200 V
magneetveld	0-0.15 T
ionisatiegraad	>50%
doorsnede plasmakolom	≈20 mm
elektronendichtheid	$(1-5) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
elektronentemperatuur	$(25-50) \times 10^3 \text{ K}$

In figuur 4-2-1 is een schematisch zijaanzicht van de holle kathode boogontlading gegeven. Links bevindt zich de holle kathode (een wolfram pijpje) waardoor tevens de gastoevoer plaatsvindt. Het gas wordt via twee kwikdiffusiepompen weer afgevoerd.

De anode bestaat uit een koperen cylinder met ingebouwde waterkoeling. De koelcapaciteit is groot genoeg ($\sim 10 \text{ kW}$) om de temperatuur van de anode laag te houden, zodat straling vanaf de anode gering is. Twee uitwendige spoelen dragen zorg voor het axiaal magneetveld zodat het plasma rondom de as van de ontladingsbuis gekoncentreerd kan worden tot een smalle bundel.



Figuur 4-2-1. Zijaanzicht van de holle kathode boogontlading.

De afstand van anode tot kathode bedraagt ongeveer 1.5 meter, terwijl de doorsnede van de ontladingsbuis 25 cm is.

Halverwege de ontladingsbuis bevinden zich een twaalftal waarnemingstuiten ten behoeve van de verschillende diagnostieken.

Meer uitvoerige beschrijvingen van de holle kathode boogontlading zijn te vinden in de proefschriften van Van der Sijde en Kohsiek (ref. 1 en 2).

4.3 DIAGNOSTIEKEN.

4.3.1 De Mc. Pherson-vakuüm-monochromator.

De Mc. Pherson-vakuüm-monochromator, van het type Seya-Namioka, is een instrument dat met een bij deze golflengten passend rooster geschikt is om lijnintensiteiten te meten in het gebied tussen 500 en 3000 Å.

Het gebied beneden 2000 Å wordt vaak aangeduid als het vakuüm ultraviolette gebied.

In figuur 4-3-1 is een vereenvoudigde schets van het bovenaanzicht van de vakuüm-monochromator met ontladingsbuis en detektiesysteem gegeven.

De Mc. Pherson staat rechtstreeks in open verbinding met de holle kathode boogontlading zodat de druk in de monochromator ongeveer gelijk is aan de druk in de ontladingsbuis (≈ 1 mtorr).

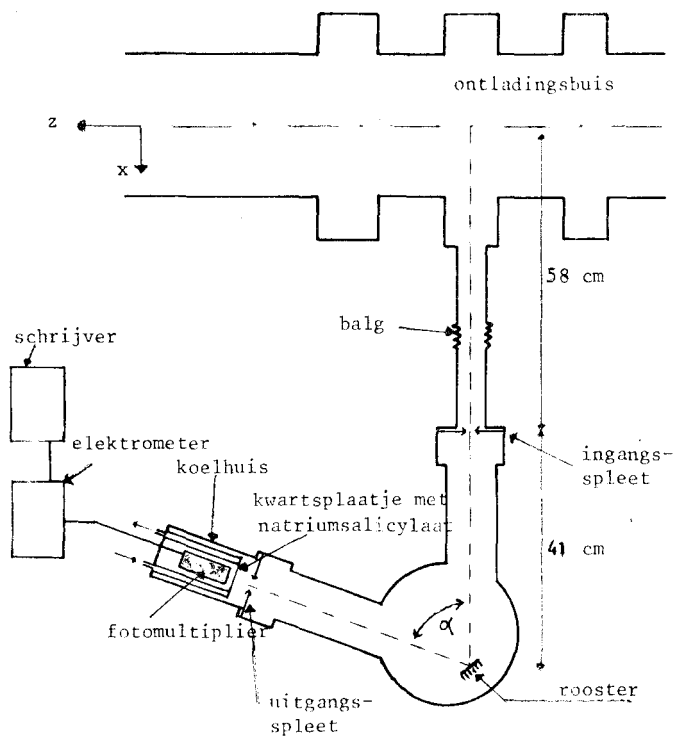
Het licht wordt gedetekteerd middels een combinatie van een kwartsplaatje met natriumsalicylaat en een EMI 6256 S fotomultiplier.

Het natriumsalicylaat dient hierbij als lichtconverter voor de vakuüm ultraviolette straling naar straling van ongeveer 4300 Å.

De fotomultiplier wordt gekoeld met vloeibare stikstof tot ongeveer -20°C om de donkerstroom laag te houden. Deze bedraagt dan ongeveer 3×10^{-11} A.

Het gebruikte optische systeem in de Mc. Pherson is de Seya-Namioka-mounting met een konkaf reflektierooster. Het aftasten van het spektrum geschiedt door draaiing van het rooster om een verticale as door het midden van het rooster.

De optische componenten zijn niet zoals gebruikelijk voor een konkaf reflektierooster geplaatst op de Rowlandcylinder.

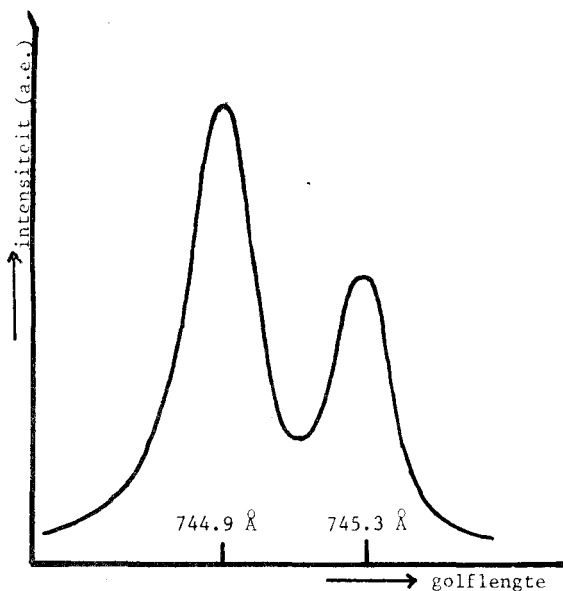


Figuur 4-3-1. Vereenvoudigde schets van het bovenaanzicht van de vakuüm-monochromator met ontladingsbuis en detektiesysteem.

Bij het Seya-Namioka-systeem is de focusering optimaal (ref. 5 en 6) voor een hoek α van ongeveer 70° en een verhouding van ongeveer 1.23 voor de straal van het konkaf rooster en de afstand van spleet tot rooster. De hoek α is in figuur 4-3-1 aangegeven.

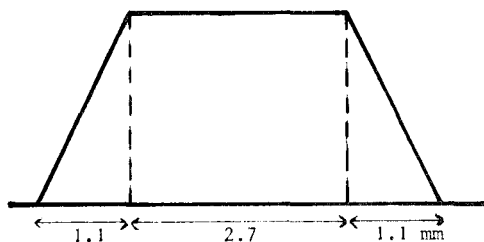
Het rooster bevat 1200 lijnen per mm en heeft een kromtestraal van 50 cm, terwijl de dispersie bij benadering 17 \AA per mm bedraagt. Het rooster heeft een opgedampt laagje Al met daarop weer een coating van MgF_2 . Al wordt gebruikt vanwege de goede reflektieve eigenschappen in het vakuüm ultraviolette gebied (bij 700 \AA ongeveer 15%) en de MgF_2 -coating om een snelle achteruitgang van deze eigenschappen bij blootstelling aan lucht te voorkomen (ref. 5).

Het maximaal oplossend vermogen van de Mc. Pherson is in het door ons gebruikte golflengtegebied beter dan 0.4 \AA bij 20μ spleetbreedte (figuur 4-3-2).



Figuur 4-3-2. Illustratie maximaal oplossend vermogen Mc. Pherson bij 20μ spleetbreedte.

Ten gevolge van het vrij groot astigmatisme van de Seya-Namioka-mounting is het mogelijk ruimtelijk goed op te lossen. Het ruimtelijk apparaatprofiel zoals door ons opgemeten in de nulde orde is weergegeven in figuur 4-3-3. Vergeleken met de volgens de geometrische optika te verwachten zichtbreedte in het plasma van ongeveer 2 cm houdt dit een reductie in met een faktor 5. Dit komt goed overeen met wat men kan verwachten voor een dergelijke geometrie en astigmatisme.

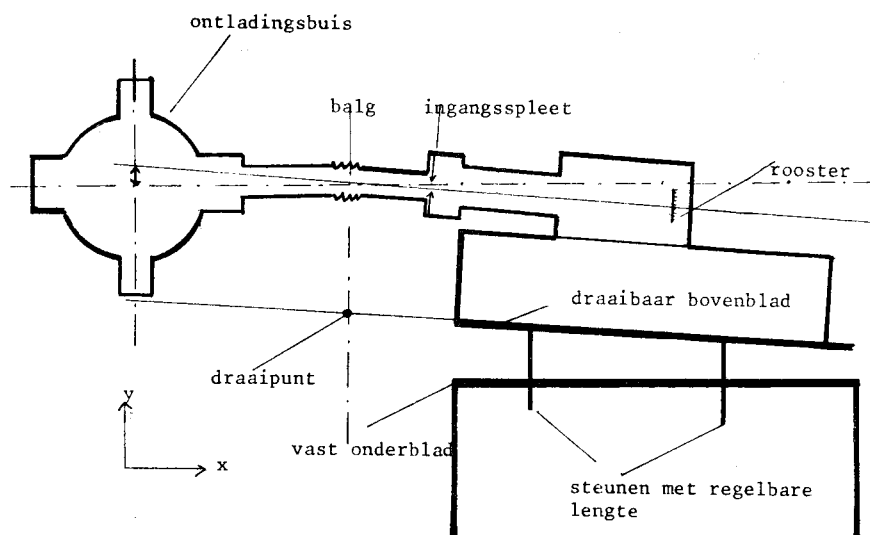


Figuur 4-3-3. Ruimtelijk apparaatprofiel Mc. Pherson bij 2 mm spleethoogte.

De door ons bestudeerde vacuüm ultraviolette lijnen zijn afkomstig uit het argon-ion-spektrum met $\lambda \gtrsim 650 \text{ \AA}$. Dientengevolge zijn dat golflengten die niet resonant zijn ten aanzien van de argonatomen in de grondtoestand ($n_a \approx 3 \times 10^{19} \text{ 1/m}^3$) en behoeft voor $\lambda \lesssim 790 \text{ \AA}$ (equivalent met 15.75 eV ionisatieenergie) alleen rekening gehouden te worden met de fotoionisatiedoorsnede van neutraal argon, $\sigma = 3.5 \times 10^{-21} \text{ m}^2$ (ref. 30). Dit levert een vrije weglengte voor de vacuüm ultraviolette straling van ca. 10 meter op en bij een detektielengte van plusminus 1.4 meter een stralingsverlies van ongeveer 13%. Voor $\lambda \gtrsim 790 \text{ \AA}$ vervalt dit effect en treedt geen absorptie op.

De Mc. Pherson is geplaatst op een tafel met draaibaar bovenblad zodat ruimtelijk gescand kan worden in de ontladingsbuis (figuur 4-3-4).

Het mogelijke scaninterval is $-20 \text{ mm} \lesssim y \lesssim 20 \text{ mm}$.



