

## MASTER

### De energieoverdracht tussen elektronen en ionen in een holle kathode boog ontlading in argon

Dielis, J.W.H.

*Award date:*  
1974

[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

De energieoverdracht tussen  
elektronen en ionen in een  
holle kathode boog ontleding  
in argon.

Jos Dielis  
sept. 1974

Afstudeerwerk verricht in de groep atoomfisika  
o.l.v. Dr.Ir. B. van der Sijde.

## Inhoudsopgave.

1. Samenvatting	1
2. Inleiding	3
3. Theorie	4
3.1. Energieoverdracht van elektronen naar ionen	4
3.2. Energieoverdracht van ionen naar neutralen	5
3.3. Energietransport door diffusie en drift	7
3.4. De energiebalans	7
4. Opstelling	8
4.1. Holle kathode boog	8
4.2. F.P. interferometer	8
4.3. Andere opstellingen	9
5. Methode	12
5.1. Lijnverbreding	12
5.2. Thomsonverstrooiing	15
5.3. Lijnintensiteiten	16
5.3.1. Bepaling van de elektronentemperatuur $T_e$	16
5.3.2. De neutrale deeltjesdichtheid $n_a$	17
6. Lage iontemperatuur en neutrale temperatuur	19
7. Resultaten	20
7.1. De elektronentemperatuur $T_e$	20
7.2. De elektronendichtheid $n_e$	20
7.3. de neutrale en iontemperatuur $T_n$ en $T_i$	20
7.4. De ionisatiegraad $\alpha'$	21
7.5. De berekening van $f$	21
8. Foutendiskussie	23
9. Konklusie en diskussie	25
10. Appendix 1	27
11. Appendix 2	30
Grafieken	31
Litteratuuropgave	43

1. Samenvatting.

De klassieke energieoverdracht tussen geladen deeltjes ten gevolge van Coulombbotsingen is voor vele auteurs onderwerp van theoretisch onderzoek geweest, waarbij Landau, Desloge, Banks en Spitzer tot vrijwel gelijklopend resultaat komen.

Voor de interactie tussen elektronen en eenwaardige ionen met Maxwellse snelheidsverdelingen en  $T_i \leq T_e$  kan deze energieoverdracht geschreven worden als een botsingsfrequentie  $\nu_{ei}$ :

$$\nu_{ei} = \frac{8(2\pi)^{1/2} \cdot n_i q^4 \ln \Delta \cdot m_e^{1/2}}{3(4\pi\epsilon_0)^2 (kT_e)^{3/2} m_i} \quad (s^{-1})$$

De auteurs geven de debijlengte als bovengrens van het interactiegebied aan.

Experimenteel onderzoek naar de energieoverdracht is slechts verricht door Dougal en Goldstein in een beperkt parametergebied van lage elektronendichtheden en lage elektronentemperaturen, met als resultaat overeenstemming met de theoretisch voorspelde energieoverdracht binnen een faktor 3 naar beneden en boven.

Experimenten van Hudis e.a. aan een holle kathode boog leiden slechts tot kwalitatieve resultaten.

Het hier beschreven onderzoek werd verricht aan een holle kathode boog ontlading in argon met elektronendichtheden van  $(1-5) \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  en elektronentemperaturen van  $(25-50) \cdot 10^3 \text{ K}$ .

Er is gebruik gemaakt van het energieoverdracht model:

$$f \cdot W_{ei} = W_{in} + W_{flux}$$

De elektron-ion energieoverdracht  $fW_{ei} = n_e f \nu_{ei} \cdot 3/2 \cdot k(T_e - T_i)$  wordt gelijkgesteld aan de ion-neutraal energieoverdracht door ladingswisseling en elastische botsingen plus de verdwijning van ionen (energie) t.g.v. drift en diffusie.

De voor dit model vereiste waarden van deeltjesdichtheden en temperaturen zijn met de volgende diagnostische methoden bepaald:

- De  $n_e$  en  $T_e$  met Thomsonverstrooiing (m.b.v. een robijnlaser).
- $T_e$  bovendien m.b.v. de intensiteit van de argon II 740 Å lijn, gemeten met een 0.5 m. McPherson-vacuummonochromator.
- $T_i$  en  $T_n$  uit de lijnverbreding van argon II en I lijnen met een Fabry-Pérot-interferometer.
- De neutrale dichtheid  $n_a$  m.b.v. de lijnintensiteiten van de 6965 Å en de 7634 Å lijnen, gemeten met een Jarell-Ash-monochromator.

De waarden van de diverse werkzame doorsnedes zijn uit de literatuur verkregen.

Door berekening van  $f$  kan direkt de energieoverdracht  $W_{ei}$  volgens bovenstaand model vergeleken worden met de klassieke theorie.

Ons parametergebied omvat achtergronddrukken  $p$  van 0.75 en 1.25 mTorr, magneetvelden  $B$  van 0.06, 0.10 en 0.15 Tesla en stromen van 20 tot 125 A. De  $f$ -waarden op de as van de ontlading blijken onafhankelijk van de druk, het magneetveld en de stroomsterkte en gelijk aan  $0.26 \pm 0.07$ . Berekeningen op grond van een stel metingen op 10 mm. van de as geeft echter een waarde van  $f = 0.40$ . Dit duidt op een tekort in ons model.

Globale berekeningen laten zien dat behalve de rechtstreekse ionisatie vanaf het grondnivo (zoals dat in ons model wordt aangenomen) ook de ionisatie via metastabiele niveaus een belangrijke bijdrage geeft. Deze kan op de as van de ontlading zelfs twee keer zo groot zijn als de rechtstreekse ionisatie vanuit het grondnivo.

## 2. Inleiding

De doelstelling van het hier beschreven onderzoek is om door middel van een experiment de energieoverdracht tussen elektronen en ionen ten gevolge van Coulombbotsingen te toetsen en te vergelijken met de bestaande theoriën o.a. die van Spitzer.

De in de litteratuur bekende onderzoeken naar de energieoverdracht tussen elektronen en ionen is voornamelijk van theoretische aard.

Bekend zijn de bijdragen van Chandresekhar (4), Spitzer (2), Desloge (3) e.a. voor de berekening van de botsingsfrequentie tussen elektronen en ionen.

Het enige experimentele onderzoek is van Dougal en Goldstein (5) en speelt slechts af in een extreem parametergebied, met lage elektronentemperaturen ( $T \sim 70-300$  K) en lage elektronendichtheden ( $n_e \sim 10^{17}-10^{18} \text{ m}^{-3}$ ), en met beperkte nauwkeurigheid, niet veel beter dan een faktor 10.

Om dit parametergebied uit te breiden en zo mogelijk een betere kwantitatieve benadering te geven werd deze energieoverdracht onderzocht in een holle kathode boog ontleding in argon ( $T_e \sim (10-50) \cdot 10^3$  K en  $n_e \sim (2-5) \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ).

Het werk van Hudis e.a. (24) laat zien dat hun experimentele waarden van de iontemperaturen niet veel afwijkt van de uit een energieoverdracht model berekende waarden.

Zij geven geen kwantitatieve konklusies over energieoverdracht.

De grondgedachte van de energieoverdracht is de energiebalansvergelijking:

$$W_{ei} = W_{in} + W_{flux}$$

De energie  $W_{ei}$  die de elektronen aan de ionen geven is gelijk aan de energie  $W_{in}$  die de ionen aan de neutrale deeltjes overdragen plus de energie  $W_{flux}$  die de ionen aan de omgeving afstaan.

Het blijkt mogelijk om voor de berekening van  $W_{in}$  en  $W_{flux}$  uit te gaan van experimenteel gemeten grootheden, deels uit de litteratuur bekend, deels door ons gemeten.

Zo kunnen we door meting van de deeltjestemperaturen en de deeltjesdichtheden, en gebruik makend van de experimentele botsingsdoorsneden voor ion-neutraal botsingen en de ionisatiedoorsnede de botsingsfrequentie tussen elektronen en ionen berekenen.

### 3. Theorie

Door het opstellen van de energiebalans voor de ionen is het mogelijk om de energieoverdracht tussen elektronen en ionen te berekenen.

$$W_{ei} = W_{in} + W_{flux}$$

Deze verschillende energiestromen worden hieronder nader geanalyseerd.

#### 3.1. Energieoverdracht tussen elektronen en ionen.

De energieoverdracht tussen elektronen en ionen kan geschreven worden als:

$$W_{ei} = n_e v_{ei} \cdot 3/2 \cdot k (T_e - T_i) \quad (\text{Jm}^{-3} \text{s}^{-1}) \quad 3.1.1.$$

met  $n_e$  = elektronendichtheid  
 $v_{ei}^e$  = botsingsfrequentie  
 $T_e$  = elektronentemperatuur  
 $T_i$  = iontemperatuur

Uitdrukkingen voor de botsingsfrequentie tussen groepen deeltjes met verschillende energien zijn door meerdere auteurs afgeleid.

Zij zijn beperkt tot Maxwellse verdelingsfuncties.

Het meest bekend zijn de afleidingen voor geladen deeltjes van Landau (1), Spitzer (2) en Desloge (3).

Chandrasekhar (4) en ook Spitzer hebben de interactie tussen groepen deeltjes ten gevolge van gravitatiekrachten beschreven.

De formule van Spitzer (2) voor de botsingsfrequentie luidt in het geval van elektron-ion interactie:

$$v_{ei} = \frac{8(2\pi)^{1/2} n_i q^4 \ln(\Delta) m_e^{1/2}}{3(4\pi\epsilon_0)^2 (kT_e)^{3/2} m_i} \quad (\text{s}^{-1}) \quad 3.1.2.$$

met  $n_i$  = ionendichtheid.  
 $q$  = elementaire lading  
 $\ln\Delta$  = Coulomblogarithme ( $\ln h/p_0$ )  
 $h$  = debijelengte  
 $p_0$  = botsingsparameter voor  $90^\circ$ -botsingen  
 $T_e$  = elektronentemperatuur  
 $m_i$  = massa ion  
 $m_e$  = massa elektron

In deze formule is al gebruik gemaakt van de vereenvoudiging van enkel geladen deeltjes en  $m_e/m_i \ll 1$ .

Niet alle auteurs hebben dezelfde uitdrukking voor  $v_{ei}$ .

De formule van Chandrasekhar bevat een faktor  $1.33 T_i/T_e$ .

Landau's formule bevat een faktor 1.18 in  $\Delta$ .

De uitdrukking van Dougal en Goldstein (5) heeft een faktor 0.75 en

$\ln\Delta$  is vervangen door  $(-\ln\Delta + 0.58)^2 + \pi^2/4$ .

Verder vertoont deze  $v_{ei}$  een iets ander gedrag als funktie van  $T_e$ .

Desloge leidde dezelfde uitdrukking af als Spitzer (zie (10b)).<sup>e</sup>

### 3.2. Energieoverdracht tussen ionen en neutralen.

Een uitdrukking voor deze energieoverdracht is:

$$W_{in} = n_i v_{in}^{3/2} k(T_i - T_n) \quad (Jm^{-3}s^{-1}) \quad 3.2.1.$$

met  $n_i$  = iondichtheid

$v_{in}$  = botsingsfrequentie tussen ionen en atomen

$T_i$  = iontemperatuur

$T_n$  = neutralentemperatuur

We kunnen deze energieoverdracht onderscheiden in twee delen (zie (10b)).

1. Ladingswisseling

2. Elastische botsing

In de litteratuur vinden we de werkzame doorsnede van de ladingswisseling als funktie van het relatieve energieverschil tussen de deeltjes.

Een middeling van de experimentele resultaten van Cramer (6), Sheldon (7), Mahadevan (8), Schlumbohm (9) en Neynaber (10) geeft:

$$\sigma_{l.w.}^{1/2} = (6.83 - 0.78 \log E) \cdot 10^{-10} \text{ m.} \quad 3.2.2.$$

met  $\sigma_{l.w.}$  = doorsnede voor ladingswisseling

$E$  = relatieve energie tussen de deeltjes in eV.

Het lineaire verband tussen  $\sigma_{l.w.}^{1/2}$  en  $\log E$  is ook theoretisch gevonden. Zie hiervoor Firsov (11), Popescu (12), Rapp en Francis (13) en Smirnov en Chibisov (14).

Experimenteel gevonden waarden voor de werkzame doorsnede voor elastische botsingen ( $\sigma_{el}$ ) vinden we alleen bij Cramer (6).

Deze vindt  $\sigma_{el} \sim \sigma_{l.w.}$ .

Dit is in goede overeenstemming met Appert (15) die voor argon de relatie  $\sigma_{l.w.} = \sigma_{el}$  gebruikt.

Om een uitdrukking voor de energieoverdracht  $W_{in}$  te krijgen moeten we de doorsnede voor impulsoverdracht  $\sigma_m$  integreren over de Maxwellse snelheidsverdeling der atomen en ionen.



Desloge geeft voor de impulsoverdracht de uitdrukking

$$\sigma_m = \int_0^\pi \sigma(\theta)(1-\cos\theta)2\pi\sin\theta.d\theta \quad 3.2.3.$$

met  $\theta$  = botsingshoek

Deze uitdrukking gebruiken we slechts voor  $\sigma_{el}$ .

De doorsnede voor ladingswisseling brengen we apart in rekening.

Uit onderzoeken van Lorents (16) en Laborie (17) blijkt dat voor lage energien (<5 eV)  $\sigma_{el}$  vrij konstant blijft als funktie van de botsingshoek  $\theta$ .

Uit 3.2.3. volgt dan

$$\sigma_{m,el} \sim 0.5 \sigma_{el} \quad 3.2.4.$$

Bij ladingswisseling blijkt de totale energie van het ion over te gaan naar het neutrale deeltje.

(Zie Cramer en Simons (18), Mahadevan (8) en Schlumbohm (9)).

$$\sigma_{m,l.w.} = \sigma_{l.w.} \quad 3.2.5.$$

Uit 3.2.4. en 3.2.5. volgt met  $\sigma_{l.w.} = \sigma_{el}$  dat

$$\sigma_m = 1.5 \sigma_{l.w.} \quad 3.2.6.$$

De energieoverdracht van ionen naar neutralen wordt (zie Desloge):

$$W_{in} = n_i n_a \frac{3}{2} k(T_i - T_n) \cdot \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \cdot \frac{m_i m_n}{(m_i + m_n)^2} \cdot \left\{ \frac{2kT_i}{m_i} + \frac{2kT_n}{m_n} \right\}^{1/2}.$$

$$\int_0^\infty \left\{ \frac{E_{rel}(m_i + m_n)}{m_i kT_n + m_n kT_i} \right\}^2 \cdot \exp\left\{ -\frac{E_{rel}(m_i + m_n)}{m_i kT_n + m_n kT_i} \right\} \cdot \sigma_m(E) \cdot d\left\{ \frac{E_{rel}(m_i + m_n)}{m_i kT_n + m_n kT_i} \right\} \quad 3.2.7.$$

$$\text{met } E_{rel} = 1/2 \cdot \frac{m_i m_n}{m_i + m_n} \cdot \left| \vec{v}_i - \vec{v}_n \right|^2$$

$m_{i,n}$  = massa ion resp. neutraal

$n_{i,a}$  = dichtheden ionen resp. neutralen

$\vec{v}_{i,n}$  = snelheid ionen resp. neutralen

Substitutie van de numerieke gegevens voor argon, met 3.2.2. en  $m_i = m_n$  :

$$W_{in} = 2.3 \cdot 10^{-19} \cdot n_i n_a \frac{3}{2} k(T_i - T_n) (T_i + T_n)^{1/2} \cdot \left\{ 100.7 - 6.91 \ln(T_i + T_n) + 0.114 (\ln(T_i + T_n))^2 \right\} \quad 3.2.8.$$

### 3.3. Energetransport door diffusie en drift van ionen.

In de evenwichtsituatie zullen in een volumeelement van het plasma in de ontladingsbuis de aantallen verdwijnende deeltjes (ionen) gelijk zijn aan het aantal dat door ionisatie gevormd wordt.

$$\nabla(n_i \vec{v}_i) + n_e n_a \langle \sigma v \rangle_e^{\text{ion.}} = 0 \quad 3.3.1.$$

met  $\langle \sigma v \rangle_e^{\text{ion.}}$  = de ionisatiedoorsnede geïntegreerd over Maxwellse snelheidsverdeling der elektronen

Omdat  $\nabla(n_i \vec{v}_i) \sim \nabla_r(n_i \vec{v}_i)$ , doordat  $\nabla_z(n_i \vec{v}_i) \ll \nabla_r(n_i \vec{v}_i)$ , kunnen we de radiële verliezen gelijkstellen aan de aanmaak door ionisatie van atomen (met temperatuur  $T_n$ ).

$$W_{\text{flux}} = n_e n_a \langle \sigma v \rangle_e^{\text{ion.}} \cdot 3/2 \cdot k(T_i - T_n) \quad 3.3.2.$$

### 3.4. De energiebalans.

In de energiebalans

$$W_{ei} = W_{in} + W_{\text{flux}} \quad 3.4.1.$$

vervangen we  $W_{ei}$  door  $f \cdot W_{ei}$ .

