

MASTER

Productie en detektie van metastabielen in een molekuulbundel opstelling

Pernot, C.E.E.

Award date:
1979

[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.

C.E.E. Pernot

PRODUKTIE EN DETEKTIE VAN METASTABIELEN
IN EEN MOLEKUULBUNDEL OPSTELLING

Afstudeerverslag VDF/NO 79-01

Maart 1979

Dit afstudeerwerk is verricht onder dagelijkse begeleiding van Ir. P.G.A. Theuws en Dr. H.C.W. Beijerinck in de groep Molekuulbundels van de Technische Hogeschool Eindhoven.

Met dank aan alle mensen uit de vakgroep en in het bijzonder de groep atoomfysika voor hun belangrijke bijdrage in het onderzoek.

INHOUDSOPGAVE

	pag.
Samenvatting	I
Abstract	II
HOOFDSTUK 1	1
Inleiding; handleiding bij het lezen	
HOOFDSTUK 2	3
De meetopstelling	
2.1	3
2.2	3
2.3	7
2.4	12
HOOFDSTUK 3	13
Verwerking van de metingen	
HOOFDSTUK 4	16
Excitatie tot een metastabiel nivo als detek- tiemechanisme voor neutrale atomen	
4.1	16
4.2	18
4.2.1	18
4.2.2	25
4.3	27
4.4	29
HOOFDSTUK 5	34
Resultaten en diskussie	
5.1	34
5.2	34
5.3	36
5.3.1	36
5.3.2	39
5.3.3	41
5.3.4	41
5.4	43
HOOFDSTUK 6	45
Produktie mechanismen van metastabielen in de holle kathode boog ontlading	
6.1	45
6.2	45

6.3	Karakteristieken van het plasma	47
6.3.1	Atomaire structuur van het argon I systeem	48
6.3.2	Bevolkings en ontvolkingsprocessen van de metastabiele 4s nivo's	50
6.4	Het botsingsstralingsmodel (B.S.M.)	51
6.5	Excitatie en deëxcitatie coëfficiënten	53
6.6	Berekeningen met het B.S.M.	56
HOOFDSTUK 7	Resultaten	61
7.1	Inleiding	61
7.2	Berekening produktie argon metastabielen	63
7.2.1	Produktie proces via ladings- en excitatie wisseling	63
7.2.2	Produktie via excitatie van snelle neutralen naar een metastabiel nivo	64
7.3	Meetmethode	66
7.4	Meetresultaten voor argon en krypton	67
7.5	Konklusie	70
APPENDIX		71
REFERENTIES		76

VDF/NO 79-01 C.E.E. Pernot

Productie en detektie van metastabielen in een molekuulbundel opstelling.

Samenvatting.

Het afstudeerwerk omvat twee projekten. Enerzijds willen we nagaan in hoeverre de holle kathode boog ontlading geschikt is als bron voor geëxciteerde deeltjes voor toepassing bij strooiexperimenten. Anderzijds hebben we de bruikbaarheid van excitatie naar een metastabiel nivo als detektie mechanisme voor een bundel atomen in de grondtoestand onderzocht.

Onderzoek aan detektie van molekuulbundels door middel van excitatie naar een metastabiel nivo laat zien dat dit een goede detektie methode is. De excitatie gebeurt met behulp van een loodrecht kruisende elektronenbundel. De detektie van metastabielen geschiedt door middel van sekundaire elektronen emissie op een metalen plaatje en een "open" elektronen multiplier. De acceptantie in ruimtehoek ($6 \cdot 10^{-3}$ sr) van de "open" multiplier is zodanig dat alle metastabielen afkomstig van de bundel molekulen worden gedetekteerd. Van de metastabielen die afkomstig zijn van het restgas wordt echter alleen dat gedeelte gedetekteerd, dat de goede richting heeft. Hierdoor wordt een zeer grote (100 - 1000) restgas onderdrukking bereikt. De detektor efficiency, bij een emissie stroom van 1 mA en een deeltjessnelheid van 1000 ms^{-1} , is $\eta_0 = 2 \cdot 10^{-6}$ pulsen per molekuul. Omdat metastabielen ongeladen zijn, kan deze efficiency nog enorm vergroot worden (10x) door de emissiestroom op te voeren. Deze detektor biedt in een groot aantal gevallen duidelijk voordelen boven de traditionele detektie methoden.

Metingen aan intensiteiten en snelheidsverdelingen van metastabielen uit de holle kathode boog ontlading laten zien dat deze ontlading een zeer intense bron is van snelle metastabielen. Uit de metingen volgt een intensiteit van $10^{11} - 10^{14} \text{ (s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{mm}^{-2}\text{)}$ voor Ar en van $10^{10} - 10^{13} \text{ (s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{mm}^{-2}\text{)}$ voor Kr met temperaturen variërend van 5000K tot 50.000K. Hierbij is voor de detektie efficiency van metastabielen 100% aangenomen zodat de gegeven intensiteiten een ondergrens vormen van de werkelijke intensiteiten. Uit berekeningen die gedaan zijn met behulp van het botsingsstralingsmodel van Pots (Pot79) volgt een bezetting van de metastabiele nivo's van Ar die $O(10^{-3})$ is van de bezetting van het grondnivo. Met een zeer eenvoudig model volgen hieruit intensiteiten van $O(10^{12}) \text{ s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{mm}^{-2}$ hetgeen redelijk overeenkomt met de metingen.

Abstract

This work treats two subjects. Firstly we have investigated the detection of a molecular beam by excitation to a metastable level. Secondly we want to find out if the hollow cathode arc (H.C.A.) discharge can be used as a source for metastable particles for elastic and inelastic collision experiments.

The investigation of the detection of a molecular beam by excitation to a metastable level shows that this is a good detection method. In the detector we cross the molecular beam under right angles with an electron beam. The resulting metastable particles in the molecular beam are detected downstream by electron ejection on a metal surface combined with an electron multiplier. Due to the small angular acceptance of this open multiplier (6.10^{-3} sr) we achieve very good suppression of the metastables due to the residual gas. The metastables resulting from the molecular beam are all detected within this small solid angle, due to its directivity. As a detection scheme, excitation to a metastable level combined with angular selection is very competitive with conventional detection methods. The detection efficiency for Ar is $\eta_0(1000 \text{ m/s}) = 2.10^{-6}$ pulses per molecule at an emission current of 1 mA. Because metastables are uncharged particles, this detection efficiency can be increased (10x) by increasing the emission current.

Measurements of the production of metastables in a H.C.A. discharge show that the H.C.A. discharge is an intense source of fast metastables. The resulting velocity distribution and centre - line intensity of the metastable beam is analysed in a time-of-flight machine. Measured intensities vary from $10^{11} - 10^{14} \text{ (s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{mm}^{-2}\text{)}$ for Ar and from $10^{10} - 10^{13} \text{ (s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{mm}^{-2}\text{)}$ for Kr, assuming a 100% detection efficiency for metastables. The given numbers are thus a lower limit for the real intensities. The temperatures vary from 5000K up to 50.000K. With the collisional-radiative-model, which has been developed by Pots et.al. (Pot79) we calculated that the magnitude of the density of the metastables is about 10^{-3} the density of the ground-state particles. With a very simple model it follows that the magnitude of the intensities are about $10^{12} \text{ s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{mm}^{-2}$ which is in reasonable agreement with the measurements.

HOOFDSTUK 1

INLEIDING

In de groep molekuulbundels wordt onderzoek verricht aan de snelheidsafhankelijkheid van de totale en de kleine hoek differentiële botsingsdoorsnede van verschillende soorten atomen met behulp van de looptijdmethode. In nauw verband hiermee wordt onderzoek verricht aan molekuulbundelbronnen met een tweeledig doel. Enerzijds het gebruik van deze bronnen bij elastische en inelastische strooiexperimenten, anderzijds het verkrijgen van inzicht in de processen die zich in deze bronnen afspelen.

Als bron voor snelle neutrale deeltjes (1 tot 5 eV) is de laatste jaren de holle kathode boog ontlading ontwikkeld. In vroegere afstudeerprojecten is aandacht besteed aan de grondtoestand neutrale deeltjes die in de H.K.B. geproduceerd worden. (The 76, Uit77)

Het afstudeerwerk omvat twee projecten. Enerzijds willen we nagaan in hoeverre de H.K.B. ontlading geschikt is als bron voor geexciteerde deeltjes voor toepassing bij elastische en inelastische strooiexperimenten. Anderzijds hebben we de bruikbaarheid van excitatie naar een metastabiel nivo als detektie mechanisme voor een bundel atomen in de grondtoestand onderzocht.

Handleiding bij het lezen

Alle metingen zijn uitgevoerd met behulp van de looptijdmachine. In het eerste gedeelte van hoofdstuk 2, paragraaf 2.2, wordt in het kort de looptijdopstelling beschreven. Op de werking van deze machine wordt elders (Bey74, Moo72) uitvoerig ingegaan. In het tweede gedeelte van hoofdstuk 2, paragraaf 2.3, wordt de detector beschreven zoals deze tijdens deze afstudeerperiode is gebouwd. Een belangrijk gedeelte van de tijd is besteed aan het ontwerpen en bouwen van een versterker-diskriminator combinatie waarover in paragraaf 2.4 enkele gegevens staan vermeld. Voor een uitvoerige beschrijving wordt verwezen naar (Per79).

Over het verwerken van de metingen, dit wil zeggen het uit de gemeten spektra met behulp van modelfuncties via een kleinste kwadraten aanpassing bepalen van intensiteit en temperatuur, wordt in hoofdstuk 3 geschreven. Deze procedures zijn binnen de groep molekuulbundels in een standaard procedurepakket aanwezig.

In hoofdstuk 4 wordt nader ingegaan op de theoretische achtergronden van excitatie van een bundel atomen in de grondtoestand tot een metastabiel nivo als detektie mechanisme. Hier ligt het zwaartepunt van het werk dat tijdens deze afstudeerperiode is verricht. Voor Ar, Kr, Ne en N₂ zullen de resultaten hiervan besproken worden in hoofdstuk 5.

In hoofdstuk 6 worden de mogelijke produktie mechanismen van metastabielen in de holle kathode boog ontlading bekeken. Met behulp van het botsingsstralingsmodel, ontwikkeld in de groep atoomfysika (Pot79), zijn berekeningen gedaan aan de bezettingen van de metastabiele nivo's. Resultaten van metingen aan Ar en Kr worden besproken in hoofdstuk 7.

HOOFDSTUK 2

DE MEETOPSTELLING

2.1 Inleiding

In dit hoofdstuk zal de meetopstelling beschreven worden zoals deze is gebruikt voor het meten van metastabiele deeltjes uit de H.K.B. ontlading. In grote lijnen kunnen we vier delen onderscheiden namelijk de H.K.B., de looptijdmachine, de metastabielen-detektor en het pulsverwerkingsysteem. De H.K.B. wordt beschreven in hoofdstuk 6. In paragraaf 2.2 wordt in het kort de looptijdmachine beschreven en in paragraaf 2.3 de detektor. Over het pulsverwerkingsysteem worden in paragraaf 2.4 enkele opmerkingen gemaakt.

2.2 De looptijdmachine

De opstelling bestaat uit 5 differentieel gepompte vaten. Alleen de eerste 3 vaten van de looptijd I opstelling zijn voor de metastabielen metingen van belang. Een schematische voorstelling van de opstelling is gegeven in figuur 1.

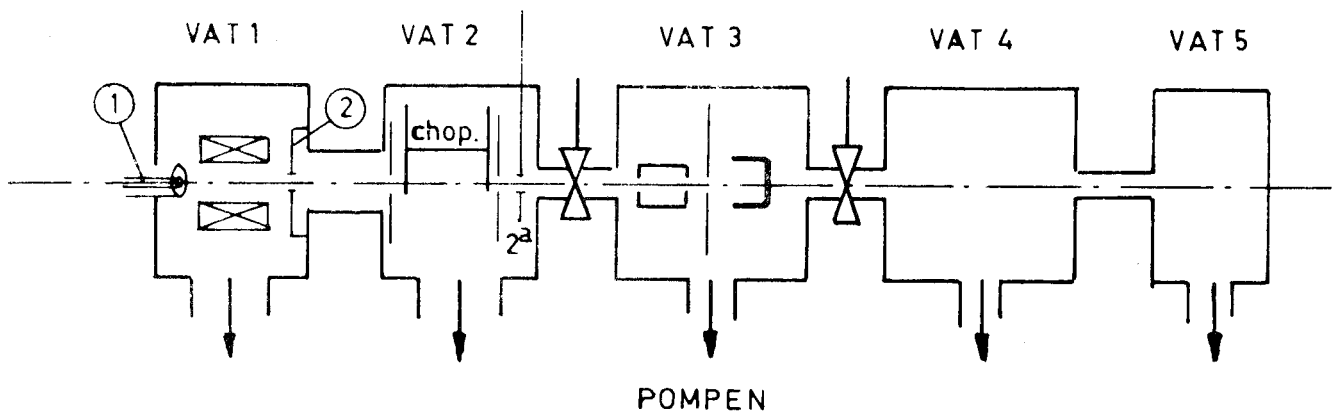


Fig. 1. De looptijd I opstelling. Alleen de eerste 3 vaten zijn van belang voor metingen aan metastabielen.

De H.K.B. bevindt zich in vat 1 (zie hoofdstuk 6). (1) is de holle kathode buis en (2) is de eindanode. In vat 2 bevindt zich de chopper. Ca. 20 cm achter de eerste chopperschijf is een plaatje aangebracht met 4 diafragma-openingen (2^a) met diameters van 0,7 mm, 1 mm, 1,4 mm en 2 mm. Deze zijn met behulp van 3 mikrometers en een balgverbinding van buitenaf instelbaar.

Tussen vat 2 en vat 3 zit een pneumatisch bediende klep. De excitator bevindt zich in vat 3 (zie hoofdstuk 4) evenals de metastabielen detektor (zie paragraaf 2.3).

Met behulp van een looptijdmachine kan de snelheidsverdeling van een deeltjes-bundel gemeten worden door over een bepaalde lengte, de looppengte L , de looptijd te meten. Een ronddraaiende chopperschijf waarin twee tegenover elkaar liggende spleten zijn aangebracht (breedte 1mm) laat van de bundel periodiek een plukje molekulen door. De tijd tussen twee periodes wordt opgedeeld in tijdsintervallen. De deeltjes, die allen dezelfde afstand afleggen (de looppengte), worden in het met hun snelheid korresponderende tijdskanaal (interval) gedetekteerd. Door dit proces vele malen te herhalen, waarbij in ieder tijdskanaal de daarbij behorende deeltjes worden geakkumuleerd, wordt de vereiste statistiek verkregen. Het nulpunt van de looptijdschaal wordt bepaald door een door de chopper afgegeven synchronisatiepuls. Als het nulpunt van de looptijdschaal eenmaal vastligt, kan men dit tijdspektrum transformeren naar een snelheidspektrum. Voor meer gedetailleerde informatie over het looptijdsysteem wordt verwezen naar (Bey75) en (Moo72).

Voor de metingen aan metastabielen uit de H.K.B. ontlading gebruiken we een in-line open multiplier als detektor (zie paragraaf 2.3). Tijdens de eerste metingen ondervonden we veel last van het ultra violette licht dat door de H.K.B. ontlading wordt uitgezonden. Dit ultra violette licht veroorzaakte een hoge telsnelheid (circa 3 MHz) in de kanalen rond het nulpunt van de looptijdschaal. Ook zagen we een kleinere lichtpiek enkele kanalen vóór het nulpunt. Om direkte straling van de ontlading op de detektor te vermijden, is de chopper "dichtgedraaid" (zie figuur 2). Tengevolge van het dichtdraaien van de chopper zullen zeer snelle deeltjes niet meer worden doorgelaten. De minimale snelheid waarbij dit verschijnsel optreedt is afhankelijk van de chopperfrequentie. Voor een molekuulbundel met deeltjes snelheden kleiner dan de snelheid die korrespondeert met de tangens van hoek ϵ , v_{ϵ} , (zie fig.2) geldt dat deze molekuulbundel ongestoord door de chopper gaat. Voor molekulen met een snelheid groter dan de snelheid die korrespondeert met de tangens van hoek β , v_{β} , geldt dat ze de chopper niet passeren. In figuur 3 is v_{ϵ} gegeven als functie van de chopperfrequentie voor verschillende waarden van de afstand waarover de chopper is dichtgedraaid, Δ . In figuur 4 is de fraktie van de bundel die doorgelaten wordt door de chopper gegeven als functie van de inverse gereduceerde grootheid (v_{ϵ} / v).

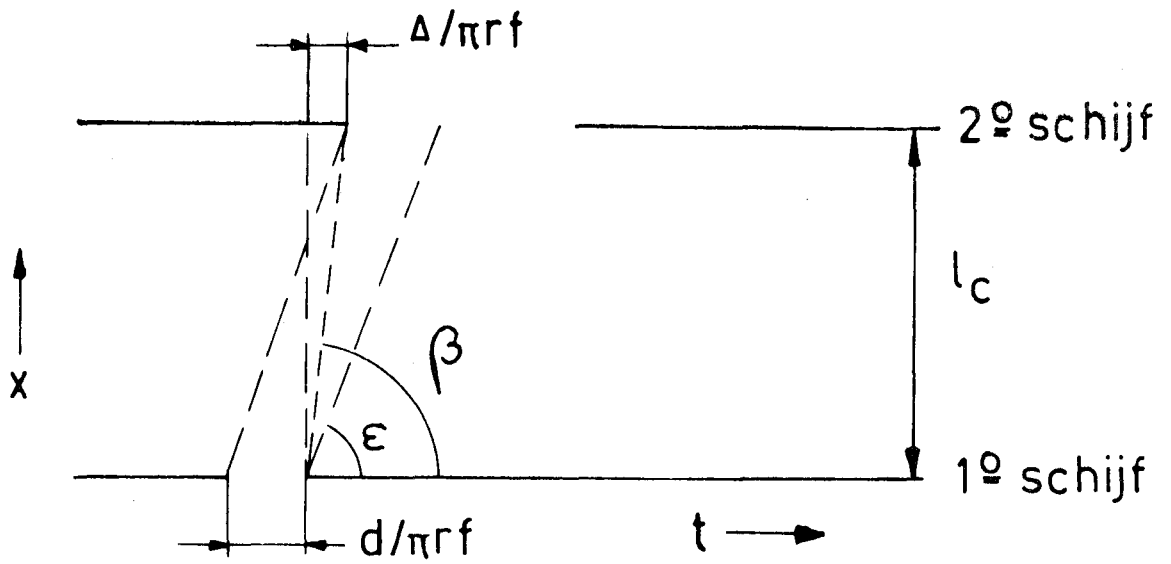


Fig. 2. $x - t$ diagram van de chopper. De afstand waarover de chopper is dichtgedraaid is Δ . Tussen de snelheden die corresponderen met de tangens van hoek ϵ resp. β vindt afkap plaats van snelle deeltjes. Er geldt $\tan \epsilon = l_c \cdot \pi \cdot r \cdot f / (\Delta + d)$ waarin r de straal van de chopperschijf is en f de chopperfrequentie. l_c is de afstand tussen de twee chopperschijven en d is de spleetbreedte in de eerste schijf.

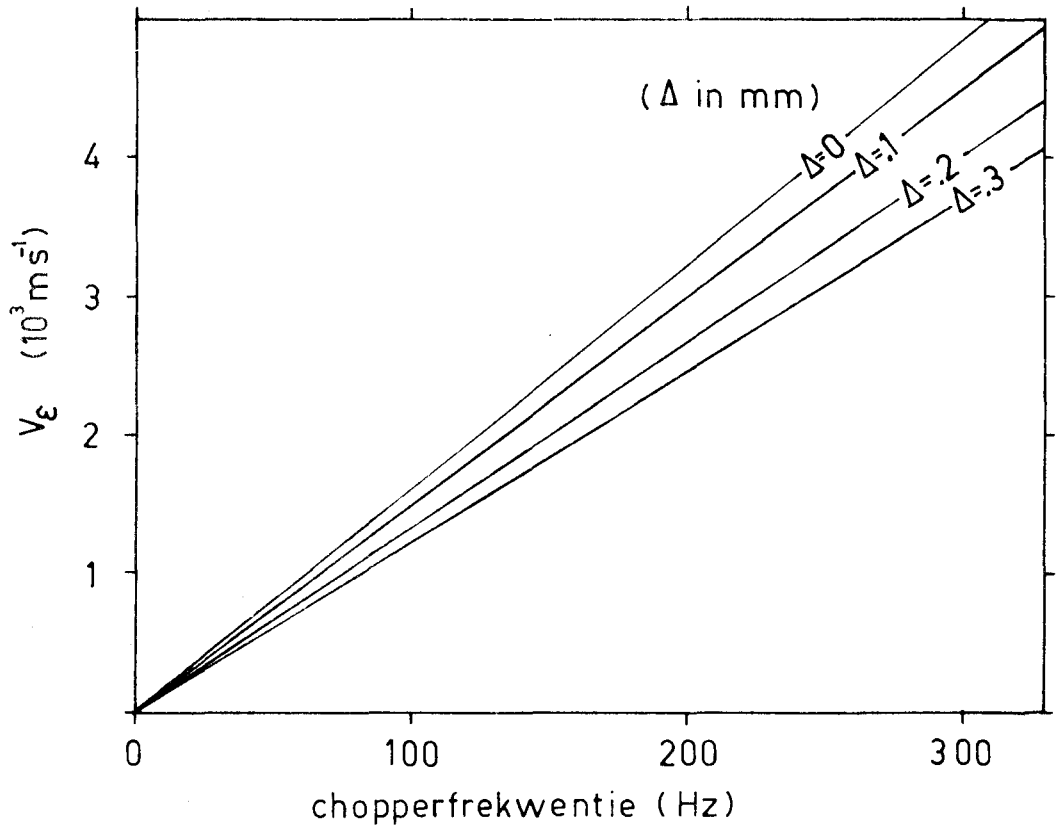


Fig. 3. De snelheid v_ϵ als functie van de chopperfrequentie f voor verschillende waarden van Δ . In de berekening is voor $d = 1 \text{ mm}$, $l_c = 106 \text{ mm}$

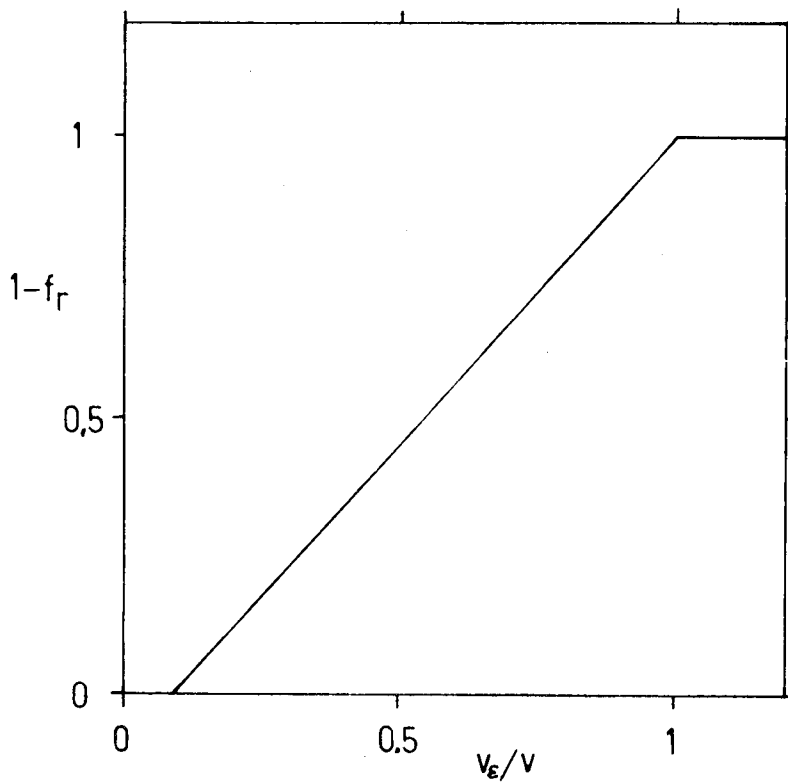


Fig. 4. De fraktie van de doorgelaten bundel als funktie van de inverse gereduceerde grootheid v_ϵ/v . Voor snelheden groter dan v_ϵ vindt afknap plaats.

Ondanks het feit dat er geen licht recht door de chopper kon gaan, zagen we toch nog een lichtpiek rond het nulpunt van de looptijdschaal ten gevolge van reflecties van het ultra violette licht. Om de invloed van deze reflecties te verminderen zijn de chopperschijven aan de binnenkant gezwart en is er vóór de eerste en achter de tweede chopperschijf een gezwarte Al-plaat aangebracht. Op de plaats van de bundel zijn hierin rechthoekige gaten gemaakt van $15 \times 3 \text{ mm}^2$. Deze wijziging had tot gevolg dat de lichtpiek vóór het nulpunt verdween. Tijdens de verdere metingen aan de H.K.B. ontlading is de lichtpiek rond het nulpunt van de looptijdschaal steeds te zien geweest. De telsnelheid varieerde tussen 3 en 4 MHz.

Deze lichtpiek, die de metingen niet nadelig heeft beïnvloed, is een gevolg van reflecties die een zeer kleine hoek maken met de bundelas. Het is waarschijnlijk dat deze reflecties ontstaan op de vlakke binnenkant van de spleten in de chopperschijven. (dikte chopperschijven is 1 mm). In de toekomst zou gexperimenterd kunnen worden met chopperspleten die voorzien zijn van een schuine kant.

2.3 De detector

Wanneer een metastabiel atoom een metalen oppervlak treft, kan het hieruit een elektron vrijmaken (inwendige energie metastabiel is ca. 11 eV voor Ar, uittreepotentiaal metaal ca 4 eV). In de literatuur is geen duidelijk antwoord te vinden op de vraag hoe groot de kans is dat er een elektron wordt vrijgemaakt. Het blijkt onder andere afhankelijk te zijn van het soort metaal, van de behandeling die het metaal heeft ondergaan alvorens het in de opstelling gebracht is en van de metastabielen energie. Uit (Dun71) blijkt dat een opbrengst van ca. 1 elektron per opvallend metastabiel atoom een goede waarde is om in eerste instantie mee te rekenen. Zie de figuren 5 en 6. Bij onze metingen hebben we gebruik gemaakt van nikkel en roestvrij staal.

Surface	Metastable atom				
	He(2 ¹ S)	He(2 ³ S)	He(2 ^{1,3} S) [‡]	Ne(³ P _{0,2})	Ar(³ P _{0,2})
Electrodeposited gold	0.46 ± 0.09 ^a §	0.63 ± 0.07 ^a § 0.29 ± 0.03 ^d	0.56 ± 0.06 ^a § 0.57 ± 0.10 ^b	0.52 ± 0.06 ^a	0.66 ± 0.10 ^b
Chemically cleaned stainless steel			0.92 ± 0.11 ^a † 0.98 ± 0.10 ^c	0.92 ± 0.11 ^a †	0.97 ± 0.15 ^b † 1.00 ± 0.12 ^c
Chemically cleaned copper			0.93 ± 0.11 ^a †		0.88 ± 0.11 ^b †
Atomically clean cadmium			0.36 ± 0.07 ^a † 0.35 ± 0.06 ^c †		0.33 ± 0.05 ^b † 0.32 ± 0.03 ^c
Atomically clean tungsten		0.14 ± 0.02 ^c † 0.318 ± 0.030 ^f †	0.280 ± 0.060 ^a † 0.306 ± 0.025 ^f †	0.195 ± 0.040 ^a †	0.080 ± 0.016 ^b †

a. present measurements, Ar in cell.

b. present measurements, NO in cell.

c. Dunning *et al.* (1971), crossed beam method.

d. Stebbings (1957).

e. Hasted and Mahadevan (1959).

f. MacLennan (1966).

† measurements made using a comparison method.

§ source electron energy 40 eV.

These values are smaller than those given in an earlier paper (Dunning and Smith 1970b) because a smaller value for the second emission coefficient δ for Ar⁺ was chosen.

Fig. 5. Gemeten waarden van sekundaire elektronenemissie opbrengst bij verschillende metalen. (Dun71)

Tijdens de afstudeerperiode is er gemeten aan twee verschillende configuraties van de metastabielen detector. Aan beiden wordt in het volgende aandacht besteed. De eerste configuratie is op intuïtieve gronden gebouwd en is schematisch weergegeven in figuur 7. Het vangkapje en de elektronen-

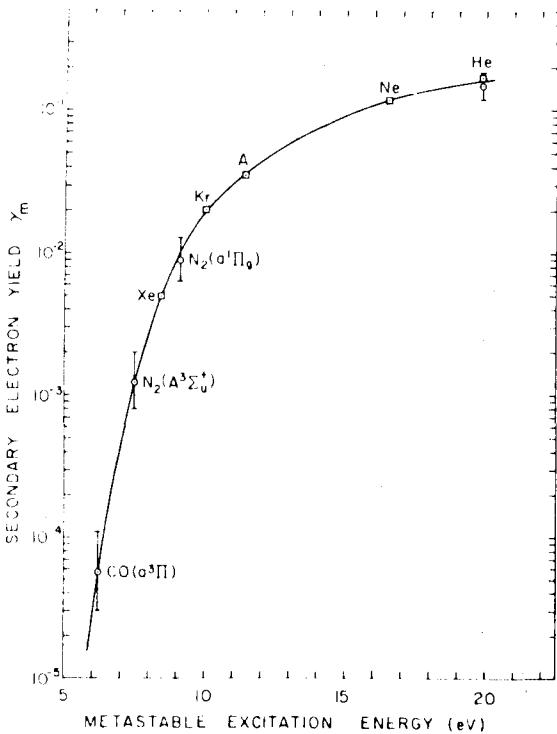


Fig. 6.
Sekundaire elektronenopbrengst als
functie van de metastabielen energie
voor thermische metastabielen die op
een Cu-Be-O oppervlak botsen.
(Bor71)

multiplier hebben een vaste positie ten opzichte van elkaar. Via een balg en 3 mikrometers is de positie van kapje en elektron-multiplier van buiten-af instelbaar in alle richtingen.

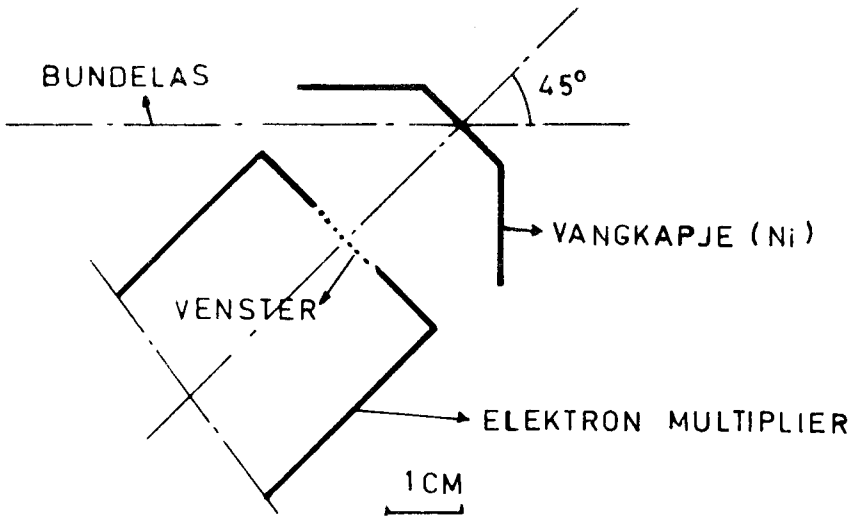


Fig. 7. De eerste configuratie van de metastabielen detector.