Figuur 4-3-4. Schematisch vooraanzicht vacuüm-monochromator met ontladingsbuis en tafel met draaibaar bovenblad.

4.3.2 De Jarell-Ash-monochromator.

Een goede en vrij uitvoerige beschrijving van de Jarell-Ash-monochromator is te vinden in het proefschrift van Kohsiek (ref. 2). We zullen daarom volstaan met een zeer korte beschrijving.

Het golflengtegebied waarbinnen met de Jarell-Ash spektraallijnen opgelost kunnen worden met een rooster van 590 lijnen per mm en een zogenaamde "blaze" van 7500 \AA strekt zich uit van 3000 tot 8000 \AA . De dispersie bedraagt 32 \AA per mm.

Het licht wordt gedetekteerd met een EMI 9659 QB fotomultiplier met een S20 kathode.

Evenals bij de Mc. Pherson kunnen met de Jarell-Ash ruimtelijk profielen opgemeten worden. Het mogelijk scaninterval over het plasma bedraagt hierbij 3 cm. Met behulp van een wolfraambandlamp is het optische systeem van de Jarell-Ash absoluut geijkt.

4.3.3 De Fabry-Perot-interferometer.

Van de door ons gebruikte Fabry-Perot-interferometer zijn beschrijvingen te vinden in de referenties 14 en 15. We zullen wederom volstaan met een korte beschrijving.

Variatie van de golflengte geschiedt door lineaire drukverhoging met behulp van een drukvalpijp. De Fabry-Perot is hiertoe in een metalen huis met vensters geplaatst.

De vrije spektrale breedte is in de buurt van 4000 \AA ongeveer 440 m\AA , terwijl het apparaatprofiel ongeveer 30 m\AA bedraagt.

De plaatafstand tussen de platen van de Fabry-Perot is 2 mm.

Voor de lichtdetektie wordt eenzelfde type fotomultiplier gebruikt als bij de Mc. Pherson-vakuüm-monochromator. Deze wordt eveneens gekoeld om de donkerstroom laag te houden.

4.3.4 Het Thomson-verstrooiings-experiment.

Thomson-verstrooiing is verstrooiing van straling aan vrije elektronen.

De geïntegreerde werkzame doorsnede van het verstrooiingsproces is ongeveer $0.7 \times 10^{-28} \text{ m}^2$. Het spektrum van het verstrooide licht is een

maat voor zowel de elektronendichtheid als de elektronentemperatuur. Vanwege de Maxwellse snelheidsverdeling der elektronen is het profiel ten gevolge van de Dopplerverbreiding gaussisch.

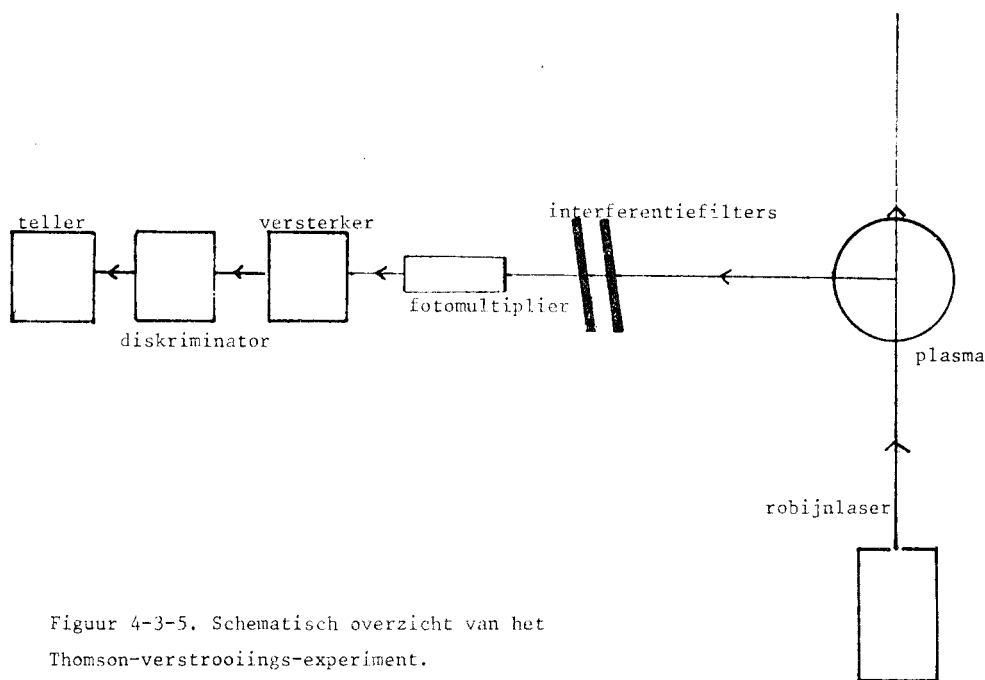
De oppervlakte van het spektrum is een maat voor de elektronendichtheid en de breedte van het spektrum is een maat voor de elektronentemperatuur.

Het ruimtelijk oplossend vermogen in het plasma is een volumetje van $2 \times 2 \times 2 \text{ mm}^3$.

In figuur 4-3-5 is een schematisch overzicht gegeven van het Thomson-verstrooiings-experiment.

Via een robijnlaser wordt een lichtpuls met een energie van 30 Joule in 1.5 msec op het midden van de plasmakolom geschoten. De golflengte is 6943 \AA . Onder 90° wordt het verstrooide licht gedetekteerd.

Variatie van de golflengte geschiedt door rotatie van een dubbel interferentiefilter. De effectieve breedte van het transmissieprofiel bedraagt ongeveer 6 \AA .



Figuur 4-3-5. Schematisch overzicht van het Thomson-verstrooiings-experiment.

Het gedispergeerde licht wordt gedetekteerd met een RCA C31034 fotomultiplier. Deze fotomultiplier heeft een uitzonderlijk hoge quantum efficiency ($\sim 15\%$) in het rode gedeelte van het spektrum, terwijl bovendien de donkerstroom laag is. Deze twee eigenschappen scheppen de mogelijkheid om foto-counting toe te passen.

Hiertoe worden allereerst de fotopulsen komende uit de fotomultiplier versterkt (350x) en vervolgens op spanningssterkte gediskrimineerd en nog enigzins versterkt (7x). Met een digitale teller worden de pulsen daarna gedurende de laserpuls (1.5 ms) geteld.

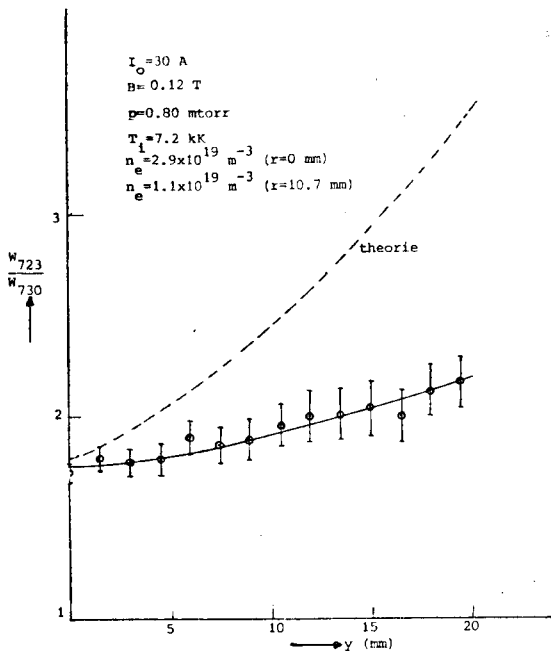
Uitvoeriger informatie over het Thomson-verstrooiings-experiment is te vinden bij Kohsiek (ref. 2) en in het bijzonder over argon bij Srouji (ref. 22).

5. EXPERIMENTELE RESULTATEN.

5.1 ABSORPTIE VAN RESONANTIESTRALING.

De experimentele studie naar de absorptieverschijnselen van de resonantiestraling van de onderste laserniveaus is verricht aan de hand van intensiteitsverhoudingen van de spektraallijnen afkomstig van het verval van eenzelfde bovenniveau naar de twee verschillende iongrondniveaus (zie ook 3.2). Wij hebben onze aandacht speciaal gericht op de verhouding van de 723 Å-lijn en de 730 Å-lijn beide afkomstig van het $4s^2P_{3/2}$ -niveau, omdat hiervoor vanwege de gunstige verhouding van de overgangskansen het interessantste gedrag te zien is. In het optisch dun geval kan men een verhouding van ongeveer 5.4 verwachten.

In figuur 5-1-1 is het verloop van de intensiteitsverhouding W_{723}/W_{730} bij één vaste plasmakonditie als functie van de transversale afstandsvariabele y weergegeven (zie figuur 3-2-1). Elk punt in de figuur stelt het gemiddelde voor van een viertal metingen. Ook is aangegeven het verloop van de verhouding zoals men kan verwachten op grond van de absorptietheorie uit paragraaf 3.2. Hiervoor werd met het Thomson-verstrooiings-experiment de elektronendichtheid bepaald voor een punt op de as ($r=0$) en voor een punt op 10.7 mm van de as ($r=10.7$ mm). Verder werd met de Fabry-Perot-interferometer



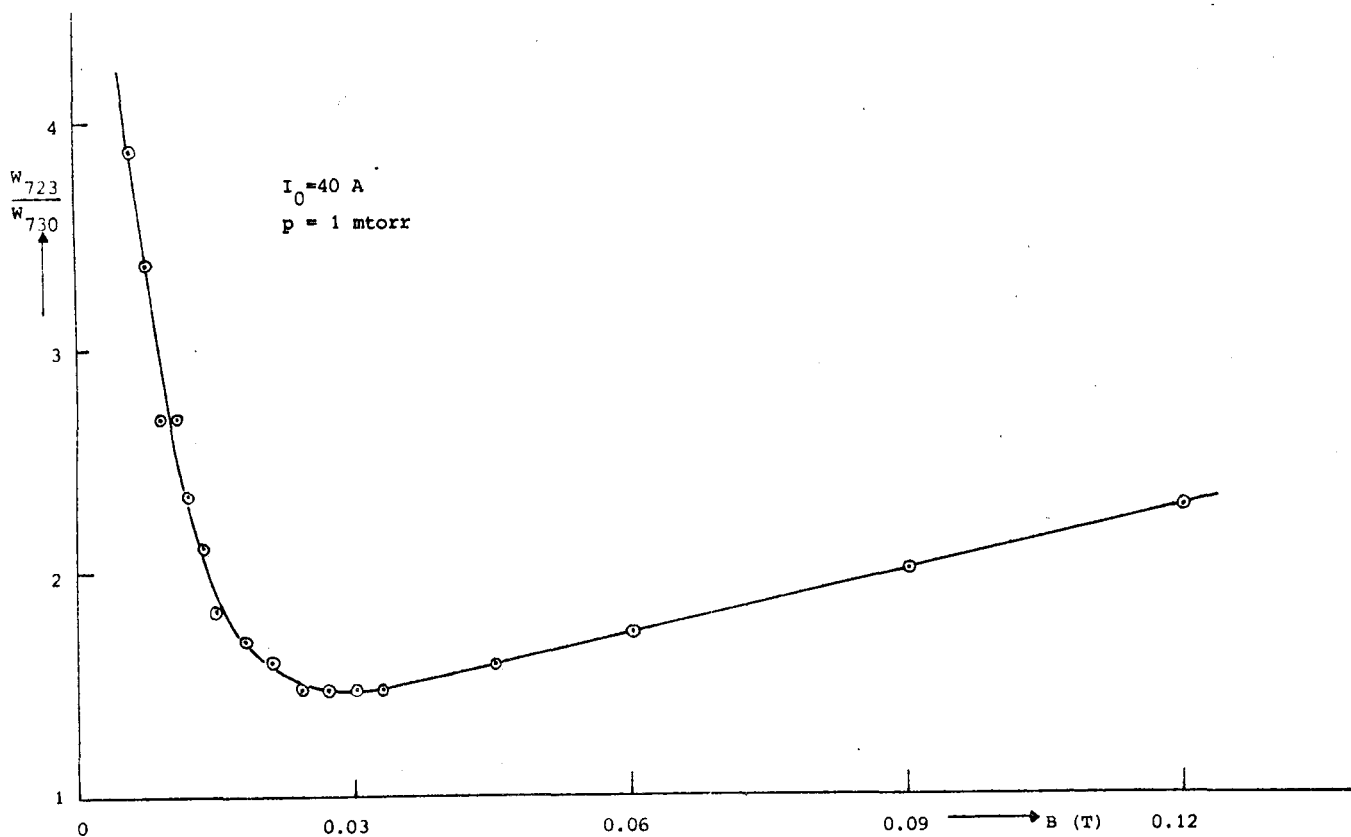
Figuur 5-1-1. Verloop van de intensiteitsverhouding van de 723 Å-lijn en de 730 Å-lijn als functie van de transversale afstandsvariabele y .

de ionentemperatuur bepaald.