Door bepaling van  $f$  uit de gemeten grootheden (Temperaturen en deeltjesdichtheden in het plasma) zijn we direkt in staat om onze energieoverdracht  $W_{ei}$  te vergelijken met de door Spitzer gegeven waarde.

Na substitutie van numerieke gegevens geeft 3.4.1.:

$$f = \frac{(T_i - T_n) \{ 4.76 \cdot 10^{-9} \cdot (T_i + T_n)^{1/2} \cdot A + 2.07 \cdot 10^{10} \cdot \langle \sigma v \rangle_e^{\text{ion.}} \}}{\alpha' \cdot (T_e - T_i) \cdot T_e^{-3/2} \cdot 2.147 B} \quad 3.4.2.$$

met  $A = 100.74 - 6.904 \ln(T_i + T_n) + 0.114 (\ln(T_i + T_n))^2$   
 $B = 16.21 - 1.50 \ln T_e - 0.50 \ln n_e$   
 $\alpha' = n_i / n_a$

#### 4. Opstelling.

##### 4.1. Holle kathode boog.

De experimentele opstelling bestaat uit een holle kathode boog ont-  
lading, zoals die in de groep Atoomfysika gebruikt wordt. (Zie figuur 4.1.).  
De pyrex ontladingsbuis heeft een lengte van  $\pm 1.50$  m. en een door-  
snede van 25 cm.

In het middendeel van de buis bevinden zich waarnemingstuiten ten  
behoefte van verschillende diagnostieken.

De kathode is een hol wolfram pijpje met een inwendige diameter van  
5 mm., de anode een ronde wolfram schijf.

Door de hete kathode wordt een konstante argon gasstroom gestuurd.  
Het gas wordt door twee kwikdiffusiepompen afgevoerd.

De achtergrond druk in de buis is regelbaar van  $\pm 0.50 - 2.50$  mTorr.

De ontlading wordt samengedrukt langs de as van de buis door een mag-  
netisch veld met een instelbare grootte van 0 tot 0.15 Tesla.

De ontladingsstroom is instelbaar tussen 0 en 300 A, met een prak-  
tische begrenzing van  $\pm 150$  A.

Voor een meer gedetailleerde beschrijving, zie (19) en (20).

##### 4.2. Fabry-Pérot-interferometer.

De lijnprofielen worden gemeten met een Fabry-Pérot-interferometer.  
(Zie voor de opstelling figuur 4.2.).

Voor de lichte ringen in het interferentiepatroon geldt:

$$k\lambda = 2nd \cdot \cos\theta$$

met  $k$  = orde van de ring.

$\lambda$  = golflengte

$n$  = brekingsindex van het gas tussen de F.P. platen

$d$  = afstand tussen de platen

$\theta$  = uittreehoek van de lichtstralen

De vrije spektrale breedte is:

$$\Delta\lambda_s = \lambda^2/2d$$

Voor ons geval met  $d = 2$  mm. en  $\lambda = 4200 \text{ \AA}$  is deze vrije spektrale  
breedte 440 mÅ.

De golflengte  $\lambda$  wordt gescanned door de druk van het gas waarin de  
interferometer geplaatst is te variëren, waardoor de brekingsindex  
 $n$  verandert.

De F.P. is daarvoor geplaatst in een cilindervormig metalen huis, waarin  
de druk lineair met de tijd verhoogd wordt m.b.v. een drukvalpijp  
(drukval = 10 atm.).

Het interferentiepatroon wordt concentrisch afgebeeld rond een stilstaand  
diafragma (doorsnede is 2 mm.).

Dit in tegenstelling tot vroeger toen het interferentiepatroon afgetast  
werd met een lopende spleet van 0.50 bij 0.09 mm.; scanning van de  
golflengte door verandering van  $\theta$  ).

Door dit diafragma is een 70 maal grotere lichtopbrengst te verkrijgen bij hetzelfde scheidend vermogen, zodat ook zwakkere lijnen voldoende nauwkeurig gemeten kunnen worden.

Het plasmaalicht wordt via een prismamonochromator, met een bandbreedte van  $7 \text{ \AA}$ , in de F.P. geleid.

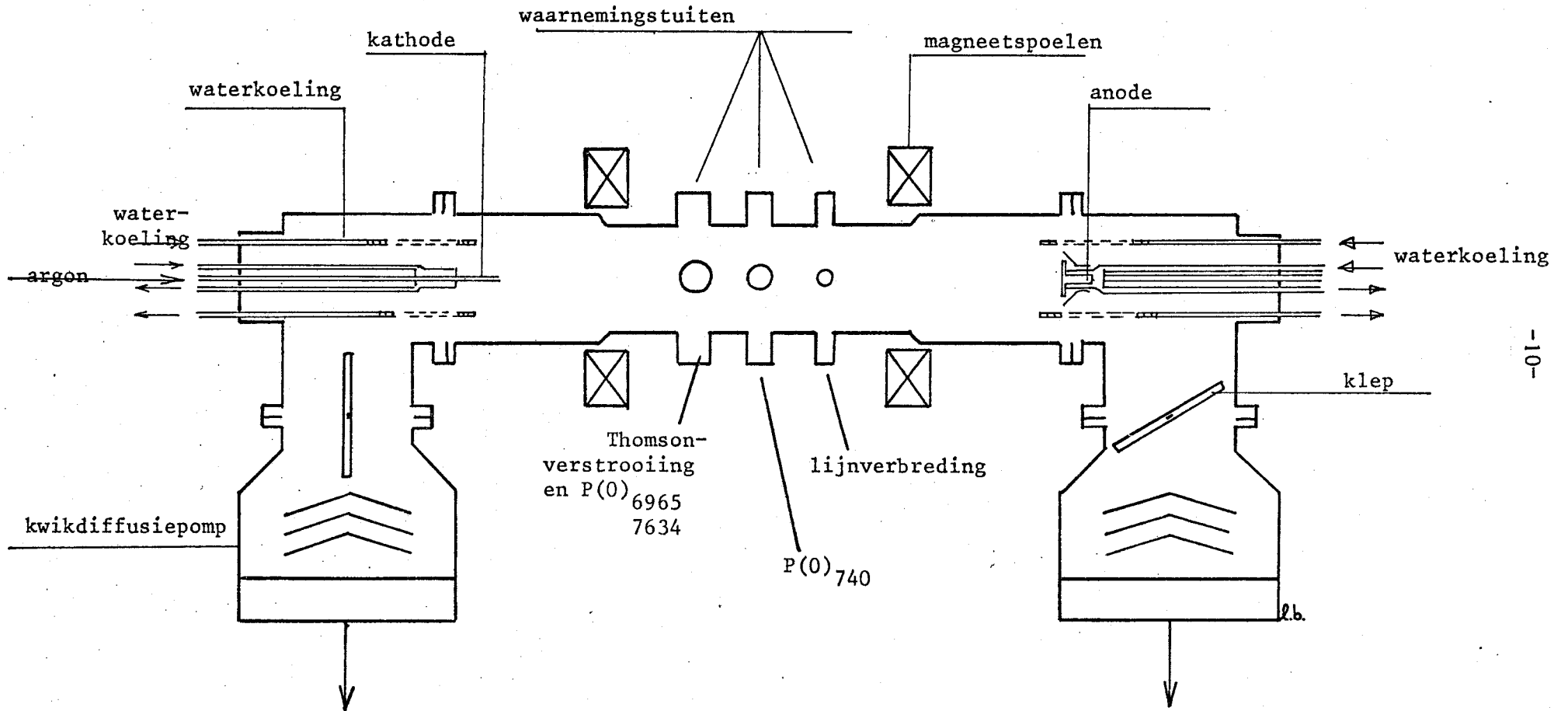
Alle doorgelaten lijnen geven een interferentiepatroon met de mogelijkheid van overlapping, ook al is de afstand tussen de lijnen veel groter dan  $440 \text{ m\AA}$ , de vrije spektrale breedte.

Het lijnprofiel wordt via een fotomultiplier op een schrijver geregistreerd.

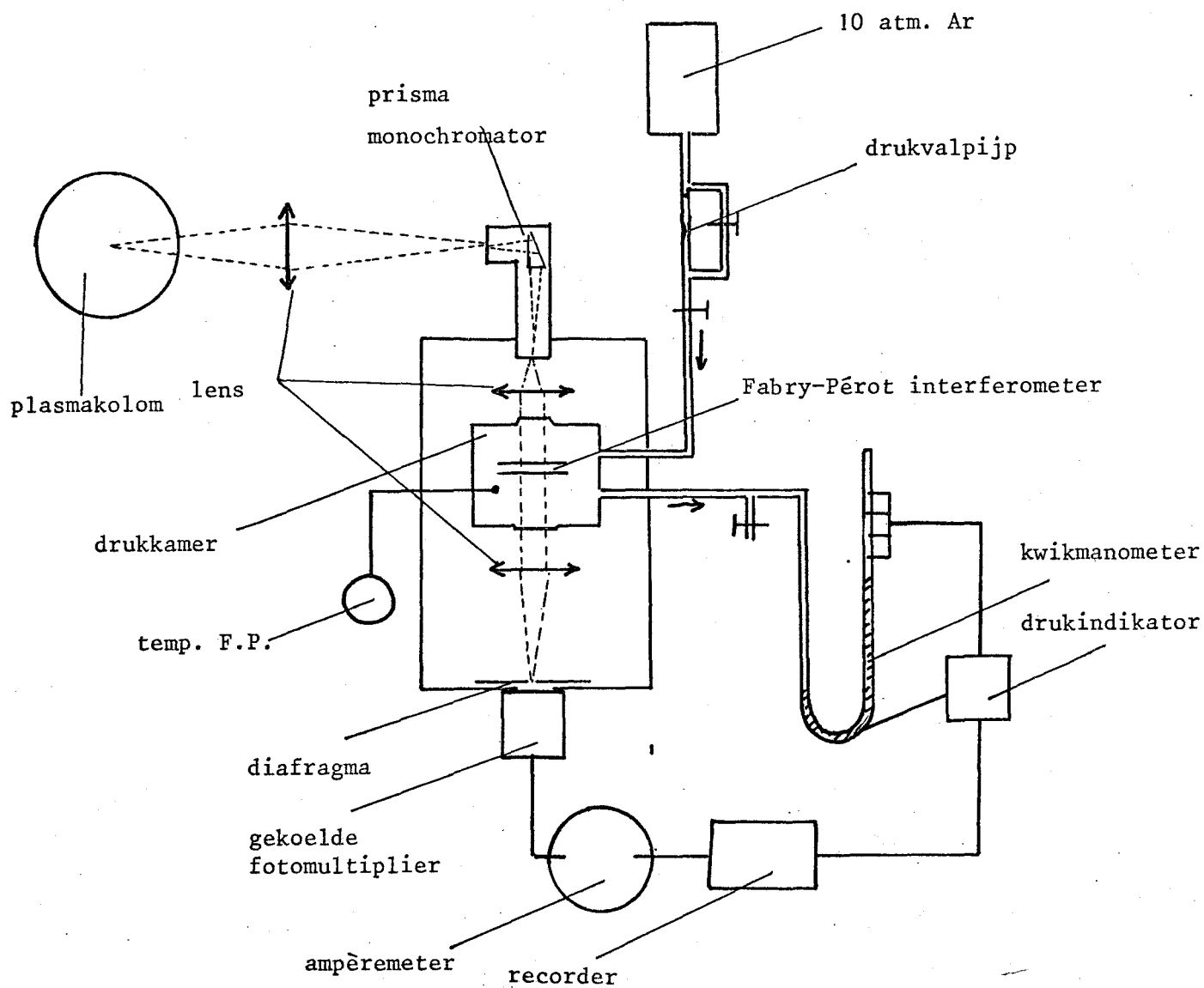
Voor een gedetailleerde beschrijving zie (21).

#### 4.3. Andere opstellingen.

Voor de Thomsonverstrooiing wordt verwezen naar ref. (22); Voor de lijnintensiteiten met de Jarell-Ash-monochromator naar ref. (19) en voor lijnintensiteitsmetingen met de McPherson-vacuümmonochromator naar ref. (23).



4.1. Holle kathode boog ontleding.



Figuur 4.2. Opstelling ter bepaling van de lijnbreedtes met behulp van een Fabry-Pérot-interferometer.

## 5. Methode.

Voor het bepalen van  $f$  uit 3.4.2. is het nodig de waarden van de volgende grootheden te kennen:

1. De iontemperatuur  $T_i$
2. De neutrale temperatuur  $T_n$
3. De elektronentemperatuur  $T_e$
4. De elektronendichtheid  $n_e$
5. De neutrale dichtheid  $n_a$
6. De ionisatierate  $\langle \sigma v_e \rangle_{ion}$ .
7. De werkzame doorsnedes voor ladingswisseling en elastische verstrooiing tussen ionen en neutralen. (Deze zijn reeds in 3.4.2. verwerkt).

De grootheden 1 t/m 5 worden direkt of indirekt gemeten met een van de diagnostische methoden aan een holle kathode boog ontlading in argon. Er wordt gebruik gemaakt van de volgende diagnostieken:

1. Lijnverbreding: bepaling van  $T_i$  en  $T_n$ .
2. Thomsonverstrooiing: bepaling van  $T_e$  en  $n_e$ .
3. Lijnintensiteiten: bepaling van  $n_a$  en het verloop van  $T_e$ .

De grootheid  $\langle \sigma v_e \rangle_{ion}$  werd berekend als functie van  $T_e$ , aan de hand van de bekende ionisatiedoorsnede  $\sigma_{ion}(E)$ . (Zie grafiek 1).

De metingen in het kader van dit afstudeerwerk verricht zijn de lijnverbreding en lijnintensiteitsmetingen, terwijl gebruik gemaakt is van lijnintensiteitsmetingen in het verre U.V. ( Bert Pots ) en Thomsonverstrooiing ( George Srouji ).

### 5.1. Lijnverbreding.

De totale verbreding van een lijn is in het algemeen een som van verbredingen.