De werking is als volgt: De metastabielen botsen op het vangkapje en maken hieruit elektronen vrij. Tussen vangkapje en elektron-multiplier staat een potentiaal verschil van circa 1,5 kV. ($V_{\text{kapje}} = -4,5 \text{ kV}$, $V_{\text{el. multipl.}} = -3 \text{ kV}$) De vrijgemaakte elektronen worden versneld naar de elektron-multiplier en hierin versterkt. De ladingspuls uit de multiplier wordt verder verwerkt in het pulsverwerkingsysteem (zie paragraaf 2.4). In figuur 8 wordt de telsnel-

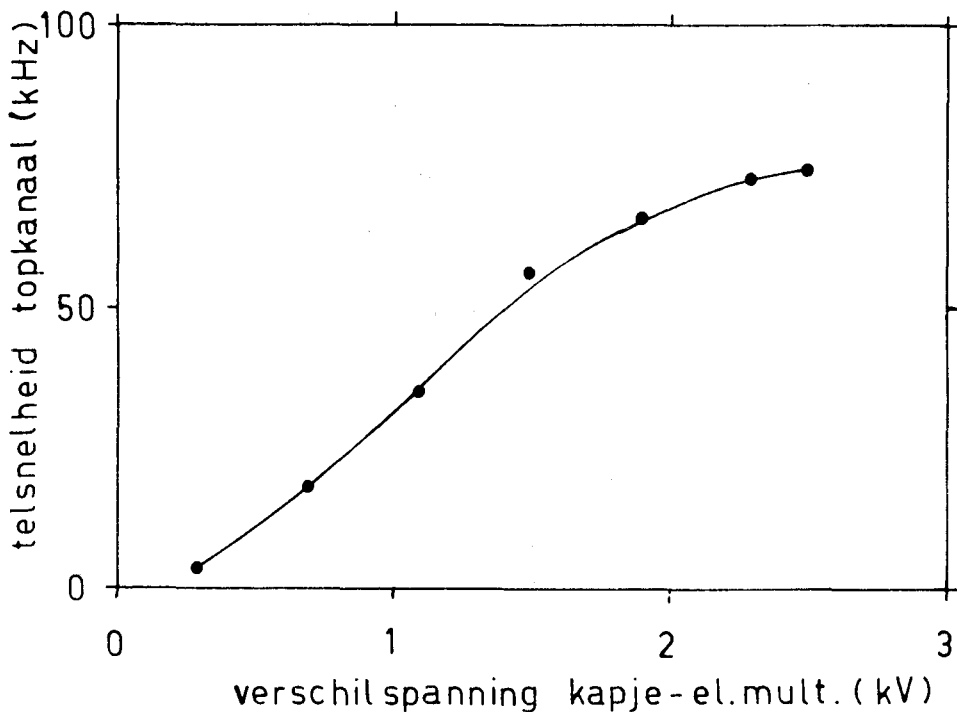


Fig. 8. De telsnelheid in het topkanaal van de looptijdverdeling als functie van het potentiaalverschil tussen vangkapje en elektron-multiplier.

heid in het topkanaal van de looptijdverdeling gegeven als functie van de verschilspanning tussen het vangkapje en de elektron-multiplier. Het feit dat er geen verzadiging optreedt in de sekundaire elektronen emissie, duidt erop dat niet alle vrijgemaakte elektronen op het venster van de elektron-multiplier terechtkomen. Dit is waarschijnlijk te wijten aan de te grote afstand (ca. 25 mm) tussen vangkapje en elektron multiplier, waardoor elektronen die met een te grote snelheid het kapje verlaten in de richting loodrecht op de verbindingssas kapje-multiplier, het venster in de elektron-multiplier mislopen en dus niet gedetekteerd worden.

In de tweede configuratie is dit probleem opgelost door de afstand tussen vangkapje en elektron-multiplier te verkleinen tot 7 mm. Zie fig. 9.

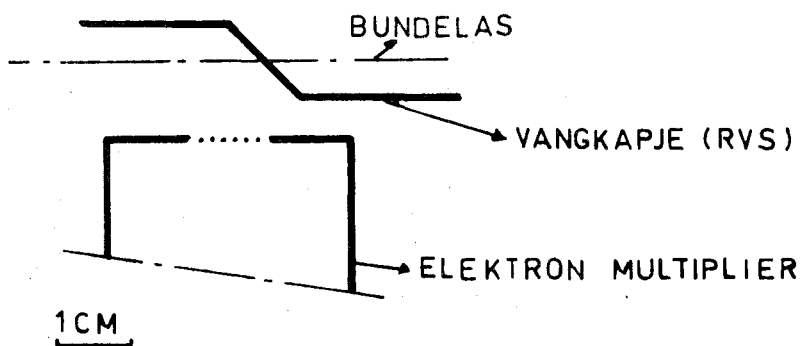


Fig. 9. De tweede configuratie van de metastabielen detector.

Aan deze configuratie zijn elektron - baan berekeningen gedaan. Hiertoe hebben we het vangkapje vereenvoudigd weergegeven door een half oneindig vlak (zie figuur 10). Het metastabiel dat op het kapje botst heeft een inwendige energie van ongeveer 11 eV (in geval van argon). De uittreepotentiaal van het metaal is circa 4 eV. Voor de baanberekeningen hebben we aangenomen dat alle resterende energie wordt omgezet in kinetische energie van het elektron. Dit resulteert in een snelheid van het secundair elektron van ca. $2 \cdot 10^6$ m/s. Voor de banen die in figuur 10 getekend zijn geldt dat de elektronen vertrekken evenwijdig aan het schuine vlak. Uit figuur 10 blijkt dat niet alle

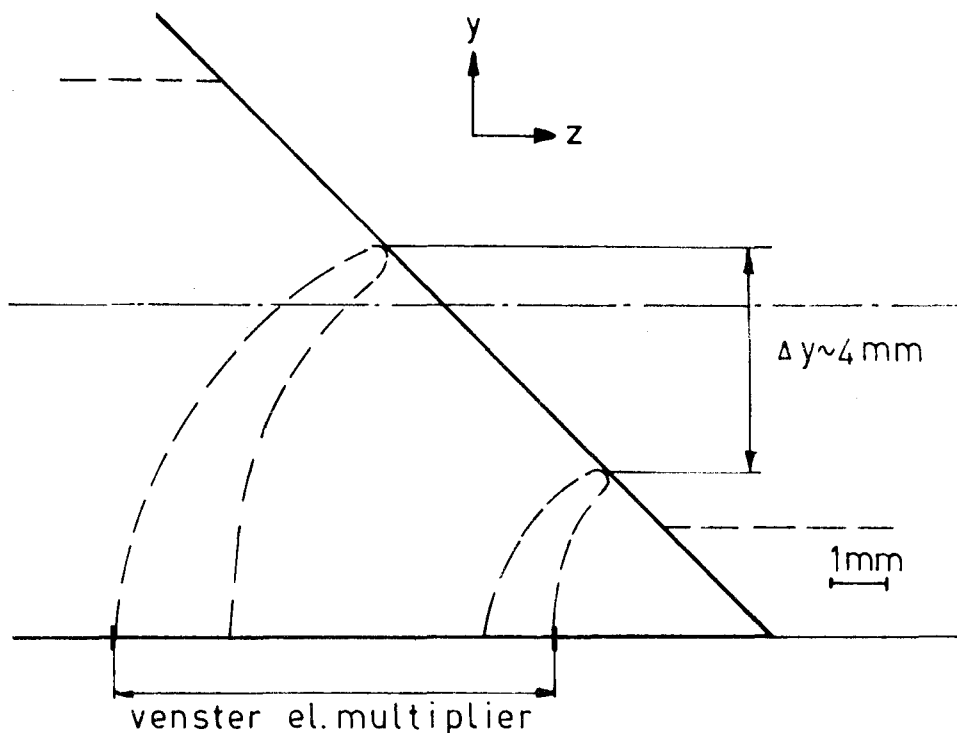


Fig. 10. Elektron -baan berekeningen aan de tweede configuratie van de metastabielen detektor. Het vangkapje is vereenvoudigd weergegeven door een half oneindig vlak onder een hoek van 45 graden met het vlak van het venster van de detektor. Voor de getekende elektronenbanen geldt dat ze vertrekken evenwijdig aan het schuine vlak met een snelheid van $2 \cdot 10^6$ m/s (~ 7 eV). Het potentiaal verschil tussen kapje en multiplier is in de berekening op 1,5 kV gesteld.

elektronen die het kapje verlaten ook werkelijk de elektron-multiplier bereiken. Een minimale schatting van de acceptantie van de detector in de y-richting is 4 mm. Voor de tweede configuratie hebben we ook de telsnelheid in het topkanaal van de looptijdverdeling gemeten als functie van de

verschilspanning tussen vangkapje en elektron-multiplier. Deze meting is weergegeven in figuur 11. Hieruit blijkt dat we met de tweede configuratie wél een maximum meten in de sekundaire elektronen emissie. Dit betekent dat we nu een optimale meetsituatie voor de detector hebben wat de verschilspanning betreft.

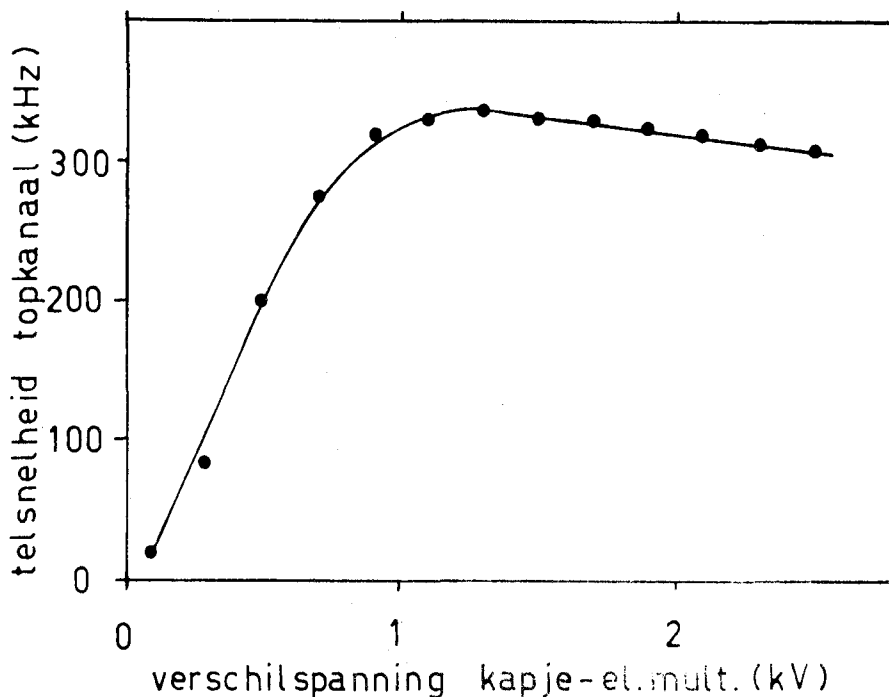


Fig. 11. De telsnelheid in het topkanaal van de looptijdverdeling als functie van de verschilspanning tussen vangkapje en elektron-multiplier.

Bij hoge verschilspanning tussen kapje en multiplier zien we de telsnelheid in het topkanaal van de looptijdverdeling afnemen met toenemend potentiaalverschil. Dit is een gevolg van het feit dat de sekundaire elektronen emissie van het anode materiaal van de multiplier (Cu-Be) afneemt bij toenemende energie van de opvallende elektronen (Ard62). Uit (Ard62) volgt voor een Cu-Be oppervlak een maximale sekundaire emissie bij een primaire energie van 550 eV.

2.4 Het pulsverwerkingsysteem

De van een elektron multiplifier afkomstige pulsen hebben een breedte van typisch 20 ns. De pulsverwerkende elektronika (versterker + diskriminator) die de laatste jaren in gebruik is bij de looptijdexperimenten I en II heeft een dode tijd, dit wil zeggen de tijd welke de versterker ongevoelig is voor een ingangssignaal, van circa 2 μ s. Dit is zeer lang vergeleken met de pulsduur van de pulsen uit de elektron multiplifier. Omdat het aantal pulsen uit de multiplifier kan oplopen tot enkele megahertz, is het begrijpelijk dat we de dode tijd zo klein mogelijk willen houden. Een getallen voorbeeld: bij een random telsnelheid van 1 MHz en een dode tijd van 50 ns tellen we 5% te weinig pulsen. De beschikbare versterker heeft een veel te grote dode tijd en is dus ongeschikt voor ons doel.

In deze afstudeerperiode is een versterker-diskriminator ontwikkeld met een dode tijd van 70 ns. Omdat de versterker-diskriminator op korte termijn beschikbaar moest zijn, zijn de metingen gedaan met behulp van een commerciële versterker-diskriminator (PAR 1120, dode tijd 10 ns) in combinatie met een ECL-TTL converter (noodzakelijk voor aanpassing aan multi-scaler interface) met een dode tijd van 70 ns. Voor meer gedetailleerde gegevens over de zelfbouw versterker-diskriminator wordt verwezen naar (Per79).

HOOFDSTUK 3

VERWERKING VAN DE METINGEN

Een molekuulstraalbron wordt gekarakteriseerd door de intensiteit en de snelheidsverdeling van de uittredende molekuulbundel. In dit hoofdstuk wordt beschreven hoe we uit gemeten spektra met behulp van modelfuncties via een kleinste kwadraten aanpassing de intensiteit en temperatuur van de bundel bepalen.

Voor de deeltjesstroom N uit een bron geldt:

$$d^4N = I(0) P(v) dv d^2\Omega dt \quad (3.1)$$

Hierin is $I(0)$ de voorwaartse intensiteit per seconde per ruimtehoek element, $P(v)$ de genormeerde snelheidsverdelingsfunctie van de flux uit de bron en $d^2\Omega$ is het ruimtehoekelement waarvoor geldt $d^2\Omega = A_d/l_d^2$ met A_d het oppervlak van de diafragma opening voor de detector en l_d de afstand van bron tot diafragma.

De chopper laat per meetslag gedurende een tijd τ_c een aantal deeltjes door, gegeven door:

$$dN = I(0) P(v) \frac{A_d}{l_d^2} \tau_c dv \quad (3.2)$$

Hierin is τ_c gegeven door $\tau_c = (d/\pi r) \cdot T$ waarin d de spleetbreedte in de chopper is, r de straal van de chopperschijf en T de chopperperiode.

Omdat we een looptijdspektrum meten en geen snelheid-spektrum, moeten we transformeren van de snelheid naar de tijd. Er geldt:

$$v(t_L) = L/t_L \quad \text{en} \quad |dv| = (v^2(t_L)/L) \cdot dt_L$$

waarin L de looppengte is. Transformatie van (3.2) geeft nu:

$$dN(t_L) = \dot{N} dt_L = I(0) P(v(t_L)) \frac{A_d}{l_d^2} \tau_c \frac{v^2(t_L)}{L} dt_L \quad (3.3)$$

Het aantal getelde deeltjes wordt nu opgeslagen in tijdskanalen ter breedte τ_k . Het aantal deeltjes dat in kanaal k , gecentreerd rond tijdstip t_L terechtkomt is

$$N_k(t_L) = \eta_b \dot{N}(t_L) \tau_k \quad (3.4)$$

waarin η_b de detector efficiency is ofwel de kans dat een deeltje geteld wordt. Substitutie van (3.3) in (3.4) geeft het per meetslag in kanaal k getelde aantal pulsen:

$$N_k(t_L) = \left(\tau_c \cdot \tau_k \cdot \eta_b \cdot \frac{A_d}{l_d^2 L} \right) \cdot I(0) \cdot v^2 \cdot P(v) \quad (3.5)$$

Na Y meetslagen is het in kanaal k getelde aantal pulsen:

$$S_k(t_L) = Y \cdot N_k(t_L) \quad (3.6)$$

In formule (3.5) is η_b onbekend. De rest van de tussen haken staande term wordt gegeven door de opstelling.

Als we metingen verrichten met behulp van de excitator (zie hoofdstuk 4) waar neutrale grondtoestand atomen loodrecht botsen met elektronen, dan zal de kans dat een grondtoestandneutraal wordt geexciteerd tot een metastabiel nivo afhankelijk zijn van zijn snelheid. De detector efficiency wordt hierdoor ook snelheidsafhankelijk. We hebben hier te maken met een zogenaamde dichtheidsdetector. η_b wordt gegeven door:

$$\eta_b = (\eta_0 \cdot v_0) \cdot 1/v \quad (3.7)$$

met η_0 de detector efficiency bij snelheid v_0 . Het in kanaal k getelde aantal deeltjes wordt nu:

$$S_k(t_L) = Y \cdot \left(\tau_c \cdot \tau_k \cdot \eta_0 \cdot v_0 \cdot \frac{A_d}{l_d^2 L} \right) \cdot I(0) \cdot v(t_L) \cdot P(v(t_L)) \quad (3.8)$$

In formule (3.8) hangt $I(0) \cdot v \cdot P(v)$ af van de molekuulbundel. We nemen aan dat de verdeling van de bronflux maxwells is, dus voor $P(v)$ kunnen we schrijven:

$$P(v) dv = \frac{2}{\alpha} \left(\frac{2}{\alpha} \right)^3 \exp \left[- \left(\frac{v}{\alpha} \right)^2 \right] dv \quad (3.9)$$

De meest waarschijnlijke snelheid α wordt gegeven door $\alpha = \left((2kT)/m \right)^{1/2}$

Nu gaan we over op de variabele t . Met $t_\alpha = L/\alpha$, $t_L = L/v(t_L)$ en $t^* = t_L/t_\alpha$ kunnen we voor (3.8) schrijven:

$$S_k(t_L) = Y \left(\tau_c \cdot \tau_k \cdot \eta_0 \cdot v_0 \cdot \frac{A_d}{l_d^2 L} \right) \cdot I(0) \cdot f(t^*) \quad (3.10)$$

$$\text{met } f(t^*) = 2t^{*-4} \exp[-t^{*-2}] \quad (3.11)$$

Voor de telsnelheid I_k in kanaal k kunnen we nu schrijven:

$$I_k = \frac{S_k}{Y \cdot \tau_k} = \left(\tau_c \cdot \eta_0 \cdot v_0 \cdot \frac{A_d}{l_d^2 \cdot L} \right) I(0) \cdot f(t^*) = I \cdot f(t^*) \quad [\text{Hz}] \quad (3.12)$$

Uit formule (3.12) blijkt dat de vorm van de modelfunctie wordt bepaald door $f(t^*)$ die alleen een functie is van de gereduceerde grootte t^* , terwijl I de hoogte bepaald. Door nu met behulp van een kleinste kwadraten methode deze modelfunctie aan te passen aan de metingen kunnen we direct de temperatuur (uit t_α) en de intensiteit (uit I) bepalen.

Het gemeten spektrum kan opgebouwd zijn uit verschillende verdelingen. Bij N verdelingen is de telsnelheid in kanaal k :

$$I_k = \sum_{j=1}^N I_j \cdot f_j \left(\frac{t_k}{t_{\alpha_j}} \right) \quad [\text{Hz}] \quad (3.13)$$

met als vrije parameters I_j en t_{α_j} . Enkelvoudige verdelingen of een combinatie van verdelingen kunnen we volgens (3.13) aanpassen aan de metingen. Uit I_j bepalen we de voorwaartse intensiteit $I_j(0)$ en de temperatuur T_j berekenen we uit t_{α_j} .

Voor het geval dat we metastabielen willen detekteren die afkomstig zijn uit de holle kathode boog ontlading (zie hoofdstuk 6), hebben we te maken met een zogenaamde fluxdetektor. De detektor efficiency is onafhankelijk van de snelheid van de metastabielen (zie formule 3.4). We nemen aan dat elk elektron dat door een metastabiel wordt vrijgemaakt, ook in de elektron multiplier terechtkomt. Voor η_b kunnen we dan aannemen dat deze gelijk is aan het aantal elektronen dat een metastabiel vrijmaakt uit het metalen vangkapje. Omdat de detektor efficiency onafhankelijk is van de snelheid, verdwijnt de v faktor in formule (3.10) niet. Formule (3.12) wordt nu:

$$I_k = \alpha \cdot I \cdot f'(t^*) \quad \text{met} \quad (3.14)$$

$$f'(t^*) = 2t^{*-5} \exp[-t^{*-2}] \quad (3.15)$$

In formule (3.13) is I_j nu afhankelijk van α . De voorwaartse intensiteit wordt in dit geval gegeven door:

$$I_j(0) = \frac{I_j}{\left(\tau_c \cdot \eta_b \cdot \frac{A_d}{l_d^2 \cdot L} \right)} \quad (3.16)$$

HOOFDSTUK 4

EXCITATIE TOT EEN METASTABIEL NIVO ALS DETEKTIEMECHANISME VOOR NEUTRALE ATOMEN

4.1 Inleiding

De hier en overal elders gebruikte methode voor het tijdsopgelost detekteren van molekulen bestaat uit het ioniseren van de molekulen met behulp van een loodrecht kruisende elektronenbundel. Daarna vindt extractie plaats van de ionen uit de ionisatieruimte onder een hoek van 90 graden met de bundelas en vervolgens massaselectie door middel van een quadrupool massafilter. Zie fig.12.

Omdat het ionisatievolume voor de bundelmolekulen en voor de restgas molekulen even groot is, is het van belang om voor een goede signaal achtergrond verhouding de restgas dichtheid kleiner te houden dan de bundeldichtheid. Bij de looptijdopstellingen komt dat in de praktijk neer op restgas drukken van 10^{-9} à 10^{-10} torr. Zonder de massaselectie zou deze maximum druk nog een faktor 10^2 à 10^3 lager liggen.

In geval van detektie door middel van excitatie naar een metastabiel nivo wordt de molekuulbundel met behulp van een elektronenbundel geexciteerd. Stroomafwaarts van de excitator worden de metastabielen gedetekteerd met behulp van een open multiplier. Zie fig.13. De acceptantie in ruimtehoek van de metastabielen-detektor kiezen we zó, dat het grootste gedeelte van de tot een metastabiel nivo geexciteerde bundeldeeltes wordt geaccepteerd. De metastabielen afkomstig van het restgas worden sterk onderdrukt door deze ruimtehoek selectie. Deze detektie methode biedt de volgende voordelen. Er wordt efficiënt gebruik gemaakt van de meest karakteristieke eigenschap van de bundel, namelijk richting, waardoor de selectieviteit van de bundel ten opzichte van de achtergrond hoog is, bijvoorbeeld $(6 \cdot 10^{-3} / 4\pi)$ sr. Omdat er bij detektie via excitatie wordt gewerkt met ongeladen deeltjes, ondervinden deze geen hinder van ruimtelading in de excitator. Hierdoor is de responstijd van de detektor klein en konstant, ook bij hoge emissiestromen. Dit maakt deze detektie methode goed bruikbaar bij looptijdexperimenten. Bij een ionisatie detektor geeft deze eis een sterke beperking van de elektronenstroom (bijvoorbeeld 0,5 mA). Als laatste voordeel van excitatie detektie noemen we de mogelijkheid om zonder veel problemen zeer snelle neutrale deeltjes te detekteren. Bij

ionisatie detectie kunnen bij de extraktie problemen ontstaan doordat, ten gevolge van de snelheidskomponent in de bundelrichting, de ionen het extraktie gat mislopen waardoor de detectie efficiency op een onbekende manier van de snelheid afhangt.

In dit hoofdstuk bespreken we twee mogelijke excitatie configuraties. In het eerste geval wordt de molekuulbundel loodrecht gekruist door de elektronen (loodrechte excitatie), terwijl in het tweede geval de beide bundels parallel dan wel antiparallel zijn (evenwijdige excitatie).

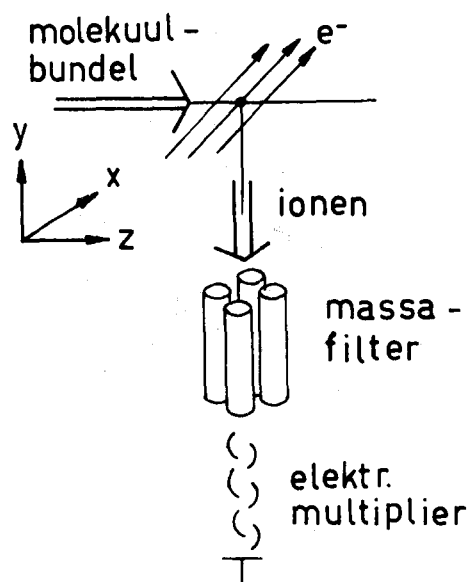


Fig.12. Schematische voorstelling ionisatie-detectie

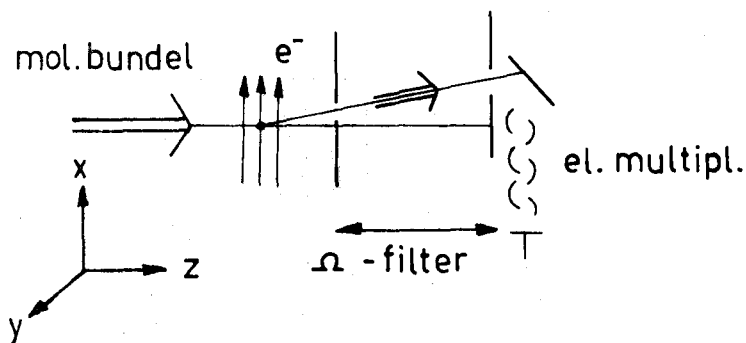


Fig.13. Schematische voorstelling excitatie-detectie

4.2 Excitatie

4.2.1 Loodrechte excitatie

Voor het geval de molekuulbundel en de elektronenbundel elkaar loodrecht kruisen, is de situatie geschetst in figuur 14. De tot een metastabiël nivo geexciteerde atomen, die oorspronkelijk alleen een snelheidskomponent in de z-richting hebben, zullen nu ook een snelheidskomponent in de x- en y-richting krijgen en het detektorvlak (op $z=l_m$) treffen ter plaatse (x,y) . Deze punten (x,y) op het detektorvlak zijn een direkte afbeelding van de strooihoek θ_{cm} van het metastabiël atoom in het c.m. systeem.

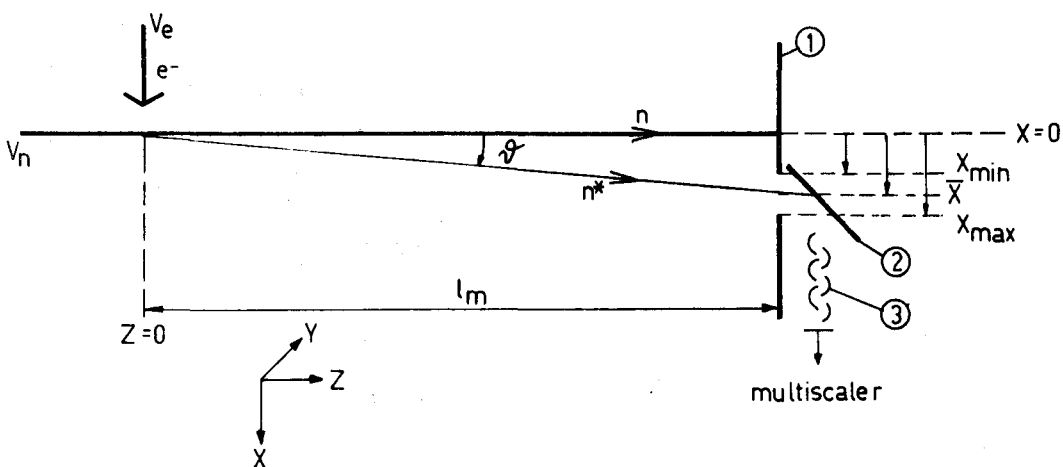


Fig.14. Loodrecht kruisende bundels. De snelheid van de neutrale grondtoestand deeltjes is v_n , de snelheid van de elektronen is v_e . De acceptantie in ruimtehoek van de detektor is gelijk aan

$$\Omega_0 = \frac{\Delta x \cdot \Delta y}{l_m^2} . \text{ De detektor wordt gevormd door het diafragma (1), het vangkapje (2) en de elektron multiplier (3).}$$

Dit botsingsproces zullen we nu nader gaan beschouwen aan de hand van een Newton diagram, dat een botsingsproces beschrijft in de snelheidsruimte. (Fig.15 en fig.16). Zo'n diagram is handig om inzicht te krijgen over de invloed van de transformatie van het laboratorium systeem naar het c.m. systeem. In de figuren hebben we het Newton diagram 2-dimensionaal weergegeven. Voor het berekenen van de snelheden in de x- en de y-richting moeten we het Newton diagram wél 3-dimensionaal bekijken. We komen hier later nog op terug.

We maken de volgende tekenafspraken: v is de snelheid in het lab. systeem, u de snelheid in het c.m. systeem. De indices e, n, n^* staan voor resp. elektronen, neutrale atomen en metastabielen. De snelheden die betrekking hebben op de situatie ná de botsing zijn voorzien van een accent.

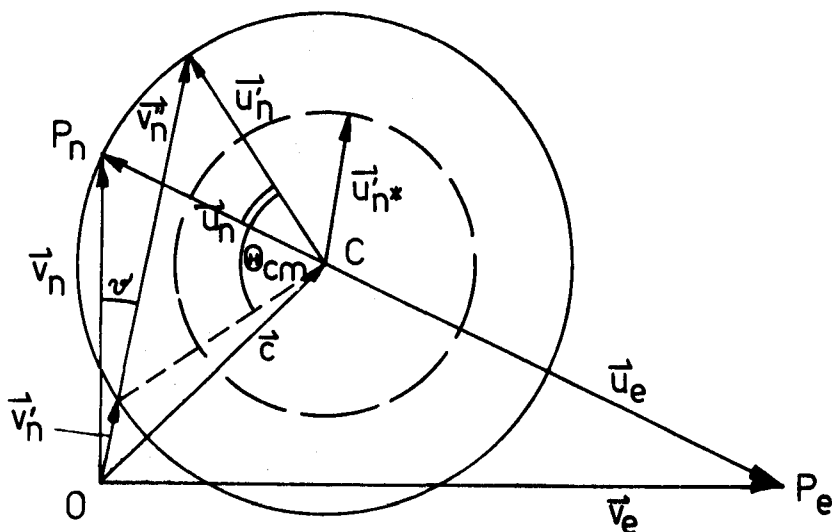


Fig.15. Newton diagram in geval van loodrecht op elkaar botsende deeltjes.

Het Newton diagram geeft de botsing weer in de snelheidsruimte. De oorsprong O is de rustoorsprong in het lab. systeem, de oorsprong C is de rustoorsprong in het c.m. systeem met lab. snelheid $\vec{c} = \vec{OC}$, zodanig gekozen dat $m_e \vec{u}_e + m_n \vec{u}_n = 0$, met $\vec{u}_e = \vec{CP}_e$ en $\vec{u}_n = \vec{CP}_n$. De getrokken cirkel is een doorsnede van de elastische strooibol. De onderbroken cirkel is een doorsnede van de inelastische strooibol.

De snelheid \vec{c} van het massamiddelpunt (c.m.) is

$$\vec{c} = \frac{m_e \vec{v}_e + m_n \vec{v}_n}{m_e + m_n} \quad (4.2.1)$$

De snelheid van het atoom \vec{u}_n en van het elektron \vec{u}_e in het c.m. systeem zijn

$$\vec{u}_n = \frac{m_e}{m_e + m_n} \vec{g} \quad (4.2.2)$$

$$\vec{u}_e = \frac{-m_n}{m_e + m_n} \vec{g} \quad (4.2.3)$$

Hierin zijn m_e de massa van het elektron, m_n de massa van het atoom en \vec{g} de relatieve snelheid waarvoor geldt $\vec{g} = \vec{v}_n - \vec{v}_e$.