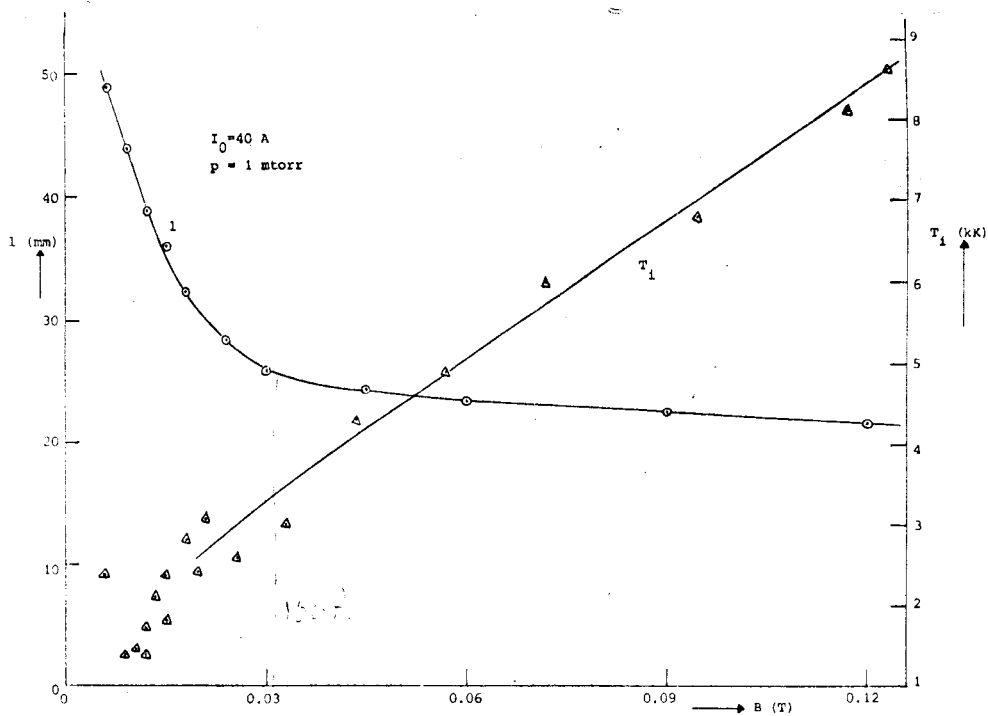
Over de doorsnede van de plasmakolom blijkt deze konstant te zijn.

Het gedrag van W_{723}/W_{730} als functie van het magneetveld bij een ontladingsstroom van 40 A en een achtergronddruk van 1 mtorr is weergegeven in figuur 5-1-2. Elk punt is het gemiddelde van een vijftal metingen.

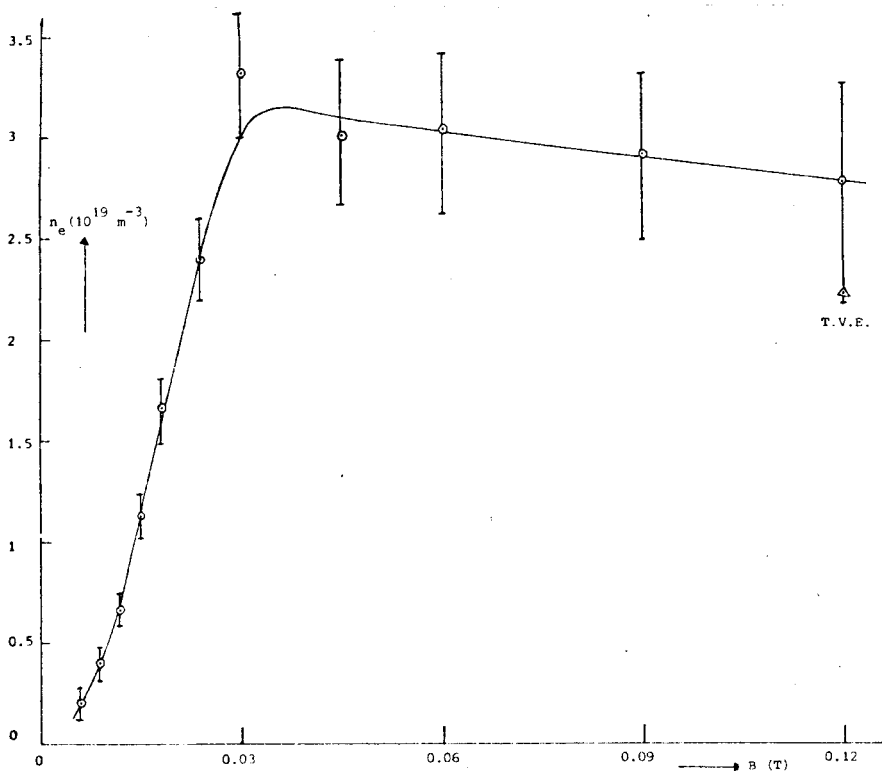
In figuur 5-1-3 staan de bij deze kondities behorende experimenteel bepaalde waarden voor de ionentemperatuur T_i en de doorsnede van de plasmakolom l. De doorsnede werd bepaald uit het radiaal verloop van de 4880 Å-lijn. Het verloop van de elektronendichtheid zoals vervolgens met deze experimentele gegevens bepaald met de verhoudingsmethode, voorgesteld in 3.2, is weergegeven in figuur 5-1-4. Voor $B=0.12$ T is tevens een, met het Thomson-verstrooiings-experiment (T.V.E.) bepaalde waarde voor n_e aangegeven. Het verschil tussen beide waarden bedraagt ongeveer 25 %. De "error bars" bij de punten geven de spreiding aan als gevolg van de spreiding in de overgangskansen van de 723 Å-lijn en de 730 Å-lijn (ref. 7 en 12). Het verloop van w_{723}/w_{730} als functie van de druk, bij een ontladingsstroom van 40 A en een magneetveld van 0.12 T, is opgetekend in figuur 5-1-5, terwijl in figuur 5-1-6 de ionentemperatuur en de doorsnede van de plasmakolom zijn weergegeven. In figuur 5-1-7 is de elektronendichtheid als functie van de druk wederom met behulp van deze experimentele gegevens, bepaald met de verhoudingsmethode.



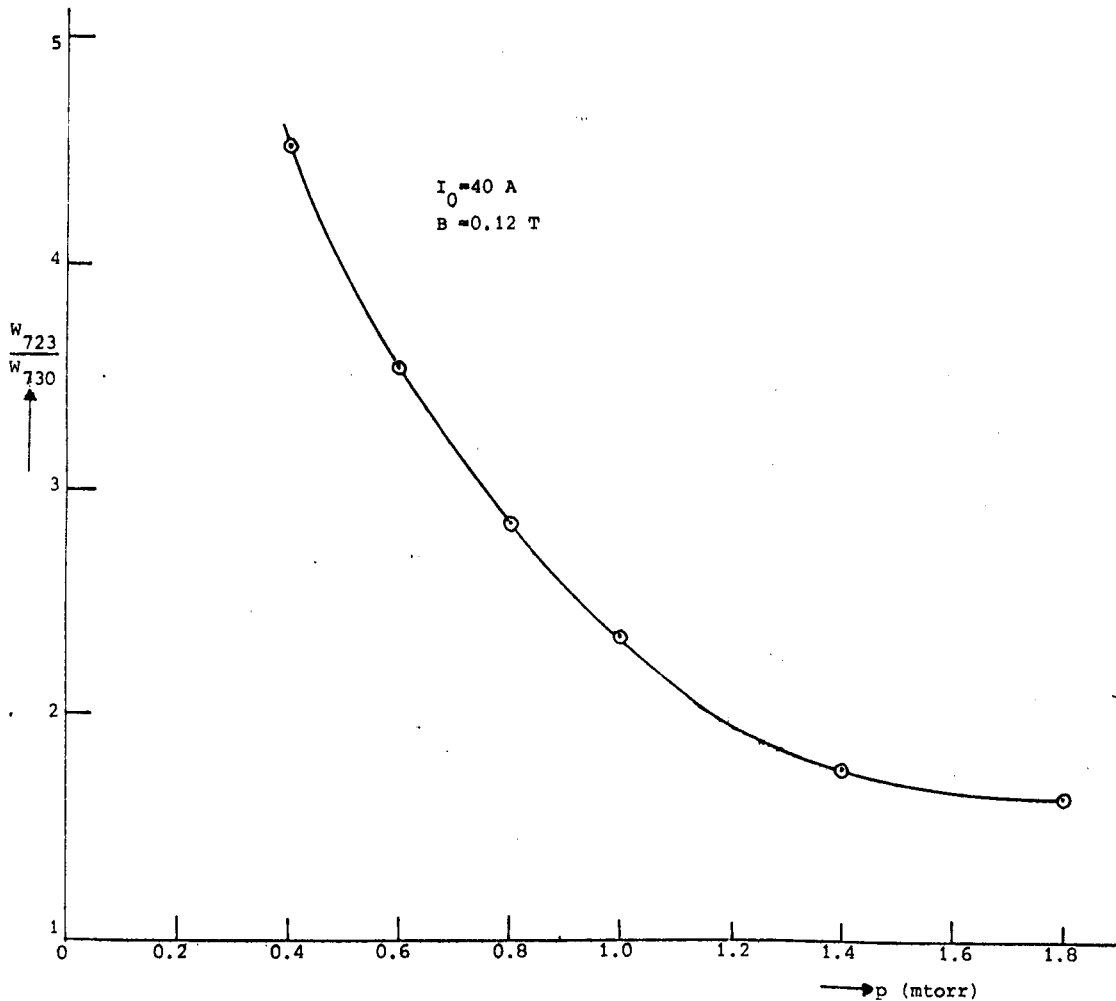
Figuur 5-1-2. Verloop van w_{723}/w_{730} als functie van het magneetveld B.