We kunnen als belangrijkste onderscheiden de natuurlijke lijnbreedte, de drukverbreding, de Dopplerverbreiding, Starkverbreding en Zeemansplitsing. De natuurlijke lijnbreedte is in het algemeen te verwaarlozen.

De drukverbreding is bij deze lage achtergrondrukken ook verwaarloosbaar klein.

Door verder gebruik te maken van een polaroidfilter in de lichtweg is het circulair gepolariseerde licht van de Zeemansplitsing te elimineren. Hierdoor blijft nog slechts de lineaire komponent over.

Deze komponent kan nog gesplitst zijn ten gevolge van het anomale Zeeman-effect.

Metingen aan een aantal lijnen in het 4800 - 5000 Å gebied, waarvan één zonder en drie met anomale Zeemansplitsing, hebben echter aangetoond dat geen meetbare verbreding t.g.v. genoemd effect optreedt. (Zie verder in dit hoofdstuk).

Bovendien tonen berekeningen aan diezelfde lijnen aan dat deze verbreding, die bijvoorbeeld bij de 4881 Å-lijn tussen de uiterste componenten 4 mÅ bedraagt, verwaarloosbaar klein zijn ( $< 0.1$  mÅ) t.o.v. de totale lijnbreedte.

Verder kan de Starkverbreding verwaarloosd worden omdat deze bij  $n_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$  reeds ongeveer 0.25 mÅ bedraagt. (Zie (29)). De enige bij alle lijnen meetbare verbreding is de temperatuurverbreding, een Dopplerverbreiding.

Deze Dopplerverbreiding heeft een Gaussisch profiel:

$$G(\Delta\lambda) = C \cdot \exp(-\Delta\lambda^2 / \beta^2) \quad 5.1.1.$$

met  $\Delta\lambda =$  golflengte vanuit het centrum van de lijn.

$$\beta = \frac{\Delta\lambda^G_{1/2}}{2\sqrt{\ln 2}}, \quad \Delta\lambda^G_{1/2} \text{ is de halfwaardebreedte.}$$

Het apparaatprofiel van een F.P. interferometer is een Voigtprofiel. Dit is de convolutie van een Lorentzprofiel (het ideale apparaatprofiel) en een Gaussisch profiel (ten gevolge van apparaat- en instelfouten).

Het Voigtprofiel wordt voorgesteld door:

$$V(a, v) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-y^2) \cdot dy}{a^2 + (v-y)^2} \quad 5.1.2.$$

$$\text{met } v = \frac{2\sqrt{\ln 2} \cdot \Delta\lambda}{\Delta\lambda^G_{1/2}}; \quad a = \frac{\Delta\lambda^L_{1/2} \cdot \sqrt{\ln 2}}{\Delta\lambda^G_{1/2}}$$

$\Delta\lambda =$  golflengte vanuit het midden van de lijn.

$\Delta\lambda^L_{1/2} =$  Lorentzbreedte

$\Delta\lambda^G_{1/2} =$  Gaussbreedte

De breedte van het apparaatprofiel van de F.P. werd bepaald door meting van de lijnprofielen van metaaldamplampen. (Zie appendix 1).

De totale halfwaardebreedtes van het Voigtprofiel staan in onderstaande tabel vermeld bij een drietal golflengtes:

$\lambda$ (Å)	Halfwaardebreedte (mÅ)
4132	$32.6 \pm 1.5$
4158	$30.9 \pm 1.5$
4228	$29.7 \pm 1.5$

Door deconvolutie van het gemeten lijnprofiel van een argonlijn met het apparaatprofiel kan de Dopplerbreedte van de lijn bepaald worden.



Hieruit is de temperatuur van de ionen en de neutralen te berekenen:

$$\frac{\Delta\lambda_{1/2, i, n}^D}{\lambda_{i, n}} = 2\sqrt{\ln 2} \cdot \left\{ \frac{2kT_{i, n}}{m_{i, n} c^2} \right\}^{1/2}$$

met  $\Delta\lambda_{1/2, i, n}^D$  = Dopplerbreedte van ion- en neutraallijnen  
 $\lambda_{i, n}$  = golflengte  
 $T_{i, n}$  = ion- resp. neutrale temperatuur  
 $m_{i, n}$  = massa van ion en neutraal  
 $c$  = de lichtsnelheid.

De keuze van de te meten lijnen ( Ar I en Ar II-lijnen ) hangt af van een drietal factoren:

1. De lijnen moeten in een klein golflengte interval liggen om de golflengteafhankelijkheid van de reflectiecoëfficiënt R van de platen van de F.P. zo klein mogelijk te doen zijn. ( Zie appendix 1 ).
2. De lijnen moeten zō sterk zijn dat zij bij alle plasma-kondities te gebruiken zijn en dat zij in het interferentiepatroon van de F.P. goed gescheiden zijn van eventuele andere lijnen (zodat symmetrische profielen ontstaan).
3. De invloed van andere verbredingsvormen dan Dopplerverbreiding moet te verwaarlozen zijn.

De gekozen lijnen zijn:

De neutrale lijnen ( Ar I ) : 4158 Å en 4200 Å.

De ionlijnen ( Ar II ) : 4132 Å, 4156 Å en 4228 Å.

Aan voorwaarde 1 is voldaan: de lijnen liggen allen in een golflengte-interval van 100 Å.

Aan voorwaarde 2 is altijd voldaan voor de 4132 Å, de 4228 Å en de 4158 Å lijnen.

De 4156 Å is slechts bruikbaar voor ontladingsstromen groter dan 80 A.

De 4200 Å in het algemeen voor stromen kleiner dan 40 A.

Wat betreft voorwaarde 3:

De extra verbreding t.g.v. het normaal Zeemaneffekt is ondervangen door een polaroid filter.

De extra verbreding t.g.v. het anomaal Zeemaneffekt bleek voor alle gebruikte lijnen verwaarloosbaar klein.

Verbreiding t.g.v. de natuurlijke lijnbreedte speelt alleen een rol bij lijnen die eindigen op het  $4s^2P$  - doublet. ( Zie verder dit hoofdstuk ).

In het onderzoek naar mogelijk extra verbreding door het anomaal Zeemaneffekt is een significant verschil in halfwaardebreedte van  $4.0 \pm 0.2$  mÅ gevonden tussen de Ar II-lijnen 4881 Å (  $4p^2D_{5/2} - 4s^2P_{3/2}$  ) en 4965 Å (  $4p^2D_{3/2} - 4s^2P_{1/2}$  ) enerzijds en anderzijds de lijnen 4806 Å (  $4p^2P_{5/2} - 4s^4P_{5/2}$  ) en 5009 Å (  $4p^4P_{5/2} - 4s^4P_{3/2}$  ).

De beide eerste lijnen (grotere breedte) zijn laserlijnen, de laatste twee (kleinere breedte) niet.



Uit de resultaten van dit experiment blijkt dat de berekende waarden van  $T_e$  voor stromen groter dan 50 A niet betrouwbaar zijn.

Voor stromen kleiner dan 50 A worden gemiddeld de waarden van  $T_e$  als betrouwbaar verondersteld.

(Zie voor de bepaling van het verloop van  $T_e$  5.3.1.).

De metingen van  $T_e$  en  $n_e$  werden verricht door G.Srouji.

### 5.3. Lijnintensiteiten.

De lijnintensiteitsmetingen zoals die in dit onderzoek gedaan werden hebben een tweeledig doel:

1. De argon II 740 Å - lijn voor de bepaling van het relatieve verloop van  $T_e$ .
2. De neutrale lijnen 6965 Å en 7634 Å ter bepaling van de neutrale dichtheid  $n_a$  (zie appendix 2).

De zichtbare lijnen werden gemeten met een 0.5 m. Jarell-Ash-monochromator (19), de verre U.V.lijn met een 0.5 m. McPherson vacuümmonochromator (23).

#### 5.3.1. Bepaling van de elektronentemperatuur $T_e$ .

Zoals in 5.2. reeds vermeld is de bepaling van  $T_e$  uit Thomsonverstrooiing voor grote stromen niet betrouwbaar.

Daarom wordt het verloop van de elektronentemperatuur met de stroom berekend met behulp van het verloop van de lijnintensiteit van de 740 Å-lijn met deze parameter.

Voor deze lijn geldt de relatie:

$$P(0)_{740} \propto n_e^2 \cdot \exp\left(-\frac{16.65e}{kT_e}\right) \quad 5.3.1.1.$$

met  $P(0)_{740}$  = Stralingsflux op de as van de ontlading.

$n_e$  = elektronendichtheid

$T_e$  = elektronentemperatuur

$e$  = elementaire lading

Daar de vacuümmonochromator niet geijkt is, is  $P(0)_{740}$  niet uit de fotomultiplierstroom  $I(0)_{740}$  te bepalen.

De fotomultiplier zet het signaal uit de monochromator om in een stroomsterkte, waaruit na de Abel-procedure de grootheid  $I'(0)_{740}$ , de "radiële" stroom, volgt.

(Zie appendix 2, lijnintensiteiten).

Voor de evenredigheidsconstante  $K$  uit:

$$I'(0)_{740} = K \cdot n_e^2 \cdot \exp\left(-\frac{16.65e}{kT_e}\right) \quad 5.3.1.2.$$

is de gemiddelde waarde genomen van alle konstantes  $k_j$  die volgen uit:

$$I'(0)_{740,j} = k_j \cdot n_{e,j} \cdot \exp\left(-\frac{16.65e}{kT_{e,j}}\right) \quad 5.3.1.3.$$

voor iedere plasmakonditie bij stromen kleiner dan 50 A.  
( $T_e$  werd dus gemiddeld als betrouwbaar verondersteld).

Met de bekende konstante K worden nu alle elektronentemperaturen bepaald uit 5.3.1.2. , met de gemeten  $I'(0)_{740}$  en  $n_e$  uit Thomsonverstrooiing.

### 5.3.2. De neutrale deeltjesdichtheid $n_a$ .

Bij de spontane emissie van straling van nivo m naar een nivo n is de stralingsflux  $P_{mn}$  van een lijn gelijk aan:

$$P_{mn} = n_m \cdot A_{mn} \cdot h \cdot \nu_{mn} \quad (\text{Jm}^{-3} \text{s}^{-1}) \quad 5.3.2.1.$$

met  $n_m$  = deeltjesdichtheid in de aangeslagen toestand m

$A_{mn}$  = de Einstein-overgangswaarschijnlijkheid

h = de konstante van Planck

$\nu_{mn}$  = de frekwentie van de straling.

Voor de door ons gebruikte neutrale lijnen geldt verder.  
(andere vormen van bevolkingbijdragen zijn klein verondersteld).

$$n_a n_e \langle \sigma_{e \text{ exc}} \rangle = n_m \Sigma A \quad 5.3.2.2.$$

met  $n_a$  = neutrale deeltjesdichtheid

$\langle \sigma_{e \text{ exc}} \rangle$  = excitatie rate.

$\Sigma A$  = som van de Einstein-overgangswaarschijnlijkheid.

De gebruikte argon I lijnen zijn de 6965 Å en 7634 Å.

De stralingsflux  $P_{mn}$  kan uit de gemeten stroom van de Jarell-Ash-monochromator berekend worden (zie appendix 2).

Met de berekende  $P_{mn}$  kan uit 5.3.2.1. en 5.3.2.2. de deeltjesdichtheid  $n_a$  berekend worden, met de gemeten  $n_e$  en de  $\langle \sigma_{e \text{ exc}} \rangle$  en  $A_{mn}$  uit de literatuur.

De overgangswaarschijnlijkheden  $A_{mn}$  zijn samen met  $\Sigma A$  zeer nauwkeurig berekend.

De excitatiedoorsnedes  $\sigma_{ex}$  vinden we bij een drietal auteurs: Volkova (25), Zapesochni (26) en Ballou (27).

Uit onderstaande tabel zijn deze vermeld ( $\sigma_{ex}$  in  $10^{-22} \text{ m}^2$ ), samen met  $A_{mn}$  en  $\Sigma A$  (in  $10^7 \text{ s}^{-1}$ ).

$\lambda$	$\sigma_{ex}$ (25)	$\sigma_{ex}$ (26)	$\sigma_{ex}$ (27)	$A_{mn}$	$\Sigma A$
6965	1.6	5.7	4.5	0.67	3.82
7634	5.5	13.0	11.4	2.74	3.80

Hieruit is te zien dat er een grote onzekerheid in de doorsnedes bestaat (vooral tussen Volkova enerzijds en Zapesochni of Ballou anderzijds). Een middeling van (26) en (27) geeft met 5.3.2.1. en 5.3.2.2. onwaarschijnlijk lage  $n_a$ -waarden.

De excitatie doorsnedes werden daarom bepaald door gebruik te maken van de koudste plasmaconditie, met de kleinste  $T_i$  en  $T_n$ -waarden met parameters:  $I = 20$  A,  $B = 0.06$  T en  $p = 1.25$  mTorr. (zie resultaten).

De ionisatiegraad  $\alpha'$  zou bij middeling van (26) en (27) gelijk zijn aan 1.47 (met elektronendichtheid van  $2.16 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$  en een neutrale dichtheid van  $1.47 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$ ).

De vrije weglengten van de neutralen voor ionisatie en ion-neutraal interactie zijn

$$\lambda_{\text{ion}} \approx 1.0 \text{ m}$$

$$\lambda_{i,n} \approx 0.06 \text{ m.}$$

Bij een doorsnede van de plasmabundel van  $\pm 2$  cm en een buisdoorsnede van 25 cm kan fysisch aangenomen worden dat de neutrale dichtheid  $n_a$  niet te veel afwijkt van en in ieder geval niet groter is dan de maximale  $n_a$  van  $3.5 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$ , berekend bij die vuldruk van 1.25 mTorr en  $T_n = 350$  K.

Met de bekende  $n_e = 2.16 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$  wordt de minimale ionisatiegraad bij bovengenoemde plasmakondities:

$$\alpha'_{\text{min}} = 0.6.$$

Deze ionisatiegraad komt overeen met de excitatiedoorsnedes  $\sigma_{\text{ex}}$  van:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{ex}} &= 2.1 \cdot 10^{-22} \text{m}^2 \text{ voor } 6965 \text{ \AA} \\ \sigma_{\text{ex}} &= 5.1 \cdot 10^{-22} \text{m}^2 \text{ voor } 7634 \text{ \AA}. \end{aligned}$$

Deze waarden moeten als minimale waarden beschouwd worden.

Deze wijken niet veel af van die welke Volkova geeft.

Deze werkzame doorsnedes zijn verder gebruikt in de verwerking van de waarnemingsresultaten.

## 6. Lage neutrale en iontemperatuur.

Om inzicht te krijgen in de betrouwbaarheid van de absolute waarden van  $T_i$  en  $T_n$  werden de metingen met de laagste waarden voor  $T_i$  en  $T_n$  vergeleken met afschattingen uit de energiebalans van deze deeltjes. De plasmaparameters zijn:

druk  $p = 1.0$  mTorr.  
stroom  $I = 30$  A.  
magneetveld  $B = 0$  Tesla.

Hierbij was de gehele ontladingsbuis homogeen gevuld met licht. De gemeten temperaturen (met het gebruikte apparaatprofiel van de F.P.) waren:

$$T_i = T_n = 900 \pm 200 \text{ K}$$

Uit formule 4.4.2. volgt voor  $T_i - T_n$  gelijk aan 200 K dat  $n_e/n_a = 0.01$  bij  $f = 1$  en  $n_e/n_a = 0.04$  bij  $f = 0.25$ .