In het geval van een elastische botsing, waarbij de respektievelijke snelheden van de botsingspartners gemeten in het c.m. systeem in grootte konstant blijven en er dus alleen een draaiing over een hoek θ optreedt, zullen de eindpunten van de vektoren \vec{u}'_n op de bol met als straal $|\vec{u}'_n|$ en het c.m. als middelpunt liggen. Voor een inelastische botsing, waarbij bewegingsenergie wordt omgezet in interne energie, zal de snelheid in het c.m. systeem van de tot een metastabiel nivo geexciteerde atomen gegeven worden door de eindpunten van de vektoren \vec{u}'_{n*} op de bol met als straal $|\vec{u}'_{n*}|$ en als middelpunt het c.m..

Uit figuur 15 blijkt dat (omdat $|\vec{u}'_n| < |\vec{c}|$) bij één laboratorium strooihoek \mathcal{V}'_{lab} , twee c.m. strooihoeken θ_{cm} behoren. Hierdoor is de relatie $(\mathcal{V}'_{lab}, \phi_{lab}) \rightarrow (\theta_{cm}, \phi_{cm})$ niet eenduidig bepaald. Dit wordt opgelost als we de deeltjes die in de richting \mathcal{V}'_{lab} verstrooid worden ook naar snelheid kunnen analyseren omdat bij elke θ_{cm} een andere laboratorium snelheid behoort, namelijk \vec{v}'_n en $\vec{v}'_{n'}$.

We zullen nu, uitgaande van de hierboven gegeven formules voor de verschillende snelheden, enkele benaderingen uitvoeren waardoor het Newton diagram vereenvoudigd kan worden. Voor elektronenenergien variërend tussen 10 en 100 elektronvolt en molekuulsnelheden $v_n < 1000$ m/s geldt $v_e \gg v_n$. Hierdoor kunnen we schrijven $\vec{g} \sim \vec{v}_e$ en $\vec{g} \perp \vec{v}_n$. Tevens geldt $m_n \gg m_e$. Om het geval van inelastische botsing nader te beschouwen, is in fig. 16 het Newton diagram vergroot weergegeven. Met behulp van de bovenstaande vereenvoudigingen kunnen we nu eenvoudig alle in figuur 16 aangegeven grootheden berekenen.

Na de botsing zal de molekuulsnelheid niet meer in het vlak liggen dat opgespannen wordt door \vec{v}_e en \vec{v}_n . De componenten van de molekuulsnelheid worden gegeven door (met $u_{n*} = |\vec{u}'_{n*}|$):

$$v_x(\theta) = u_n - u_{n*} \cos\theta \quad (4.2.4)$$

$$v_y(\theta, \phi) = -u_{n*} \sin\theta \sin\phi \quad (4.2.5)$$

$$v_z(\theta, \phi) = v_n + u_{n*} \sin\theta \cos\phi \quad (4.2.6)$$

$$\text{Voor } u_n \text{ geldt in de benadering: } u_n = \frac{m_e}{m_n} v_e = A\sqrt{E} \quad (4.2.7)$$

waarin $A = \sqrt{2m_e}/m_n$ en E de elektronenenergie is.

Met formule (4.2.4) kunnen we voor θ_{cm} de uitdrukking opschrijven:

$$\theta_{cm} = \arccos\left(\frac{u_n - v_x(\theta)}{u_n^*}\right) \quad (4.2.8)$$

u_n^* kunnen we berekenen uit de energie en impulsvergelijking. Voor u_n^* krijgen we dan de uitdrukking:

$$u_n^* = A\sqrt{E-E^*} \quad (4.2.9)$$

Hierin is E^* de excitatie energie van het metastabiel atoom. Met behulp van (4.2.7) en (4.2.9) kunnen we nu voor θ_{cm} schrijven:

$$\theta_{cm} = \arccos\left(\frac{A\sqrt{E} - v_x(\theta)}{A\sqrt{E-E^*}}\right) \quad (4.2.10)$$

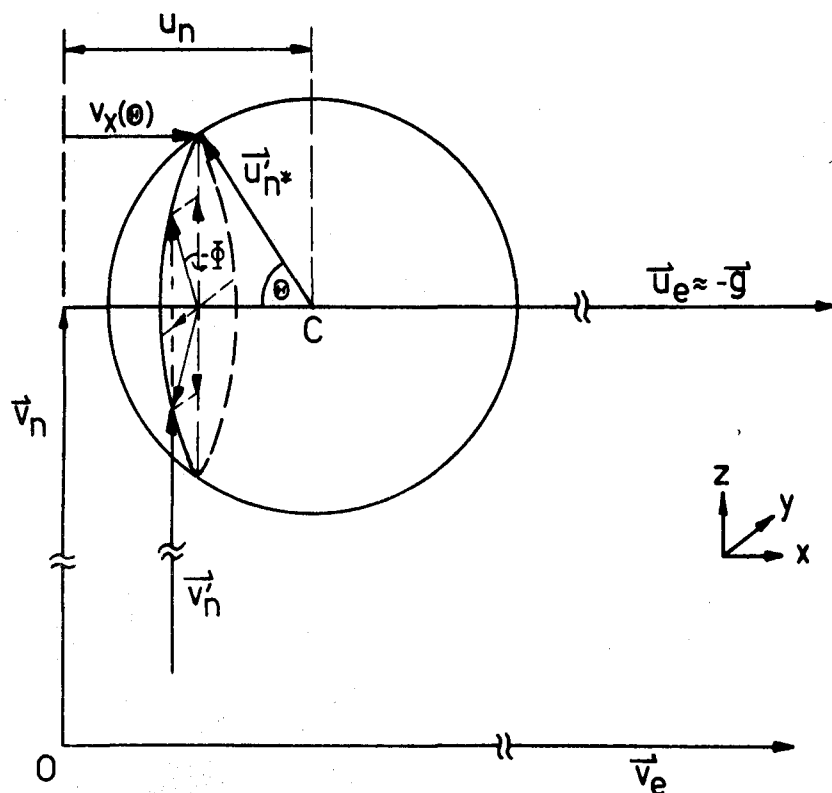


Fig.16. Het Newton diagram vergroot weergegeven. De tekening is op schaal voor argon met $v_n = 550$ m/s en een elektronenenergie van 100 eV.

Met formule (4.2.10) is het mogelijk om voor een bepaalde c.m. strooihoek θ de snelheid van het metastabiele atoom in de x-richting te berekenen als functie van de elektronenenergie E . In figuur 17 is dit voor verschillende c.m. hoeken gedaan voor argon.

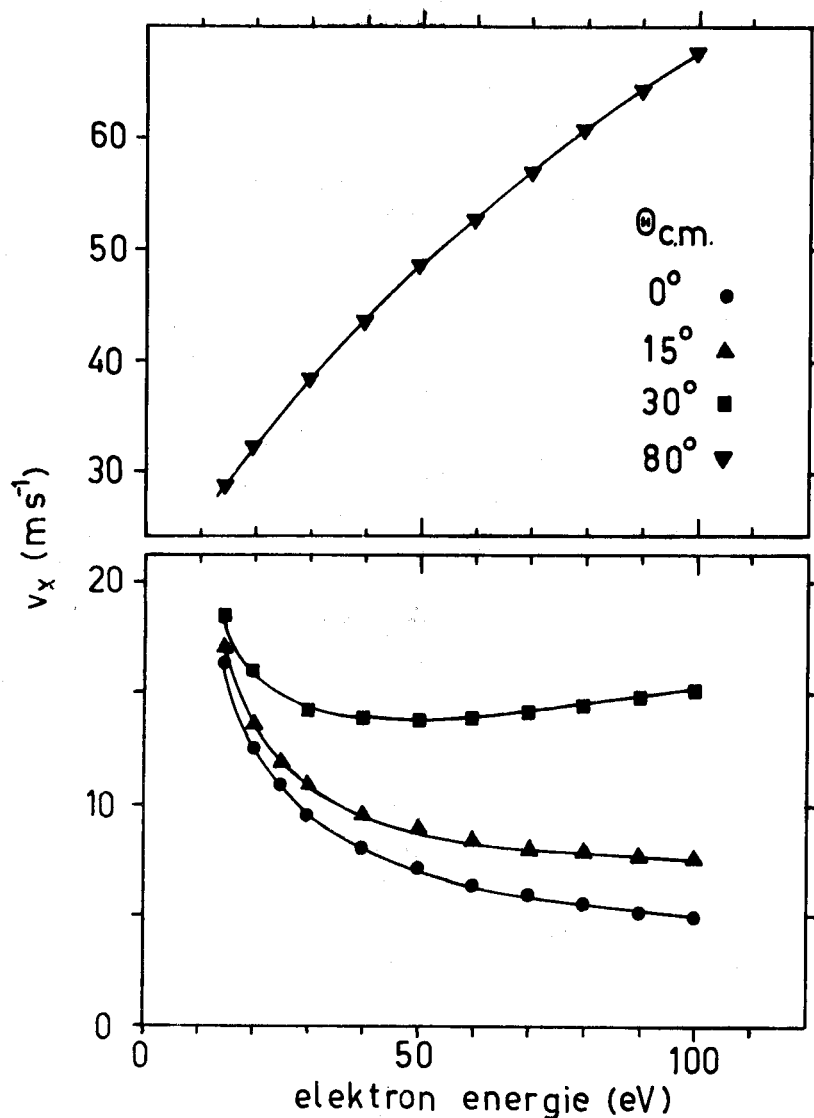


Fig.17. De snelheid van argon metastabielen in de x -richting als functie van de elektronenenergie voor verschillende c.m. hoeken.

Uit deze figuur blijkt dat voor c.m. strooihoeken met $\theta < 20^\circ$ geldt dat de impulsoverdracht afneemt met toenemende elektronen energie. Als de differentiële werkzame doorsnede sterk voorwaarts gepeikt is, is het voordelig om met hoge elektronenenergiën te werken.

In figuur 18 is voor argon de maximale snelheid van de metastabiele atomen in de y -richting, \hat{v}_y , en de maximale verandering van de snelheid in de z -richting, $\Delta\hat{v}_z$, gegeven als functie van de elektronenenergie bij verschillende c.m. hoeken. Er geldt $\hat{v}_y = \Delta\hat{v}_z$, zie formule (4.2.5) en (4.2.6). Wij zien dat de impulsoverdracht toeneemt met toenemende elektronenenergie. Afhankelijk van de vorm van de differentiële werkzame doorsnede zal dus een compromis tussen ruimtehoek en elektronenenergie gevonden moeten worden.

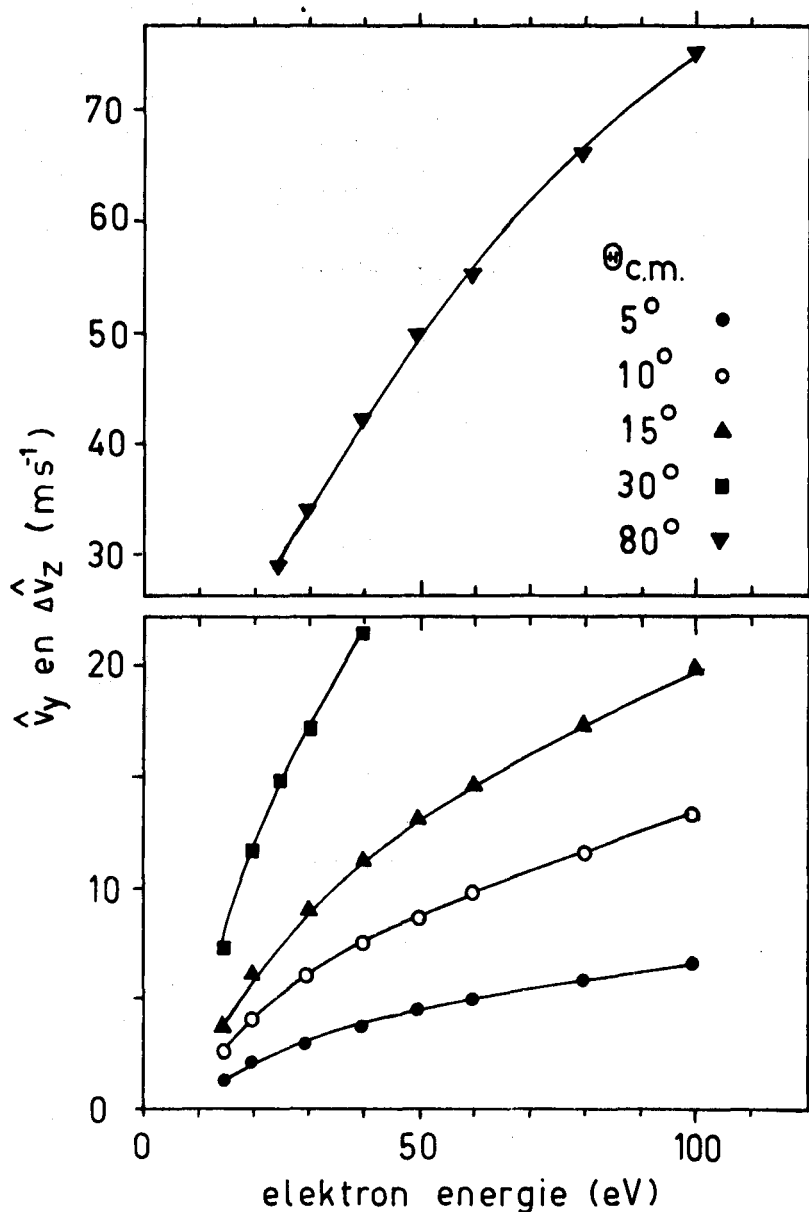


Fig.18. De snelheid van argon metastabielen in de y -richting en de snelheidsverandering in de z -richting als functie van de elektronen-energie voor verschillende c.m. hoeken.

We zullen nu het totale aantal deeltjes uitrekenen dat verstrooid wordt per tijdseenheid. Hiervoor geldt:

$$\dot{N} = \int_0^{2\pi} \int_{\theta_1}^{\theta_2} n_e n_n g \sigma(\theta, \phi, E) \sin \theta d\theta d\phi \quad (4.2.11)$$

Hierin zijn θ_1 en θ_2 de c.m. strooihoeken waarover geïntegreerd wordt

en $\sigma(\theta, \phi, E)$ de differentiële werkzame doorsnede, berekend in het cm systeem. Het ruimtehoekelement is $\sin\theta d\theta d\phi$. Als we de interactie rot. symm. veronderstellen hangt $\sigma(\theta, \phi, E)$ alleen van θ en E af. We kunnen de integratie over ϕ uitvoeren:

$$\dot{N} = \int_{\theta_1}^{\theta_2} n_e n_n g \sigma(\theta, E) 2\pi \sin\theta d\theta \quad (4.2.12)$$

Omdat we in het laboratorium systeem intensiteiten van de verstrooide molekuulbundel meten als functie van de verplaatsing in de x-richting, ongeacht y , moeten we transformeren van θ_{cm} naar x en tevens de Jacobiaan bepalen. Dit doen we in twee stappen: eerst transformeren we van θ_{cm} naar de snelheid in de x-richting, v_x , daarna van v_x naar de verplaatsing x .

De transformatie van θ naar v_x berekenen we door formule (4.2.4) te differentiëren. Hieruit volgt:

$$d\theta = \frac{1}{u_n^* \sin\theta} dv_x(\theta) \quad (4.2.13)$$

Hiermee vinden we voor \dot{N} de uitdrukking:

$$\dot{N} = \int_{v_x(\theta_1)}^{v_x(\theta_2)} n_e n_n g \sigma(\theta(v_x), E) \frac{2\pi}{u_n^*} dv_x \quad (4.2.14)$$

Om de transformatie van v_x naar x uit te voeren gaan we terug naar fig. 14. Hieruit kunnen we zien dat voor een verplaatsing x geldt:

$$x = v_x(\theta) \frac{l_m}{v_z(\theta, \phi)} \quad (4.2.15)$$

Voor het geval dat $u_n^* \ll v_n$, en dus $\Delta v_z \ll v_n$, kunnen we voor (4.2.15) ook schrijven (zie formule (4.2.6)):

$$x = v_x(\theta) \frac{l_m}{v_n} \quad (4.2.16)$$

Hieruit volgt $\frac{dv_x}{dx} = \frac{v_n}{l_m}$ en voor \dot{N} :

$$\dot{N} = \int_{x_1}^{x_2} n_e n_n g \sigma(\theta(v(x)), E) \frac{2\pi v_n}{l_m u_n^*} dx \quad (4.2.17)$$

Wanneer we bovenstaande benadering niet toepassen, maar de transformatie precies willen uitvoeren, dit wil zeggen v_n' loopt niet parallel aan v_n maar maakt een kleine hoek hiermee, dan krijgen we singulariteiten in de Jacobiaan. Aan de hand van het Newton diagram kunnen we hier meer over zeggen. (zie figuur 16). Voor dié snelheden v_n' die worden gekarakteriseerd door de raaklijnen vanuit 0 aan de inelastische strooibol, geldt dat dv_x/dx oneindig groot wordt. Dit komt omdat een kleine variatie van v_x mogelijk is bij dezelfde laboratorium strooihoek ψ en voor x geldt:

$$x = l_m \cdot \psi_{lab} \quad (4.2.18)$$

Voor deze twee waarden van v_x meten we dus een oneindig groot signaal. Dit zijn de zogenaamde geometrische regenbogen.

4.2.2 Evenwijdige excitatie.

Men kan de bundels ook parallel of antiparallel plaatsen. Deze situatie is in figuur 19 in een Newton diagram weergegeven voor parallelle bundels. Hierin is de inelastische strooibol getekend. De formules voor de grootheden die in deze figuur zijn getekend zijn dezelfde die in paragraaf 4.2.1 zijn gegeven. De x en y componenten van de snelheid van de metastabiele molekulen worden gegeven door:

$$v_x(\theta, \phi) = u_n \cdot \sin\theta \cdot \cos\phi \quad (4.2.18)$$

$$v_y(\theta, \phi) = -u_n \cdot \sin\theta \cdot \sin\phi \quad (4.2.19)$$

Voor de verandering van de snelheidskomponent in de z -richting geldt:

$$\Delta v_z(\theta) = u_n - u_n \cdot \cos\theta \quad (4.2.20)$$

Net als in de vorige paragraaf kunnen we hier dezelfde uitdrukkingen geven voor u_n , u_n en θ_{cm} . De componenten van de snelheid in de x , y en z richting kunnen we uitdrukken als functie van de elektronen energie voor verschillende c.m. strooihoeken. Dit is al gegeven in de vorige paragraaf. In figuur 17 staat in het geval van evenwijdige excitatie Δv_z uit als functie van de elektronenenergie. In figuur 18 wordt nu \hat{v}_x en \hat{v}_y gegeven als functie van E .

Uit deze figuren kunnen we nu leren dat in het geval de differentiële botsingsdoorsnede sterk voorwaarts gepiekt is, dus $\theta_{cm} \sim 0$, de verandering van de snelheid in de voortplantingsrichting van de molekuülbundel het

kleinste is voor loodrechte excitatie. Voor de verandering in de snelheden loodrecht op de voortplantingsrichting biedt de evenwijdige excitatie voordelen, vooral ten opzichte van de snelheid in de x-richting bij loodrechte excitatie.

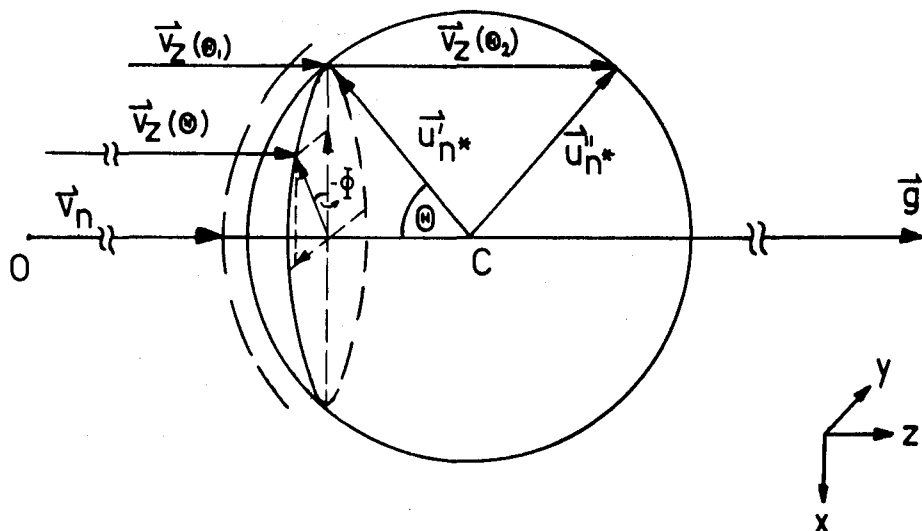


Fig.19. Het Newton diagram met de inelastische strooibol vergroot weergegeven in het geval van evenwijdige excitatie. De figuur is op schaal weergegeven voor argon met $v_n = 550$ m/s en een elektronenenergie van 100 eV.

Uit figuur 19 blijkt dat er ook een bijdrage tot de voorwaartse intensiteit is voor grote c.m. hoeken. Deze zal in de meeste gevallen klein zijn. In het geval van helium en een elektronenenergie van 200eV geeft Opa1 en Beaty (Opa 72) een bijdrage tot de voorwaartse intensiteit van de 180 graden c.m. strooiing die een faktor 10^3 kleiner is dan de voorwaartse intensiteit voor het geval $\theta_{cm}=0$.

Bij hoge elektronenenergien is de differentiële botsingsdoorsnede voor He sterk voorwaarts gepiekt. (Opa 72). Als we in de uitdrukking voor θ_{cm} (formule (4.2.10)) $\theta=0$ invullen, kunnen we de verandering van de snelheidskomponent in de z-richting in praktische eenheden schrijven als

$$v_z(\theta \approx 0) = 163 \cdot (E^*/E_0) / (M_n (E/E_0)^{1/2}) \quad [ms^{-1}] \quad (4.2.21)$$

met $E_0 = 1eV$ en $M_n = m_n/u$ het massagetal. Deze formule is dezelfde die Martin et.al. (Mar78) geeft voor de impulsoverdracht in de richting van de elektronenbundel in het laboratorium systeem voor het geval $\theta_{cm} \approx 0$.

4.3 Produktie van metastabielen in de excitator

In het vervolg beschouwen we steeds de situatie van loodrechte excitatie. Het excitatievolume is schematisch weergegeven in figuur 20. In deze figuur is de molekuulbundel diameter groter getekend dan de dikte van de elektronenbundel. Dit maakt de berekening eenvoudig omdat de totale elektronenstroom bijdraagt tot de excitatie van molekulen. Als in de praktijk blijkt dat de molekuulbundeldiameter kleiner is dan de dikte van de elektronenbundel moeten we korrigeren voor de kleinere effectieve elektronenstroom.

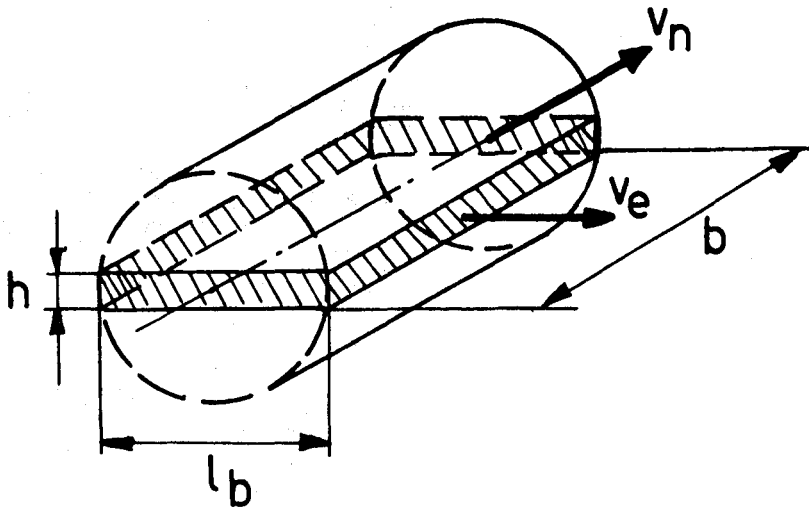


Fig. 20. Het excitatie volume. h is de dikte en b de breedte van de elektronenbundel. De diameter van de molekuulbundel is l_b .

Voor het aantal metastabiele atomen dat de excitator verlaat kunnen we schrijven:

$$d^3\dot{N}(\text{totaal}) = n_e \cdot n_n \cdot Q \cdot g \cdot d^3V \quad [s^{-1}] \quad (4.3.1)$$

hierin is n_e de elektronendichtheid [m^{-3}], n_n de neutralendichtheid [m^{-3}], Q de totale werkzame doorsnede voor het excitatieproces [m^2], g de relatieve snelheid [ms^{-1}] en d^3V het excitatievolume [m^3]. Omdat de snelheid van de neutralen veel kleiner is dan de elektronensnelheid, kunnen we in formule (4.3.1) g vervangen door de elektronensnelheid v_e . Voor een meer algemene geometrie moeten we $d^3\dot{N}$ over het reaktievolumen integreren. De ruimtelijke verdeling van n_n volgt uit de diafragma geometrie en de dichtheidsverdeling in de elektronenbundel kan gemakkelijk ter plaatse gemeten worden met behulp van een kleine molekuulbundel. In figuur 21 is zo'n meting weergegeven. De gebruikte molekuulbundel had een diameter van 1.5 mm

in de excitator. Hieruit blijkt dat de elektronenbundel beter gefocusseerd wordt naarmate de elektronenenergie hoger is. De elektronenstroom in de excitator wordt gegeven door:

$$I(\text{emissie}) = v_e \cdot n_e \cdot b \cdot h \cdot e \quad [\text{A}] \quad (4.3.2)$$

Met (4.3.1) en $d^3V = l_D \cdot b \cdot h$ wordt (4.3.2):

$$\dot{N}(\text{totaal}) = I(\text{emissie}) \cdot n_n \cdot Q \cdot l_D / e \quad [\text{s}^{-1}] \quad (4.3.3)$$

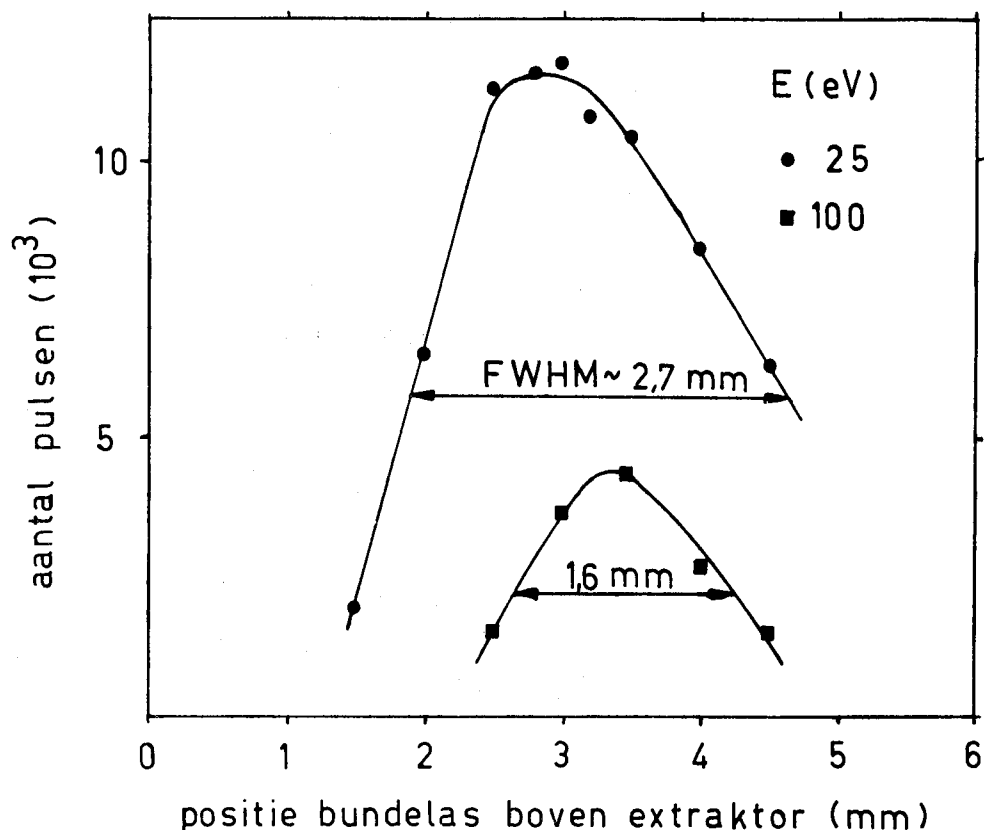


Fig. 21. Het totale signaal als functie van de verticale verplaatsing van de excitator, bij twee elektronenenergiën.

Voor directe excitatie naar de metastabiele 4s nivo's van argon geeft Ferreira (Fer78) een maximale werkzame doorsnede van $0,17 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ bij een elektronenenergie van 22 eV. (zie figuur 39 paragraaf 6.5). Voor directe excitatie naar de 4p nivo's geeft Ferreira een maximale waarde voor de werkzame doorsnede van $0,54 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ bij een elektronenenergie van 22 eV. Het blijkt uit (Mul78) dat van het totale verval van de 4p naar de 4s nivo's de helft in de metastabiele 4s toestanden terecht komt. De totale werkzame doorsnede voor excitatie naar de metastabiele nivo's wordt dus, uitgaande van de gegevens van Ferreira voor excitatie

naar de 4p en 4s nivo's, gelijk aan $Q = 0,44 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$. De bijdrage tot de bevolking van de metastabiele 4s nivo's via deexcitatie van de 4p toestand is dus belangrijker dan de bijdrage via directe excitatie vanuit het grondnivo.

We zullen nu een uitdrukking afleiden voor de detector efficiency, η_b (formule 3.5), i.e. de kans dat een binnenkomend grondtoestandneutraal geteld wordt. Deze kans is het produkt van de kans dat het atoom metastabiel wordt en de kans dat het metastabiel gedetekteerd wordt. Voorlopig nemen we aan dat de kans dat het metastabiel geteld wordt gelijk aan 1 is. Anders geschreven:

$$\eta_b = \frac{\text{totaal aantal geproduceerde metastabielen per tijdseenheid}}{\text{flux van neutrale grondtoestand atomen}}$$

Met formule (4.3.3) wordt dit:

$$\eta_b = \frac{I(\text{emissie}) \cdot n_n \cdot Q \cdot l_b / e}{v_n \cdot n_n \cdot A_b} = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{I(\text{emissie}) \cdot Q}{v_n \cdot l_b \cdot e} \quad (4.3.4)$$

Hierin is $A_b = (\pi/4) l_b^2$, de oppervlakte van de bundeldoorsnede. Voor de apparaat konstante $\eta_0 v_0$ (formule 3.7) volgt nu:

$$\eta_0 v_0 = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{I(\text{emissie}) \cdot Q}{l_b \cdot e} \quad [\text{ms}^{-1}] \quad (4.3.5)$$

4.4 De excitator met echte omstandigheden.

Het lag voor de hand om als excitator de jaren in gebruik zijnde ionisator te gebruiken. Zie figuur 22. Mede door het ruimtegebrek in de opstelling werd deze keuze bepaald. Voor een schets van de opstelling in vat 3 zie figuur 25.