Figuur 5-1-3. Verloop van de ionentemperatuur T_i en de doorsnede van de plasmakolom l als functie van het magnetveld.



Figuur 5-1-4. Het verloop van de elektronendichtheid als functie van het magnetveld zoals bepaald met de verhoudingsmethode. Voor $B=0.12$ T is tevens een, met het Thomson-verstrooiings-experiment (T.V.E.) bepaalde, waarde voor n_e aangegeven. $I_0=40$ A; $p=1$ mtorr.



Figuur 5-1-5. Verloop van W_{723}/W_{730} als functie van de druk p.

Bovendien zijn in de figuur voor een aantal plasmaomstandigheden de elektronendichtheden weergegeven zoals bepaald met het T.V.E.. De verschillen tussen de met het T.V.E. en de verhoudingsmethode verkregen elektronendichtheden bedragen maximaal ca. 40%.

Voor het $4s^2P_{3/2}$ en het $4s^2P_{1/2}$ -niveau zijn bovendien met behulp van de volgens de verhoudingsmethode verkregen elektronendichtheden, opgeschaald met het T.V.E. en verder met behulp van de ionentemperatuur en de doorsnede van de plasmakolom, de escapefactoren berekend voor de relevante kondities. De resultaten hiervan staan vermeld in tabel 5-I.

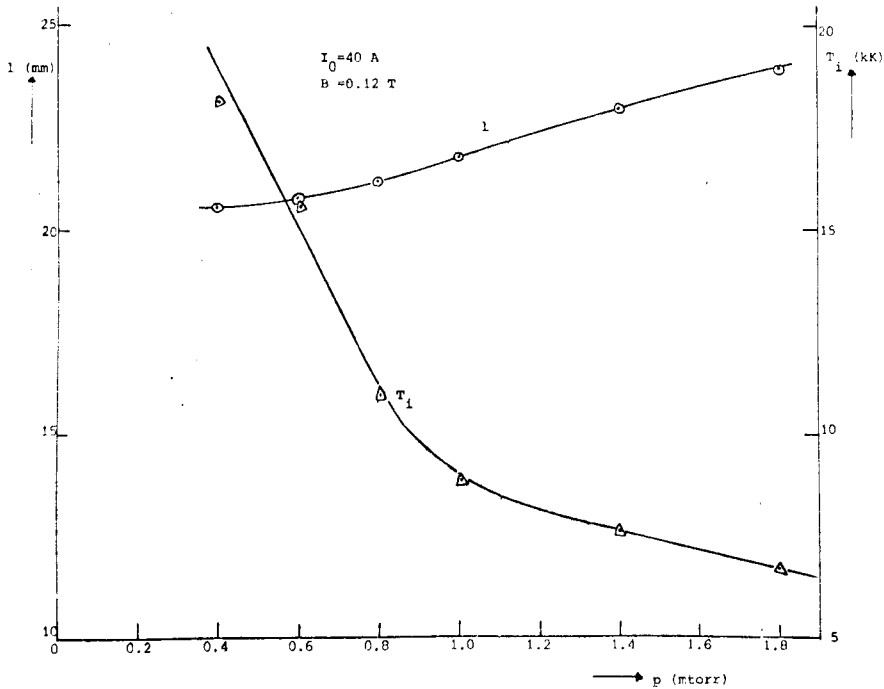
Tabel 5-I. Escapefactoren.

p (mtorr)	$^2P_{3/2}$	$^2P_{1/2}$	B (T)	$^2P_{3/2}$	$^2P_{1/2}$
0.4	0.66	0.85	0.12	0.38	0.65
1.0	0.38	0.65	0.03	0.19	0.44
1.8	0.21	0.47	0.006	0.66	0.85

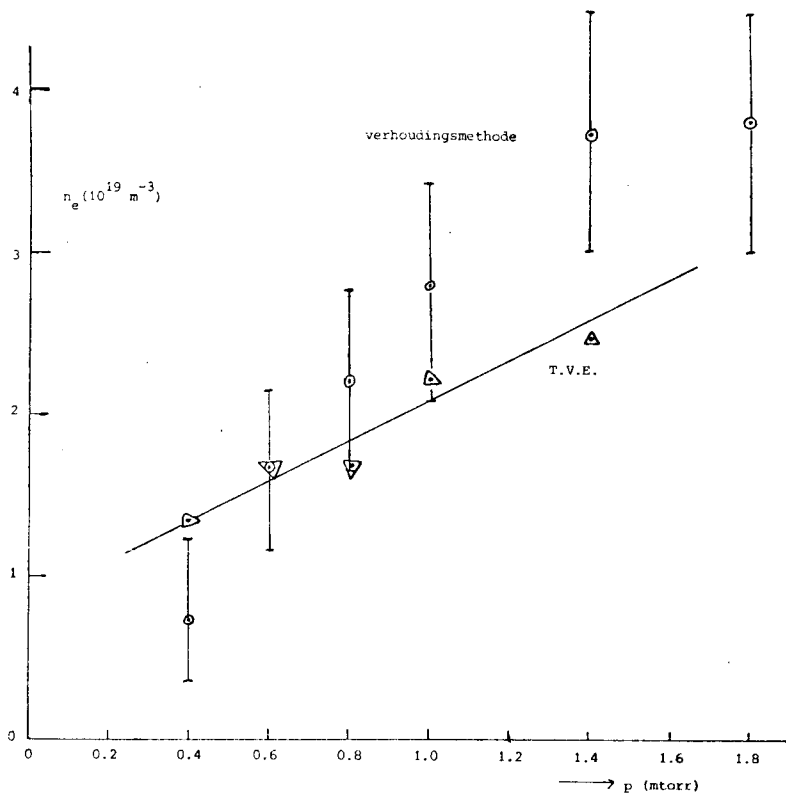
Voor de door ons beschouwde kondities blijkt bij een magneetveld van 0.03 T het plasma voor de beschouwde lijnen maximaal optisch diep te zijn. Hier bereiken ook de escapefactoren de laagste waarden.

Ook de 664 Å-lijn en de 670 Å-lijn, beide afkomstig van het $3d^2D_{3/2}$ -niveau, dat ook kan fungeren als onderste laserniveau, hebben last van absorptie, doch aangezien de 670 Å-lijn moeilijk op te lossen is, is hieraan geen onderzoek verricht als functie van de ontladingsparameters.

Wel werd voor een konditie, waarbij de lijnen voldoende sterk zijn ($I_0=40$ A, $p=1$ mtorr en $B=0.12$ T), de verhouding door ons bepaald op 2.9, terwijl in het optisch dun geval deze ongeveer 5.6 zou moeten bedragen.



Figuur 5-1-6. Verloop van de ionentemperatuur T_i en de doorsnede van de plasmakolom l als functie van de druk.



Figuur 5-1-7. Het verloop van de elektronendichtheid als functie van de druk zoals bepaald met de verhoudingsmethode en het T.V.E.. De getrokken lijn behoort bij het T.V.E..
 $I_0 = 40$ A; $B = 0.12$ T.

5.2 DEËXCITATIE DOOR MIDDEL VAN ELEKTRONENBOTSINGEN.

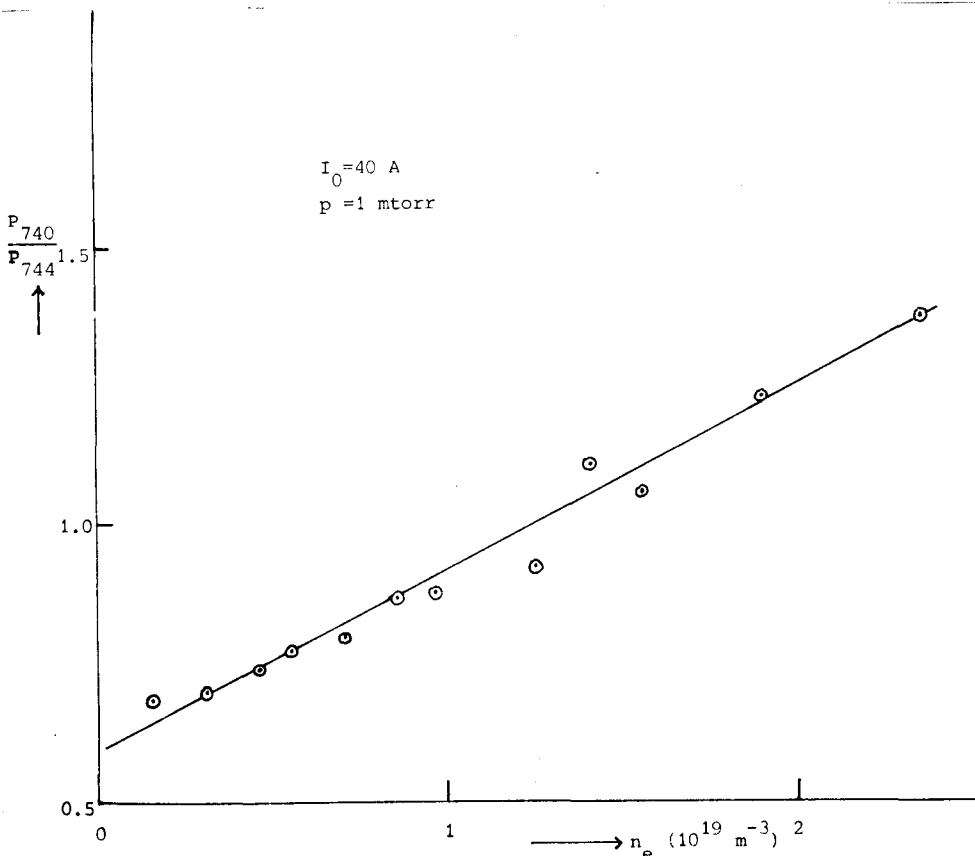
Voor een studie van het deëxcitatieproces van het $4s^4P_{5/2}^0$ -niveau door middel van elektronenbotsingen dient zoals in paragraaf 3.3 besproken is, de 744 \AA -lijn afkomstig van dit niveau vergeleken te worden met de 740 \AA -lijn die afkomstig is van het onder onze plasmakondities in Corona-evenwicht verkerende $4s^4P_{3/2}^0$ -niveau. Onderschatting van een eventuele reeds ingezette deëxcitatie van het $4s^4P_{3/2}^0$ -niveau leidt tot een onderschatting van de door ons te bepalen deëxcitatiecoëfficiënt van het $4s^4P_{5/2}^0$ -niveau. Eventuele kaskadebijdrage heeft geen invloed aangezien deze in principe gelijk zal zijn voor beide niveaus. Zelfs indien kaskadestraling voor beide niveaus het dominante bevolkingsmechanisme is, zijn de gevolgen daarvan voor de door ons te bepalen ratecoëfficiënt te verwaarlozen (hoofdstuk 6).

Voor de navolgende omstandigheden werd de verhouding van de 740 Å-lijn en de 744 Å-lijn bestudeerd:

- als functie van het magneetveld met konstant gehouden ontladingsstroom en achtergronddruk,
- als functie van de achtergronddruk met konstant gehouden ontladingsstroom en magneetveld,
- als functie van de radius bij vaste kondities,
- voor ongeveer een dertigtal kondities waarbij met het T.V.E. de elektronendichtheid en de elektronentemperatuur bepaald zijn.