Bij deze lage ionisatiegraad van 0.01-0.04 is  $n_e \sim (3-10) \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ .  
De vrije weglengte voor de neutraal-ion botsing  $\lambda_{n,i}$ :

$$\lambda_{n,i} > 1 \text{ m.}$$

Bij de gebruikte ontladingsbuis (doorsnede 25 cm.) is dus een zeer sterke interactie met de wand.

Fysisch is dus te verwachten dat dan de neutralen en de ionen de wandtemperatuur van  $\pm 350$  K zullen aannemen.

Het blijkt dus dat de gemeten temperatuur van 900 K significant te hoog is.

Deze temperatuur is nog verantwoord omlaag te brengen tot 750 K door het Lorentzgedeelte van het apparaatprofiel van de Fabry-Pérot te wijzigen van 15 mA tot 24 mA (overeenkomend met een reflektiecoëfficiënt  $R$  van 0.92).

De verdre diskrepantie tussen 750 K en 350 K is door ons niet te verklaren op grond van mogelijke toevallige of systematische fouten in metingen of apparaatbreedte.

## 7. Resultaten.

De metingen bestonden uit een vijftal series gedaan bij twee drukken ( 0.75 en 1.25 mTorr) en bij drie magneetvelden (  $15.0 \cdot 10^{-2}$ ,  $10.5 \cdot 10^{-2}$  en  $6.0 \cdot 10^{-2}$  Tesla ).

Elke meetserie is een stroomreeks met stromen I van 20,25,32.5,40,50, 62.5,80,100 en 125 A.

De meetserie bij  $B = 10.5 \cdot 10^{-2}$  T,  $p = 0.75$  mTorr en de meetserie bij  $B = 15.0 \cdot 10^{-2}$  T,  $p = 0.75$  mTorr ( wat betreft de stromen 20 en 125 A ) zijn onbruikbaar door de onbetrouwbare resultaten van de Thomsonverstrooiing.

Allereerst zullen de resultaten uit de meetseries ter bepaling van de deeltjestemperaturen en de deeltjesdichtheden besproken worden.

### 7.1. De elektronentemperatuur $T_e$ .

De bepaling van  $T_e$  met behulp van Thomsonverstrooiing is, in tegenstelling tot metingen aan helium (zie (19)), gebrekkig.

De berekende waarden van  $T_e$  zijn bij stromen groter dan 50 A niet voldoende betrouwbaar.

Het bleek niet mogelijk om  $T_e$  eenduidig te kunnen bepalen uit de meetgegevens.

De reden hiervan is de ongunstige verhouding van de verstrooide fotonen t.o.v. het plasmalicht, hetgeen te zien is in een grote spreiding in de berekende waarden van  $T_e$  en zelfs in een afname daarvan bij hoge stromen. Voor de resultaten van de Thomsonverstrooiing wordt verwezen naar (22).

Het verloop van de elektronentemperatuur werd daarom bepaald uit de lijnintensiteiten van de  $740 \text{ \AA}$  - lijn ( zie grafiek 2 en 3 ) en de elektronendichtheid  $n_e$ .

Zie hiervoor 5.3.1.

### 7.2. De elektronendichtheid $n_e$ .

Uit het laserverstrooiingsexperiment zijn betrouwbare elektronendichtheden verkregen. (zie (22)).

$n_e$  wordt bepaald uit het oppervlak van het Gaussisch profiel van het spektrum van het verstrooide licht.

Een spreiding in de meetpunten heeft op het oppervlak een veel kleinere invloed als op de halfwaardebreedte ( $\propto \sqrt{T_e}$ ).

### 7.3. De neutrale- en iontemperatuur $T_n$ en $T_i$ .

Voor de resultaten van de verschillende meetreeksen wordt verwezen naar de grafieken 4,5,6,7 en 8.

$T_i$  en  $T_n$  wordt op een andere plaats in het plasma gemeten dan  $T_e$  en  $n_e$ . ( $T_i$  en  $T_n \pm 30$  cm. verder naar de anode).

Meting van  $T_i$  en  $T_n$  op de plaats van Thomsonverstrooiing gaf bij de plasma-konditie  $I = 50$  A,  $B = 0.15$  Tesla en  $p = 1.25$  mTorr een 15 % hogere waarde van  $T_i - T_n$  dan op de gebruikte meetplaats.

Voor deze afwijking is niet in de berekeningen van  $f$  gecorrigeerd.

Dit houdt in dat de uitkomst van deze berekeningen ca. 15% te laag kunnen zijn.

7.4. De ionisatiegraad  $\alpha' = n_e/n_a$ .

De uit de lijnintensiteiten van de 6965 Å en de 7634 Å lijnen (zie de grafieken 9 en 10) verkregen neutrale deeltjesdichtheid  $n_a$  geeft samen met de elektronendichtheid  $n_e$  de ionisatiegraad  $\alpha'$ .

7.5. De berekening van f.

Met behulp van de aldus berekende deeltjesdichtheden, temperaturen, ionisatiegraad en ionisatierate, kan de faktor f (3.4.2.) bepaald worden.

De getalwaarden van  $\alpha'$ ,  $T_i$ ,  $T_n$ ,  $T_e$  en  $n_e$  zijn verkregen uit gladgestreken kurven.

In onderstaande tabellen staan de f-waarden voor de 4 meetseries vermeld. (De stroom I in A;  $T_i$ ,  $T_n$  en  $T_e$  in  $10^{-3}$  K;  $\langle\sigma v\rangle_{ion.}$  in  $10^{-17}$  m<sup>3</sup>s<sup>-1</sup> en  $n_e$  in  $10^{19}$  m<sup>-3</sup> ).

Serie 1

B= 10.5.10<sup>-2</sup> T

p= 1.25 mTorr.

I	$\alpha'$	$T_i$	$T_n$	$T_e$	$\langle\sigma v\rangle_{ion.}$	$n_e$	f
25	1.12	3.8	1.7	26.1	2.8	4.1	0.33
32.5	1.75	4.4	1.8	26.8	3.4	4.2	0.29
40	2.29	5.0	2.0	27.5	4.0	4.3	0.28
50	3.08	5.7	2.1	28.3	4.7	4.5	0.27
62.5	4.08	6.5	2.4	29.4	6.4	4.6	0.26
80	5.42	7.4	2.7	31.0	9.0	4.8	0.25
100	7.00	8.3	3.0	32.7	13.0	5.1	0.24
125	8.92	9.3	3.5	34.9	19.0	5.4	0.24 ( 0.41)

Serie 2

B= 15.0.10<sup>-2</sup> T

p= 1.25 mTorr

I	$\alpha'$	$T_i$	$T_n$	$T_e$	$\langle\sigma v\rangle_{ion.}$	$n_e$	f
20	2.12	5.1	2.2	27.1	3.6	4.0	0.29
25	3.00	5.5	2.3	27.7	4.2	4.1	0.24
32.5	4.33	6.1	2.4	28.5	5.0	4.4	0.21
40	5.62	6.8	2.6	29.4	6.4	4.6	0.20
50	7.42	7.6	2.8	30.5	8.0	4.9	0.19
62.5	9.50	8.6	3.1	31.8	10.8	5.3	0.19
80	12.58	10.1	3.5	33.9	16.0	5.8	0.20
100	16.08	11.9	4.0	36.1	24.0	6.4	0.22
125	20.42	14.0	4.6	39.0	36.0	7.1	0.26 ( 0.42 )



Serie 3

B=  $6.0 \cdot 10^{-2}$  T

p= 1.25 mTorr

I	$\alpha'$	$T_i$	$T_n$	$T_e$	$\langle \sigma v \rangle_{ion}$	$n_e$	f
20	0.67	2.7	1.8	28.0	4.5	2.8	0.21
25	0.88	2.9	1.8	28.5	5.0	2.8	0.20
32.5	1.17	3.2	1.9	29.2	6.0	2.8	0.20
40	1.42	3.6	2.0	29.9	7.0	2.8	0.21
50	1.71	4.0	2.0	30.7	8.5	2.8	0.24
62.5	2.04	4.6	2.2	31.8	10.5	2.8	0.26
80	2.38	5.4	2.4	33.5	15.0	2.8	0.32
100	2.71	6.4	2.5	35.2	20.0	2.8	0.41
125	2.96	7.6	2.8	37.5	29.0	2.8	0.54

Serie 4

B=  $15.0 \cdot 10^{-2}$  T

p= 0.75 mTorr

I	$\alpha'$	$T_i$	$T_n$	$T_e$	$\langle \sigma v \rangle_{ion}$	$n_e$	f
25	5.62	7.0	2.1	34.0	16.0	3.4	0.25
32.5	8.33	7.5	2.3	35.7	22.0	3.4	0.20
40	11.04	8.2	2.6	37.6	30.0	3.4	0.18
50	14.58	9.3	2.9	40.1	42.0	3.4	0.18
62.5	19.38	11.3	3.3	43.2	62.0	3.4	0.22
80	25.83	13.6	3.8	47.5	100.0	3.4	0.26
100	33.33	17.1	4.4	52.4	150.0	3.4	0.37

Bij serie 1 (125 A) en serie 2 (125 A) is de berekende ionisatiegraad veel lager dan uit de gladgestreken kurves volgt. Dit geeft dan ook een grotere waarde voor f (zie getal tussen haakjes).

Uit bovenstaande tabellen voor de f-waarden zien we de volgende resultaten:

1. De f-waarden blijken binnen de standaarddeviatie onafhankelijk van de achtergronddruk p en het magneetveld B, met een gemiddelde waarde van  $\bar{f} = 0.26 \pm 0.07$  (de standaarddeviatie). Ook binnen een stroomreeks (tot 100 A bij serie 3 en 4) blijven de f-waarden konstant.
2. Bij hogere stroomsterktes treden significante afwijkingen van f t.o.v. het gemiddelde op in de series 3 en 4. Deze hogere f-waarden worden maximaal 0.54 in serie 3, 125 A.
3. Voor één plasmaomstandigheid (serie 4, 32.5 A) is de elektronendichtheid ook op 10 mm. uit de as van de ontlading bepaald. De hierbij behorende f-waarde is 0.40, terwijl deze op de as van de ontlading 0.20 bedraagt.

## 8. Foutendiskussie.

De fouten die in de f-waarden kunnen optreden onderscheiden we in toevallige en systematische fouten.

### 1. Toevallige fouten.

De grootste bijdragen tot de toevallige fouten in f zijn de fouten in de ionisatiegraad  $\alpha'$  en de fout in  $T_i - T_n$ .

De fout in  $T_e - T_i$  t.g.v. een fout in  $T_i$  is maximaal 1%.

De fout in  $T_e^{3/2} / (T_e - T_i)$  t.g.v. een fout in  $T_e$  bedraagt maximaal 1%.

Andere toevallige foutenbronnen zoals A, B,  $\sqrt{(T_i + T_n)}$  en  $\langle \sigma v \rangle_{ion}$  zijn geheel te verwaarlozen.

Voor de bij de toevallige fout behorende standaarddeviatie in de uit vloeiende krommen gekozen waarden  $y_i$  van  $\alpha'$ ,  $T_i$  en  $T_n$  kan een schatting gemaakt worden volgens:

$$s^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - y_i)^2}{n(n-1)}$$

met  $x_i$  = gemeten waarde

$y_i$  = waarde volgens vloeiende kromme

n = aantal meetpunten.

In onderstaande tabel zijn de procentuele fouten in  $\alpha'$  en  $T_i - T_n$ , alsmede de totale toevallige fout in f vermeld.

(Het eerste getal is de fout bij de kleinste stroom, het tweede getal de fout bij de grootste stroom).

	$\frac{s(\alpha')}{\alpha'} \%$		$\frac{s(T_i - T_n)}{T_i - T_n} \%$		$\frac{s(f)}{f} \%$	
Serie 1	10	2	7	3	15	4
Serie 2	5	1	5	2	8	3
Serie 3	8	2	50	10	50	10
Serie 4	2	1	5	2	6	3

### 2. Systematische fouten.

De belangrijkste systematische fout in f wordt veroorzaakt door de onzekerheid in de excitatiedoorsnedes voor de 6965 Å en 7634 Å lijnen.

Deze  $\sigma_{exc}$  zit lineair in de ionisatiegraad  $\alpha'$ .

In hoofdstuk 5.3.2. hebben we de excitatiedoorsnedes geminoreerd door een, nog fysisch verantwoorde, kleinste ionisatiegraad te berekenen voor de "koudste" plasmaomstandigheid.

De in de litteratuur (25), (26) en (27) bepaalde excitatiedoorsnedes vertonen grote spreiding.

Andere systematische fouten zijn:

- Een afwijking van  $T_i - T_n$  door op een andere plaats in het plasma te meten dan waar de Thomsonverstrooiing plaatsvindt.  
Hierdoor kan de  $f$  10% tot 20% te klein zijn.
- De invloed van een andere keuze van het Lorentzgedeelte van het apparaatprofiel op  $T_i - T_n$ .  
Deze fout is maximaal 15%.
- Een systematische fout in de keuze van de konstante  $K$  ter bepaling van de elektronentemperatuur  $T_e$  uit de 740 Å-lijnintensiteit.  
Deze is maximaal 15% in  $T_e$ .
- Een kleine systematische fout in de ion-neutraal doorsnede.

## 9. Konklusie en diskussie.

Uit de resultaten (zie hfdst. 7.) kunnen een aantal konklusies getrokken worden:

- In tegenstelling tot vroegere metingen (zie (10b)) zijn de nu berekende  $f$ -waarden onafhankelijk van de druk, het magneetveld en de stroomsterkte.  
Dit is waarschijnlijk een gevolg van het nauwkeuriger kunnen meten van  $T_i$  en  $T_n$ , waardoor een te grote systematische afwijking in  $T_i-T_n$  wordt voorkomen.  
Deze verbeterde  $T_i-T_n$  meting wordt voornamelijk veroorzaakt doordat de argon II en I lijnen ter bepaling van  $T_i$  en  $T_n$  in een kleiner golflengteinterval liggen waardoor de golflengteafhankelijkheid van de apparaatbreedte van de Fabry-Pérot wordt verkleind.  
Ook een grotere lichtopbrengst door gebruik van drukscanning maakt een betere bepaling van  $T_i$  en  $T_n$  mogelijk.
- De gemiddelde waarde van  $f$  van 0.26 is kleiner dan vroeger werd berekend.  
Uit (10b) volgt voor de gemiddelde  $f$  in een stroomreeks (na correctie van de excitatiedoorsnede) :  $f = 0.65$ .  
Dit verschil is een gevolg van de hogere ionisatiegraad die nu gemeten wordt.
- In vergelijking met Dougal en Goldstein, die  $f$ -waarden bepalen liggend tussen 0.5 en 3, vertonen de door ons bepaalde  $f$ -waarden een kleinere spreiding ( $\pm 25\%$ ) voor de verschillende plasmakondities.
- Metingen op 10 mm. van de as van de ontlading geeft een tweemaal zo grote  $f$ -waarde als op de as zelf. (0.40 - 0.20).  
Dit duidt op een tekortkoming in ons model voor de energieoverdracht. In ons model wordt alleen de directe ionisatie vanuit het grondnivo beschouwd.  
Recente globale berekeningen tonen echter aan dat niet alleen deze directe ionisatie van belang is, maar ook ionisatie vanuit metastabiele niveaus.  
Deze ionisatie van metastabielen kan op de as van de ontlading voor onze plasmakondities wel twee keer zo groot zijn als de directe ionisatie vanuit het grondnivo.  
De totale ionisatieterm in  $f$  wordt dan driemaal zo groot.  
De invloed van deze extra ionisatie op de waarde van  $f$  is voor elektronentemperaturen tot 35.000 K niet meer dan enkele tientallen procenten.  
Pas bij elektronentemperaturen boven 45.000 K, waar de ionisatieterm  $W_{flux}$  in  $f$  van vergelijkbare grootte wordt als de ion-neutraal energieoverdracht  $W_{in}$  is een vergroting van  $f$  met een faktor 2 of 3 mogelijk.  
Voor een juiste correctie van de  $f$ -waarden is echter een betere kwantitatieve berekening van deze extra ionisatieterm noodzakelijk.