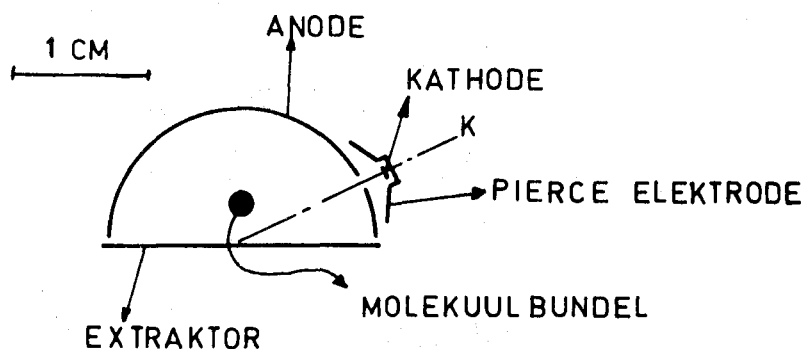


Fig. 22. De excitator

De excitator ruimte bestaat uit een halve cylindermantel, de anode, (straal = 10 mm) die op de as is afgesloten door een vlakke plaat, de extraktor. In geval van ionisatie-detektie worden de ionen geextraheerd door een gat in de extraktor. De molekuulbundel loopt evenwijdig aan de cylinderas op een afstand van typisch 3 mm. De intreespleet in de anode voor de elektronen-bundel is $1,5 \times 3 \text{ mm}^2$. De pierce elektrode dient om de elektronen-bundel op deze intreespleet te focuseren waardoor de emissiestroom binnen de excitatieruimte maximaal is. Tussen kathode en anode worden de elektronen versneld. Als de extraktor een negatieve potentiaal voert ten opzichte van de anode, zal de elektronen-bundel worden afgebogen naar de anode en de molekuulbundel kruisen op een afstand y_0 van de extraktor. In figuur 23 zijn de elektronenbanen gegeven als functie van de parameter $f_e = V_a / (V_a - V_{ex})$ (Jon75), waarin V_a de spanning van de anode is ten opzichte van de kathode en V_{ex} de spanning van de extraktor ten opzichte van de kathode.

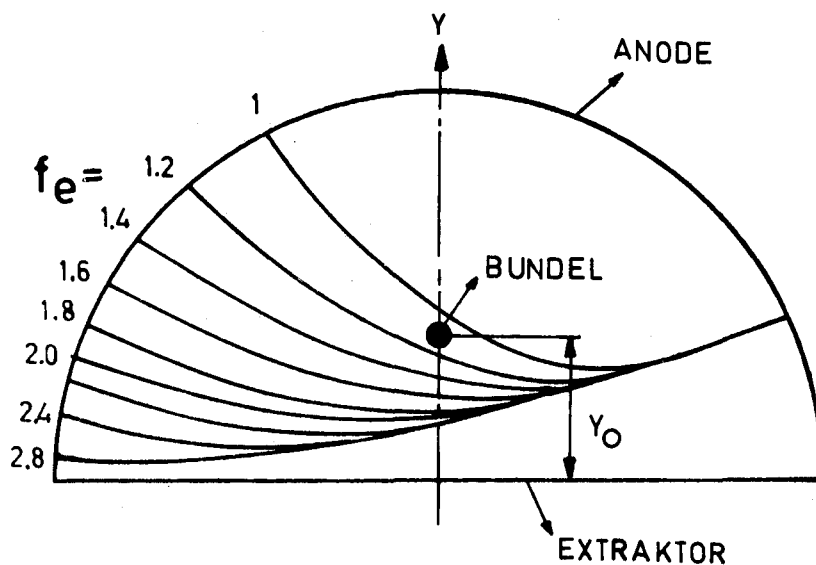


Fig. 23. De elektronenbanen in de excitator-ruimte als functie van de parameter $f_e = V_a / (V_a - V_{ex})$.

Bij de interactie tussen elektronen en de bundeldeeltjes ontstaan ionen, fotonen en aangeslagen deeltjes. De ionen zullen als gevolg van de heersende elektrische velden weggevangen worden. De fotonen worden over een ruimtehoek van 4π verstrooid, zodat we de invloed hiervan verwaarlozen. Van de geexciteerde deeltjes leven alleen de metastabielen lang genoeg om de detector te bereiken. De detectie verloopt verder als beschreven in paragraaf 2.3. Voor meer informatie over de ionisator (excitator) wordt verwezen naar (Jon75) en (Hab77).

Bij de detektie van neutralen door middel van ionisatie en extraktie mag de elektronenstroombichtheid niet te groot zijn, omdat de ruimtelading van de elektronen de ionen tijdelijk kan invangen. (maximale toegestane stroomdichtheid is 280 A/m^2 (Hab77)). Voor excitatie-detektie, waarbij we te maken hebben met ongeladen deeltjes, geldt deze beperking niet waardoor grotere emissiestromen mogelijk zijn. Omdat de neutrale deeltjes niet worden ingevangen door de ruimtelading, is de respons van de detektor snel en konstant. Dit maakt dat deze detektiemethode bijzonder geschikt is voor experimenten waarin tijdoplossing een belangrijke rol speelt e.g. looptijd-experimenten.

Met een bundelvormend diafragma (diafragma 2^a , zie figuur 1) met een diameter van 1 mm, is de bundeldiameter in de excitator 2 mm. De FWHM in elektronenenergie over de bundeldiameter is dan $0,2(V_a - V_{ex})$. Over het hele meetgebied (10 - 100 eV) resulteert dit in een konstante spreiding van de elektronenenergie, $FWHM = 30\%$.

We zullen nu een uitdrukking afleiden voor de signaal-achtergrond verhouding. Hier spelen twee aspecten een rol, namelijk de ruimtehoek, Ω_0 , waaronder deeltjes in de excitator de detektor zien en de lengte van de elektronenbundel l_e , gezien vanuit de detektor. Zie figuur 24. De ruimtehoek Ω_0 is zodanig dat alle bundelmetastabielen de detektor bereiken. Voor de achtergrond metastabielen daarentegen geldt dat ze over de totale ruimtehoek worden verstrooid, zodat alleen die metastabielen die vanuit de excitator de detektor "zien" worden gedetekteerd. Deze fraktie is gelijk aan de acceptantie in ruimtehoek van de detektor, gedeeld door de totale ruimtehoek, $\Omega_0/4\pi$. Bundeldeeltjes worden geexciteerd over een lengte l_b , terwijl restgasdeeltjes geexciteerd kunnen worden over een lengte van de elektronenbundel, l_e , en toch de detektor kunnen bereiken. Voor het berekenen van de signaal-achtergrond verhouding volgt nu met behulp van formule (4.3.3):

$$\frac{S}{A} = \frac{n_n \cdot l_b \cdot 4\pi}{n_a \cdot l_e \cdot \Omega_0} \quad (4.4.1)$$

Hierin is n_n de dichtheid van de neutrale grondtoestand molekulen in de bundel en n_a de achtergrond-dichtheid. In deze formule is aangenomen dat het restgas uit dezelfde soort molekulen bestaat als de bundel.

De signaal-achtergrond verhouding kan geoptimaliseerd worden door het diafragma 3 (zie figuur 25) zodanig te kiezen dat $l_e = l_b$. Zie figuur 24.

Als we echter diafragma 3 verkleinen moeten we tevens de afstand tussen diafragma 3 en de excitator verkleinen omdat anders bundel metastabielen tegen het diafragma zullen botsen en dus niet gedetekteerd zullen worden.

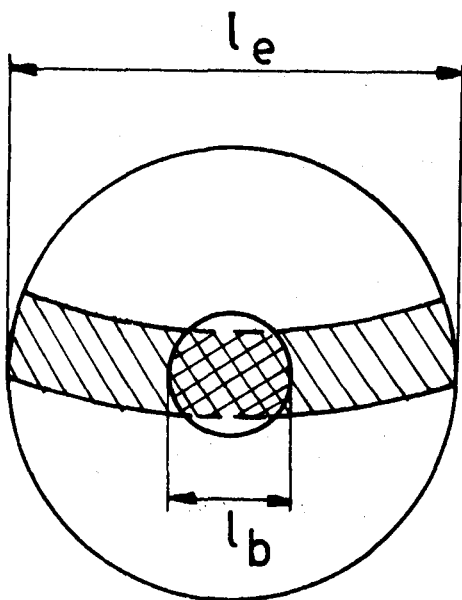


Fig.24. Excitator gezien vanuit de detector. l_e is de lengte van de elektronenbundel en wordt bepaald door diafragma 3 (zie fig.25). l_b is de diameter van de molekuulbundel.

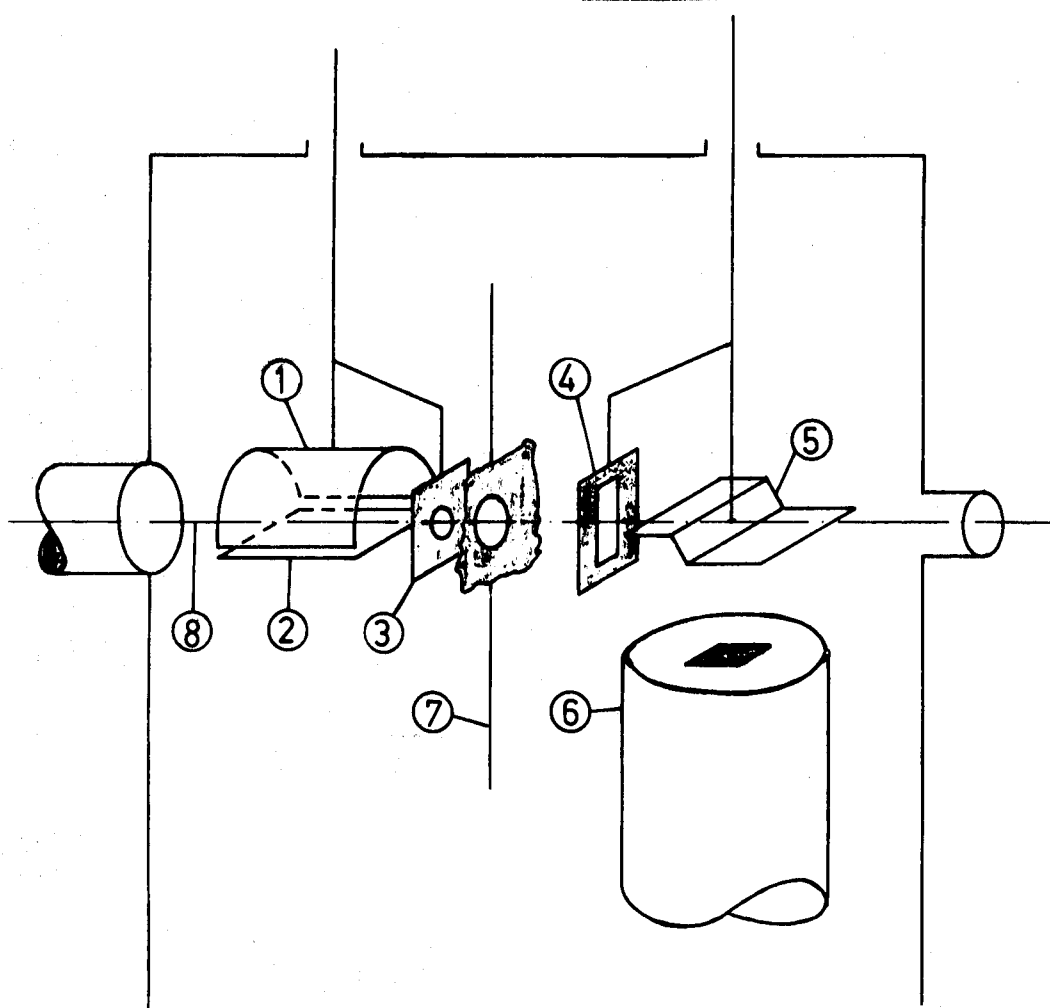


Fig. 25. Situatie in vat 3 (excitator + detektor vat). De bundelas ⑧ loopt evenwijdig aan de excitator (anode ① + extraktor ②). Om ultra violet licht afkomstig van de elektronenbron te beletten in de detektor-ruimte door te dringen, is het scherm ⑦ aangebracht dat de vakuumruimte in tweeën deelt. Dit scherm helpt ook voor het vermijden van tijdsafhankelijke direkte reflekties van de neutralen bundel op ⑤.

De diafragma's ③ en ④ vormen het "Ω-filter". Uit het vangkapje ⑤ maken metastabielen elektronen vrij die in de elektron-multiplier ⑥ versterkt worden. Zowel excitator (① + ② + ③) als detektor (④ + ⑤ + ⑥) zijn van buitenaf met behulp van 3 mikrometers in alle richtingen instelbaar. Enige maten in vat 3:

midden excitator - diafragma ③ = 23 mm;

midden excitator - diafragma ④ = 70 mm;

midden excitator - scherm ⑦ = 50 mm;

diafragma ④ - vangkapje ⑤ = 10 mm;

Oppervlak diafragma ④ = 30 mm²; breedte = 5 mm;

diameter diafragma ③ = 8 mm.

HOOFDSTUK 5

RESULTATEN EN DISKUSSIE

5.1 Inleiding

Om een indruk te krijgen van de mogelijkheid om een bundel neutrale molekulen in de grondtoestand te detekteren met behulp van excitatie naar een metastabiel nivo, zijn metingen gedaan aan argon, neon, krypton en enkele aan stikstof.

In paragraaf 5.2 wordt de bron voor neutralen beschreven die we voor deze experimenten gebruikt hebben.

We hebben de totale botsingsdoorsnede voor excitatie tot een metastabiel nivo gemeten als functie van de elektronenenergie in het gebied van 10 - 100 eV. Dit is beschreven in paragraaf 5.3.2. In paragraaf 5.3.4 gaan we summier in op het verschijnsel resonanties boven de ionisatiedrempel.

5.2 De neutralen bron

Alle metingen die verderop vermeld worden in dit hoofdstuk zijn gedaan aan een supersone bundel grondtoestand neutralen. Deze bundel wordt gemaakt door in plaats van de holle kathode (zie figuur 1) een kwarts nozzle te monteren. De uitstroomopening heeft een diameter van $50 \mu\text{m}$. In plaats van de eindanode wordt een skimmer gemonteerd 10 mm voor de nozzle. Het gat in de skimmer heeft een diameter van 0,5 mm.

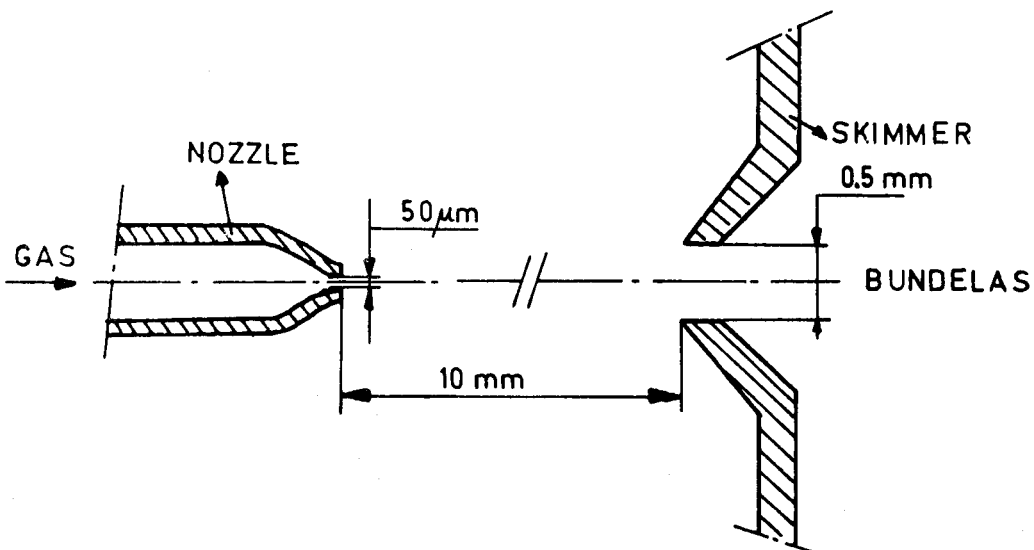


Fig. 26. De supersone neutralen bron.

Het aantal deeltjes, \dot{N} , dat per tijdseenheid door de nozzle stroomt wordt gegeven door (Hab77):

$$\dot{N} = f(\gamma) \cdot n_0 \cdot \alpha \cdot \pi \cdot R_n^2 \quad [s^{-1}] \quad (5.2.1)$$

Hierin is n_0 de neutralen dichtheid voor de nozzle, α de karakteristieke snelheid van het atoom ($\alpha = (2kT/m)^{1/2}$), R_n de straal van de nozzle en γ is de verhouding van de soortelijke warmten c_p/c_v . Voor een éénatomig gas met $\gamma = 5/3$ is $f(\gamma) = 0,513$. Voor een tweeatomig gas ($\gamma = 7/5$) geldt $f(\gamma) = 0,484$.

De voorwaartse intensiteit $I(0)$ [s^{-1} sterad $^{-1}$] is gerelateerd aan de deeltjesstroom \dot{N} volgens:

$$I(0) = \kappa \dot{N} / \pi \quad (5.2.2)$$

waarin κ de piekfactor is. Voor een éénatomig gas geldt $\kappa = 1,98$ en voor een tweeatomig gas $\kappa = 1,38$. (Hab77)

De neutralendichtheid n_n op een afstand L_n achter de nozzle wordt gegeven door:

$$n_n = I(0) / (v_n \cdot L_n^2) \quad (5.2.3)$$

Hierin is v_n de snelheid van de neutrale atomen. Op grote afstand (enkele malen de nozzle diameter) van de nozzle geldt voor de snelheid van deze atomen:

$$v_n = \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \right)^{1/2} \cdot \alpha \quad (5.2.4)$$

In onderstaande tabel staan voor Ne, Ar, Kr en N₂ de verschillende grootheden nog eens samengevat voor T = 295K.

					meetsituatie bij $L_n = 1,3$ m		
γ	κ	α [ms $^{-1}$]	v_n [ms $^{-1}$]	P_0 [torr]	n_0 [m $^{-3}$]	n_n [m $^{-3}$]	
Ne	5/3	1,98	492	777	70	$2,29 \cdot 10^{24}$	$5,42 \cdot 10^{14}$
Ar	5/3	1,98	348	550	35	$1,14 \cdot 10^{24}$	$2,71 \cdot 10^{14}$
Kr	5/3	1,98	241	381	25	$8,17 \cdot 10^{23}$	$1,94 \cdot 10^{14}$
N ₂	7/5	1,38	417	780	30	$9,80 \cdot 10^{23}$	$1,29 \cdot 10^{14}$

De afstand $L_n = 1,3$ m komt overeen met de afstand nozzle - midden excitator.

5.3 Metingen aan neon, argon, krypton en stikstof

5.3.1 Meetmethode

De afbuiging van de metastabielen als gevolg van de impulsoverdracht is afhankelijk van de elektronenenergie. Voor Ne, Ar, Kr en N₂ hebben we voor verschillende elektronenenergiën het signaal gemeten als functie van de verplaatsing x. Zie figuur 27. Het signaal wordt verkregen door de gemiddelde telsnelheid te sommeren over de groep tijdskanalen in het looptijdsspektrum die de signaalpiek bevatten. Uiteindelijk wordt dit nog gedeeld door de totale open tijd van de chopper. In het onderste gedeelte van figuur 27 is zo'n meting weergegeven voor argon voor een elektronenenergie van 25 eV. Om enig inzicht te verkrijgen in het verband tussen de gemeten intensiteit als functie van de plaats x en de strooihoek in het cm systeem θ_{cm} is in het bovenste gedeelte van figuur 27 het Newton diagram, geschaald ten opzichte van de spleetbreedte weergegeven.

De snelheid in de x-richting, v_x , is evenredig met de verplaatsing $x = (l_m / v_n) \cdot v_x$. Door over een voldoende grote lengte in de x-richting te meten, kunnen we alle metastabielen tellen mits hun verplaatsing in de y-richting niet te groot is. De acceptantie in de y-richting van de detector wordt bepaald door de geometrie. De maximale y-acceptantie stellen we $\frac{1}{2}\Delta y$. Hiermee correspondeert een maximale snelheidskomponent in de y-richting $v_{y,max}$. Hiervoor geldt:

$$v_{y,max} = \frac{\Delta y \cdot v_n^*}{2 \cdot l_m} \sim \frac{\Delta y \cdot v_n}{2 \cdot l_m} \quad (5.4.1)$$

Uit formule (4.2.5) volgt ook een maximale waarde voor v_y . Gelijktelling van (4.2.5) en (5.4.1) levert een maximale waarde voor de cm strooihoek, $\theta_{cm,max}$ waarvoor geldt:

$$\theta_{cm,max} = \arcsin\left(\frac{\Delta y \cdot v_n}{2 l_m \cdot u_{11}^*}\right) \quad (5.4.2)$$

Als nu de cm strooihoek θ_{cm} groter is dan $\theta_{cm,max}$ zullen er metastabielen worden verstrooid over cm strooihoeken ϕ , zodanig dat ze boven of onder de detector terechtkomen. Dit wordt verduidelijkt in figuur 28, waar doorsnedes zijn getekend van de inelastische strooi bol voor verschillende cm strooihoeken θ_{cm} . Van een metastabiel dat verstrooid wordt over cm hoeken $\theta > \theta_{max}$ en $\phi < \phi_{max}$ weten we dat het de detector zal missen. Voor ϕ_{max} geldt:

$$\phi_{cm,max} = \arccos(\sin\theta_{max} / \sin\theta) \quad (5.4.3)$$

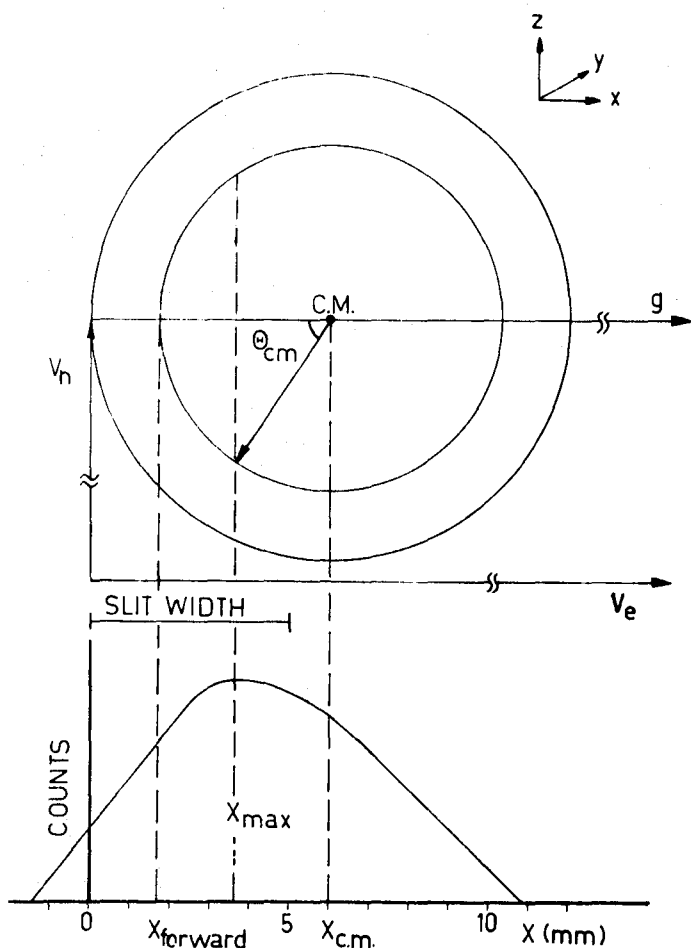


Fig. 27. Het bovenste gedeelte van de figuur laat een Newton diagram zien voor de produktie van metastabielen door middel van elektronenbotsing ($E_{e1} = 25eV$). Het onderste gedeelte toont een meting van het signaal als functie van de verplaatsing x van het midden van het vangkapje. De streep-lijnen verbinden bepaalde verplaatsingen met de korresponderende cm hoeken.

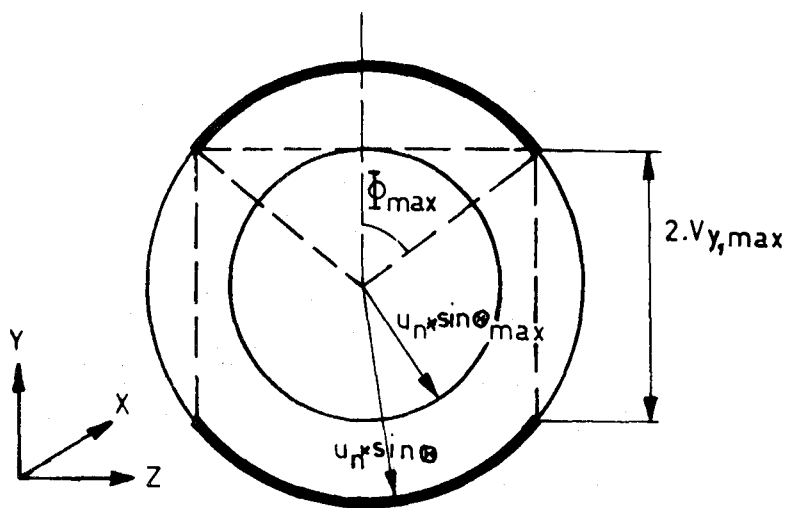


Fig. 28. Doorsnedes van de inelastische strooibol.

De kleine cirkel geldt voor het geval $\theta = \theta_{max}$ de grote in het geval $\theta > \theta_{max}$

Voor de Φ -hoeken binnen de dik getekende cirkelsektoren geldt dat de metastabielen met deze om strooihoek Φ de detektor niet bereiken.

Als we de interactie isotroop veronderstellen over Φ , weten we dat de fraktie $f_m = 2\Phi_{max} / \pi$ van het werkelijke signaal niet gedetekteerd wordt. In figuur 29 is

$(1 - f_m)$ gegeven als functie van de cm strooihoek θ voor verschillende elektronenenergiën in het geval van argon.

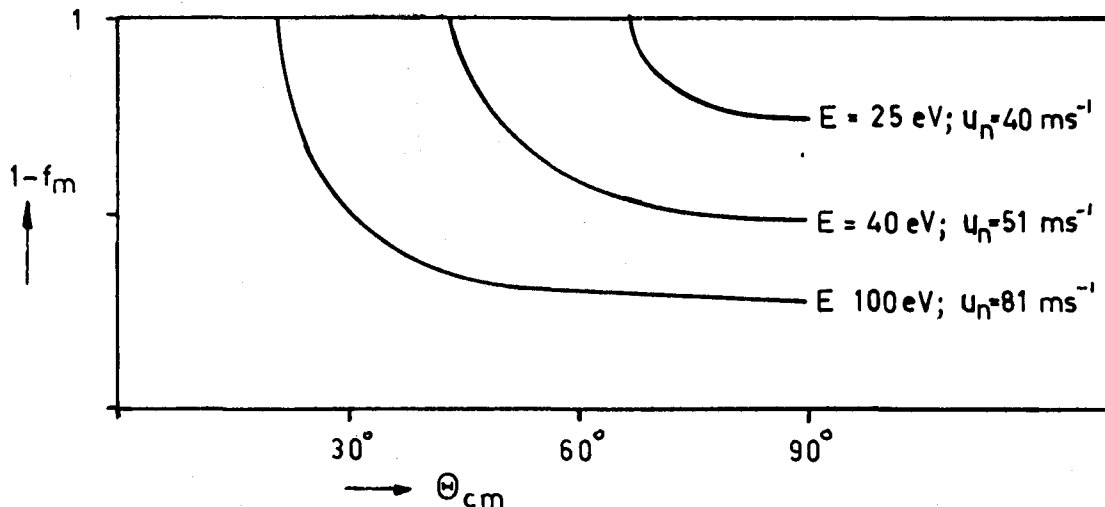


Fig. 29. $(1 - f_m)$ als functie van de cm strooihoek θ_{cm} voor argon. In de berekening is aangenomen dat $l_m = 70 \text{ mm}$, $v_n = 550 \text{ m/s}$ en $\frac{1}{2}\Delta y = 3,5 \text{ mm}$ waaruit volgt dat $v_{y,max} = 27,5 \text{ m/s}$.

Zolang we geen nauwkeurige informatie hebben over de differentiële botsingsdoorsnede bij een bepaalde elektronenenergie, is het moeilijk om konklusies te trekken uit figuur 29 met betrekking tot het verlies in gemeten signaal.

De metingen die gedaan zijn zoals beschreven in figuur 27, geven in principe informatie over de differentiële botsingsdoorsnede van het excitatie proces. In figuur 30 is in het geval van argon voor verschillende elektronenenergiën het signaal gegeven als functie van $(1 - \cos\theta_{cm})$, hetgeen een maat is voor de verplaatsing x . Voor de verschillende elektronenenergiën is de spleetbreedte aangegeven. Deze is verschillend omdat de straal van de inelastische strooibol $|u_n^*|$ afhangt van de elektronenenergie. Uit de figuren kunnen we konkluderen dat de metingen nog nadere uitwerking behoeven daar het onverklaarbaar is dat we het maximum signaal meten op minder dan een halve spleetbreedte afstand van de plaats waar $\theta_{cm} = 0$. Het ligt dan ook in de bedoeling deze metingen over te doen met een smallere spleet.

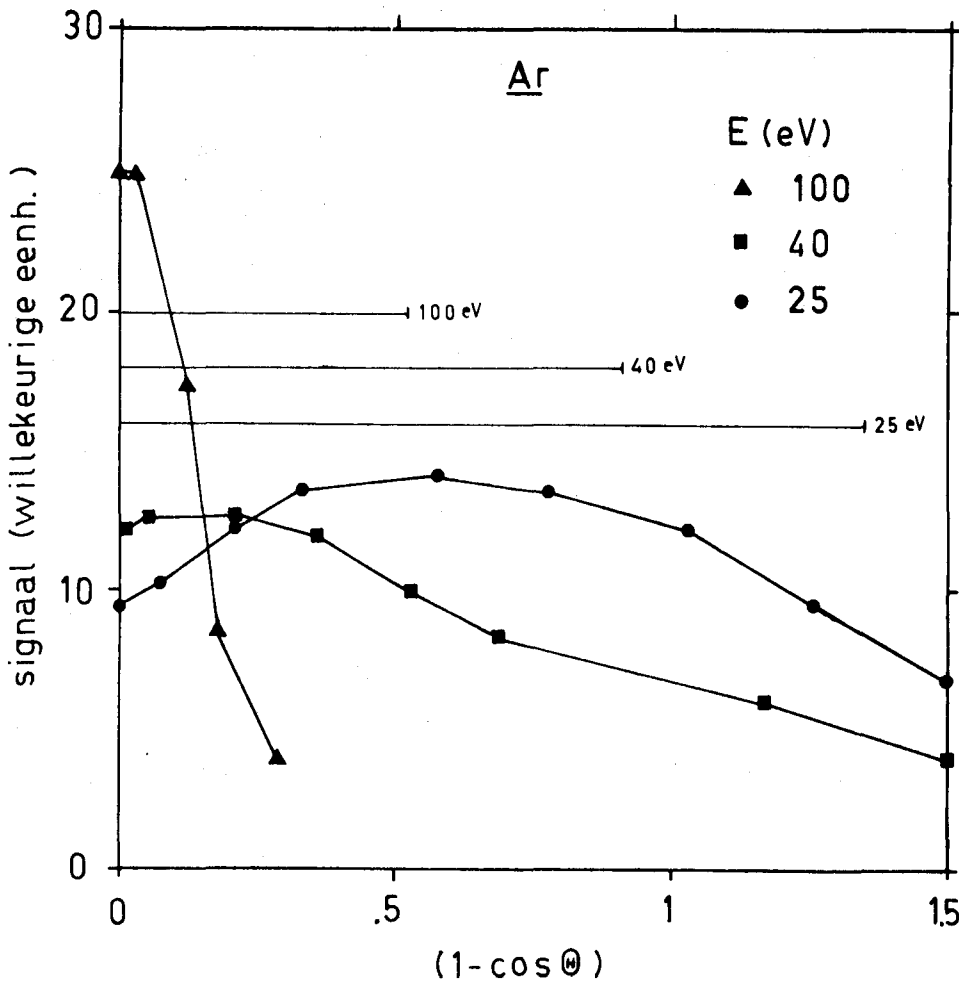


Fig. 30. Het signaal in willekeurige eenheden als functie van $(1 - \cos \theta_{cm})$ bij verschillende elektronenenergiën. De horizontale lijnen geven de spleetbreedte aan bij de verschillende elektronenenergiën. Er geldt (voor argon) $v_n = 550 \text{ m/s}$ en $l_m = 70 \text{ mm}$.