Bij de onder a, b en c genoemde kondities ontbreken als gevolg van het niet functioneren van het T.V.E. de waarden voor de elektronendichtheid en de elektronentemperatuur.

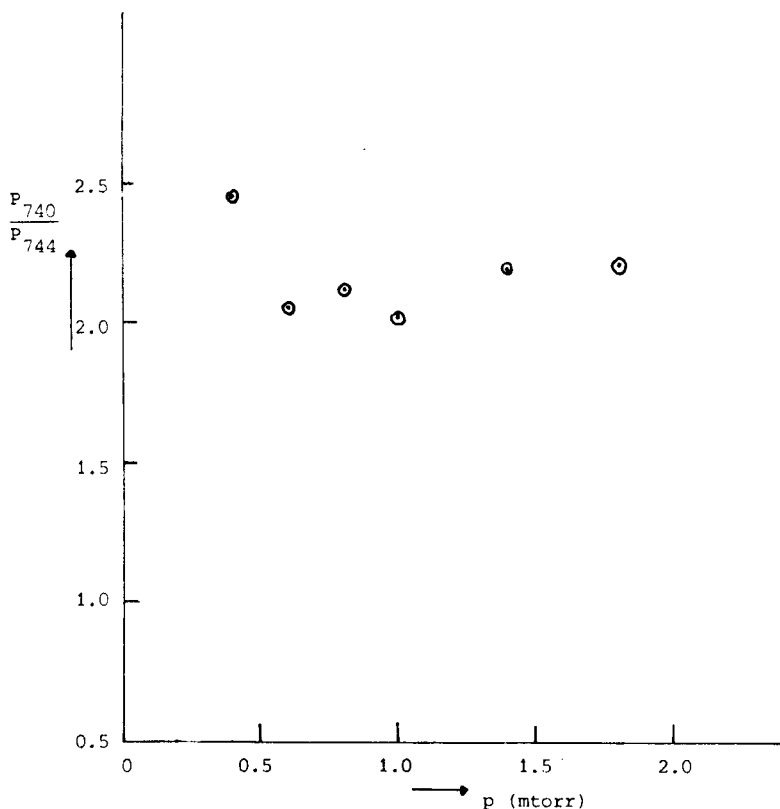
Voor de onder a genoemde kondities is de verhouding P_{740}/P_{744} met gebruikmaking van de in 5.1 volgens de verhoudingsmethode verkregen elektronendichtheden uitgezet als functie van deze dichtheden (figuur 5-2-1).



Figuur 5-2-1. Verloop van P_{740}/P_{744} als functie van de elektronendichtheid n_e zoals bepaald met de verhoudingsmethode.

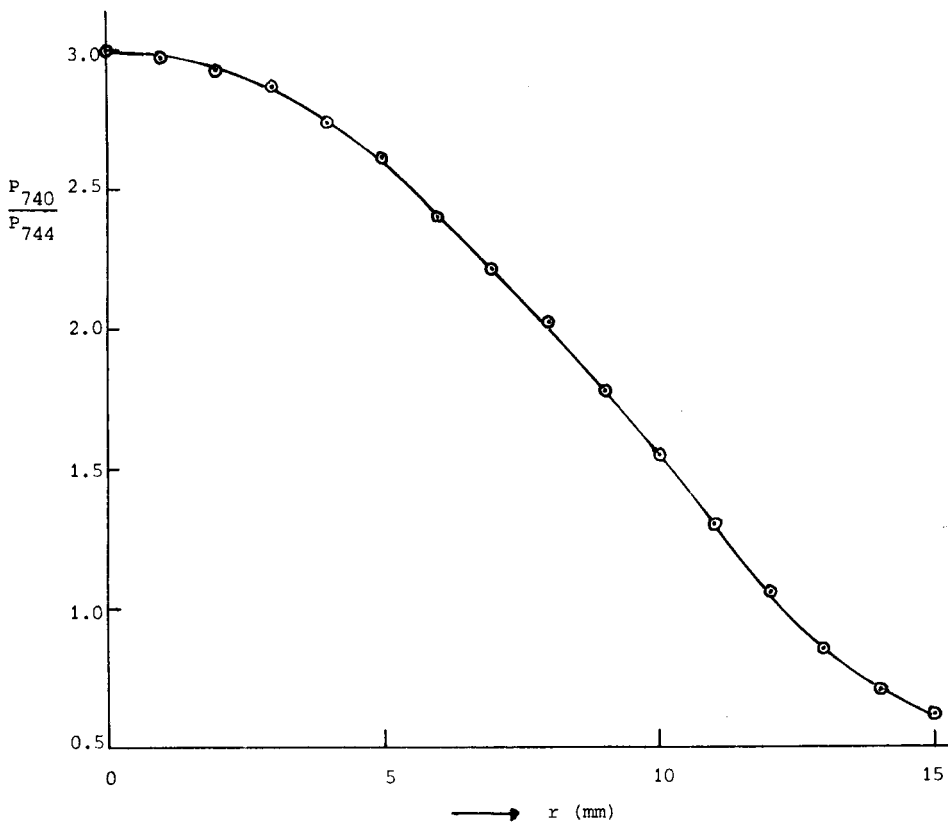
Een bepaling hieruit van de deëxcitatiecoëfficiënt is achterwege gelaten omdat de verschillen in elektronendichtheid tussen het T.V.E. en de verhoudingsmethode te groot zijn om een waarde te kunnen uitrekenen die wat betreft betrouwbaarheid kan concurreren tegen de met de onder d genoemde gegevens te bepalen waarde. Bovendien zou deze ratecoëfficiënt nog invloeden van de elektronentemperatuur in zich hebben.

In figuur 5-2-2 is de drukafhankelijkheid van de verhouding P_{740}/P_{744} weergegeven, terwijl in figuur 5-2-3 het radiaal verloop is uitgezet voor een bepaalde plasmakonditie.



Figuur 5-2-2. Verloop van de verhouding P_{740}/P_{744} als functie van de druk. $I_0=40$ A; $B=0.12$ T.

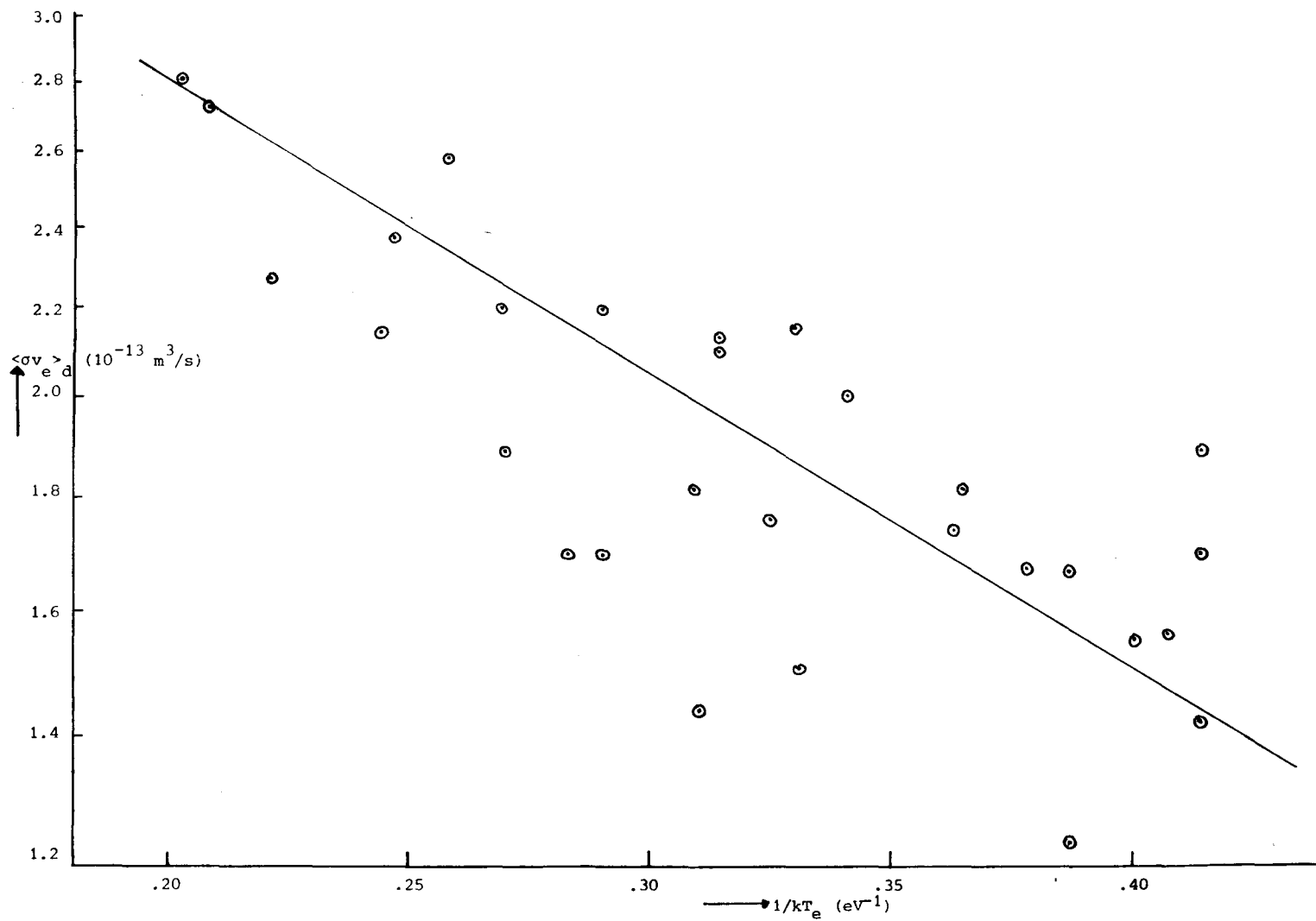
Voor de onder d genoemde betrouwbare omstandigheden met bekende n_e en T_e , is voor elke omstandigheid apart de deëxcitatiecoëfficiënt $\langle \sigma v \rangle_d$ bepaald. Bij deze bepalingen is uitgegaan van een waarde van 0.60 voor de verhouding P_{740}/P_{744} bij een elektronendichtheid gelijk aan nul. Dit is namelijk de door ons gevonden minimale waarde voor deze verhouding bij zeer kleine elektronendichtheden.



Figuur 5-2-3. Het radiaal verloop van P_{740}/P_{744} . $I_0=70$ A; $B=0.12$ T; $p=1$ mtorr.

De op deze manier verkregen waarden voor de deëxcitatiecoëfficiënt van het $4s^4P_{5/2}$ -niveau staan in figuur 5-2-4 uitgezet als functie van de elektronentemperatuur. Het in de figuur voorgesteld verband wijst op een bij een energieverval van 3 ± 1 eV passende coëfficiënt.