- De in hoofdstuk 5.3.2. berekende minimale waarden voor de excitatiedoorsnedes van de 6965 Å en de 7634 Å lijnen berusten op een majorering van de neutrale deeltjesdichtheid  $n_a$ , behorende bij een druk van 1.25 mTorr en een temperatuur van 350 K. Deze druk wordt niet gemeten op de plaats waar de plasmabundel zich bevindt, doch ter hoogte van de anode. Globale berekening geeft een 30 - 50 % hogere druk in het midden van de ontladingsbuis. Daar echter de temperatuur van 350 K te laag is zal dit het effect van een hogere druk op  $n_a$  en dus op  $\sigma_{ex}$  en  $f$  ten dele of geheel compenseren.

Ondanks de verbeterde meetmethoden kan toch niet gekonkludeerd worden dat de electron-ion energieoverdracht kleiner is dan volgens de klassieke theorie.

Hiervoor is de onnauwkeurigheid in de excitatiedoorsnedes (bepaling  $n_a$ ) te gering.

Ook de ionisatie via metastabiele niveaus moet hiervoor nauwkeuriger bepaald worden.

Het zou nuttig kunnen zijn metingen van de electron-ion energieoverdracht aan He te doen, omdat hier de verschillende doorsnedes van excitatie, ionisatie e.d. beter bekend zijn.

Ook zijn met behulp van de Thomsonverstrooiing meer betrouwbare bepalingen van Te te doen.

10. Appendix 1.

Het apparaatprofiel van een Fabry-Pérot-interferometer is een Voigtprofiel; dit is de convolutie van een Lorentzprofiel en een Gaussischprofiel.

Het Lorentzprofiel is het ideale apparaatprofiel en kan worden voorgesteld door:

$$L(\Delta\lambda) = \frac{c}{1 + \frac{(\Delta\lambda)^2}{\beta_L}} \quad \text{met } \beta_L = 1/2 \cdot (\Delta\lambda_{1/2}^L), \text{ de halve halfwaardebreedte.}$$

Deze halfwaardebreedte  $\Delta\lambda_{1/2}^L$  is gelijk aan

$$\Delta\lambda_{1/2}^L = \frac{(1-R)\lambda^2}{\pi\sqrt{R} \cdot 2d}$$

met  $R$  = de reflectiecoëfficiënt van de F.P. platen.

$\lambda$  = de golflengte

$d$  = de plaatafstand

Het Gaussische gedeelte van het apparaatprofiel wordt veroorzaakt door afwijkingen t.o.v. de ideale toestand, zoals een niet-vlak oppervlak en het niet evenwijdig zijn van de platen, eventueel te onderscheiden in een scheve instelling en een bolling van een of beide platen.

Het Gaussischprofiel wordt voorgesteld door:

$$G(\Delta\lambda) = c \cdot \exp\left(-\frac{\Delta\lambda^2}{\beta_G}\right)$$

$$\text{met } \beta_G = \frac{\Delta\lambda_{1/2}^G}{2\sqrt{\ln 2}}, \quad \text{met } \Delta\lambda_{1/2}^G \text{ de Gaussische halfwaardebreedte.}$$

Voor  $\Delta\lambda_{1/2}^G$  is niet een waarde op te geven, gebaseerd op formules.

De waarde hangt geheel af van de momentane kwaliteit van de platen en de juistheid van de instelling.

De door ons gebruikte F.P. heeft een plaatafstand van 2.0 mm.

De Lorentzbreedte bij 4200 Å wordt vrij arbitrair gesteld op 15 mÅ.

(de helft van de apparaatbreedte), overeenkomend met een reflectiecoëfficiënt  $R$  van 0.95.

Er zijn geen exakte gegevens over de waarde van  $R$  en zijn afhankelijkheid met de golflengte bekend.

De halfwaardebreedte van het Voigtprofiel werd bepaald met behulp van de meting van de breedte van de lijnprofielen van metaaldamplampen voor twee zeer verschillende plaatafstanden.

De breedtes van de spektraallijnen van deze lampen zijn zeer konstant in de tijd (nauwkeurig in te stellen ontladingsstroom) en reproduceerbaar, dit in tegenstelling tot de vroeger wel gebruikte Cd-lampen.

De bepaling van de eigenbreedte van de spektraallijnen van de lampjes is verricht met de F.P. met grote plaatafstand (15 mm.). De apparaatbreedte is omgekeerd evenredig met de plaatafstand en wordt verwaarloosd t.o.v. de lijnbreedte van de ijklampen. Deze breedtes van de spektraallijnen liepen van 14 mÅ bij 4000 Å tot 19.5 mÅ bij 5500 Å.

Deze toename van de halfwaardebreedte is gelijk aan de toename van een Dopplerbreedte als functie van de golflengte.

Eventuele drukverbreding is onafhankelijk van de golflengte.

Op grond hiervan werd de lijnverbreding van de ijklampjes geheel toegeschreven aan de Dopplerverbreiding.

Deconvolutie van de lijnprofielen gemeten met de F.P. met plaatafstand 2 mm. en de lijnprofielen gemeten met de F.P. 15 mm., geeft de halfwaardebreedte van het apparaatprofiel, zowel de Lorentz- als de Gaussbijdrage ervan.

In onderstaande tabel staan de Lorentzbreedte, de Gaussbreedte en de halfwaardebreedte van het Voigtprofiel bij plaatafstand van 2 mm. bij een drietal golflengtes. (breedtes in mÅ).

	4132 Å	4158 Å	4228 Å
$\Delta\lambda_{1/2}^L$	15.0	15.0	15.0
$\Delta\lambda_{1/2}^G$	23.4 ± 1.5	22.1 ± 1.5	20.5 ± 1.5
$\Delta\lambda_{1/2}^V$	32.6 ± 1.5	30.9 ± 1.5	29.7 ± 1.5

Met het bekende apparaatprofiel kan de Dopplerbreedte (en hieruit de temperatuur) van de argon-ion lijn en de argon-neutraal lijn in het plasma bepaald worden. (Zie figuur 11).

#### Fout in $T_i - T_n$

De fout in  $T_i - T_n$  ten gevolge van een verkeerde reflektiecoëfficiënt kunnen we bepalen aan de hand van grafiek 12.

Stel het apparaatprofiel van de F.P. heeft een halfwaardebreedte  $b$  mÅ, dat samengesteld is uit een Lorentzbreedte  $L_{F.P.}$  en een gaussische breedte  $G_{F.P.}$ .

Stel verder de breedte van de gemeten spektrale lijn uit het plasma (d.i. de convolutie van het apparaatprofiel met het lijnprofiel) gelijk aan  $a$  mÅ, opgebouwd uit een Lorentzbreedte  $L$  en een Gaussische breedte  $G$ .

Er geldt dan (Lorentzbreedten worden opgeteld, Gaussische breedten worden kwadratisch opgeteld)

$$L = L_{F.P.} + L_{\text{plasma}}$$

$$G^2 = G_{F.P.}^2 + G_{\text{plasma}}^2$$

met  $L_{\text{plasma}}$  = Lorentzbreedte van de spektrale lijn in plasma  
 $G_{\text{plasma}}$  = Dopplerbreedte van de spektrale lijn in plasma

Verder veronderstellen we  $L_{\text{plasma}} \ll L_{\text{F.P.}}$  (alleen Dopplerverbreiding).

De ionen- en neutrale temperatuur  $T_{i,n}$  is evenredig met  $G_{\text{plasma}}^2$ .

In grafiek 12 is  $G_{\text{plasma}}^2/a^2$  uitgezet als functie van  $p = L_{\text{F.P.}}/b$

(  $p$  is de fraktie Lorentzbreedte t.o.v. de totale apparaatbreedte  $b$ ) bij verschillende waarden van  $b/a$ .

In onze situatie is  $b \approx 30 \text{ m}\overset{\circ}{\text{A}}$ ,  $T_n$  geeft een  $a$  die ligt tussen 40 en 50  $\text{m}\overset{\circ}{\text{A}}$ ,  $T_i$  geeft waarden voor  $a$  van 45 tot 90  $\text{m}\overset{\circ}{\text{A}}$ .

Onze keuze van  $L_{\text{F.P.}} = 15 \text{ m}\overset{\circ}{\text{A}}$  geeft een  $p$  van 0.5.

Uit de grafiek is af te lezen dat een variatie in  $L_{\text{F.P.}}$  van 10 tot 20  $\text{m}\overset{\circ}{\text{A}}$ , overeenkomend met een  $R$  van 0.97 tot 0.93, een fout in  $T_i - T_n$  geeft van 15% voor kleine  $T_i - T_n$  ( $< 4000 \text{ K}$ ) en een maximale fout van 10% voor grote  $T_i - T_n$  ( $> 4000 \text{ K}$ ).

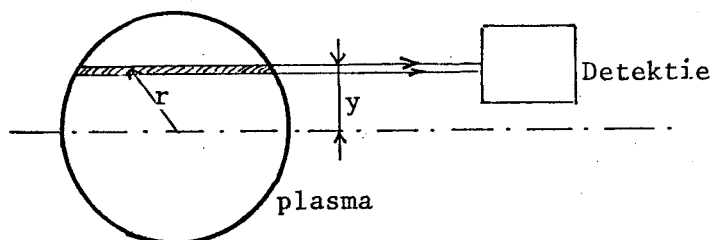


11. Appendix 2.

Bij de lijnintensiteitsmetingen zijn we geïnteresseerd in de grootte  $P = nAh\nu$ , met  $n$  de bevolking van een niveau,  $A$  de overgangswaarschijnlijkheid en  $\nu$  de frequentie van de straling.

De lijnintensiteiten worden integraal over de plasmakolom gemeten als functie van de hoogte  $y$ .

Deze lijnintensiteit wordt via de Jarell-Ash monochromator omgezet in een fotomultiplierstroom  $I_{\text{plasma}}(y)$ .



Uit deze laterale metingen kan door een Abel-procedure de radiële verdeling  $I'_{\text{plasma}}(r)$ , uitgedrukt in Amp./m, berekend worden (zie (20)). De uit het rekenprogramma verkregen grootte  $I'_{\text{plasma}}(r)$  is als volgt te definiëren:

De uitslag van de fotomultiplier die verkregen zou zijn met een plasma van homogene dichtheid  $n(r)$  per meter lengte, vermenigvuldigd met de oppervlakte van de afbeelding van de detektieapparatuur in het plasma ( $O$ ) en vermenigvuldigd met de fraktie van de totale ruimtehoek ( $d\Omega/4\pi$ ).

$$I'_{\text{plasma}}(r) = K \cdot n(r) \cdot A \cdot h \cdot \nu \cdot O \cdot d\Omega / 4\pi$$

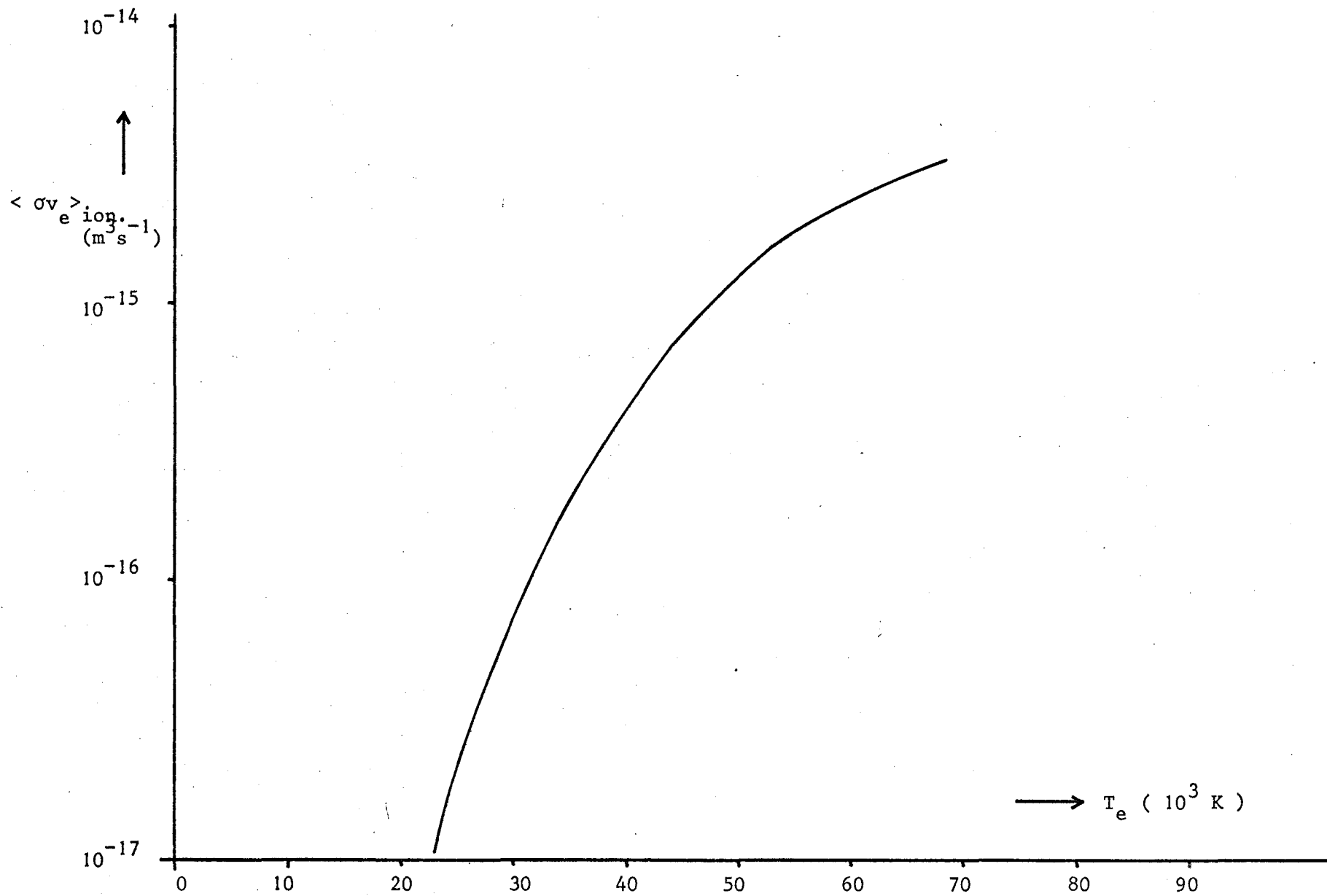
De Jarell-Ash-monochromator wordt geïjkt met een Wolfram bandlamp met bekende radiantie  $\chi$  ( $\text{Jm}^{-2}\text{ster}^{-1}\text{s}^{-1}\text{Å}^{-1}$ ), die met hetzelfde detektiesysteem (dezelfde  $O$  en  $d\Omega$ ) een fotomultiplierstroom  $I_b$  geeft. Deze bandlamp wordt met een extra kwartsspiegel met nauwkeurig bekende reflectiecoëfficiënt  $r$  op de ingangsspleet van de monochromator (met dispersie  $d$  in Å) afgebeeld.