5.3.2. De totale botsingsdoorsnede.

Met behulp van formule (4.3.3) kunnen we de totale botsingsdoorsnede Q berekenen. Het totale signaal is verkregen door over verschillende metingen het signaal te sommeren waarbij de verschillende posities van het vangkapje bij elkaar aansloten. Voor de verschillende gassen kunnen we de volgende maximum waarden bepalen voor Q (in m^2):

$$\text{Ne: } Q = 3,7 \cdot 10^{-23} \quad \text{bij } E = 30\text{eV}$$

$$\text{Ar: } Q = 3,8 \cdot 10^{-22} \quad \text{bij } E = 22\text{eV}$$

$$\text{Kr: } Q = 1,5 \cdot 10^{-22} \quad \text{bij } E = 18\text{eV}$$

$$\text{N}_2: Q = 4,8 \cdot 10^{-23} \quad \text{bij } E = 12\text{eV}.$$

Bij bovenstaande berekeningen hebben we aangenomen dat de detektie efficiëntie voor metastabiele 100% is. De hierboven vermelde getallen zijn dus een ondergrens van de werkelijke waarden voor Q . Ferreira (Fer78) geeft voor Ar

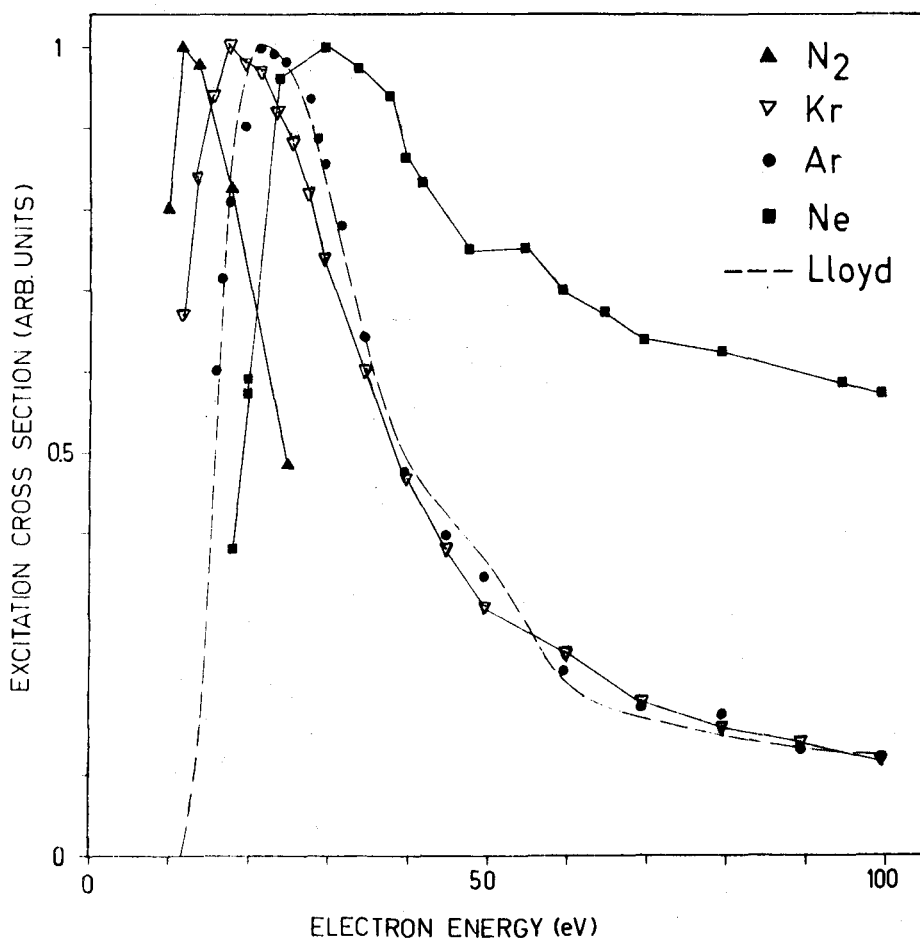


Fig.31. De totale botsingsdoorsnede voor metastabielen produktie (geschaald op 1) voor Ne, Ar, Kr en N₂. De gebroken lijn geeft de metingen weer van Lloyd et.al. (Llo72) voor Ar. De getrokken lijnen die de meetpunten verbinden zijn alleen maar getekend om de figuur overzichtelijk te maken.

voor de totale botsingsdoorsnede $Q = 0,44 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$. Als wij dit verschil volledig verklaren door de detektieefficiency van een metastabiel op het metalen vangkapje, dan volgt hieruit een detektieefficiency van 10%. Bij de vergelijking van deze efficiency met de gegevens uit figuur 5, kunnen we opmerken dat wij werken in een omgeving die ons niet goed bekend is: vele monolagen van onbekende gassen op het vangkapje. De invloed van monolagen gas op het vangkapje konden we waarnemen toen gewisseld werd van argon naar neon. Na enkele minuten nam het signaal af. Dit kan verklaard worden door aan te nemen dat Penning ionisatie ($\text{Ne}^* + \text{Ar} \rightarrow \text{Ne} + \text{Ar}^+ + e$) bijdraagt tot het produceren van elektronen waardoor het signaal versterkt wordt. Na een periode van enkele minuten zijn de Ar monolagen weggepompt en vervangen door Ne monolagen waardoor geen Penning ionisatie meer optreedt.

In figuur 31 worden voor Ne, Ar, Kr en N₂ relatieve waarden gegeven voor de totale botsingsdoorsnede als functie van de elektronenenergie. Het is opvallend dat voor afnemende metastabielenenergie de halfwaarde breedte van de excitatie doorsnede afneemt en het maximum meer naar de drempelenergie verschuift. Deze feiten zijn in kwalitatieve overeenstemming met de resultaten van Zapesochnyi en Feltsan (Zap66) voor excitatie van de 4p nivo's van Ar, Kr en Xe. Dit weerspiegelt de belangrijke bevolkingsbijdrage van de metastabiele nivo's via de 4p toestanden (Fer75).

5.3.3 De detektor efficiency

Met behulp van formule (4.3.5) kunnen we de detektor efficiency uitrekenen voor bijvoorbeeld argon. Voor een emissiestroom van 1 mA en een totale botsingsdoorsnede $\sigma = 3,8 \cdot 10^{-22} \text{ m}^2$ krijgen we voor η_0 :

$$\eta_0(1000 \text{ m/s}) = 2 \cdot 10^{-6} \text{ [pulsen per molecuul]}$$

Voor de bundeldiameter in de excitator (l_p) is in deze berekening 1,5 mm genomen. Bij recente ijkmetingen aan looptijd II is voor argon voor ionisatie-detektie een detektor efficiency $\eta_0 = 4 \cdot 10^{-7}$ gemeten. (Bij 1mA emissiestroom en een neutralensnelheid van 1000 m/s). Voor ionisatie-detektie van een O₂ bundel geeft Beyerinck (Bey75) voor de detektor efficiency $\eta_0 = 1,6 \cdot 10^{-6}$ (ook voor 1mA emissiestroom en $v_0 = 1000 \text{ m/s}$). In tegenstelling met ionisatie-detektie kan bij excitatie-detektie de emissie stroom vergroot worden waardoor de detektor efficiency evenredig toeneemt.

5.3.4 Resonanties

Wanneer elektronen met atomen of molekulen botsen, kunnen bij bepaalde energien resonanties optreden (ook wel compound states of negatieve ionen genoemd). Deze resonanties bestaan hieruit dat het botsend elektron zich aan het atoom of molecuul vasthecht gedurende een tijd die groter is dan de tijd die het elektron nodig heeft om het atoom of molecuul te passeren. De resonanties kunnen beschouwd worden als kort levende toestanden van een negatief ion. In tegenstelling met stationaire toestanden van atomen vervallen resonanties door het uitzenden van elektronen, niet van fotonen. Omdat het uitgezonden elektron zich niets meer kan "herinneren" van de richting die het had

voor de botsing, wordt het in alle richtingen uitgezonden. Dit resulteert in een verbreding van de metastabielen bundel in de x- en y-richting en/of in een grotere spreiding van de cm strooihoek.

Bij argon vinden wij het verschijnsel van de resonanties terug in een verbreding van de bundel in de x-richting. De breedte van de bundel is groter dan de spleetbreedte in het diafragma waardoor een gedeelte van de metastabielen bundel wordt afgesneden. Uit de verhouding van het totale signaal en het gemeten signaal bepalen we een korrektiefactor, F , die een maat is voor de breedte van de bundel. In figuur 32 is F gegeven als functie van de elektronenenergie.

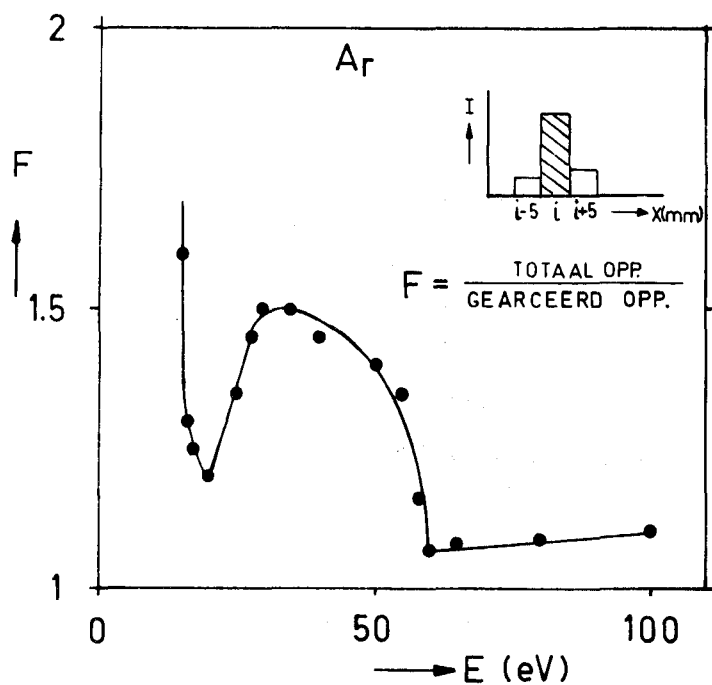


Fig. 32.

De korrektie faktor F als functie van de elektronenenergie. F is een maat voor breedte van de metastabielenbundel.

Uit de figuur blijkt dat een verbreding van de bundel optreedt tussen 25 en 30 eV. Dit is in redelijke overeenstemming met de resultaten van Sanche en Schulz (San72). Dezen geven voor argon resonanties in het gebied van 24 tot 32 eV. Voor Ne daarentegen vinden we alleen een toename in de plaats x_{\max} van het vangkapje in het gebied van 35 tot 45 eV. In figuur 33 is de plaats x_{\max} weergegeven als functie van de elektronenenergie. Voor neon geven Sanche en Schulz resonanties in het gebied van 42 tot 50 eV. Onze metingen zijn in redelijke overeenstemming met deze waarden. Zoals ook uit figuur 30 blijkt is een nauwkeurige bepaling van de differentiële botsingsdoorsnede onder de huidige meetomstandigheden (brede spleet voor de detector, slecht gedefinieerde

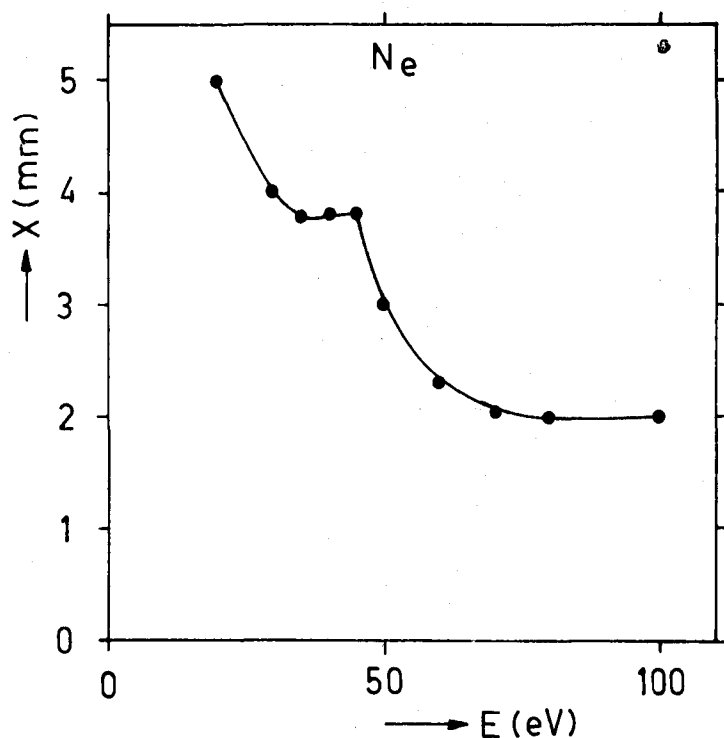


Fig. 33.

De plaats x_{max} van het vangkapje als functie van de elektronenenergie.

elektronenenergie) onmogelijk. Wel vinden we enkele aanwijzingen die duiden op resonanties in de elektron-atoom verstrooiing.

5.4 Diskussie

Als detektie mechanisme is excitatie tot een metastabiel nivo in combinatie met ruimtehoek selectie een bruikbare methode in vergelijking met ionisatie detektie gekombineerd met een quadrupool massafilter. Dit is zeker het geval wanneer het restgas voornamelijk bestaat uit dezelfde soort molekulen als de molekuulbundel.

Tijdens de metingen bereikte de druk in het detektorvat een waarde van ongeveer $5 \cdot 10^{-8}$ torr, resulterend in een dichtheid $n_a = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$. Voor een typische meetsituatie kunnen we nu de signaal-achtergrond verhouding uitrekenen: met een dichtheid in de bundel $n_n = 2 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$, de lengte van de elektronenbundel gezien vanuit de detektor $l_e = 15 \text{ mm}$, een bundeldiameter $l_b = 1,5 \text{ mm}$ en een detektor openingshoek $\Omega_0 = 6 \cdot 10^{-3}$ sterad. volgt een signaal-achtergrond $S/A = 20$. In de praktijk blijkt de signaal-achtergrond verhouding een faktor 2 lager te liggen. Dit is mogelijk een gevolg van het ultra violette licht van de gloeidraad van de excitator dat ondanks de afscherming (zie figuur 25) toch nog het vangkapje bereikt en hieruit elektronen vrijmaakt die in de elektron multiplier versterkt worden. Tijdens de metingen is ons gebleken dat bij groter wordende verplaatsing van het kapje, de achtergrond telsnelheid toeneemt terwijl ook de detektor steeds meer van

de gloeidraad van de excitator "ziet". Een andere oorzaak van een kleinere S/A verhouding kan liggen in het feit dat de stroom-druk relatie van de ionen getter pomp waarmee de druk in het detector vat wordt bepaald, onnauwkeurig is waardoor een te lage druk wordt gemeten. De signaal - achtergrond verhouding kan gemakkelijk een faktor 10 verbeterd worden door diafragma 3 zodanig te kiezen dat geldt $l_e = l_p$. Hierover is al een opmerking gemaakt in paragraaf 4.4. Bij ionisatie detektie is met de gegeven omstandigheden de maximaal bereikbare signaal-achtergrond verhouding:
 $S/A = n_n / n_a = 0,13$.

Een complicatie die bij tijdsopgeloste experimenten (looptijdmachines) moet worden meegenomen is de snelheidsspreiding en de snelheidsverandering die de metastabielen ondergaan tengevolge van het excitatie proces. Dit geldt vooral voor langzame deeltjes omdat Δv_z onafhankelijk is van v_n .

Uit het bovenstaande blijkt dat excitatie detektie vooral voordelen biedt voor de detektie van snelle deeltjes. De invloed van de snelheidsverandering Δv_z is relatief het kleinst bij snelle deeltjes. Bovendien neemt de breedte van het intensiteitsprofiel zoals geschetst in figuur 27 af met toenemende snelheid van de neutrale deeltjes. Dit betekent dat de spleetbreedte smaller kan zijn (diafragma 4, figuur 25) naarmate de deeltjes een hogere snelheid hebben waardoor de achtergrond onderdrukking toeneemt.

HOOFDSTUK 6

PRODUKTIE MECHANISMEN VAN METASTABIELEN IN DE HOLLE KATHODE BOOG ONTLADING

6.1 Inleiding

Op grond van gegevens over boogmechanismen, informatie uit metingen aan het plasma en excitatie mechanismen kunnen we een afschatting maken van de produktie van metastabielen in de H.K.B. ontlading in argon. Hiertoe behandelen we achtereenvolgens het principe van de H.K.B. ontlading (paragraaf 6.2), karakteristieken van het plasma (paragraaf 6.3) en het botsingsstralingsmodel (paragraaf 6.4) waarmee voor bepaalde plasma omstandigheden bezettingen van verschillende nivo's te berekenen zijn.

6.2 Werking van de H.K.B. ontlading

In deze paragraaf wordt in het kort de werking van de H.K.B. beschreven. Voor meer gedetailleerde informatie wordt verwezen naar Theuws (The76), Ferreira (Fer76, Fer78), Delcroix (Del74) en v.d.Sijde (Sijd74).

In een H.K.B. wordt een plasma gevormd van een hoge dichtheid ($10^{19} - 10^{20} \text{ m}^{-3}$) en een hoge ionisatiegraad (10% - 90%). In figuur 34 wordt de H.K.B. schematisch weergegeven. In het kort komt de werking van de H.K.B. op het volgende neer: Het gas wordt door de holle kathode toegevoerd. Binnen de kathode wordt het gas geïoniseerd en geëxciteerd en een groot gedeelte van de ionen, fotonen en metastabielen zullen terugvallen op de kathode-wand. Hierdoor wordt de kathode verhit tot circa 2500K zodat er thermische emissie plaatsvindt van elektronen. Binnen in de kathode wordt het plasma van de kathode wand gescheiden door een positieve ruimtelading (Fer76). Ten gevolge van de spanningsval die ontstaat over deze laag (enkele tientallen Volt), zullen de geëmitteerde elektronen versneld worden en een energie bezitten die groot genoeg is om een tot enkele malen inelastisch te botsen met neutrale deeltjes, alvorens zij thermaliseren door elektron-elektron botsingen.

De boogstroom kan gevarieerd worden tussen 5A en 20A. De spanning tussen kathode en anode varieert dan tussen 30V en 45V bij argon. Voor krypton zijn deze waarden 30V resp. 55V. De sterkte van het magnetisch veld kan variëren tussen 0 en $6,8 \cdot 10^{-2} \text{ T}$.

Er is gemeten aan twee verschillende configuraties van de H.K.B. De ene is de zogenaamde korte boog (figuur 34) met een plasmakolom lengte van 10mm. De andere is de lange boog configuratie met een plasmakolom lengte van

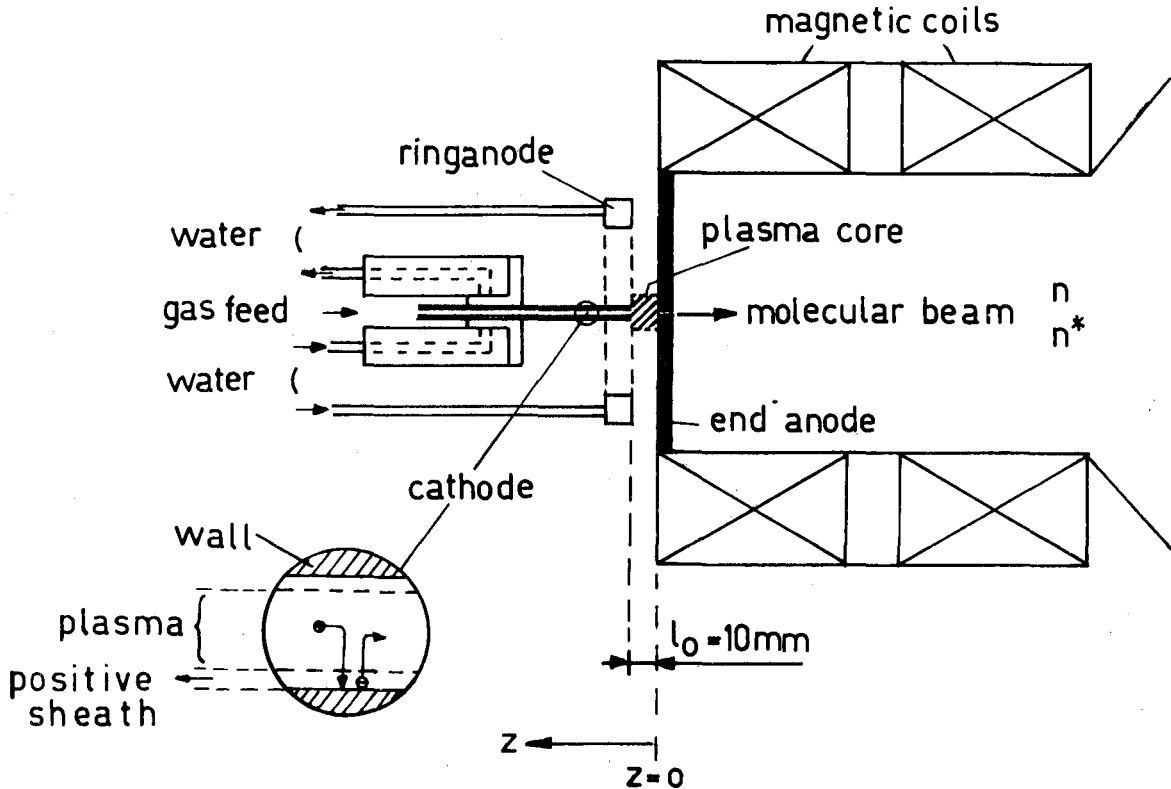


Fig. 34. De holle kathode boog in de korte boog configuratie. De plasmakolom buiten de holle kathode heeft een lengte van 10 mm. In de lange boog configuratie bevindt zich de eindanode aan de andere kant van de magneetspoelen en bedraagt de lengte van de plasmakolom circa 200 mm.

circa 200 mm. De gebruikte gasstromen liggen tussen 0,1 en 0,5 Torr-liter per seconde. Voor de lange boog resulteert dit in neutrale dichtheden in het vat waarin zich de H.K.B. bevindt van $8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ tot $4 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$. Voor de korte boog wordt de dichtheid in het plasma bepaald door de uitstroming uit de holle kathode en drukopbouw in het plasma. De dichtheid is dan in de orde van $10^{20} - 10^{21} \text{ m}^{-3}$.

Op grond van vergelijkbare experimenten vermoeden we dat de elektronen temperatuur varieert tussen 2 en 4 eV en de elektronendichtheid ongeveer 10^{20} m^{-3} is. De ionen temperatuur is circa 1 eV bij de korte boog en 0,4 eV bij de lange boog configuratie (Uit77).

6.3 Karakteristieken van het plasma

Voor een onderzoek naar de produktie van metastabielen in de H.K.B. ontleding, verdelen we deze in drie gebieden. Deze indeling is uiteraard schematisch maar is wenselijk om de discussie doorzichtig te maken (zie figuur 35).

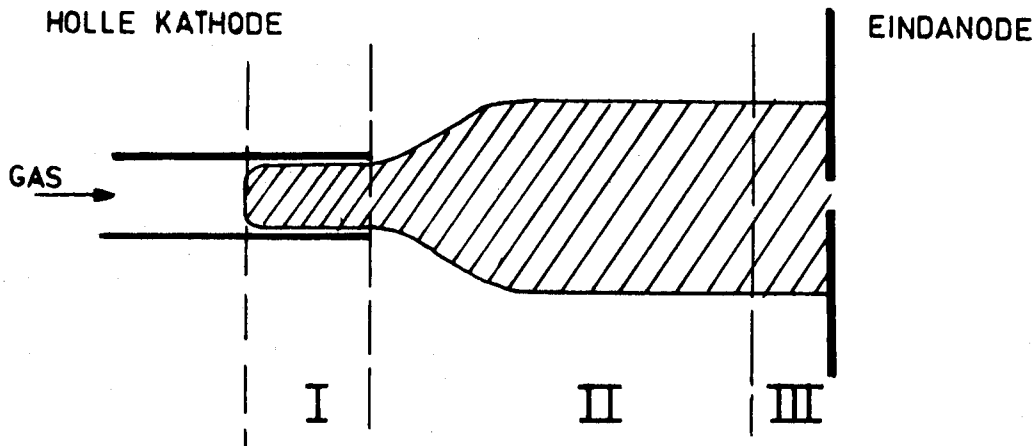


Fig. 35. Schematische voorstelling van de H.K.B. ontleding

GEBIED I

De plasmakolom in de holle kathode buis, de zogenaamde interne plasmakolom. Dit gebied kenmerkt zich door de aanwezigheid van een hoogenergetische elektronenverdeling (enkele tientallen eV) naast een thermische populatie ($T_e \sim 4\text{eV}$). De aanwezigheid van een niet thermische elektronen verdeling geeft aanleiding tot een vergrote inelastische produktie, ondermeer van metastabielen ($\Delta E \sim 11\text{ eV}$ voor Ar). Deze produktie wordt nog versterkt door een hoge neutralen dichtheid in de holle kathode buis.

GEBIED II

Dit is het min of meer homogene gebied in de plasmakolom buiten de holle kathode buis. Dit gebied wordt ingevoerd omdat hier wordt aangenomen dat bij voldoende zwakke inhomogeniteiten, in de energie balans de konvektieve en konduktieve termen klein zijn. De ionen energie wordt dan bepaald door energie-winst uit Coulomb interacties en energie-verlies door ion-neutraal botsingen en transport. Voor de verwachte elektronentemperatuur van 2 à 4 eV zijn ion-neutraal botsingen als verlies proces het belangrijkste. Deze analyse levert voor de lange boog (waar $n_e \sim 2 \cdot 10^{19}\text{m}^{-3}$) een ionen temperatuur

van circa 0,4 eV, hetgeen ook blijkt uit de metingen (Uit77). Voor de korte boog wordt een ionen temperatuur gemeten van 1 eV hetgeen duidt op een hogere elektronendichtheid. Bij de veronderstelde plasma parameters zijn de vrije weglengtes voor ion-ion botsingen en elektron-ion botsingen klein ten opzichte van de dimensies van gebied II. Dit gaf aanleiding tot verwaarlozing van de konduktieve en konvektieve termen. Deze zijn niet a priori verwaarloosbaar dicht bij de eindanode omdat daar de temperaturen zullen dalen tot dicht bij de eindanode temperatuur; daarom voeren we gebied III in.

GEBIED III

Dit is het inhomogene gebied voor de eindanode. Voor een beeldvorming is kennis van de neutralen dichtheid als functie van z noodzakelijk. Uit vroegere metingen van v.d. Sijde blijkt dat de ionen naar de eindanode toedriften en daar dus zullen rekombineren (Sijd79). Hierdoor ontstaat een naar de eindanode toe toenemende neutralen dichtheid, dit zal leiden tot een verlaging van de ionen temperatuur en wellicht ook de elektronen temperatuur. In gebied III kunnen de konduktieve en konvektieve warmtegeleidingsstermen belangrijk zijn vanwege de sterke axiale temperatuurgradient. Voor gedetailleerde informatie wordt verwezen naar Uitterhoeve (Uit77).

De lengte van gebied III wordt bepaald door de dichtheid van de rekombinatie neutralen. Uit de analyse van de berekening van de neutralen dichtheid als functie van z blijkt dat de lengte van gebied III voor de lange boog 10 mm bedraagt en voor de korte boog 1 mm.

6.3.1 Atomaire structuur van het argon I systeem

In figuur 36 zijn schematisch de verschillende nivogroepen in het argon I systeem weergegeven. We zijn geïnteresseerd in de bezetting van de twee metastabiele nivo's (3P_2 en 3P_0) in de 4s groep. We zullen nagaan in hoeverre andere nivogroepen bijdragen tot de bevolking van deze metastabiele nivo's. Allereerst beschouwen we hiervoor de 4s groep. Deze bestaat uit 4 nivo's. Naast de al genoemde 2 metastabiele nivo's bevinden zich in deze groep nog twee resonante toestanden respectievelijk 3P_1 en 1P_1 . Door elektron botsingen en straling zijn er koppelingen tussen de 3P_1 en 3P_2 nivo's uit de 4s groep en tussen elk van de vier 4s nivo's en andere nivo groepen. Ferreira en Delcroix hebben via semi-empirische benaderingswijzen de afhankelijkheid van de elektronenenergie gevonden voor de botsingskonstanten, zie figuur 37 (Fer75). Uit figuur 37 blijkt dat slechts

een klein gedeelte van de 4s atomen wordt geïoniseerd en een verwaarloosbaar gedeelte wordt geëxciteerd naar een ander niveau dan behorend bij de 4p groep. Bovenstaande gegevens hebben betrekking op de 4s niveaus met restgroep impulsmoment $j = 3/2$. In navolging van Katsonis (Kat76) en v.d. Mullen (Mul78) nemen we aan dat bovenstaande gegevens met niet al te grote fout transposeerbaar zijn op processen uitgaande van 3P_0 en 1P_1 ($j = 1/2$) en dat de overgang 3P_0 naar 1P_1 verwaarloosbaar is.

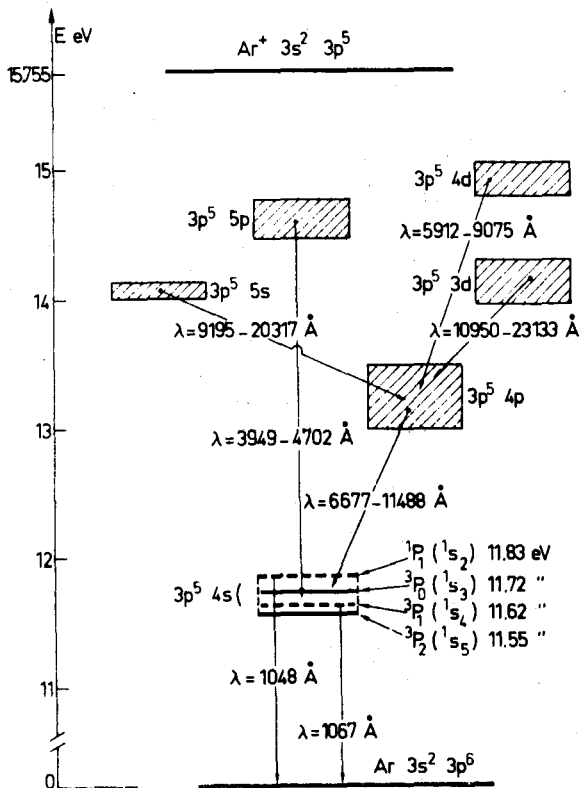


Fig. 36.
Schematische voorstelling van de verschillende nivo groepen in het argon I systeem (Fer78).