Behalve het $4s^4P_{5/2}$ -niveau blijken ook het $3d^4F_{5/2}$ (698 Å), het $3d^4F_{3/2}$ -niveau (704 Å) en in mindere mate ook het $3d^4P_{5/2}$, $3d^4P_{3/2}$ en het $3d^4P_{1/2}$ -niveau (resp. 676 Å, 677 Å en 679 Å) een gelijksoortig deëxcitatieproces te vertonen. Als functie van de ontladingsparameters geven de van deze niveaus afkomstige spektraallijnen eenzelfde kwalitatief verloop. Dit stemt overeen met de voor deze niveaus eveneens geldende lange stralingslevensduren (zie appendix I). We trekken hieruit de konklusie dat de gevolgtrekkingen die in het hiervolgende ten aanzien van het $4s^4P_{5/2}$ -niveau worden gemaakt ook van toepassing zijn op deze niveaus.



Figuur 5-2-4. Het verloop van de deëxcitatiecoëfficiënt van het $4s^4P_{5/2}$ -niveau als functie van de elektronentemperatuur.

5.3 BEVOLKINGEN VAN DE NIVEAUS.

Naast de absorptie van de resonantiestraling afkomstig van de onderste laserniveaus en het deëxcitatieproces van een aantal niveaus met lange levensduren (kwartetsysteem) is bij de experimentele studie aandacht besteed aan de bevolkingsdichtheden van de individuele niveaus van de 4p, 4s en 3d-groep van zowel het kwartet- als het doubletsysteem. Deze metingen hebben ten doel zover mogelijk enige vergelijkingen te maken met het in hoofdstuk 3 besproken numeriek uitgewerkt B.S.-model.

Voor de individuele niveaus van de genoemde configuraties (zie ook appendix I) staan de door ons bepaalde bevolkingsdichtheden per eenheid van statistisch gewicht n/g vermeld in tabel 5-II.

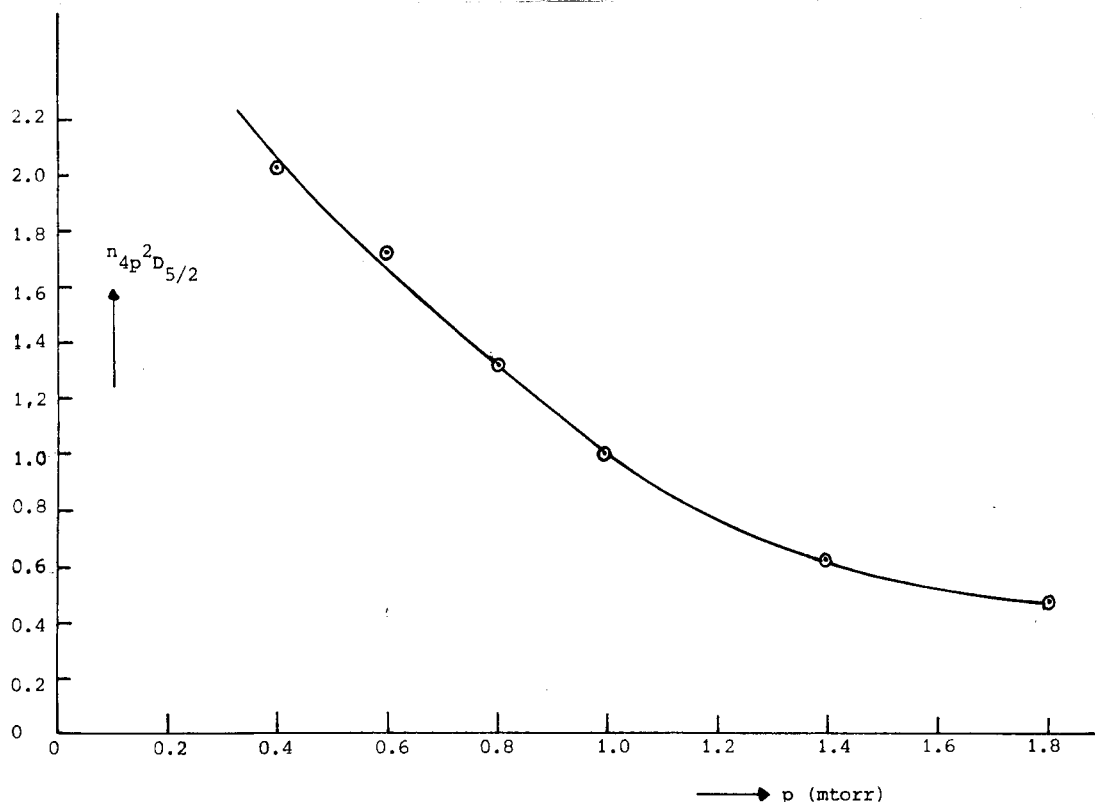
Tabel 5-II. Bevolkingsdichtheden n/g van de 4p, 4s en 3d-groep.

niveau	$10^{+13} m^{-3}$	niveau	a.e.	niveau	a.e.
$4p^4 D_{7/2}$	4.6	$4s^4 P_{5/2}$	32	$3d^4 F_{9/2}$	-
$4^4 D_{5/2}$	3.1	$4^4 P_{3/2}$	3.7	$4^4 F_{7/2}$	-
$4^4 D_{3/2}$	3.0	$4^4 P_{1/2}$	6.1	$4^4 F_{5/2}$	4.6
$4^4 D_{1/2}$	2.4	$2^4 P_{3/2}$	0.091	$4^4 F_{3/2}$	3.4
$4^4 P_{5/2}$	5.0	$2^4 P_{1/2}$	0.050	$4^4 D_{7/2}$	-
$4^4 P_{3/2}$	4.7			$4^4 D_{5/2}$	-
$4^4 P_{1/2}$	2.9			$4^4 D_{3/2}$	-
$4^4 S_{3/2}$	1.0			$4^4 D_{1/2}$	-
$2^4 D_{5/2}$	2.5			$4^4 P_{5/2}$	3.8
$2^4 D_{3/2}$	1.5			$4^4 P_{3/2}$	4.0
$2^4 P_{3/2}$	1.5			$4^4 P_{1/2}$	18.7
$2^4 P_{1/2}$	1.8			$2^4 F_{7/2}$	-
$2^4 S_{1/2}$	1.8			$2^4 F_{5/2}$	0.19
				$2^4 D_{5/2}$	0.036
				$2^4 D_{3/2}$	0.028
				$2^4 P_{3/2}$	0.17
				$2^4 P_{1/2}$	0.54

Ze hebben betrekking op de verder als standaardconditie te beschouwen omstandigheid $I_0=40$ A, $B=0.12$ T en $p=1$ mtorr. Het zijn absolute getallen voor de $4p$ -groep en getallen met slechts relatieve betekenis ten opzichte van elkaar voor de $4s$ en $3d$ -groep. Dit laatste door het ontbreken van een ijking in het V.U.V..

Gekozen werd voor deze standaardconditie omdat hiervoor de elektronendichtheid en elektronentemperatuur het nauwkeurigst te bepalen zijn met het T.V.E..

We vonden $n_e=(2.3\pm 0.4)\times 10^{19}$ m^{-3} en $T_e=35\pm 10$ kK.

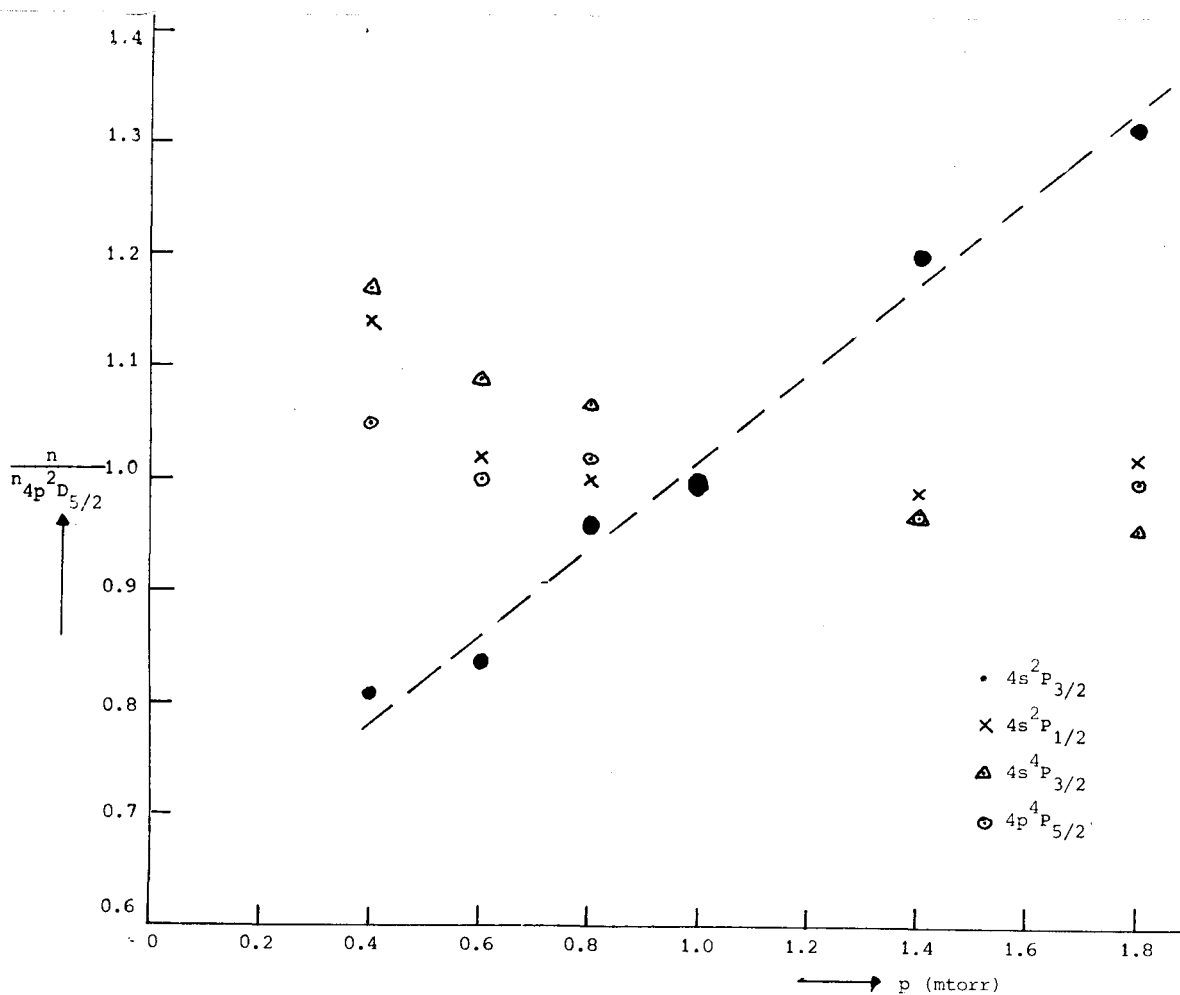


Figuur 5-3-1. Relatief verloop van de bevolkingsdichtheid van het $4p^2 D_{5/2}$ -niveau (4880 Å) als functie van de achtergronddruk. $I_0=40$ A; $B=0.12$ T.