$$I_b / r = K \cdot \chi \cdot O \cdot d\Omega \cdot d$$

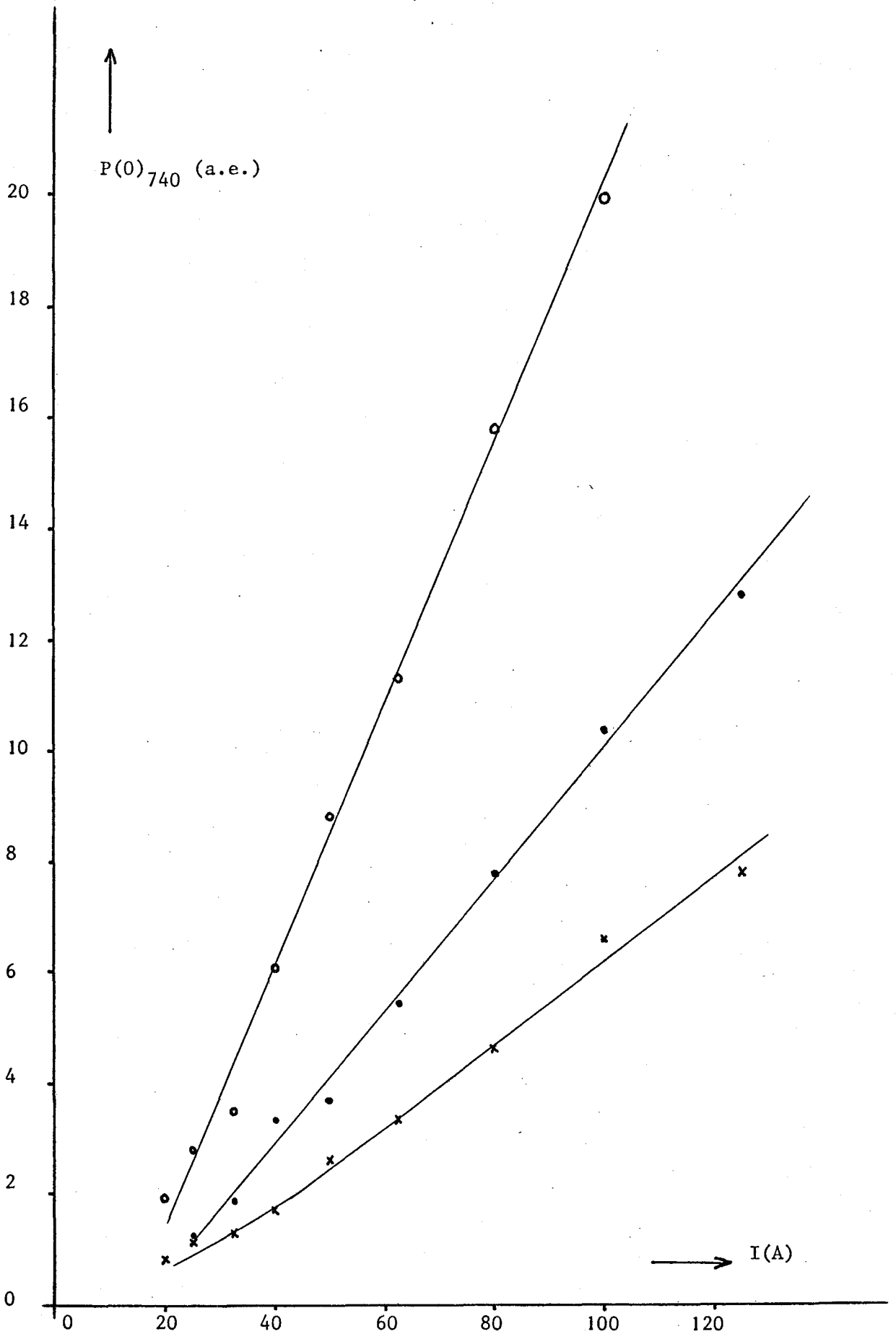
We krijgen nu:

$$P(r) = n(r) \cdot A \cdot h \cdot \nu = \frac{I'_{\text{plasma}}(r)}{I_b / r} \cdot 4\pi \chi d$$

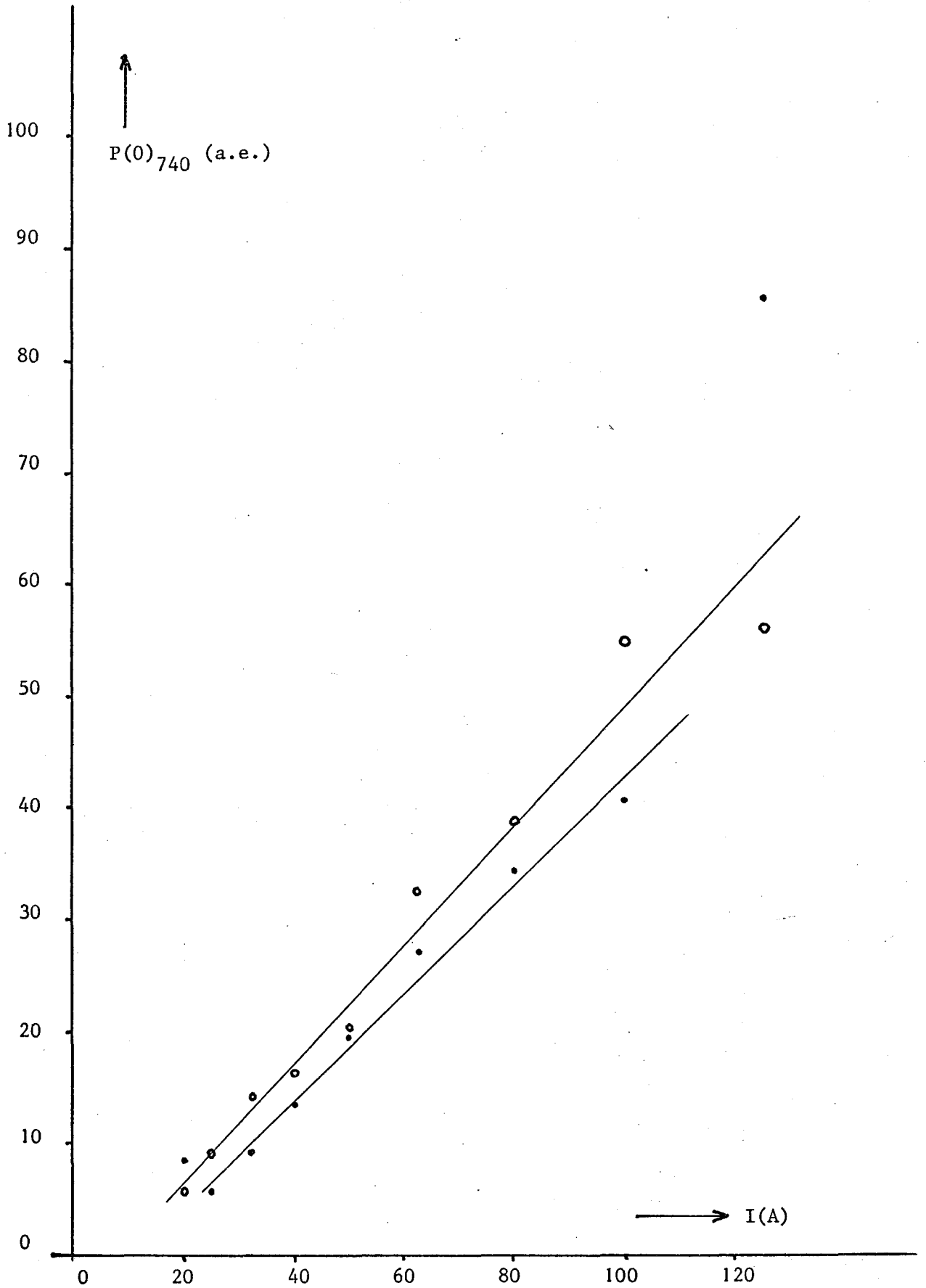
Hierdoor zijn de invloeden van de karakteristieke parameters van de detektieapparatuur, oppervlakte  $O$  en ruimtehoek  $d\Omega$ , dispersie  $d$  geëlimineerd.



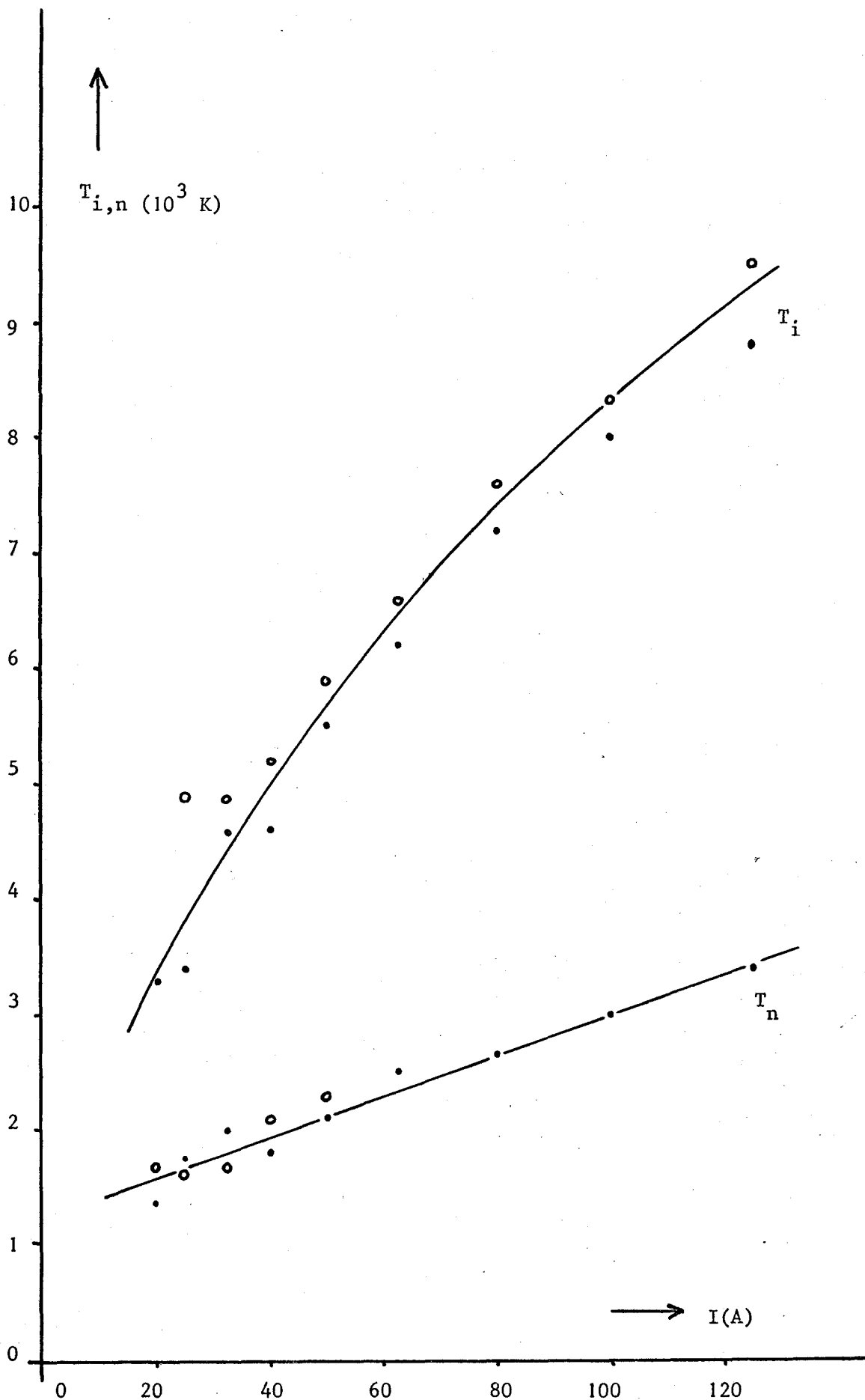
Grafiek 1 van  $\langle \sigma v \rangle_{e \text{ ion}}$  als functie van de elektronentemperatuur  $T_e$ .



Grafiek 2 van  $P(0)_{740}$  als functie van  $I$ .  
met  $\bullet$  =serie 1,  $\circ$  =serie 2,  $\times$  =serie 3,

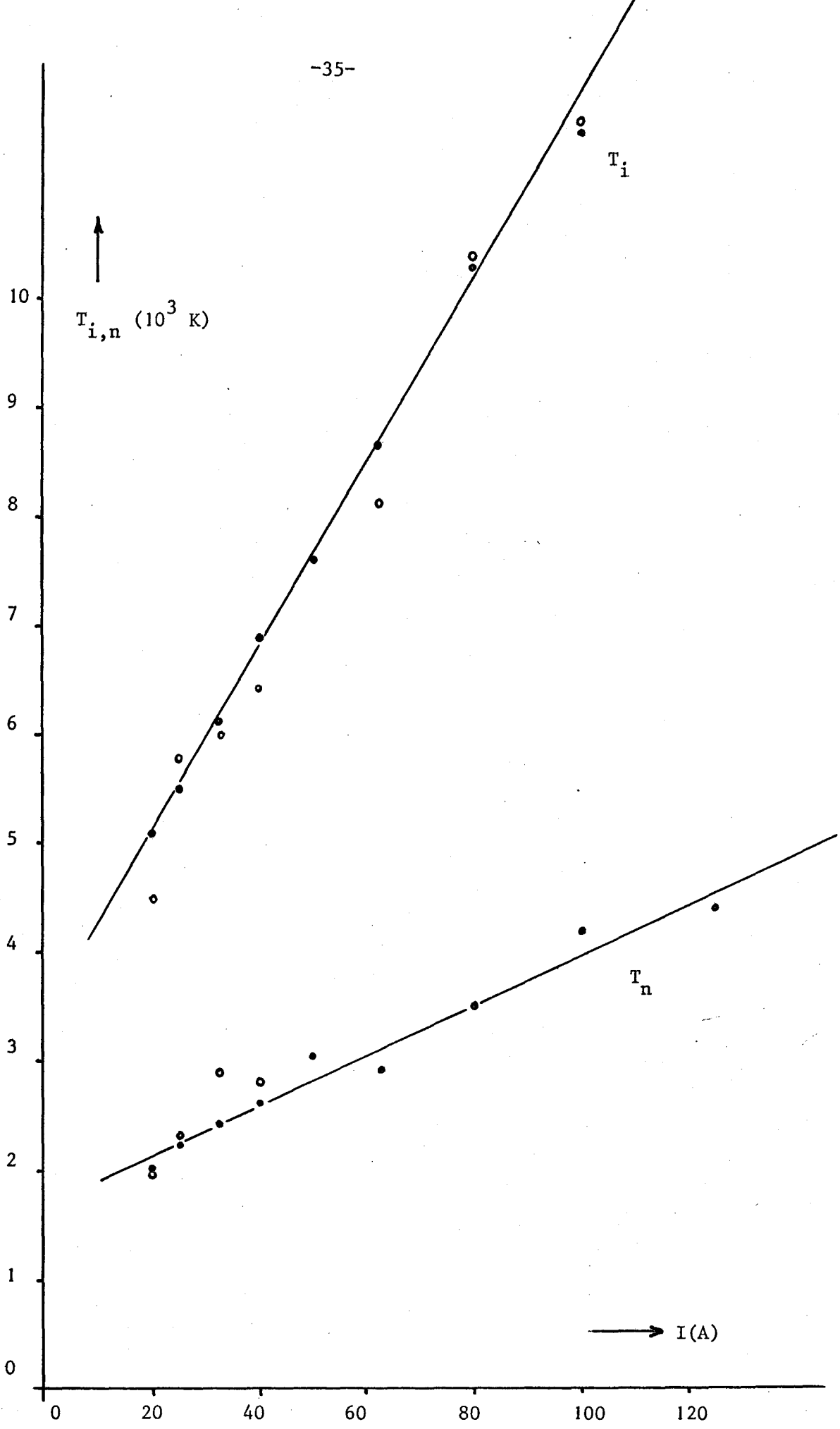


Grafiek 3 van  $P(0)_{740}$  als functie van I.  
met • = serie 4; ◊ = serie 5.