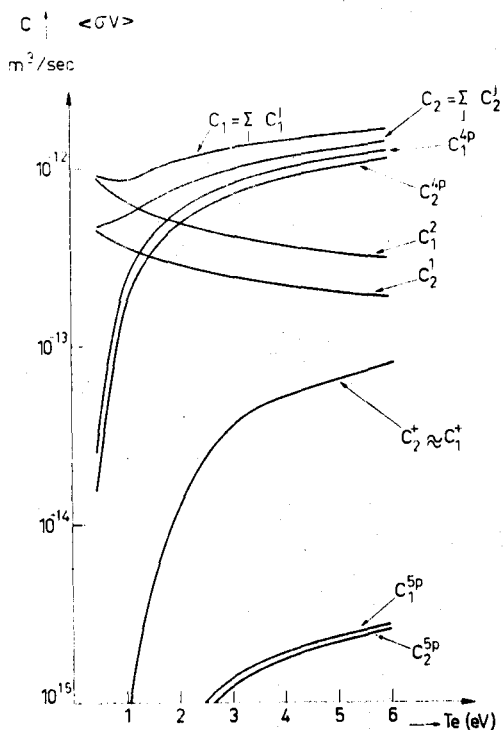


Fig. 37.
Botsingskonstanten als functie van de elektronentemperatuur. Ferreira en Delcroix hebben deze via semi-empirische benaderingsmethoden gevonden. De beneden index met de waarde 1 of 2 duidt op het resonante 3P_1 nivo resp. het metastabiele 3P_2 nivo. C_1^2 is de proceskonstante voor de koppeling 3P_1 naar 3P_2 (Fer75).

We zullen nu de 4p groep bekijken. Deze bestaat uit 10 nivo's (volgens Paschen $2p_1$ tot en met $2p_{10}$). Metingen van v.d. Mullen (Mul78) tonen aan dat de subnivo's onderling zodanig gekoppeld zijn, dat de totale 4p groep als één effectief nivo beschouwd mag worden. Alle afzonderlijke 4p nivo's zijn botsings- en stralingsgekoppeld met een of meer subnivo's van de 4s groep. Er is geen resonante stralingsovergang naar het grondnivo.

Uit het voorgaande blijkt dat de 4p groep een belangrijke rol speelt bij de bevolking van de metastabiele 4s nivo's. Om een overzicht te krijgen van de verschillende processen die een rol spelen bij de bevolking en de ontvolking van de 3P_2 en 3P_0 nivo's, zullen we in paragraaf 6.3.2 een opsomming geven van deze processen. Voor de duidelijkheid bij de bespreking beperken we ons tot de volgende groepen: 4s, 4p, grondnivo en ionnivo, daarbij zullen we aangeven welke processen een rol spelen bij de bevolking en ontvolking van de metastabiele 4s nivo's. In het botsingsstralingsmodel (zie paragraaf 6.4) wordt de zaak meer volledig aangepakt, i.e. meer nivo's worden meegenomen.

6.3.2 Bevolkings en ontvolkings processen van de metastabiele 4s nivo's.

Tot de bevolkingsprocessen rekenen we:

I a Direkte excitatie via thermische en niet thermische elektronen.

b Indirekte excitatie (soort kaskade) via de 4p groep zowel door thermische als niet thermische elektronen. Dit proces kan plaatsvinden omdat de 4p groep niet stralings gekoppeld is met het grondnivo maar wel sterk met de 4s groep.

II Kaskade processen, dit wil zeggen processen die van hoger gelegen nivo's het 4s nivo bevolken behalve de overgang $3p \rightarrow 4p \rightarrow 4s$.

III Rekombinatie processen direkt naar de nivo's 4p en 4s.

a Stralingsrekombinatie $Ar^+ + e \rightarrow Ar^* + h\nu$

b Drie deeltjes rekombinatie $Ar^+ + 2e \rightarrow Ar^* + e$

c Dissociatieve rekombinatie $Ar_2^+ + e \rightarrow Ar^* + Ar$

Tot de ontvolkingsprocessen behoren:

IV Inelastische botsing met elektronen.

a Doorionisatie (ook via excitatie (4p) naar boven).

b Deëxcitatie.

c Koppeling naar andere 4s (resonante) nivo's ($^3P_2 \rightarrow ^3P_1$).

V Botsingen met zware deeltjes.

a Drie deeltjes botsing $Ar^* + Ar + Ar \rightarrow Ar_2^* + Ar$

b Botsing met andere metastabielen $Ar^* + Ar^* \rightarrow Ar^+ + Ar + e$

c Twee deeltjes botsing $Ar^* + Ar \rightarrow Ar + Ar^*$ en $Ar^* + Ar^+ \rightarrow Ar^+ + Ar^*$

Van het derde proces kunnen we opmerken dat dit geen gevolgen heeft voor de ontvolking van de metastabiele nivo's, maar wel voor de snelheidsverdeling van de metastabielen. Voor het eerste en tweede proces zullen we aannemen dat ze geen invloed hebben op de produktie van metastabielen. We komen hierop in paragraaf 6.5 terug.

6.4 Het botsingsstralingsmodel (B.S.M.)

Als men de dichtheid van een aangeslegen neutraal nivo, $n_{0,i}$, wil koppelen aan de dichtheid van het neutraal grondnivo, $n_{0,1}$, is dat niet eenvoudig als het plasma niet in lokaal thermodynamisch evenwicht (L.T.E.) verkeert. In L.T.E. zijn de bezettingen van de nivo's onderling in evenwicht en dus volgens Boltzman en Saha bezet. Bij niet L.T.E. moeten we een botsingsstralingsmodel (B.S.M.) gebruiken. Hiervoor dienen bekend te zijn de dichtheid van het neutrale grondnivo $n_{0,1}$, van het ionnivo $n_{1,1}$, en de elektronendichtheid n_e en de elektronentemperatuur T_e . Wij maken gebruik van het B.S.M. van Pots, v.d. Sijde en v.d. Mullen (Pot79), hetgeen met dat van Katsonis een van de meest complete modellen is. Berekeningen met het B.S.M. kunnen worden gedaan door middel van de procedure CRMODEL. Bij deze berekeningen dienen $n_{0,1}$, $n_{1,1}$, n_e en T_e als invoerparameters. Omdat het B.S.M. ook het resonante invangst proces in de berekening meeneemt, moeten ook de neutralentemperatuur T_0 en de straal van het plasma R bekend zijn. Het B.S.M. rekent in totaal met $N + 2$ nivo's, bestaande uit $i \neq 0$ de grondtoestand, $i = N + 1$ de iontoestand en N tussenliggende nivo's (voor de procedure CRMODEL geldt $N \approx 13$). De volgende processen worden in het B.S.M. meegenomen: (zie ook figuur 38, in paragraaf 6.3.2 zijn deze voor het 4s nivo apart al genoemd).

1. Excitatie door middel van elektronenbotsingen. De bijdrage tot de deeltjesbalans vergelijking kunnen we schrijven als:

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_i) = \sum_{\substack{j=0 \\ j \neq i}}^N n_j \cdot n_e \cdot \langle \sigma v \rangle_{e ji} \quad (6.4.1)$$

2. Deëxcitatie door middel van elektronenbotsingen:

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_i) = - \sum_{j=0}^N n_i \cdot n_e \cdot \langle \sigma v \rangle_{e ij} \quad (6.4.2)$$

3. Ionisatie door middel van elektronenbotsingen:

$$\partial/\partial t(n_i) = - n_i \cdot n_e \cdot \langle \sigma v \rangle_{e, N+1} \quad (6.4.3)$$

4. Drie deeltjes rekombinatie:

$$\partial/\partial t(n_i) = n_{1,1} \cdot n_e^2 \cdot R_{N+1,i} \quad (6.4.4)$$

5. Stralingsrekombinatie:

$$\partial/\partial t(n_i) = n_{1,1} \cdot n_e \cdot S_{N+1,i} \quad (6.4.5)$$

6. Kaskadestraling:

$$\partial/\partial t(n_i) = \sum_{j>i} n_j \cdot A_{ji} \quad (6.4.6)$$

7. Spontane emissie:

$$\partial/\partial t(n_i) = - \sum_{j<i} n_i \cdot A_{ij} \quad (6.4.7)$$

8. Absorptie van resonantiestraling:

$$\partial/\partial t(n_i) = (1 - G_{i0}) \cdot A_{i0} \cdot n_i \quad (6.4.8)$$

met G_{i0} de kans dat het foton aan het plasma ontsnapt ($0 < G_{i0} < 1$)

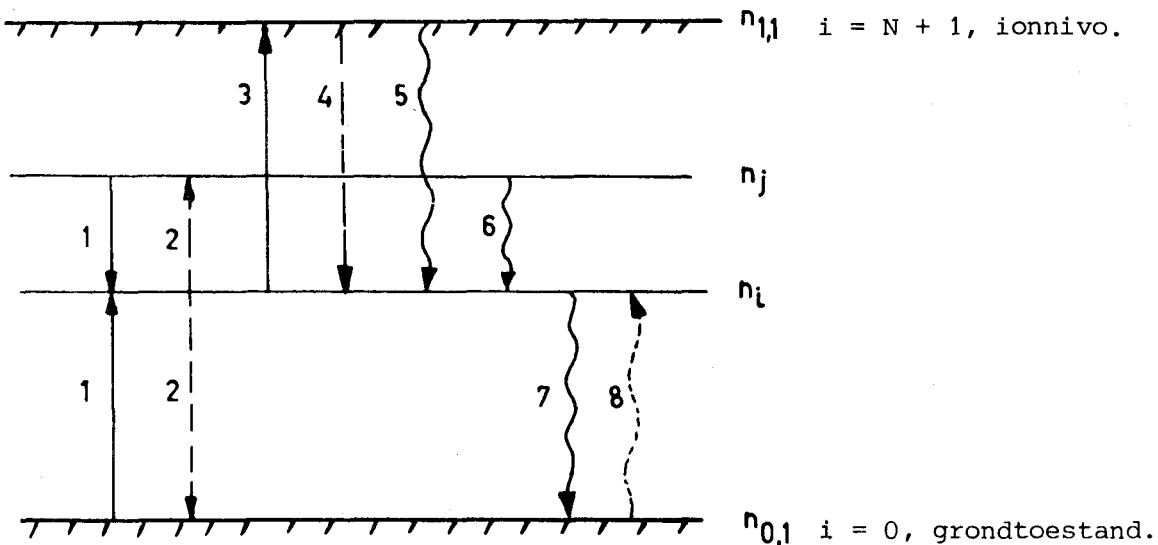


Fig. 58. De processen die in de procedure CRMODEL worden meegenomen. Zie tekst.

Berekeningen met het B.S.M. kunnen worden uitgevoerd als van alle nivo's alle parameters voor bevolking en ontvolking bekend zijn. Uit de literatuur moeten dus procesconstanten en overgangswaarschijnlijkheden gehaald worden. Hierop gaan we in de volgende paragraaf in voor zover dat de 4s en 4p nivo's betreft. Ook gaan we daar in op de absorptie van resonantiestraling (resonantie invangst) en de botsingen van metastabielen met zware deeltjes. Deze laatste botsingen worden in het B.S.M. niet meegenomen.

6.5 Excitatie en deëxcitatie coëfficiënten.

In figuur 39 is de totale botsingsdoorsnede gegeven voor excitatie en ionisatie door middel van elektronen botsingen met argon atomen als functie van de elektronenenergie. Voor een bepaalde elektronen temperatuur T_e volgt hieruit de procesconstante $\langle \sigma v_e \rangle$. Deze zijn gegeven in figuur 40 voor verschillende processen als functie van de elektronen temperatuur.

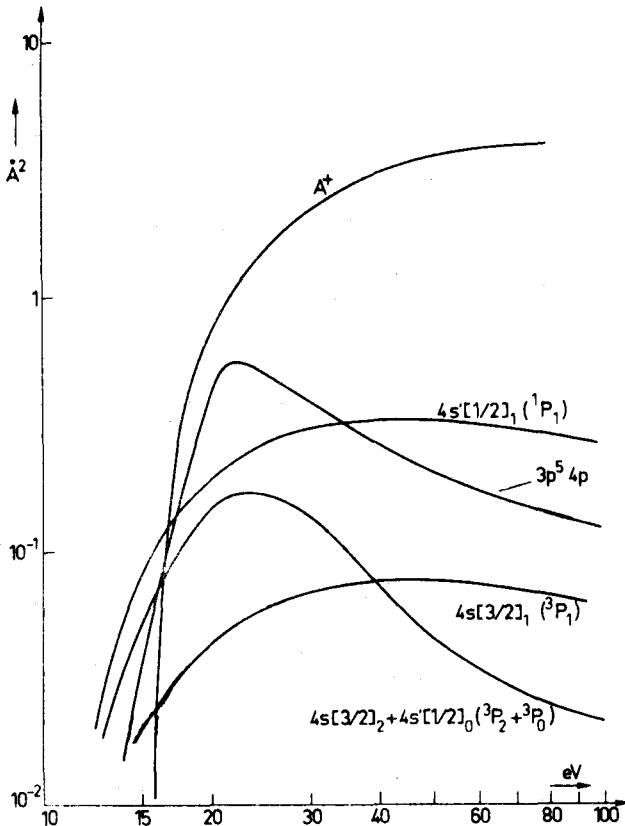


Fig. 39.
De totale botsingsdoorsnede voor excitatie en ionisatie door middel van elektronen botsingen met argon atomen in de grondtoestand. (Fer78)

We zullen nu enkele opmerkingen maken over het resonantie invangst proces. In formule (6.4.8) is de kans dat het foton aan het plasma ontsnapt, G_{i0} , al ingevoerd. Deze ontsnappingsfactor G is afhankelijk van de optische diepte $\overline{k_0 R}$ (Holstein). Voor een plasma straal $R = 2$ mm en een grondtoestand neutralen dichtheid van 10^{20} m^{-3} is de ontsnappingsfactor voor resp. de

3P_1 en 1P_1 nivo's van de 4s groep 0,3 respektievelijk 0,045. We zien dus dat de ontsnappings kans klein wordt als de neutralen dichtheid in de grondtoestand groter is dan 10^{20} m^{-3} . De resonante 4s nivo's kunnen zich dan "metastabiel achtig" gaan gedragen.

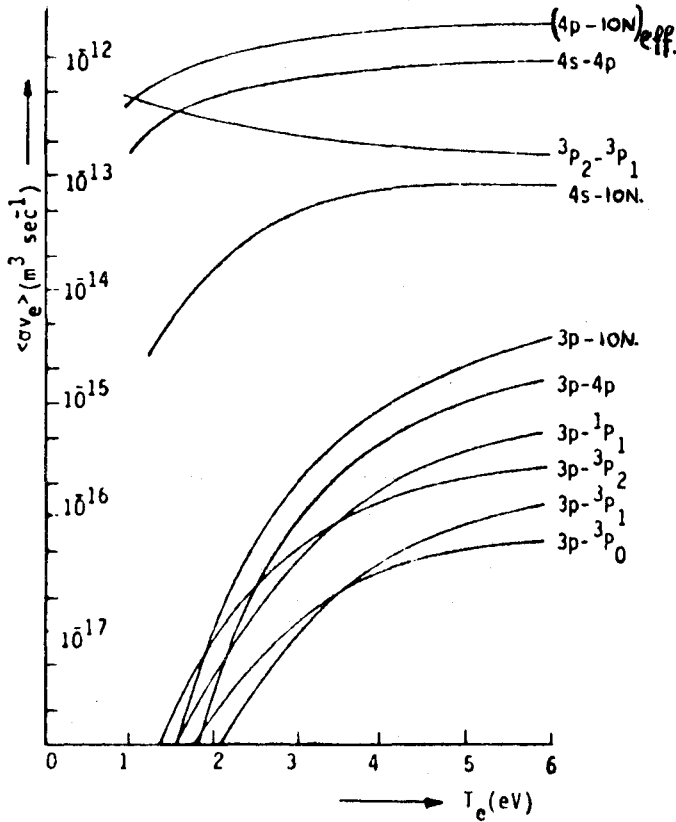


Fig. 40.
De proceskonstanten voor verschillende processen in het Ar I systeem als functie van de elektronen temperatuur. (Mul78)

We zullen nu ingaan op de botsingen van metastabielen met zware deeltjes. Deze processen worden in het B.S.M. niet meegenomen. Achtereenvolgens behandelen we drie-deeltjes-botsingen, botsingen met andere metastabielen en twee-deeltjes botsingen. Dit laatste proces betreft het resonante ladings- en excitatie wisselings proces en het resonante excitatie wisselings proces. Deze beide processen hebben geen konsekwenties voor de produktie van metastabielen maar wel voor de snelheidsverdeling van de metastabielen.



Voor de verliesfrequentie van metastabielen als gevolg van dit proces kunnen we schrijven:

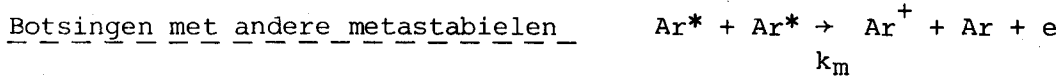
$$v_1 = n_0^2 \cdot k_3 \tag{6.5.1}$$

Voor $n_0 = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ en $k_3 = 10^{-44} \text{ m}^6 \text{ s}^{-1}$ (Wal73) wordt $v_1 = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

Deze term is zeer klein vergeleken met de verliesfrequentie ten gevolge van elektronenbotsingen. Hiervoor geldt namelijk:

$$v_e = n_e \langle \sigma v_e \rangle \quad (6.5.2)$$

Voor $n_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ en $\langle \sigma v_e \rangle = 10^{-12} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ geldt $v_e = 10^8 \text{ s}^{-1}$. Het blijkt dus dat we in het beschouwde dichtheidgebied het drie-deeltjes-proces buiten beschouwing kunnen laten.



Voor de verliesfrequentie kunnen we schrijven:

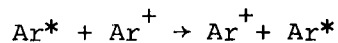
$$v_m = n_m \cdot k_m \quad (6.5.3)$$

Omdat de dichtheid van de metastabielen veel kleiner zal zijn dan de neutraal dichtheid en de ionen dichtheid, en bovendien de snelheid van de metastabielen veel kleiner is dan de elektronensnelheid, zal deze bijdrage aan het verliesproces te verwaarlozen zijn.

N.B. In Ne en He is bovenstaande reactie aangetoond. Voor Ar zijn nog geen experimentele bewijzen gevonden voor het bestaan van dit proces.

Twee-deeltjes-botsing

Tot slot beschouwen we twee symmetrische processen die de metastabielen-dichtheid niet beïnvloeden maar wel konsekwenties hebben voor de snelheidsverdeling van de metastabielen. Het zijn de processen ladings- en excitatie wisseling:



en excitatie wisseling:
$$\text{Ar}^* + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar} + \text{Ar}^*$$

Voor de botsingsfrequenties van de processen kunnen we schrijven:

$$v_{l.e.w.} = n_i \cdot \langle \sigma v_{rel} \rangle \quad (6.5.4)$$

$$v_{e.w.} = n_o \cdot \langle \sigma v_{rel} \rangle \quad (6.5.5)$$

waarin v_{rel} de relatieve snelheid is.

Er geldt $v_e \gg v_{rel}$. Om nu de botsingsfrequentie van de resonante processen te kunnen vergelijken met de botsingsfrequentie van de elektronenbotsingen (formule 6.5.2), moeten we informatie hebben over de botsingsdoornedes van de resonante processen.

6.6 Berekeningen met het botsingsstralingsmodel.

Met behulp van het B.S.M. (zie paragraaf 6.3) zijn de bezettingen berekend van de metastabiele nivo's van argon onder verschillende omstandigheden. De parameters die we kunnen variëren zijn de elektronendichtheid, n_e , de elektronentemperatuur, T_e , de neutralendichtheid, n_0 , de neutralen temperatuur, T_0 en de straal van het plasma R .

In figuur 41 is de metastabielen dichtheid, n_m , uitgezet als functie van n_e voor de twee metastabiele nivo's van argon. Uit deze figuur blijkt dat n_m slechts heel zwak afhankelijk is van de elektronendichtheid. Dit kunnen we verklaren doordat zowel het dominante bevolkingsproces (bevolking $\sim n_e \cdot n_0 \cdot \langle \sigma v_e \rangle$) als het dominante ontvolkingsproces (ontvolking $\sim n_e \cdot n_m \cdot \langle \sigma v_e \rangle$) evenredig zijn met de elektronendichtheid. We kunnen dus verwachten dat n_m onafhankelijk is van n_e .

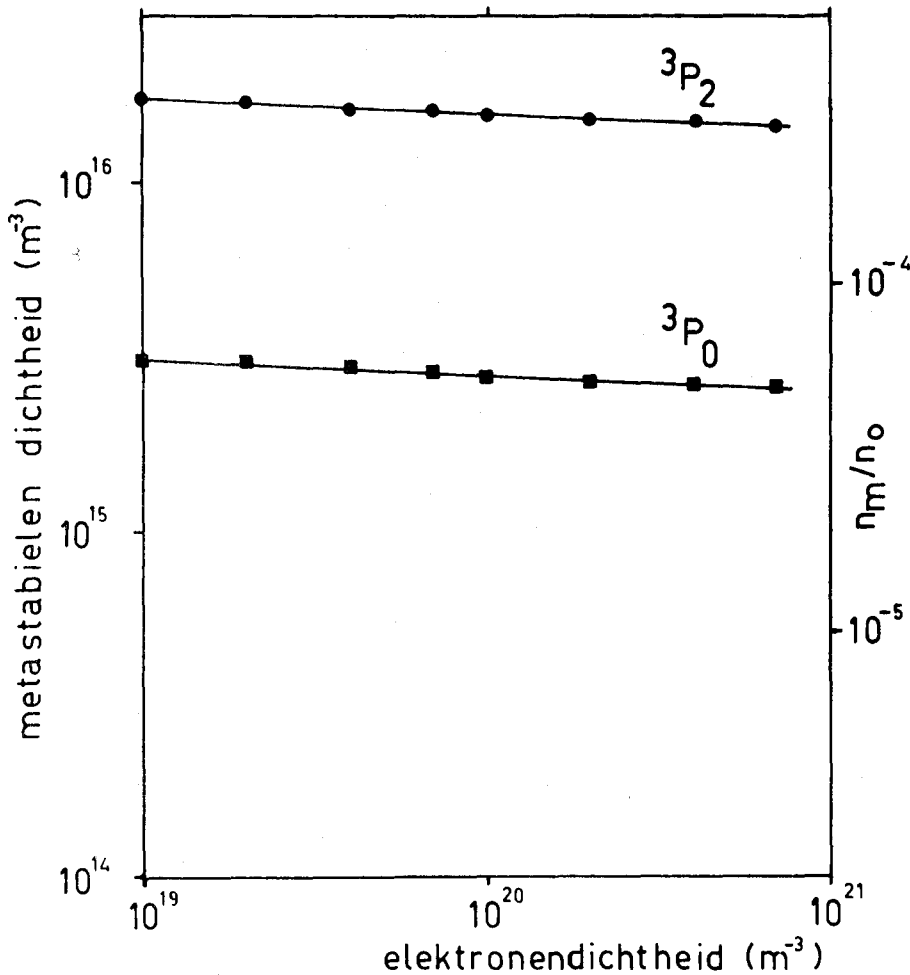


Fig. 41. De bezetting van de metastabiele nivo's van argon als functie van de elektronen dichtheid. Er geldt $n_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 3,5 \text{ eV}$, $R = 2 \text{ mm}$ en $T_0 = 0,25 \text{ eV}$. Op de rechter as is de metastabielenfractie gegeven (n_m / n_0)

In figuur 42 wordt de metastabielen dichtheid gegeven als functie van de elektronentemperatuur. We zien hier een sterke toename van n_m bij stijgende T_e . Dit kunnen we als volgt verklaren: Produktie van metastabielen ($\Delta E \sim 11$ eV) vindt plaats door elektronen die afkomstig zijn uit de hoog-energetische staart van de elektronen verdeling, terwijl voor het verliesproces van metastabielen, doorionisatie ($\Delta E \sim 4$ eV), de bulk van de elektronenverdeling voldoende energie heeft. Een kleine verandering van T_e betekent een grote verandering in de bevolking van de staart, en dus een grote verandering in de produktie van metastabielen, terwijl het verliesproces hierdoor in veel mindere mate zal worden beïnvloed. Dus een hoge T_e betekent een hoge metastabielen dichtheid.

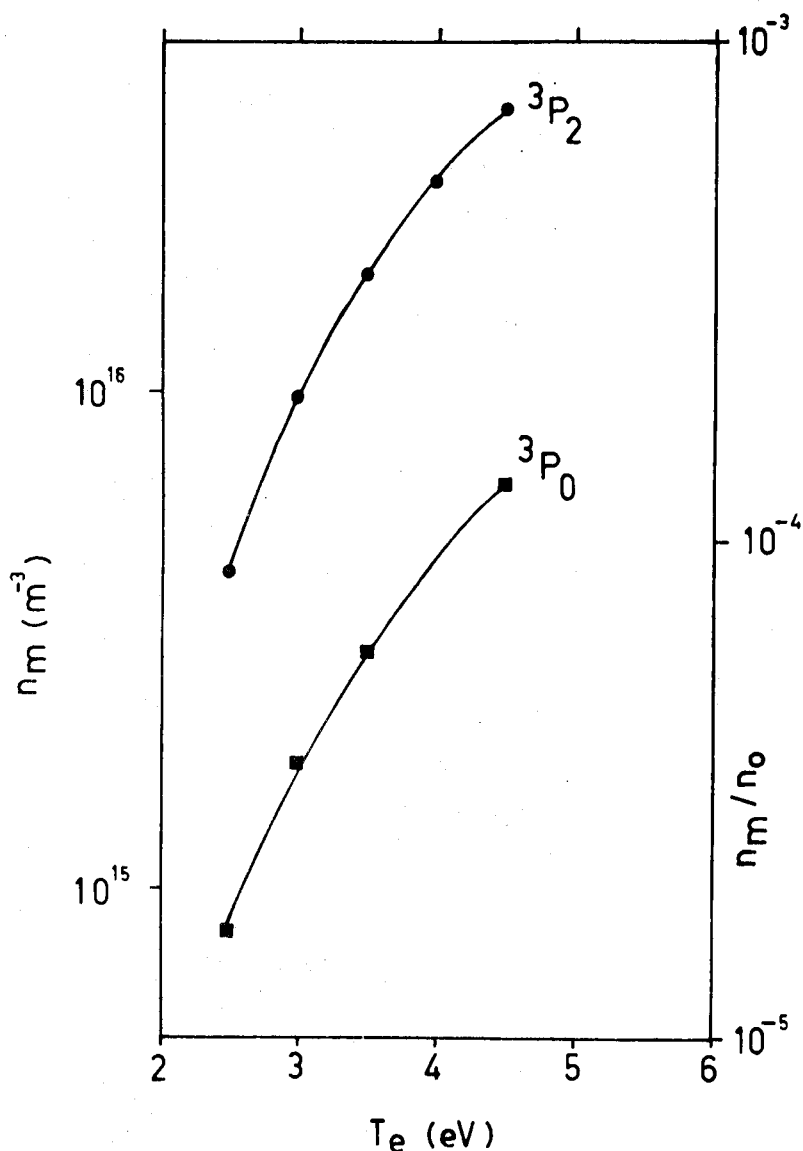


Fig. 42.

De bezetting van de metastabiele nivo's van argon als functie van de elektronentemperatuur. Er geldt:

$n_e = 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3},$
 $n_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3},$
 $R = 2 \text{ mm}$
 $T_0 = 0,25 \text{ eV}.$

Op de rechter as is de metastabielen fraktie (n_m / n_0) gegeven.

In figuur 43 is voor verschillende elektronen temperaturen de metastabielen dichtheid gegeven als funktie van de grondtoestand neutralen dichtheid. Uit deze figuur blijkt dat n_m ongeveer evenredig is met n_0 bij dezelfde elektronen temperatuur. Deze afhankelijkheid kunnen we verklaren met het gegeven dat de neutralen dichtheid wél een rol speelt bij de bevolking van de metastabiele nivo's (bevolking $\sim n_e \cdot n_0 \cdot \langle \sigma v_e \rangle$), maar niet bij de ontvolking (ontvolking $\sim n_e \cdot n_m \cdot \langle \sigma v_e \rangle$). Hierdoor zal de metastabielen dichtheid ongeveer evenredig toenemen met stijgende neutralen dichtheid. Het feit dat de metastabielen dichtheid iets meer dan evenredig toeneemt met stijgende neutralen dichtheid is een gevolg van resonante invangst.

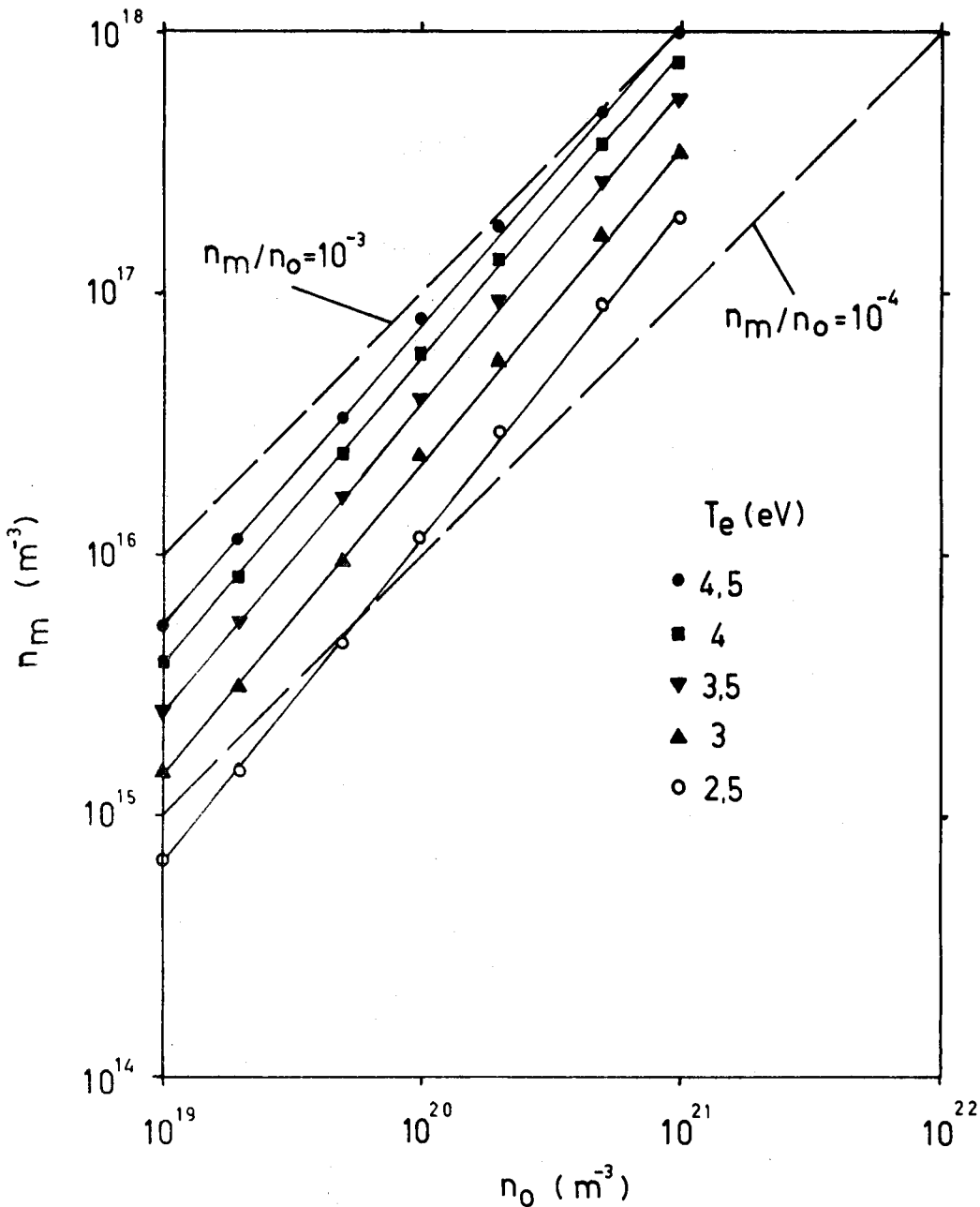


Fig. 43. De bezetting van het metastabiele 3P_2 nivo van argon als funktie van de grondtoestand neutralen dichtheid bij verschillende elektronentemperaturen. Er geldt $n_e = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_0 = 0,25 \text{ eV}$ en $R = 2 \text{ mm}$.