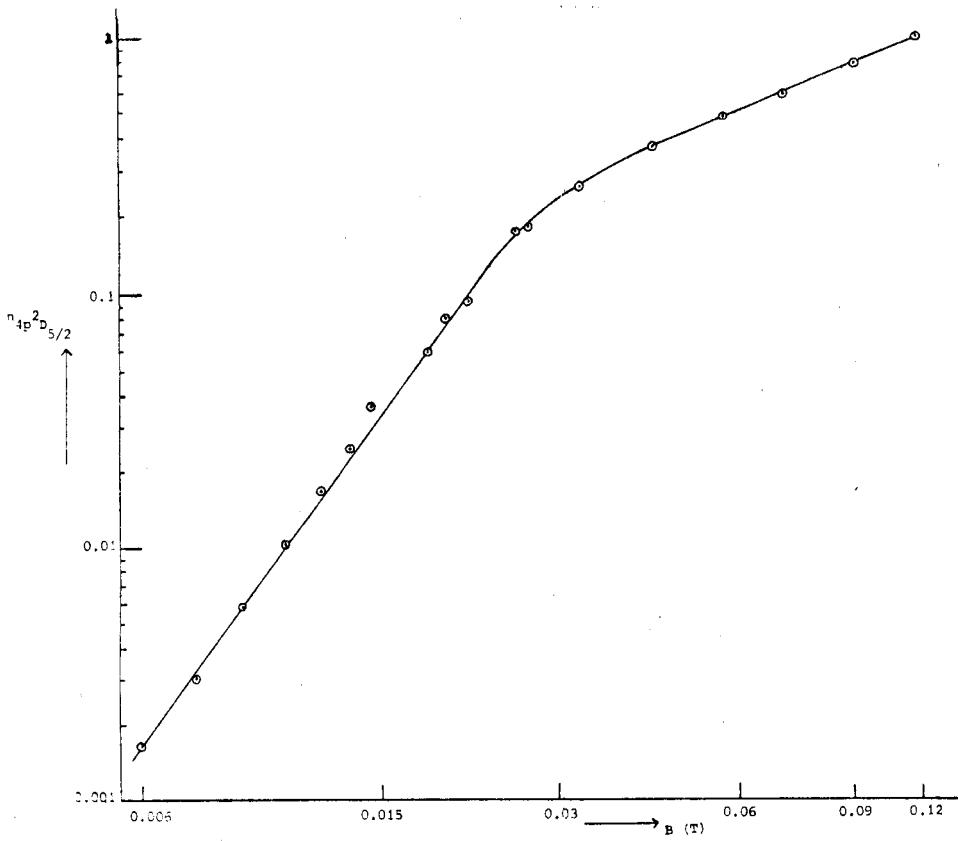
Naast de bevolkingsdichtheden van de individuele niveaus bij de standaardconditie is voor een aantal bijzondere niveaus het verloop hiervan bestudeerd bij variatie van de druk en het magneetveld rond de standaardconditie. Hierbij zijn de verlopen van de dichtheden gerelateerd aan het verloop van de dichtheid van het $4p^2 D_{5/2}$ -niveau (4880 Å-laserlijn). Het niveau $4p^2 D_{5/2}$ is gekozen als standaard omdat voor dit niveau de intensiteiten het beste reproduceerbaar waren.

In figuur 5-3-1 is het verloop van $n_{4p^2D_{5/2}}$ weergegeven als functie van de druk, terwijl in figuur 5-3-2 de verlopen van de dichtheden van het $4s^2P_{3/2}$, $4s^2P_{1/2}$, $4s^4P_{3/2}$ en het $4p^4P_{5/2}$ -niveau zijn weergegeven, gerelateerd aan de bevolking van het $4p^2D_{5/2}$ -niveau. De V.U.V. intensiteiten zijn hierbij gekorrigeerd voor fotoïonisatie (zie blz. 32).

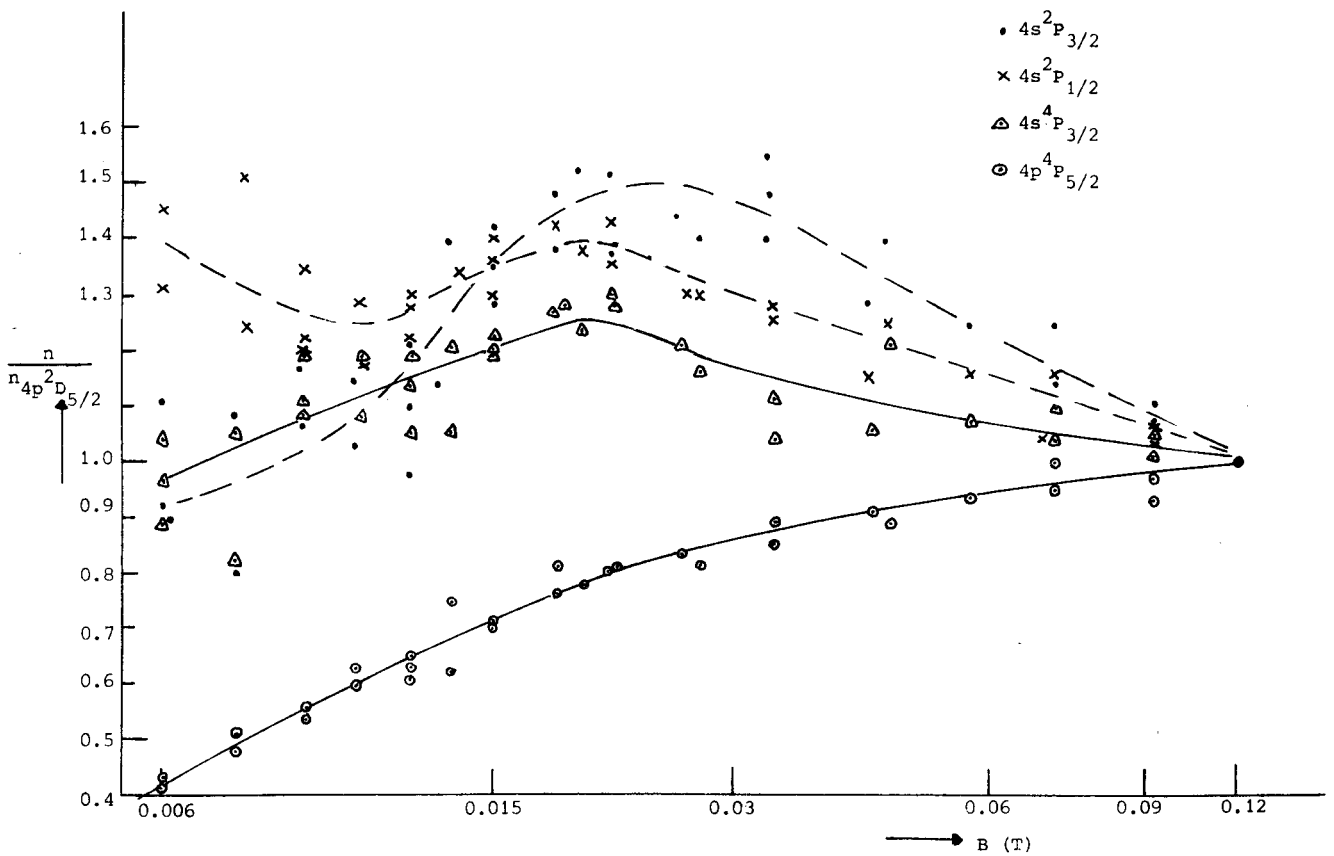
Hetzelfde geldt voor de figuren 5-3-3 en 5-3-4 maar dan als functie van het magneetveld.



Figuur 5-3-2. Relatief verloop van de bevolkingsdichtheden van het $4s^2P_{3/2}$, $4s^2P_{1/2}$, $4s^4P_{3/2}$ en het $4p^4P_{5/2}$ -niveau ten opzichte van het $4p^2D_{5/2}$ -niveau. $I_0=40$ A; $B=0.12$ T.



Figuur 5-3-3. Relatief verloop van de bevolkingsdichtheid van het $4p^2D_{5/2}$ -niveau (4880 \AA) als functie van het magneetveld. $I_0=40 \text{ A}$; $p=1 \text{ mtorr}$.



Figuur 5-3-4. Relatief verloop van de bevolkingsdichtheden van het $4s^2P_{3/2}$, $4s^2P_{1/2}$, $4s^4P_{3/2}$ en het $4p^4P_{5/2}$ -niveau ten opzichte van het $4p^2D_{5/2}$ -niveau als functie van het magneetveld. $I_0=40 \text{ A}$; $p=1 \text{ mtorr}$.

6. BESPREKING DER RESULTATEN.

De V.U.V. spektraallijnen afkomstig van de onderste laserniveaus blijken bij een geschikte keuze van de ontladingsparameters van de holle kathode boogontlading een omslag te kunnen vertonen van nagenoeg optisch dun naar nagenoeg optisch dik (figuren 5-1-2 en 5-1-5). De met de verhoudingsmethode uit deze lijnen verkregen elektronendichtheden zijn goed vergelijkbaar met die verkregen volgens het T.V.E. (figuren 5-1-4 en 5-1-7). Het grotere verloop van deze dichtheden als functie van de druk bij de verhoudingsmethode ten opzichte van het T.V.E. is wellicht te verklaren doordat bij een verhouding die de waarde 1 nadert, de aanname van een onderlinge statistische bezetting der iongrondniveaus een overschatting van de elektronendichtheid kan opleveren terwijl een verhouding in de buurt van de overgangskansen een onderschatting van de dichtheid kan opleveren door een mogelijke fout in de verhouding van deze overgangskansen. De verder wel redelijke overeenstemming kan zowel gezien worden als een bevestiging van de door ons ontwikkelde absorptietheorie als een bevestiging van de A-waarden van onderste laserniveaus.

Het vlakker radiaal verloop van de verhouding W_{723}/W_{730} uit de experimenten ten opzichte van het te verwachten verloop heeft als mogelijke oorzaak een minder goed oplossend vermogen van de vakuüm-monochromator als verondersteld. De uiteindelijke invloed van de absorptie op de bevolkingen is in eerste instantie het beste waarneembaar uit de figuren 5-3-2 en 5-3-4 door de onderste laserniveaus $4s^2P_{3/2}$ en $4s^2P_{1/2}$ onderling te vergelijken. De waar te nemen tendenzen zijn ook terug te vinden in de berekende escapefactoren van tabel 5-I. De kwantitatieve overeenstemming tussen de metingen weergegeven in de genoemde figuren en de escapefactoren is beter voor de drukreeks dan voor de magneetveldreeks.

Het gemiddeld gedrag van de onderste laserniveaus ten opzichte van het bovenste laserniveau $4p^2D_{5/2}$ is bij kleiner wordende optische diepte (bij de magneetveldreeks minimaal bij ongeveer 0.03 T en bij de drukreeks uniform dalend bij toenemende druk) kwalitatief in overeenstemming met het B.S.-model. Bij kleiner wordende optische diepte neemt ook in het B.S.-model de bevolking van de onderste laserniveaus sterker toe dan van de bovenste laserniveaus.