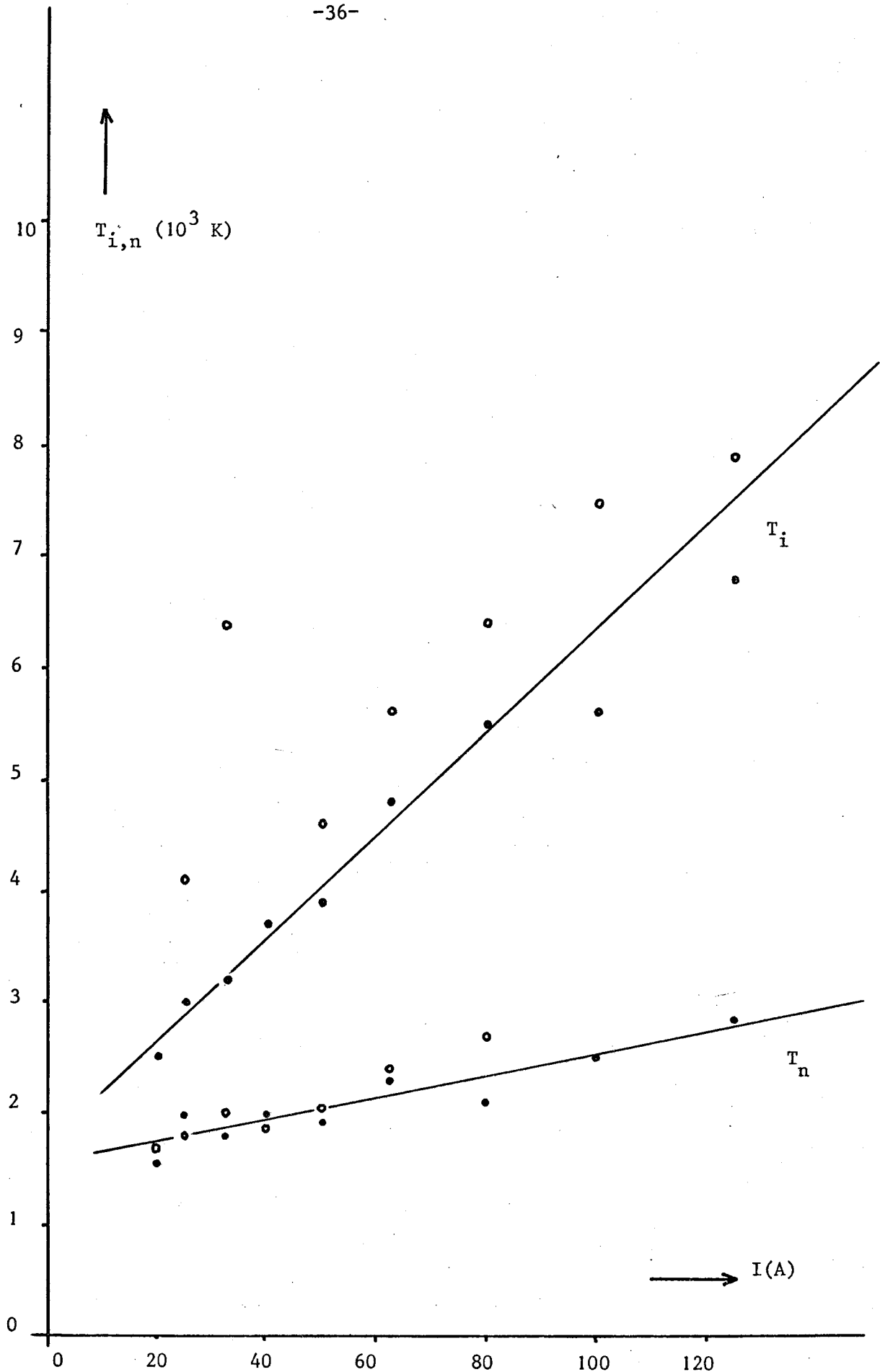
Grafiek 4 van  $T_i$  en  $T_n$  als functie van  $I$ . Serie 1.

met  $T_i$ : • =4228 A, ○ =4132 A.  
 $T_n$ : • =4158 A, ○ =4200 A



Grafiek 5 van  $T_i$  en  $T_n$  als functie van  $I$ . Serie 2.

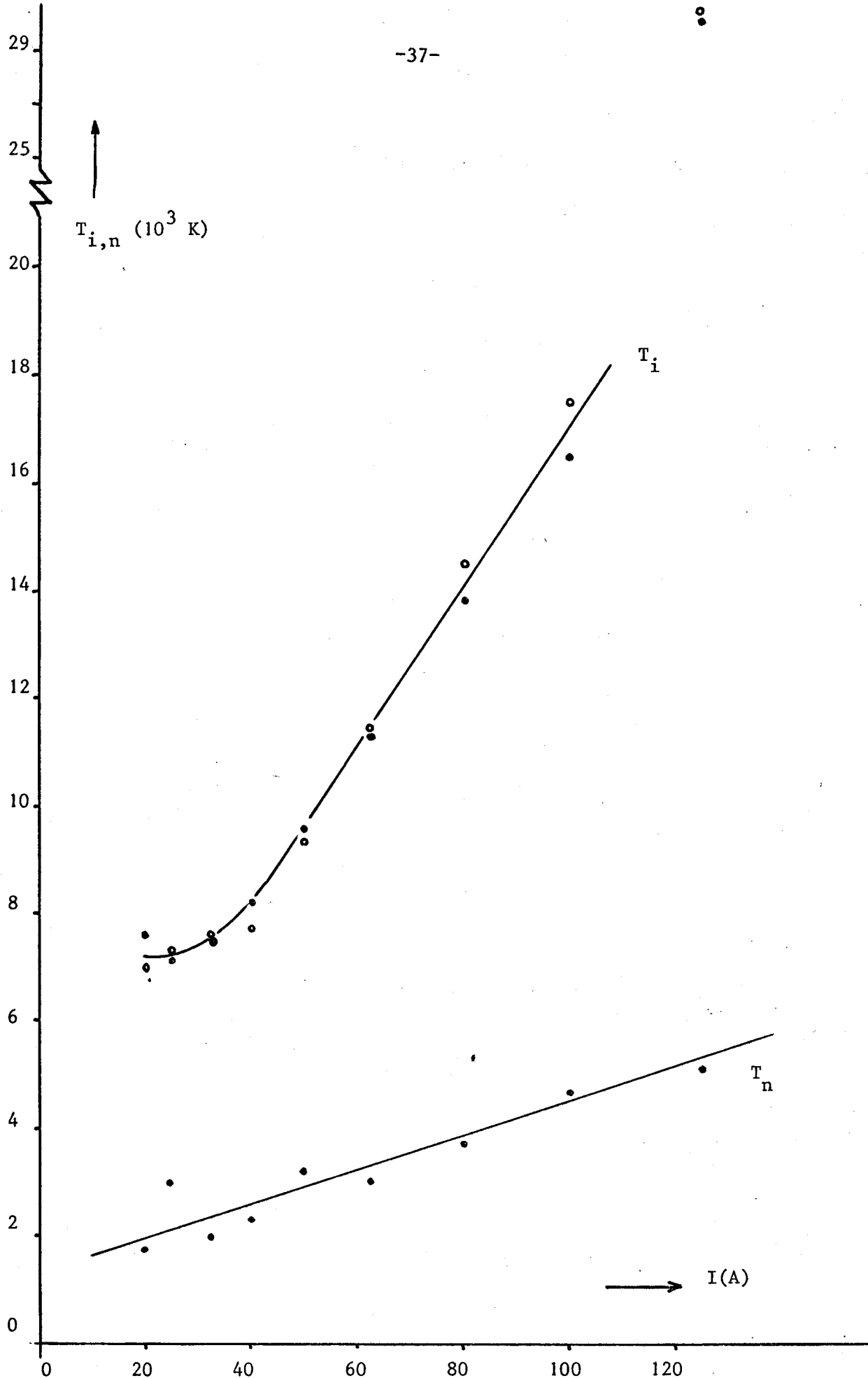
met  $T_i$ : ● = 4228 A, ○ = 4132 A,  
 $T_n$ : ● = 4158 A, ○ = 4200 A



Grafiek 6 van  $T_i$  en  $T_n$  als functie van  $I$ . Serie 3.

met  $T_i$ : ● = 4228 A, ○ = 4132 A.

$T_n$ : ● = 4158 A, ○ = 4200 A

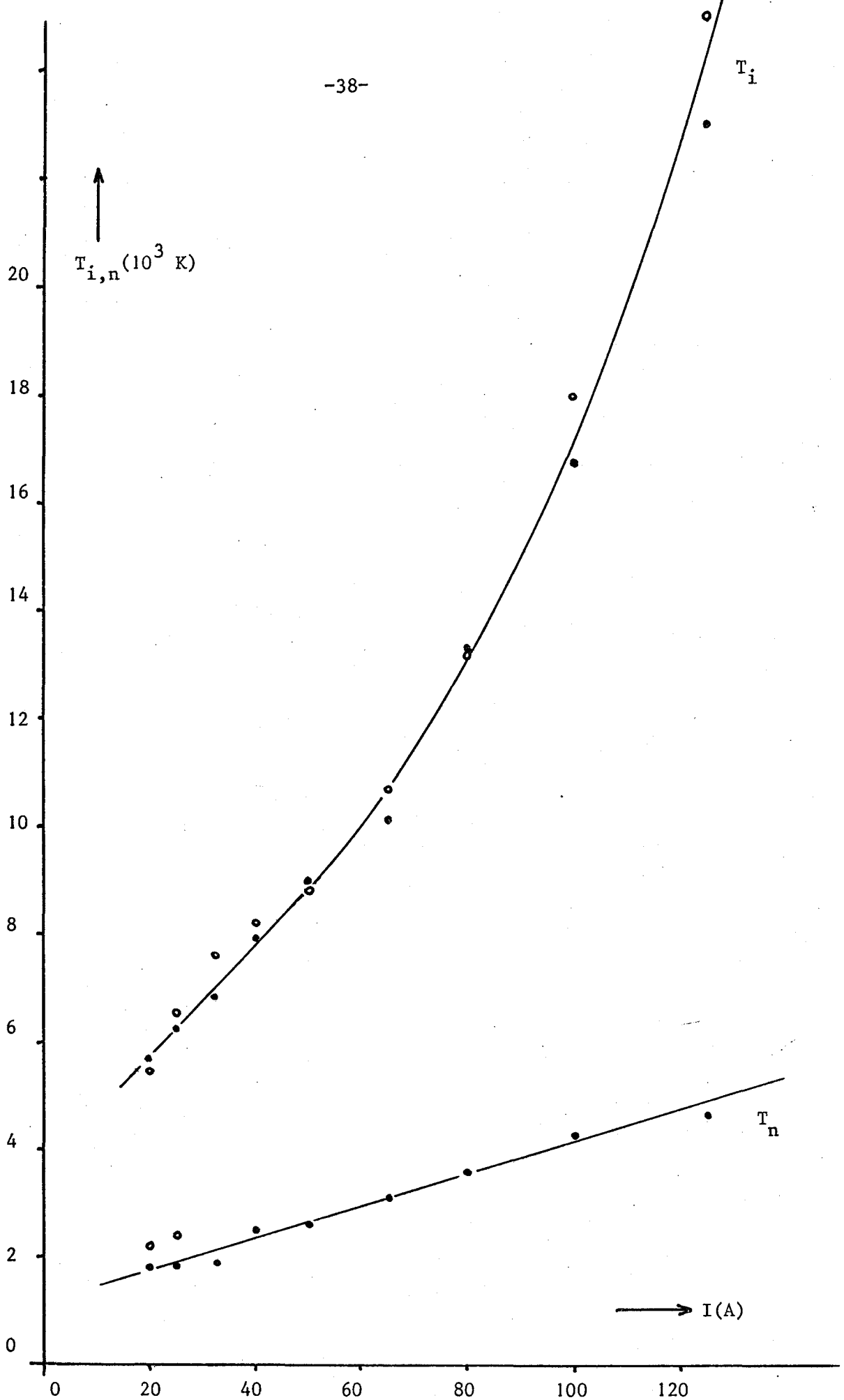


Grafiek 7 van  $T_i$  en  $T_n$  als functie van  $I$ . Serie 4.

met  $T_i$ : ● = 4228 Å, ○ = 4132 Å.

$T_n$ : ● = 4158 Å, ○ = 4200 Å.