De neutralen temperatuur T_0 heeft slechts weinig invloed op de metastabielen dichtheid. Dit is in figuur 44 geschetst voor verschillende elektronen temperaturen. De afname van de metastabielen dichtheid met toenemende neutralen temperatuur is een gevolg van een kleiner wordende resonantie invangst. Een soortgelijk effect is weergegeven in figuur 45 waar de metastabielen dichtheid is gegeven als functie van de straal van het plasma. Bij toenemende diameter zal de resonantie invangst groter worden waardoor de metastabielen dichtheid als gevolg van de koppeling tussen de resonante en metastabiele nivo's toeneemt.

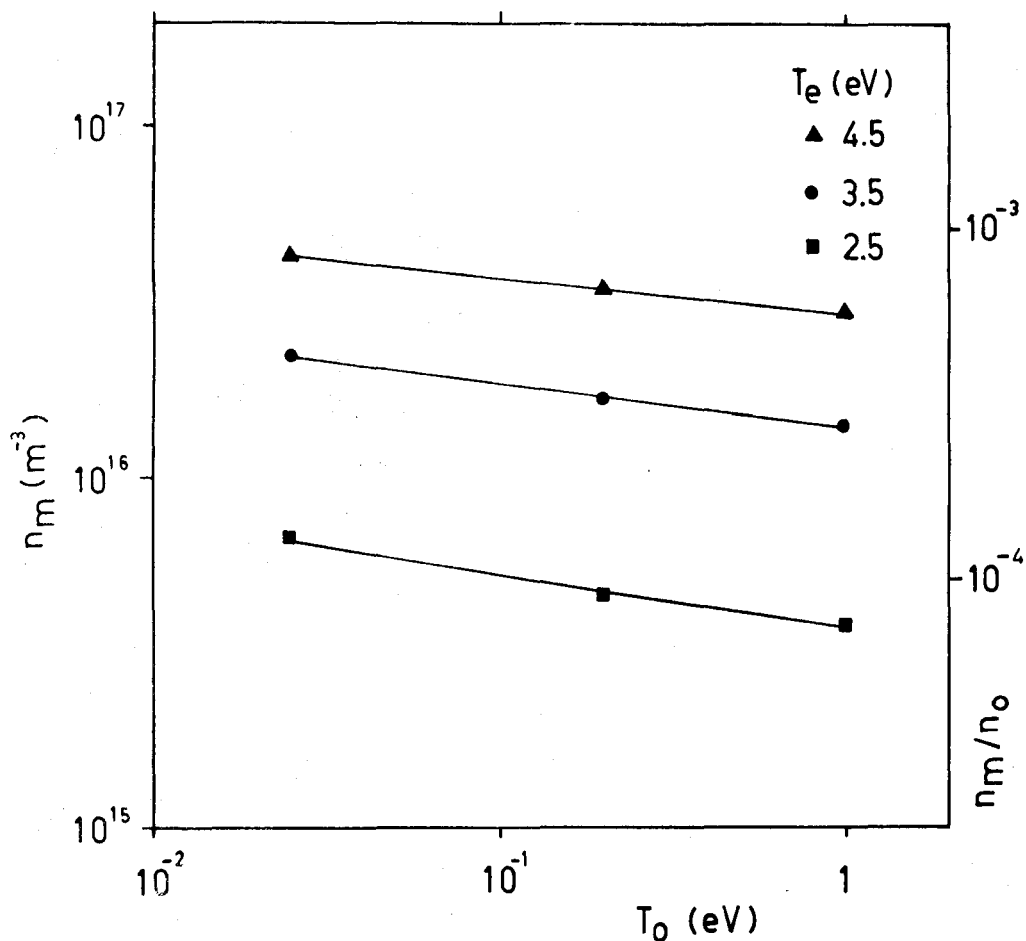


Fig. 44. De bezetting van het metastabiele 3P_2 nivo van argon als functie van de grondtoestand neutralen temperatuur bij verschillende elektronen temperaturen. Er geldt: $n_e = 5 \cdot 10^{19} m^{-3}$, $n_0 = 5 \cdot 10^{19} m^{-3}$ en $R = 2$ mm. Op de rechter as is de metastabielen fraktie (n_m / n_0) gegeven.

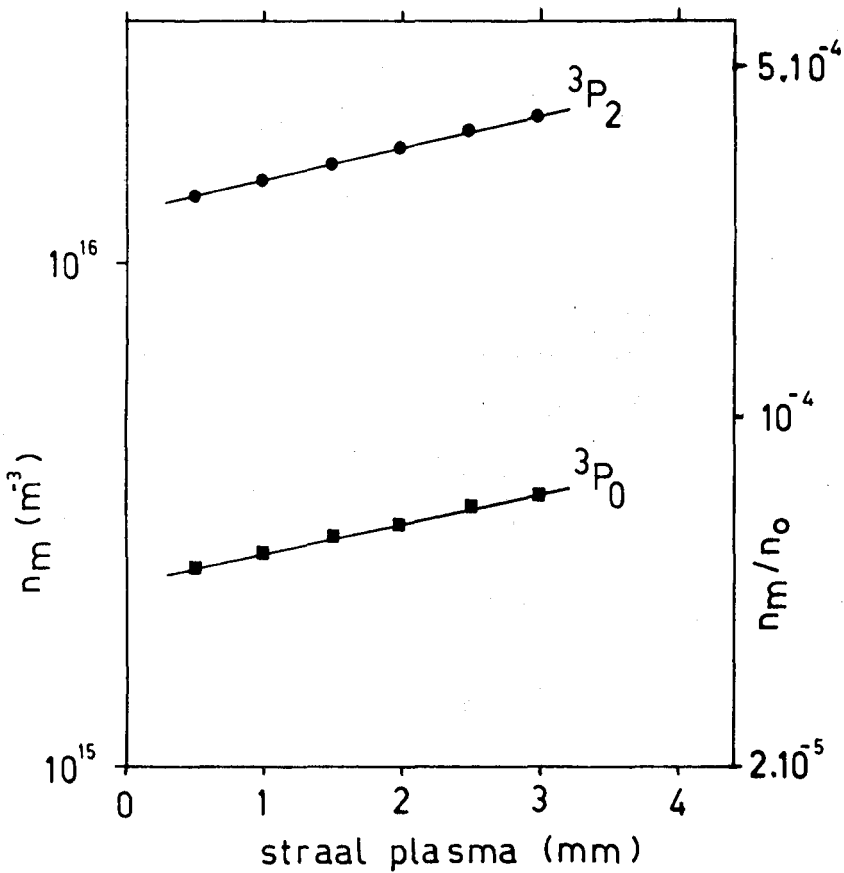


Fig. 45.

De bezetting van de metastabiele argon nivo's als functie van de straal van het plasma.

Er geldt: $n_e = 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$,

$n_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$,

$T_e = 3,5 \text{ eV}$ en

$T_0 = 0,25 \text{ eV}$.

Op de rechter as is de metastabiele fractie (n_m / n_0) gegeven.

7 RESULTATEN

7.1 Inleiding

Voor de deeltjesflux \dot{N} uit de eindanode-opening kunnen we schrijven (The77):

$$d^3\dot{N} = I(0) \cdot P(v) \cdot dv \cdot d^2\Omega = \left[\int_0^{\infty} \dot{n}(z, v) \cdot T(z, v) dz \right] \frac{A \cdot dv \cdot d^2\Omega}{4 \pi} \quad (7.1)$$

Hierin is $I(0)$ de voorwaartse intensiteit en $P(v)$ de snelheidsverdeling van de bronflux. De functie $\dot{n}(z, v)$ is de produktie van deeltjes per tijdseenheid, per eenheid van snelheid en per volume eenheid. De functie $T(z, v)$ is de transmissie functie dit wil zeggen de kans dat een metastabiel dat geproduceerd wordt op een afstand z van de eindanode deze inderdaad ook bereikt. Voor metastabielen wordt de transmissie functie bepaald door de som van de verschillende deëxcitatie en botsingsprocessen, i.e. botsingen met elektronen, ionen en neutralen. Voor de transmissie functie kunnen we schrijven:

$$T(z, v) = \exp[-z / \lambda] \quad (7.2)$$

met $1 / \lambda = \sum_j 1 / \lambda_j$, de som van de vrije weglengtes λ_j van de verschillende processen. De vrije weglengte λ_j is de gemiddelde afstand die een metastabiel met snelheid v_m aflegt voordat het uit de bundel wordt gestrooid ten gevolge van proces j . We definiëren λ_j als volgt:

$$\lambda_j = \left(\frac{v_m}{n_j \cdot Q_j \cdot g_j} \right) \quad [m] \quad (7.3)$$

met n_j de dichtheid van het betreffende deeltje waarmee het metastabiel botst, Q_j de totale werkzame doorsnede van het botsingsproces en g_j de relatieve snelheid. In tabel 7.1 zijn voor verschillende processen waarden van λ_j afgeschat. Uit deze tabel blijkt dat doorionisatie het belangrijkste verliesproces is en dat we in feite maar een heel klein plakje van het plasma zien. Ladings- en excitatie wisseling met ionen draagt niet bij tot het verlies van metastabielen, het heeft alleen konsekwenties voor de snelheidsverdeling. De werkzame doorsnede voor dit proces schatten we op $5 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$. De werkzame doorsnede voor ladings- en excitatie wisseling voor Cs^+ en Cs atomen is gelijk aan $Q_{\text{exch}} = 7,5 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$ bij een ionenenergie van 0,35 eV (Bul63). Vanaf een ionenenergie van 1 eV geldt $Q_{\text{exch}} = 5 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$.

		lange boog	korte boog	
neutralen dichtheid	n_o	$2 \cdot 10^{19}$	$2 \cdot 10^{20}$	m^{-3}
elektronen dichtheid	n_e	$2 \cdot 10^{19}$	$2 \cdot 10^{20}$	m^{-3}
ionen dichtheid	n_i	$2 \cdot 10^{19}$	$2 \cdot 10^{20}$	m^{-3}
metastabielen dichtheid	n_m	$2 \cdot 10^{16}$	$2 \cdot 10^{17}$	m^{-3}
elektronen temperatuur	T_e	3,5	4	eV
snelheid metastabiel	v_m	$2 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^3$	ms^{-1}
relatievesnelheid metast. ion	g_m	$2 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^3$	ms^{-1}
proceskonstanten:				
doorionisatie (direkt en via 4p)	$\langle \sigma v_e \rangle_{e, ion}$		$5 \cdot 10^{-13}$	$m^3 s^{-1}$
excitatie (direkt en via 4p)	$\langle \sigma v_e \rangle_{ex}$		$4 \cdot 10^{-16}$	$m^3 s^{-1}$
totale botsingsdoorsnedes:				
excitatie- en ladingswiss.	Q_{exch}		$5 \cdot 10^{-18}$	m^2
elastische botsing met ionen	Q_i		$3 \cdot 10^{-19}$	m^2
elastische botsing met neutr.	Q_n		$3 \cdot 10^{-19}$	m^2
vrije weglengtes:				
doorionisatie	$\lambda_{e, ion}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-5}$	m
elastische botsing met ion	λ_i	$1,7 \cdot 10^{-1}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	m
elastische botsing met neutr.	λ_n	$1,7 \cdot 10^{-1}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	m
excitatie- en ladingswiss.	λ_{exch}	10^{-2}	10^{-3}	m

Tabel 7.1

De totale botsingsdoorsnede voor de elastische botsingen met ionen en neutralen (verlies ten gevolge van grote hoek afbuiging) is circa $Q_i \sim Q_n \sim 3 \cdot 10^{-19} m^2$ (Uit77). Deze processen spelen echter geen rol van betekenis.

Het verlies aan metastabielen door botsingen met elektronen is evenredig aan v_m^{-1} en dus verschuift de snelheidsverdeling naar hogere waarden. We zien dus vooral snelle metastabielen, hoe sneller de metastabielen zijn die we waarnemen, hoe dieper we in het plasma kijken.

7.2 Berekening produktie Ar metastabielen

We beperken ons in deze paragraaf tot de lange boog configuratie. Uit metingen (The77) aan grondtoestand neutralen uit het plasma blijkt dat we te maken hebben met een neutralen verdeling ("koude" neutralen) met een temperatuur tot 1000K en een neutralen verdeling ("hete" neutralen) met een temperatuur variërend tussen 3000K en 10.000K. Omdat de gemeten temperaturen (zie paragraaf 7.3) van de metastabielen in de orde zijn van 5000K - 10.000K veronderstellen we dat twee produktie kanalen een rol spelen. Enerzijds ladings- en excitatie wisseling van metastabielen met ionen en anderzijds excitatie tot een metastabiel nivo door botsingen van elektronen met snelle neutralen. In het volgende zullen we beide processen behandelen.

7.2.1 Produktie proces via ladings- en excitatie wisseling.

Voor het aantal snelle metastabielen \dot{n} dat per volume eenheid en per seconde geproduceerd wordt kunnen we schrijven:

$$\dot{n} d^3V = n_m \cdot n_i \cdot Q_{\text{exch}} \cdot g_m \cdot d^3V \quad (7.4)$$

Voor het produktie volume d^3V geldt in eerste benadering:

$$d^3V = A \cdot \bar{\lambda}_{e, \text{ion}} \quad (7.5)$$

met A het oppervlak van de eindanode opening en $\bar{\lambda}_{e, \text{ion}}$ de over de snelheidsverdeling gemiddelde vrije weglengte. We veronderstellen dat voor alle deeltjes in het volume $d^3V = \bar{\lambda}_{e, \text{ion}} \cdot A$ geldt dat $T(z, v) = 1$. Voor de intensiteit in voorwaartse richting kunnen we nu schrijven:

$$I(0) = \frac{\dot{n} \cdot \bar{\lambda}_{e, \text{ion}} \cdot A}{4 \pi} = \frac{n_m \cdot n_i \cdot Q_{\text{exch}} \cdot g_m \cdot A \cdot \bar{\lambda}_{e, \text{ion}}}{4 \pi} \quad (7.6)$$

of met behulp van formule (7.3):

$$I(0) = \frac{n_m \cdot v_m \cdot A}{4 \pi} \left[\frac{Q_{\text{exch}} \cdot g_m}{\langle \sigma v_e \rangle_{e, \text{ion}}} \right] \quad (7.7)$$

waarbij gebruik is gemaakt van $n_i = n_e$.

Met behulp van de getallen uit tabel 7.1 vinden we voor de intensiteit:

$$\frac{I(0)}{A} = 6 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ mm}^{-2}$$

7.2.2 Produktie via excitatie van snelle neutralen naar metastabiel nivo

We veronderstellen dat de intensiteit van de metastabielen gegeven wordt door de intensiteit van de snelle neutralen maal de kans, K^* , dat het snelle neutraal in het dunne plakje plasma voor de eindanode ($\bar{\lambda}_{e,ion}$) geëxciteerd wordt naar een metastabiel nivo. We schrijven dus:

$$I(0)_m = I(0)_{\text{snelle neutralen}} \cdot K^* \quad (7.8)$$

Voor de kans K^* stellen we dat deze gelijk is aan de botsingsfrequentie voor excitatie, ν , maal de tijd τ dat het neutraal verblijft in het laatste stukje plasma voor de eindanode ter lengte $\bar{\lambda}_{e,ion}$ en is gegeven door:

$$K^* = \nu \cdot \tau \quad (7.9)$$

Voor de botsingsfrequentie ν en de tijd τ geldt:

$$\nu = n_e \cdot \langle \sigma v_e \rangle_{\text{ex}} \quad (7.10)$$

$$\tau = \bar{\lambda}_{e,ion} / v_n \quad (7.11)$$

Voor de kans K^* kunnen we nu schrijven:

$$K^* = n_e \cdot \langle \sigma v_e \rangle_{\text{ex}} \cdot \bar{\lambda}_{e,ion} / v_n \quad (7.12)$$

of met behulp van formule (7.3):

$$K^* = \frac{\langle \sigma v_e \rangle_{\text{ex}} \cdot v_m}{\langle \sigma v_e \rangle_{e,ion} \cdot v_n} \quad (7.13)$$

Deze uitdrukking is onafhankelijk van de elektronendichtheid n_e en sterk afhankelijk van de elektronen energie. In figuur 46 is de verhouding ($\langle \sigma v_e \rangle_{\text{ex}} / \langle \sigma v_e \rangle_{e,ion}$) gegeven als functie van de elektronentemperatuur T_e . Met de getallen uit tabel 7.1 volgt voor K^* bij $T_e = 3,5$ eV:

$$K^* = 8 \cdot 10^{-4} \frac{v_m}{v_n} \quad (7.14)$$

Uit (The77) volgt voor de voorwaartse intensiteit van snelle neutralen onder vergelijkbare omstandigheden:

$$I(0) = 10^{15} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ mm}^{-2}$$

Voor de intensiteit van metastabielen kunnen we nu schrijven (voor $v_m/v_n=2$):

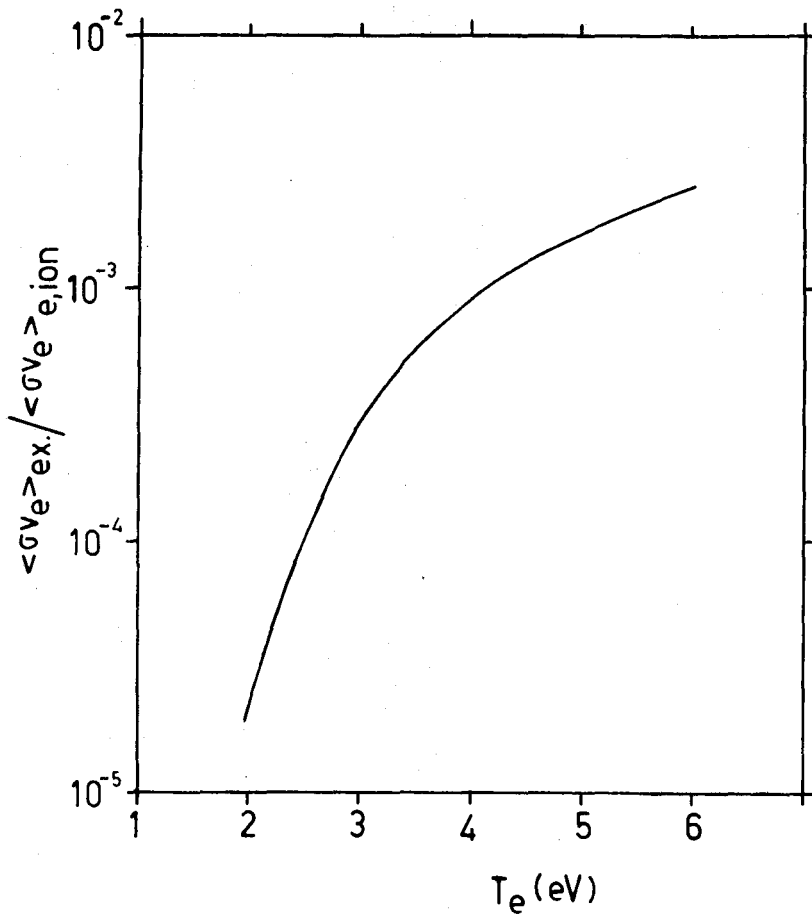


Fig. 46. De verhouding $\langle \sigma v_e \rangle_{ex} / \langle \sigma v_e \rangle_{e,ion}$ als functie van de elektronen temperatuur (uit figuur 40).

$$I(0)_m = K^* \cdot I(0)_{snelle\ neutr.} = 1,6 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ mm}^{-2}$$

Deze intensiteit is dus belangrijk hoger dan die welke is berekend voor het proces ladings- en excitatie wisseling. We verwachten dat de belangrijkste bijdrage tot de metastabielen produktie afkomstig is via excitatie tot een metastabiel nivo van de snelle neutralen bevolking. We merken echter op dat we een belangrijke vereenvoudiging hebben gemaakt door de elektronendichtheid en de elektronen temperatuur kort voor de eindanode homogeen te veronderstellen. Bovendien geldt dat $\bar{\lambda}_{e,ion} <$ lengte van gebied III.

7.3 Meetmethode

Voor argon en krypton is de produktie van metastabielen gemeten voor zowel de korte boog als de lange boog configuratie. De metingen zijn uitgevoerd met behulp van de looptijdmaschine "looptijd I". In figuur 47 zien we een gemeten looptijdspektrum samen met de aangepaste modelfunctie.

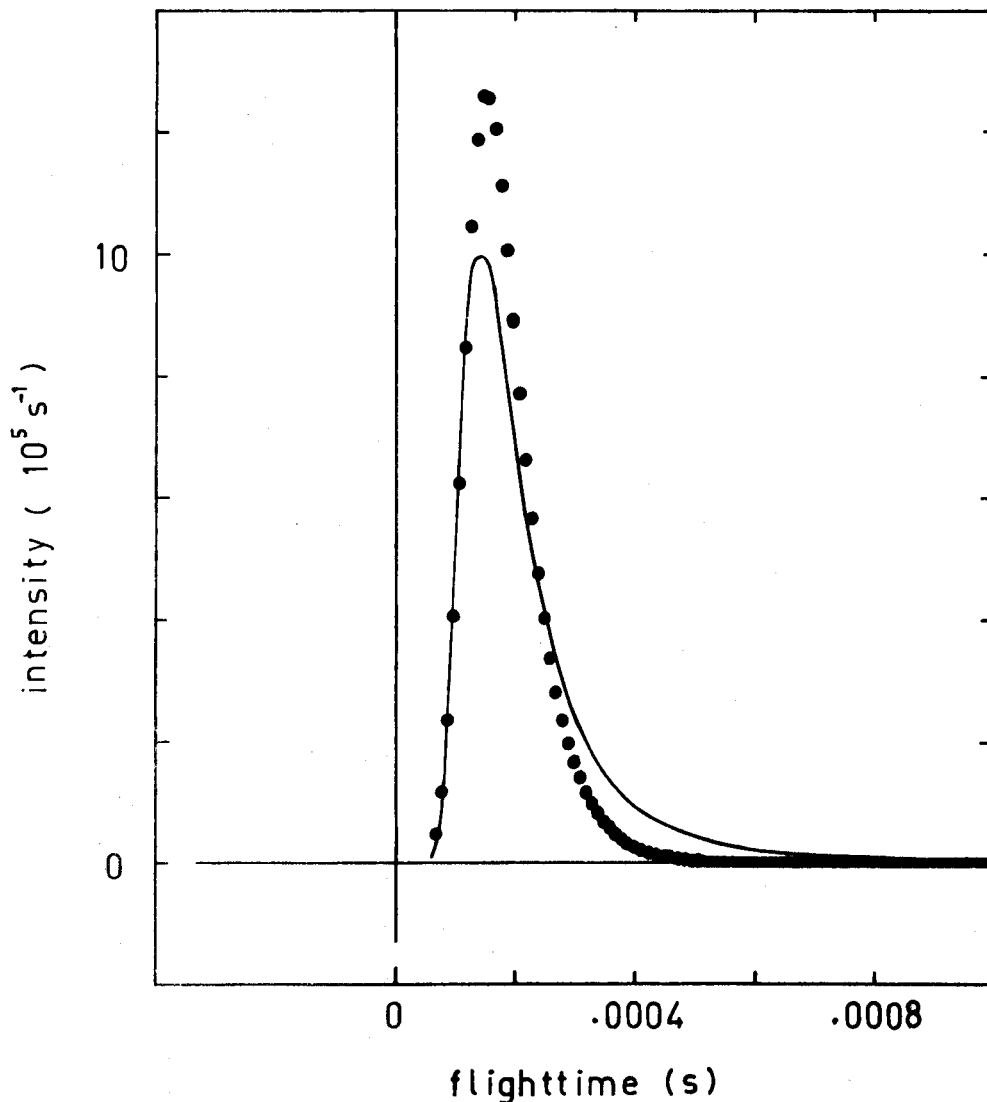


Fig. 47. Een gemeten looptijdspektrum voor de korte boog configuratie, samen met de aangepaste modelfunctie (getrokken lijn). De stippen stellen de meting voor (Ar).

Deze modelfunctie gaat uit van een thermische bron en houdt dus geen rekening met bijvoorbeeld het bovengenoemde effect van verschuiving naar hogere snelheden. Bovendien kan resonante ladings- en excitatie wisseling (zie paragraaf 6.5) de snelheidsverdeling beïnvloeden. Deze modelfunctie dient voor een eerste orde bepaling van intensiteit en temperatuur. Aan

nieuwe en betere aanpassingsprocedures, waarbij genoemde effecten in rekening worden gebracht, wordt gewerkt.

Bij de metingen is aangenomen dat de detektie efficiency van de metastabielen 100% is. De gegeven intensiteiten vormen dus een ondergrens van de werkelijke intensiteiten. Voor deze metingen is een nikkel vangkapje gebruikt in de configuratie van figuur 7, zoals die ook besproken is in hoofdstuk 2.

7.4 Meetresultaten voor argon en krypton

In figuur 48 staan voor Ar en Kr de belangrijkste verschillen tussen de resultaten van de lange boog en korte boog configuraties vermeld.

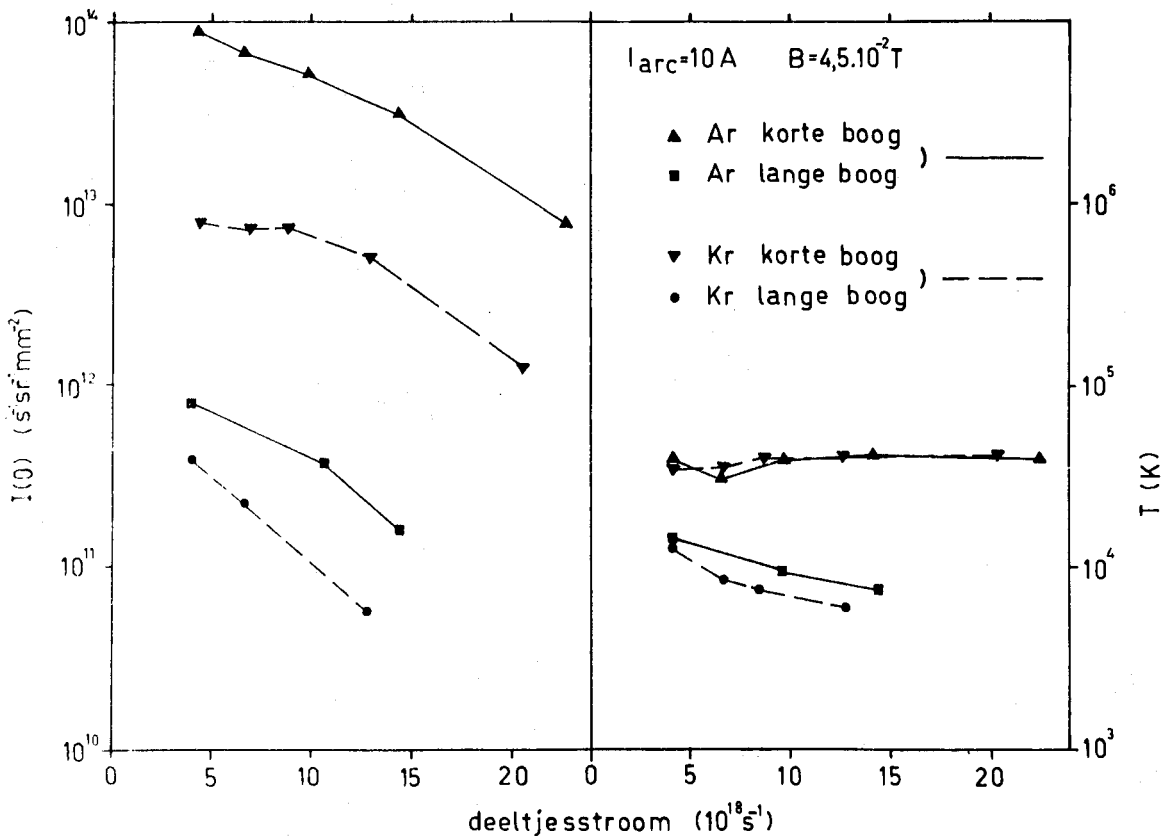


Fig.48. Een overzicht van de resultaten van de metingen aan Ar en Kr voor beide boogconfiguraties.

Voor Ar zijn de intensiteiten voor de lange boog circa 100x zo laag als die voor de korte boog en de temperatuur van de metastabielen uit de lange boog is circa 5x zo laag als de temperatuur van de metastabielen uit de korte boog. Voor Kr zijn deze factoren voor intensiteit en temperatuur resp. 30 en 5.

We zien uit figuur 48 dat - voor de lange boog - de intensiteiten voor de argon metastabielen qua grootte orde redelijk overeenkomen met de berekende intensiteiten in paragraaf 7.2. Hierbij moeten we bedenken dat, vanwege de 100% detektie efficiency van metastabielen, de gemeten intensiteiten een ondergrens vormen van de werkelijke intensiteiten.

We zullen nader ingaan op een aantal meetresultaten voor Ar. Voor meer gedetailleerde informatie over de metingen wordt verwezen naar de appendix. In figuur 49 is de voorwaartse intensiteit $I(0)$ en de effectieve temperatuur T gegeven voor Ar voor de lange boog configuratie.