De betrekkelijk grote afwijkingen wijzen op een theoretische overschatting van de absorptie in het model. De aanname van een gelijk emissielijnprofiel en absorptielijnprofiel kan hier gedeeltelijk debet aan zijn. Ook allerlei afwijkingen van de isotrope snelheidsverdeling van de ionen kunnen leiden tot een geringere absorptie. Een minder grote absorptie dan volgens de theorie te verwachten is, werd eerder opgemerkt door Herziger en Seelig (ref. 39). Vergelijking van de door ons uitgevoerde absorptiemetingen met de literatuur zijn niet mogelijk. De metingen verricht door Klein (ref. 18) aan de ionresonantielijnen van de onderste laserniveaus, zijn door het ontbreken van de elektronendichtheden bij hem niet met die van ons te vergelijken. Voor zover ons bekend is de verhoudingsmethode als nieuw te beschouwen. Bij afwezigheid van een T.V.E. zou de verhoudingsmethode naar onze mening in het betreffende dichtheidsgebied kunnen concurreren tegen andere methoden zoals de sonde, de elektrische geleidbaarheid, microgolven of Starkverbreding.

Een nieuw relevant resultaat van deze studie is de konstatering van een deëxcitatieproces voor niet metastabiele niveaus met lange stralingslevensduren in het kwartetsysteem door middel van botsingen met elektronen. Hierdoor is de mogelijkheid geschapen om het kwartetsysteem in het B.S.-model op te nemen. Bovendien opent het dan opgezette model de mogelijkheid de absolute bezetting van de $4s^4P$ -niveaus te berekenen en vandaaruit de absolute bezetting van de onderste laserniveaus $4s^2P$. Met de reeds bekende bezetting van de bovenniveaus is het dan mogelijk de inversie ook experimenteel te verifiëren. De deëxcitatiecoëfficiënt van het $4s^4P_{5/2}$ -niveau zoals door ons bepaald behoort bij een energieverval van ongeveer 3 eV zodat dientengevolge naar alle waarschijnlijkheid de deëxcitatie naar de 4p-kwartetgroep verloopt. Om de invloed af te schatten van dit proces op de bevolking van de 4p-kwartetniveaus zullen we voor het $4s^4P_{5/2}$ -niveau en derhalve ook voor de andere niveaus van de $4s^4P$ -groep kaskadestraling als dominant bevolkingsmechanisme beschouwen. Zelfs als we rekenen met gelijke doorsneden voor directe excitatie vanaf het iongrondniveau door middel van botsingen met elektronen voor de $4s^4P$ -groep en voor de $4s^2P$ -groep, hetgeen voor de $4s^4P$ -groep als een maximale afschatting te beschouwen is gezien de zwakke koppelingen met het iongrondniveau, blijft kaskadestraling als bevolkingsmechanisme overheersend voor de $4s^4P$ -groep.

Indien alleen de kaskadebijdragen in rekening worden gebracht vinden we voor de bevolking van het $4s^4P_{5/2}$ -niveau bij de standaardconditie $1.6 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$.

Deze waarde is goed vergelijkbaar met die van Ross (ref. 23) die de absolute bevolking van dit niveau bepaalde door absorptiemetingen aan spektraallijnen eindigend op dit niveau. Bij dit experiment werden geen dichtheden en temperaturen bepaald doch met afschattingen middels empirische formules (ref. 3) hebben we binnen redelijke nauwkeurigheid deze grootheden kunnen bepalen. De bevolking van het $4s^4 P_{5/2}$ -niveau impliceert voor de totale 4p-kwartetgroep een bevolkingsbijdrage van $4.4 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ op een door ons gemeten totale bevolking van $13 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$. Dit houdt in dat het $4s^4 P_{5/2}$ -niveau voor ongeveer 35% de 4p-kwartetgroep kan bevolken.

Indien we de bijdragen van de andere langlevende niveaus en die van de metastabielen, van welke laatste groep we de invloed experimenteel niet na kunnen gaan, in de berekening opnemen schatten we de bijdragen middels stapsgewijze processen voor de 4p-kwartetgroep op 50 tot 70%. Dit is in goede overeenstemming met de vroegere konklusies van Van der Sijde (ref. 1) ten aanzien van het bevolkingsmechanisme voor het $4p^4 P_{5/2}$ -niveau. Hij bepaalde anderszins de stapsgewijze bijdrage bij de betreffende elektronendichtheid op circa 75%.

Of de langlevende niveaus van het kwartetsysteem ook gedeeltelijk kunnen voorzien in de bevolking van de bovenste laserniveaus behorende tot het 4p-doubletsysteem is op dit moment niet geheel na te gaan, alhoewel de verschillen in verloop tussen het $4p^4 P_{5/2}$ en het $4p^2 D_{5/2}$ -niveau als functie van het magneetveld (figuur 5-3-4) niet wijzen op een sterke koppeling middels deze langlevende niveaus. Voor een eventuele stapsgewijze excitatie van de bovenste laserniveaus komen eerder metastabiele niveaus in aanmerking.

De dichtheden van de 4p-doubletgroep zoals door ons experimenteel bepaald (tabel 5-II) voor de standaardconditie liggen gemiddeld over de niveaus ongeveer een faktor 5 hoger dan het B.S.-model hiervoor berekent voor het door ons gegeven voorbeeld. Zelfs na korrektie voor de door ons gemeten elektronentemperatuur blijft er een diskrepantie van een faktor 2. Gedeeltelijk is dit te verklaren doordat de experimentele doorsneden volgens Imre (ref. 21) voor direkte excitatie naar de individuele niveaus van de 4p-doubletgroep gemiddeld een faktor 1.4 hoger liggen dan de berekende waarden van Beigman e.a. (ref. 10). De experimentele gegevens volgens Imre hebben we in ons model niet gebruikt vanwege het niet compleet zijn van deze gegevens. De niet meer in het model te verwerken berekende atomaire parameters voor de botsingsprocessen voor de individuele niveaus volgens Rubin en Sobolev (ref. 32) zouden wat betreft het $4p^2 D_{5/2}$ -niveau volledige overeenstemming geven met ons experiment.

De gegevens van Rubin en Sobolev waren ons te laat bekend om nog verwerkt te kunnen worden.

De absolute bezetting van het $4s^4P_{5/2}$ -niveau zoals door ons uit de kaskadestraling bepaald is tevens te gebruiken als ijking voor de vakuüm-monochromator bij ongeveer 740 \AA . Uitgaande van de met de kaskadestraling bepaalde dichtheden van de gehele $4s^4P$ -groep komen we voor het $4s^2P_{3/2}$ -niveau op een bevolkingsdichtheid van $0.8 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$ per eenheid van statistisch gewicht.

Dit betekent dat zelfs bij een faktor 2 onderschatting van de bevolkingen van de $4s^4P$ -groep er inderdaad inversie optreedt in de holle kathode boogontlading. Dit is verhoudingsgewijs in overeenstemming met het volgens het B.S.-model uitgewerkte voorbeeld voor het betreffende argonplasma.

Voor de verschillende elektronendichtheden en elektronentemperaturen zoals die zijn af te leiden uit de drukreeks en magneetveldreeks rond de standaardconditie zijn in principe vergelijkingen tussen model en experiment mogelijk. Deze zijn in het kader van dit verslag niet meer uitgevoerd. In de naaste toekomst ligt het echter wel in de bedoeling om met de in het afstudeerwerk verkregen ervaring met een dergelijke modelstelling en een dergelijk experiment tot een vergelijking daartussen te komen als functie van de vereiste parameters (n_e , T_e , T_i en l).

REFERENTIES.

1. v.d. Sijde, "Een onderzoek naar de spektra van een argon boogontlading met holle kathode", proefschrift Eindhoven 1972.
2. Kohsiek, "Excitation of He⁺ in a hollow cathode arc discharge", proefschrift Eindhoven 1974.
3. Kitaeva, Odintsov en Sobolev, Sov. Phys. Uspekhi, 12 (1970) 699.
4. Bridges, Chester, Halsted en Parker, Proc. IEEE, 59 (1971) 724.
5. Samson, "Techniques of Vakuum Ultraviolet Spectroscopy", Wiley & Sons, New York 1967.
6. Davis, "Diffraction Grating Spectrographs", Holt, Rinehart en Winston, New York 1970.
7. Luijken, "Radiation from NeII, ArII, KrII and XeII produced by elektron impact", proefschrift Leiden 1972.
8. Fujimoto, Jap. J. Appl. Phys., 11 (1972) 1501.
9. Coulliex et Mourier, Revue Technique Thomson-CSF, 5 (1973) 81.
10. Beigman, Vainshtein, Rubin en Sobolev, ZhETF Pis'ma, 6 (1967) 919.
11. Statz, Horrigan, Koozekanani, Tang en Koster, J. Appl. Phys., 36 (1965) 2278.
12. Koster, Statz, Horrigan en Tang, J. Appl. Phys., 39 (1968) 4045.
13. Drawin, in "Reactions under plasma conditions", ed. Venugopalan, Wiley & Sons, New York 1971.
14. Dielis, "Een drukgescande Fabry-Perot-interferometer", stageverslag Eindhoven 1973.
15. Dielis, "Energieoverdracht tussen elektronen en ionen in een holle kathode boogontlading in argon", afstudeerverslag Eindhoven 1974.
16. Kitaeva, Osipov, Rubin en Sobolev, IEEE J. Quant. Elec., QE-5 (1969) 72.
17. Skurnick en Schacter, J. Appl. Phys., 43 (1972) 3393.
18. Klein, "Radiation trapping processes in the pulsed ion laser", proefschrift University of California 1969.
19. Bates, Kingston en Mc. Whirter, Proc. Roy. Soc., A267 (1962) 297.
20. Mc. Whirter en Hearn, Proc. Phys. Soc., 82 (1963) 641.
21. Imre, Dashchenko, Zapesochnyi en Keltman, ZhETF Pis. Red., 15 (1972) 712, of JETP Lett., 15 (1972) 503.
22. Srouji, "Berekening van elektronentemperatuur en elektronendichtheid met behulp van Thomson-verstrooiing in een argonplasma", stageverslag Eindhoven 1974.

23. Ross, J. Phys. D: J. Appl. Phys., 6 (1974) 1426.
24. Pots, "Intensiteitsmetingen aan het argon-ion-spektrum", stageverslag Eindhoven 1973.
25. v.d. Sijde, "Energy transfer between plasma particles in a hollow cathode arc discharge in argon", intern rapport Eindhoven 1974.
26. Merikelo, Wright, Kaplafka en Bialecke, Appl. Phys. Lett., 13 (1968) 401.
27. Sobolev, "A treatise on radiative transfer", Van Nostrand Company, New Jersey 1963.
28. Holstein, Phys. Rev., 72 (1947) 1212.
29. Holstein, Phys. Rev., 83 (1951) 1159.
30. Samson, J. Opt. Soc. Am., 54 (1966) 73.
31. Korolyev, Lebedeva, Novik en Odintsov, Opt. Spektr., 33 (1972) 788.
32. Rubin, Sobolev, preprint, wordt gepubliceerd, Moskou 1974.
33. Bridges, Appl. Phys. Lett., 4 (1964) 34.
34. v.d. Sijde, N. T. v. N., 39 (1973) 19.
35. Merikelo, Wright, Bialecke en Kaplafka, Appl. Phys. Lett., 12 (1968) 337.
36. Dunn, IEEE J. Quant. Elec., QE-4 (1968) 357.
37. Bennett, Knutson, Mercer en Detch, Appl. Phys. Lett., 4 (1964) 180.
38. Gordon, Labuda en Bridges, Appl. Phys. Lett., 4 (1964) 178.
39. Herziger en Seelig, Zh. Phys., 215 (1968) 437.