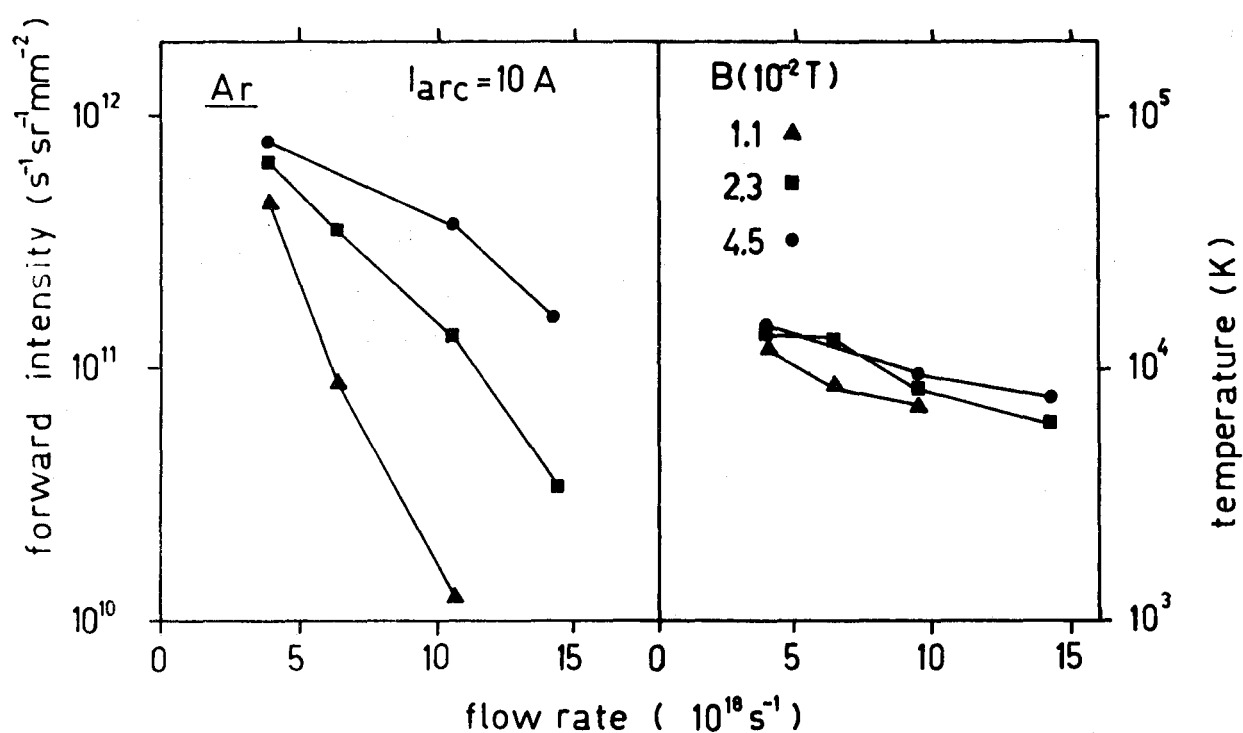


Fig.49. De intensiteit $I(0)$ en de temperatuur T van de argon metastabielen gemeten in de lange boog configuratie als functie van de deeltjesstroom door de kathode bij verschillende magnetische inducties en een boogstroom van 10 A.

De hoogste intensiteiten worden gemeten bij lage deeltjesstromen, hoge boogstromen en hoge magnetische velden. Dit kunnen we als volgt verklaren. De produktie van metastabielen (interne energie voor Ar ca. 11,7 eV) is erg gevoelig voor kleine veranderingen in de elektronen temperatuur omdat alleen de staart van de verdeling bijdraagt tot het produktie proces. Voor de ionisatie van metastabielen (ionisatie energie Ar metastabiel is ca. 4 eV) bezit een groot gedeelte van de elektronen bevolking genoeg energie en een

kleine verandering in de elektronen temperatuur zal de ionisatie nauwelijks beïnvloeden. Dus zal een kleine toename van de elektronen temperatuur de productie van metastabielen sterk doen toenemen en de ionisatie van metastabielen (het verliesproces) nauwelijks beïnvloeden. Dit is in overeenstemming met de berekeningen die gedaan zijn met het botsingsstralingsmodel (zie paragraaf 6.6) en het eenvoudige model voor de berekening van de voorwaartse intensiteit in paragraaf 7.2. De gemeten temperatuur van de metastabielen van 1 eV is een faktor 3 hoger dan de temperatuur van de snelle grondtoestand neutralen, gemeten onder vergelijkbare omstandigheden (The77).

Figuur 50 toont voor argon de voorwaartse intensiteit $I(0)$ en de effectieve temperatuur T voor de korte boog configuratie als functie van de deeltjesstroom door de kathode.

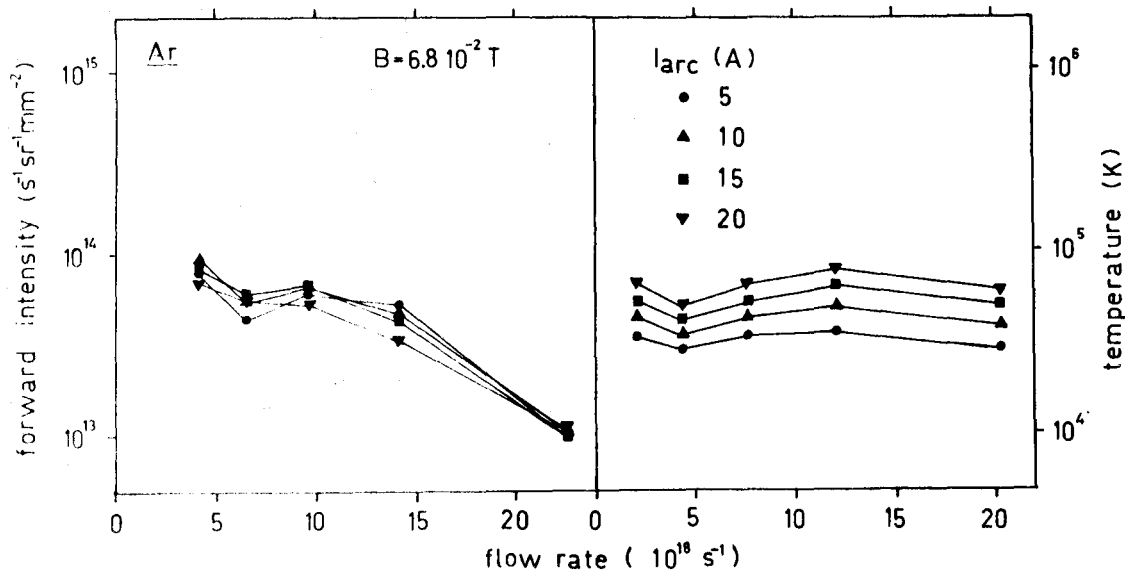


Fig.50. De intensiteit $I(0)$ en de effectieve temperatuur T van de argon metastabielen gemeten in de korte boog configuratie als functie van de deeltjesstroom door de kathode bij verschillende boogstromen en een magnetische inductie van $6,8 \cdot 10^{-2} \text{ T}$.

De hoogste intensiteiten worden gemeten bij lage deeltjesstromen terwijl de effectieve temperatuur alleen afhangt van de boogstroom en nagenoeg konstant is over het hele gebied van de deeltjesstroom. De gemeten temperaturen zijn een faktor 3 hoger dan de temperaturen die gemeten zijn voor snelle grondtoestand neutralen (Uit77).

7.5 Konklusie

Als we de verhouding van de voorwaartse intensiteiten van metastabielen en snelle neutralen, K^* , uitrekenen vinden we voor de lange boog (Uit77):

$$\frac{I(0)_m}{I(0)_{\text{snel}}} < 5 \cdot 10^{-4}$$

en voor de korte boog (The79):

$$\frac{I(0)_m}{I(0)_{\text{snel}}} \sim 4 \cdot 10^{-3}$$

In figuur 51 is voor de lange boog configuratie de verhouding van de voorwaartse intensiteit gegeven als functie van de deeltjesstroom. Uitgaande van ons sterk vereenvoudigde model kunnen we met behulp van figuur 46 en bovengenoemde frakties een afschatting maken van T_e in de bundel productie zone. Voor de lange boog komt dit neer op een $T_e \sim 3$ eV bij kleine deeltjesstromen en voor de korte boog schatten we voor de elektronentemperatuur $T_e \sim 6$ eV.

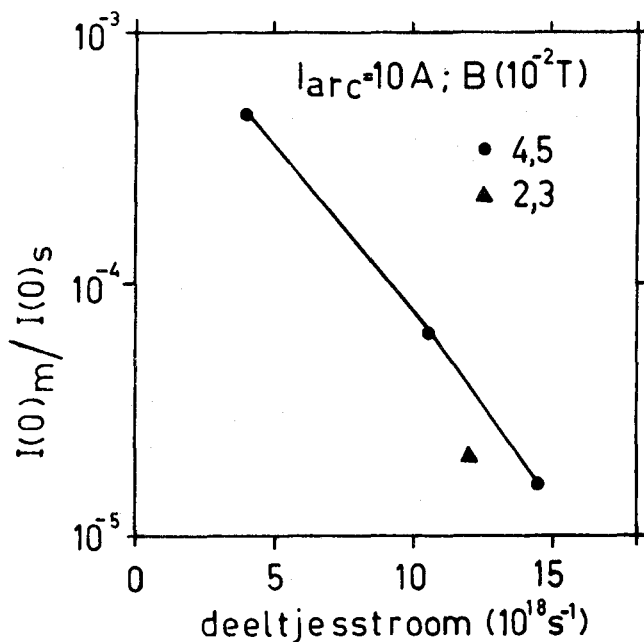


Fig. 51.

De verhouding van de voorwaartse intensiteiten van metastabielen en snelle neutralen voor de lange boog configuratie als functie van de deeltjesstroom bij een boogstroom van 10 A en verschillende magnetische inducties.

APPENDIX

In deze appendix zullen we in grafiekvorm een aantal resultaten weer-
geven van metingen aan argon en krypton aan de H.K.B. ontleding. In figuur 52
is de voorwaartse intensiteit en temperatuur van de argon metastabielen
gegeven in de korte boog configuratie als functie van de deeltjesstroom door
de kathode bij verschillende boogstromen en een magnetische inductie van
 $1,1 \cdot 10^{-2}$ T.

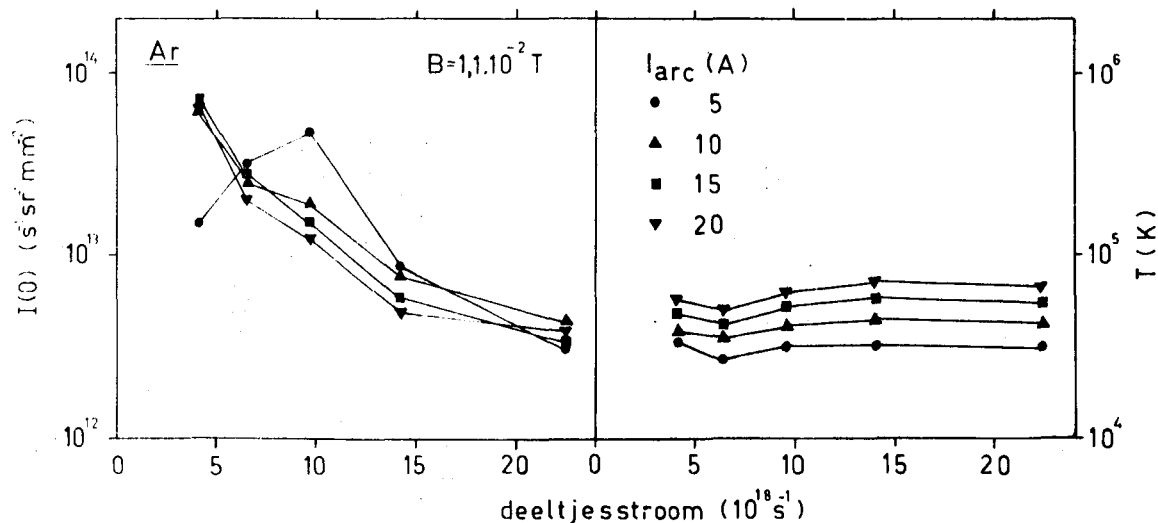


Fig. 52. De voorwaartse intensiteit en effectieve temperatuur van de Ar
metastabielen gemeten in de korte boog configuratie als functie
van de deeltjesstroom door de kathode bij verschillende boogstro-
men en een magneetveld van $1,1 \cdot 10^{-2}$ T.

In figuur 50 is hetzelfde weergegeven maar dan voor een magnetische inductie
van $6,8 \cdot 10^{-2}$ T. We zien duidelijk een hogere intensiteit bij een hoger
magneetveld terwijl de temperatuur nauwelijks verandert bij gelijke boogstro-
men. In figuur 53 is voor argon de voorwaartse intensiteit gegeven als
functie van de magnetische inductie bij verschillende deeltjesstromen door
de kathode en een boogstroom van 10 A. Voor lage deeltjesstromen zien we
een maximum in $I(0)$ ontstaan voor lage magnetische inducties.

In figuur 54 is voor krypton de voorwaartse intensiteit en temperatuur
gegeven van de metastabielen in de korte boog configuratie als functie van
de deeltjesstroom door de kathode bij verschillende boogstromen en een mag-
netische inductie van $1,1 \cdot 10^{-2}$ T. In figuur 55 is hetzelfde gegeven maar dan
voor een magnetische inductie van $6,8 \cdot 10^{-2}$ T. Ook hier zien we een toename
van $I(0)$ en weinig verandering in de temperatuur bij gelijke boogstromen.

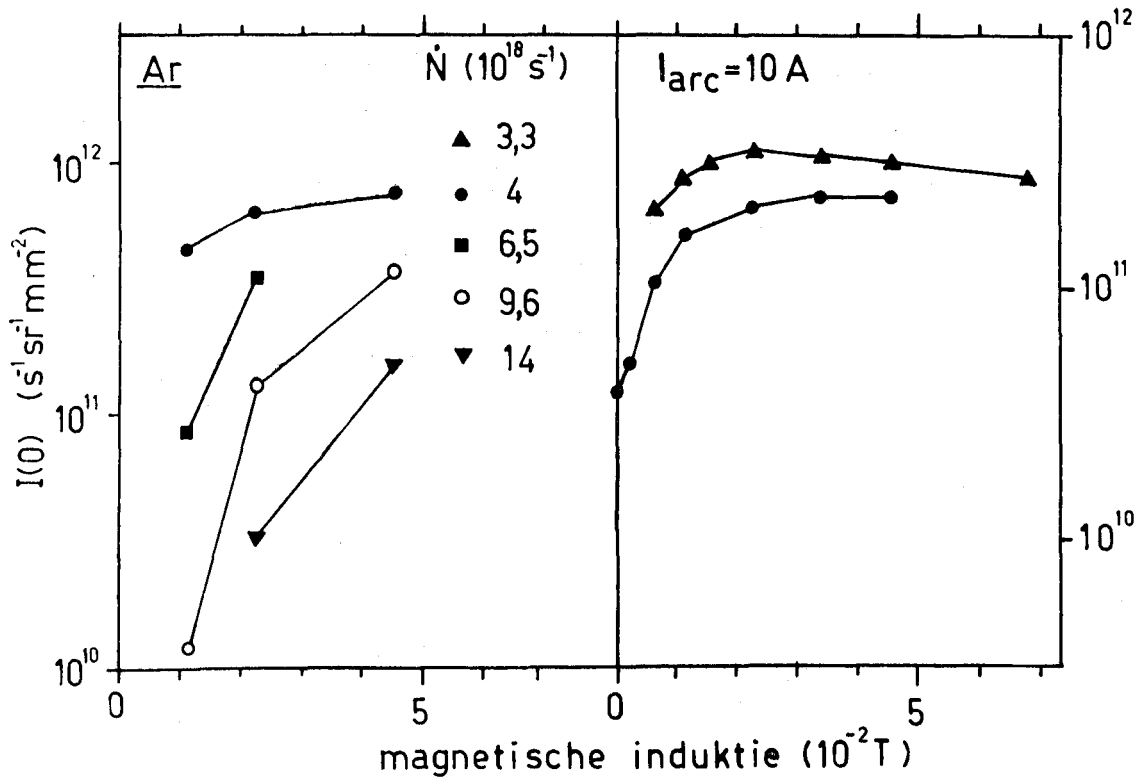


Fig. 53. De voorwaartse intensiteit van de argon metastabielen gemeten in de lange boog configuratie als functie van de magnetische inductie bij verschillende deeltjesstromen door de kathode en een boogstroom van 10 A. In het rechter gedeelte van de figuur staan voor resp. $\dot{N} = 3,3 \cdot 10^{18}\text{ s}^{-1}$ en $\dot{N} = 4 \cdot 10^{18}\text{ s}^{-1}$ meer gedetailleerde metingen weergegeven welke een aantal dagen na de metingen die in de linker helft van de figuur staan zijn gedaan. Het verschil in intensiteit is waarschijnlijk een gevolg van veranderende condities van het vangkapje.

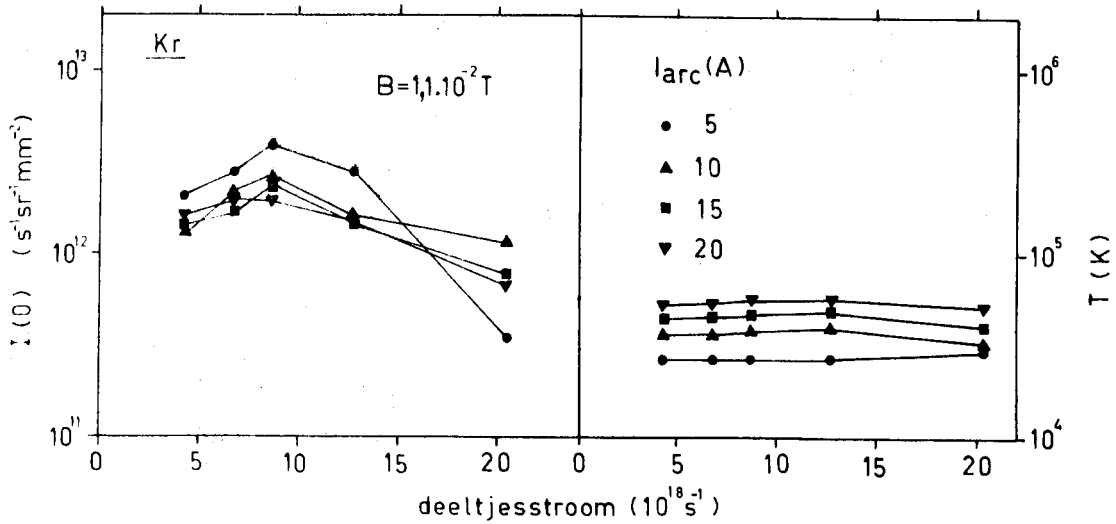


Fig. 54. De voorwaartse intensiteit en temperatuur van de krypton metastabielen gemeten in de korte boog configuratie als functie van de deeltjesstroom door de kathode bij verschillende boogstromen en een magnetische inductie van $1,1 \cdot 10^{-2}$ T.

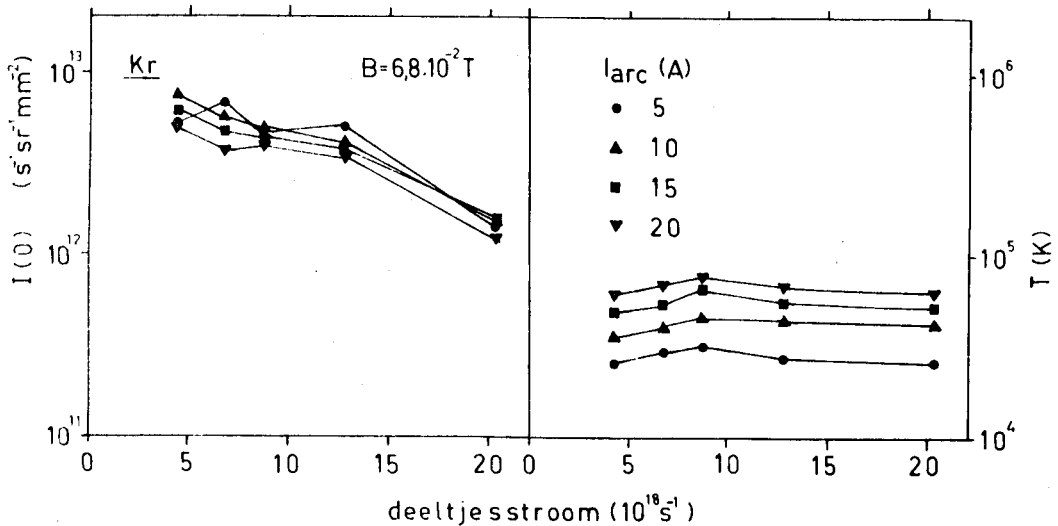


Fig. 55. Als in figuur 54 maar nu met een magnetische inductie van $6,8 \cdot 10^{-2}$ T.

In figuur 56 en 57 zijn de voorwaartse intensiteit en temperatuur gegeven van de krypton metastabielen in de lange boog configuratie als functie van de deeltjesstroom door de kathode bij verschillende boogstromen. In figuur 56 is de magnetische inductie $B = 6,8 \cdot 10^{-2}$ T en in figuur 57 geldt $B = 2,3 \cdot 10^{-2}$ T. In figuur 58 is de voorwaartse intensiteit van de krypton metastabielen gegeven als functie van de magnetische inductie voor verschillende deeltjesstromen en een boogstroom van 10 A.

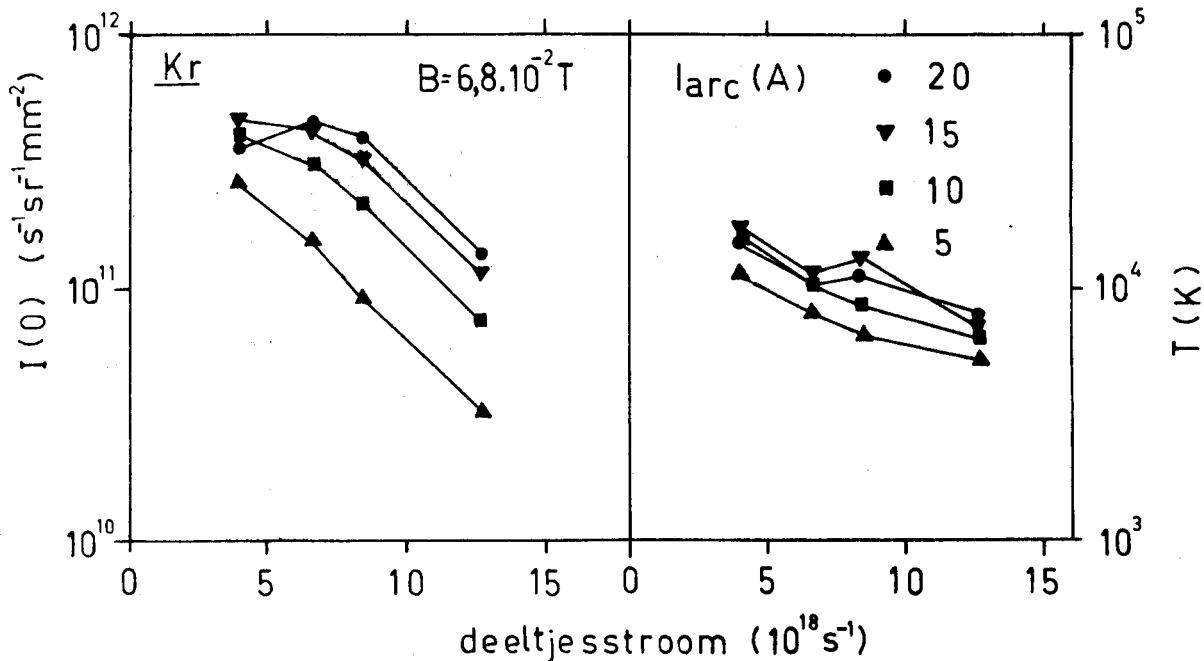


Fig. 56. De voorwaartse intensiteit en temperatuur van de Kr metastabielen gemeten in de lange boog configuratie als functie van de deeltjesstroom door de kathode bij verschillende boogstromen en een magnetveld van $6,8 \cdot 10^{-2}$ T.

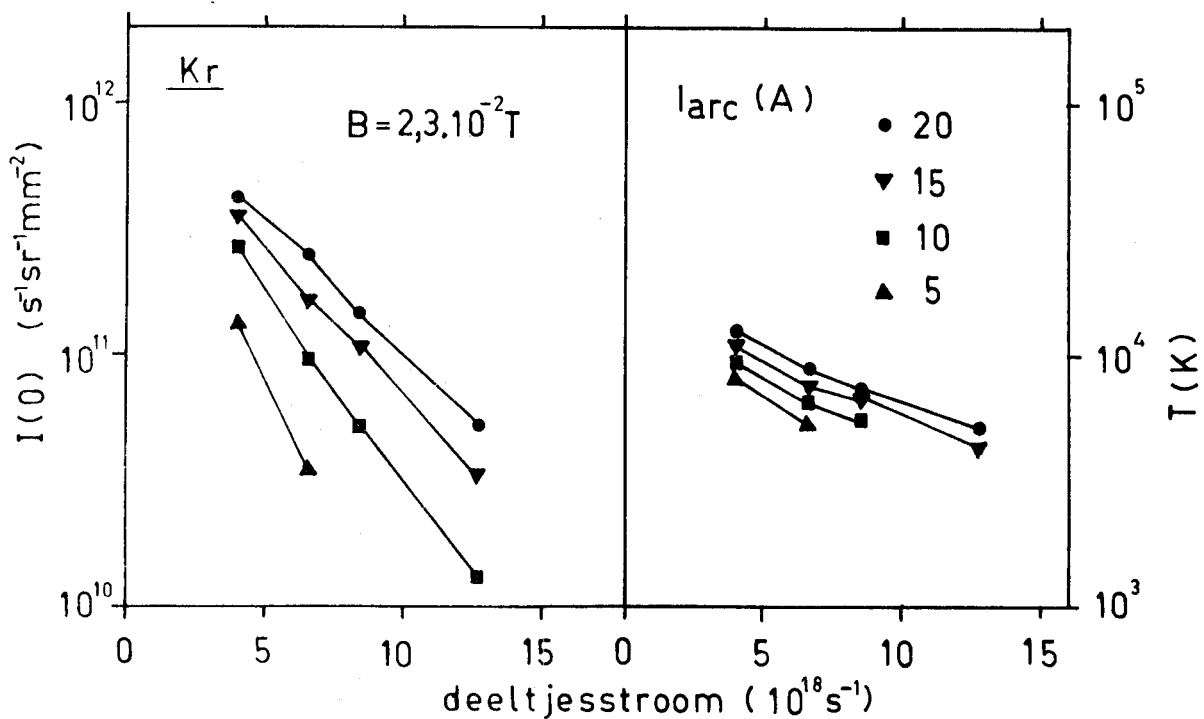


Fig. 57. Als in figuur 56 maar nu met een magnetische inductie van $2,3 \cdot 10^{-2}$ T.

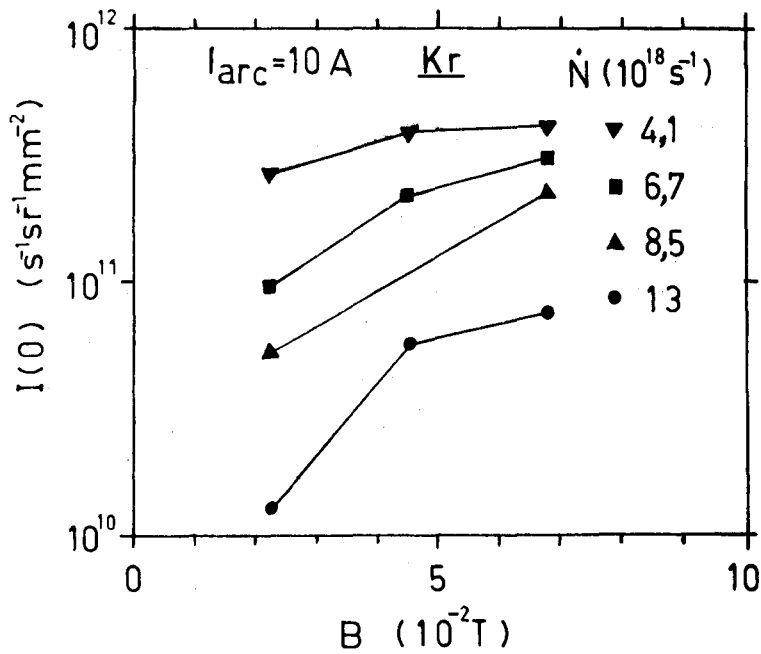


Fig. 58. De voorwaartse intensiteit van de Kr metastabielen gemeten in de lange boog configuratie als functie van de magnetische inductie bij verschillende deeltjesstromen en een boogstroom van 10 A.

REFERENTIES

- (Ard62) Ardenne, M von
Tabellen zur angewandten Physik
VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften Berlin 1962
- (Bey75) Beyerinck, H.C.W.
Thesis T.H.E. 1975
- (Bor71) Borst, W.L.
Rev. Sci. Instr. 42, 1543 (1971)
- (Bul63) Bullis, R.N.
Low Energy Cesium ion-atom cross-sections
"Report on Thermionic Conversion Specialist Conference".
Catlinburg, Tenn. Part 1. Zoals geciteerd in (Mit73).
- (Del74) Delcroix, J.L.
Adv. in elec. elec. Phys. 35, 87 (1974)
- (Dun71) Dunning, F.B., Smith, A.C.H.
J. Phys. B: Atom.Molec. Phys. 4, 1696 (1971)
- (Fer75) Ferreira, C.M., Delcroix, J.L.
Le Journal de Physique 36, 1241 (1975)
- (Fer76) Ferreira, C.M.
Rapport L.P. 157 Fevrier 1976
Université de Paris-Sud Centre d'Orsay
- (Fer78) Ferreira, C.M., Delcroix, J.L.
J. Appl. Phys. 49(4), 2380 (1978)
- (Hab77) Habets, A.H.M.
Thesis T.H.E. 1977
- (Jon75) Jongh, A.G.W.M. de
Afstudeerverslag T.H.E. NO 75-17 (1975)
- (Kat76) Katsonis
Thesis Université de Paris-Sud Centre d'Orsay
no d'ordre 1637 (1976)
- (Llo72) Lloyd, C.R., Weigold, E., Teubner, P.J.O., Hood, S.T.
J. Phys. B.: Atom. Molec. Phys. 5, 627 (1972)
- (Mar78) Martin, D.W., Gregor, R.W., Jordan, R.M., Siska, P.E.
J. Chem. Phys. 69(6), 2833 (1978)

- (Mit73) Mitchener, M., Kruger, C.H.
"Partially ionised gases"
Wiley Interscience, New York 1973
- (Moo72) Moonen, R.J.G.M.
Afstudeerverslag T.H.E. NO 72-3 (1972)
- (Mul78) Mullen, J.J.A.M. van der
Afstudeerverslag T.H.E. NT 78-01 (1978)
- (Opa72) Opal, C.B., Beaty, E.C.
J.Phys. B : Atom. Molec. Phys. 5, 627 (1972)
- (Per79) Pernot, C.E.E.
Intern rapport NO (in voorbereiding)
- (Pot79) Pots, B.
Intern rapport NT 79
- (San72) Sanche, L., Schulz, G.J,
Phys. Rev. A 5(4), 1672 (1972)
- (Sijd74) Sijde, B.
Intern rapport NT 74-4
- (Sijd79) Sijde, B.
Persoonlijke mededeling
- (The76) Theuws, P.G.A.
Afstudeerverslag NO 76-1
- (The77) Theuws, P.G.A
Journal of Appl. Phys. 48(6), 2261 (1977)
- (The79) Theuws, P.G.A.
Persoonlijke mededeling
- (Uit77) Uitterhoeve, P.J.
Afstudeerve4slag NO 77-10
- (Wal73) Wallace, S.C., Hodgson, R.T., Dreyfus, R.W.
Appl. Phys. Lett. 23(1), 22 (1973)
- (Zap66) Zapesochnyi, Feltsan
Sov. Phys. Opt. Spectr. 20, 291 (1966)