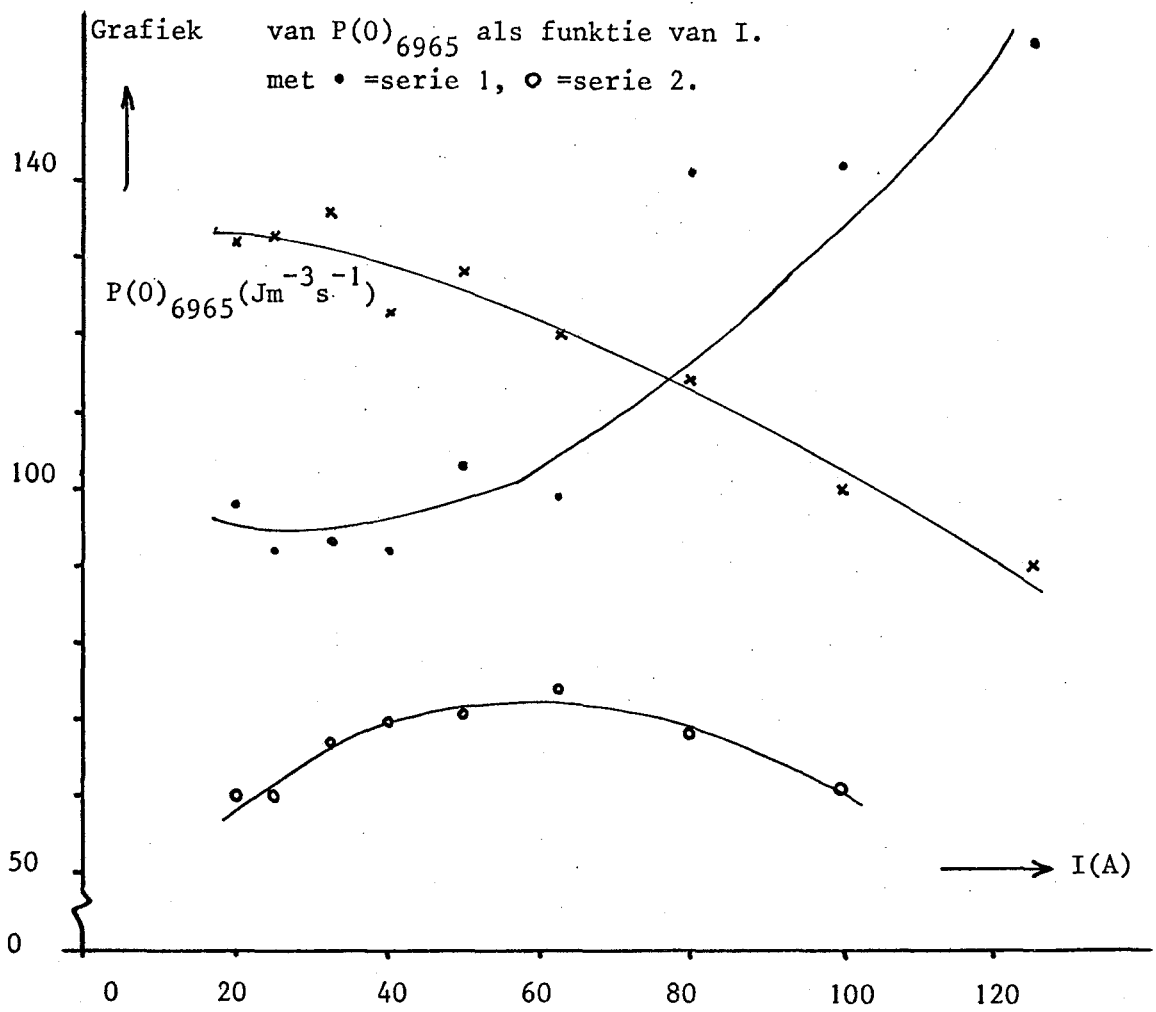
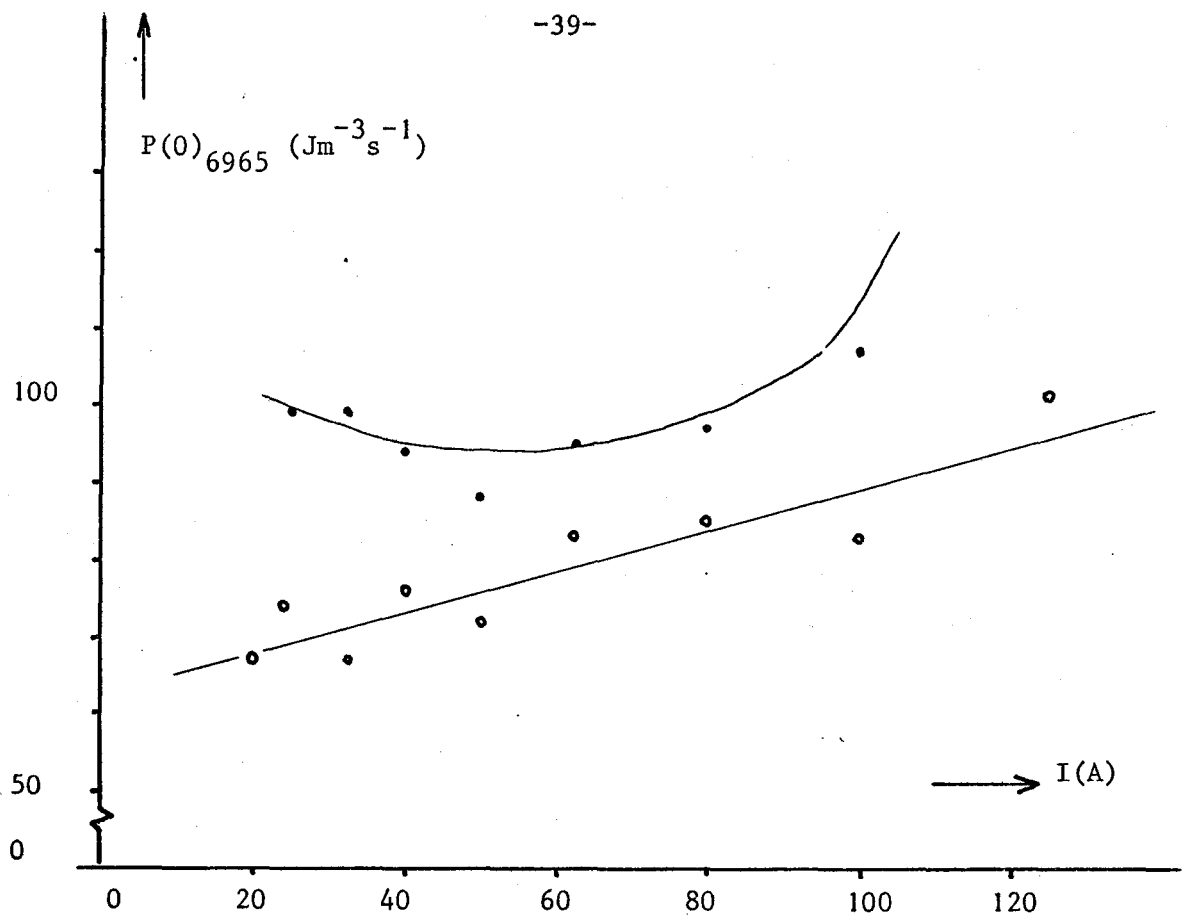




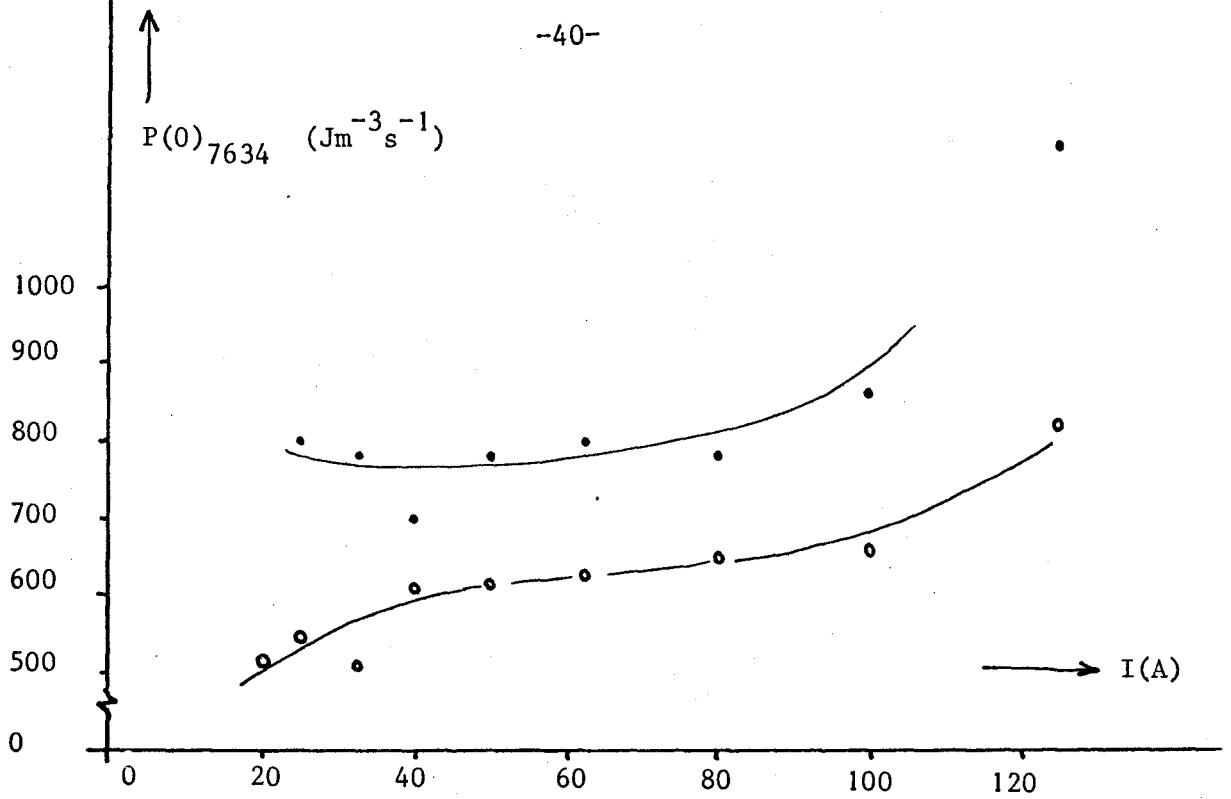
Grafiek 8 van  $T_i$  en  $T_n$  als functie van I. Serie 5.

met  $T_i$ : ● = 4228 Å, ○ = 4132 Å.

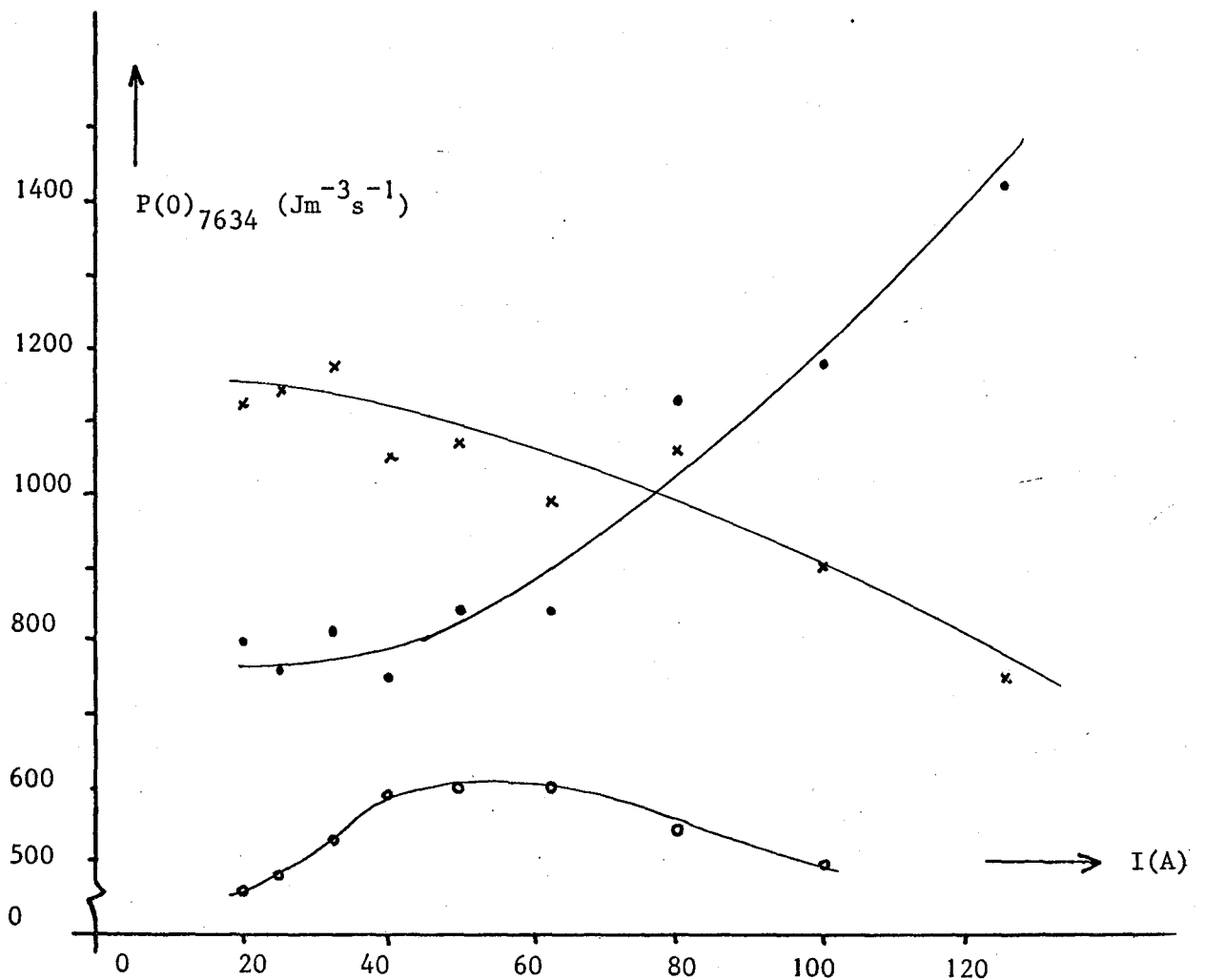
$T_n$ : ● = 4158 Å, ○ = 4200 Å.



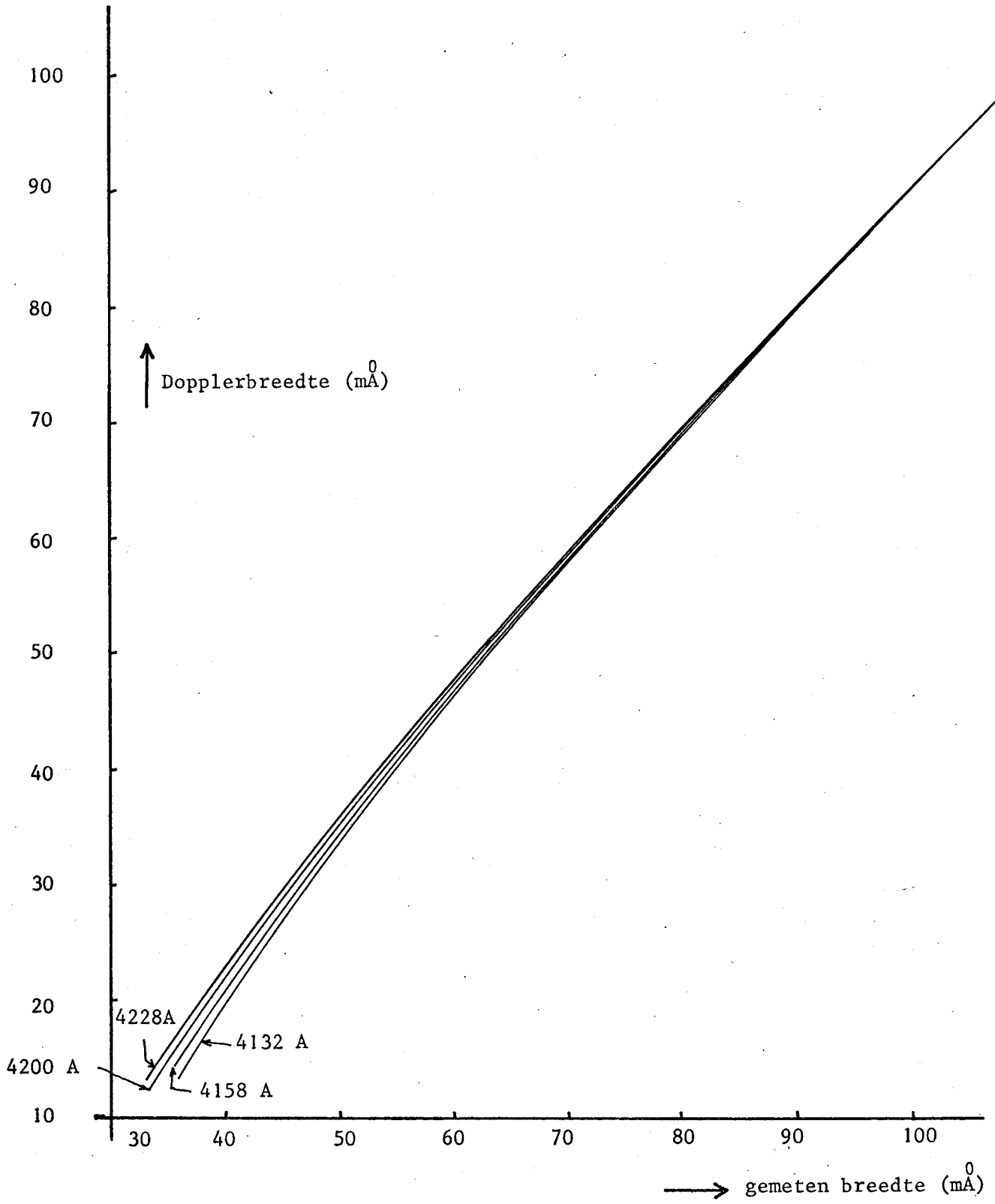
Grafiek 9 van  $P(0)_{6965}$  als functie van  $I$ .  
met • =serie 3, ○ =serie 4, x =serie 5.



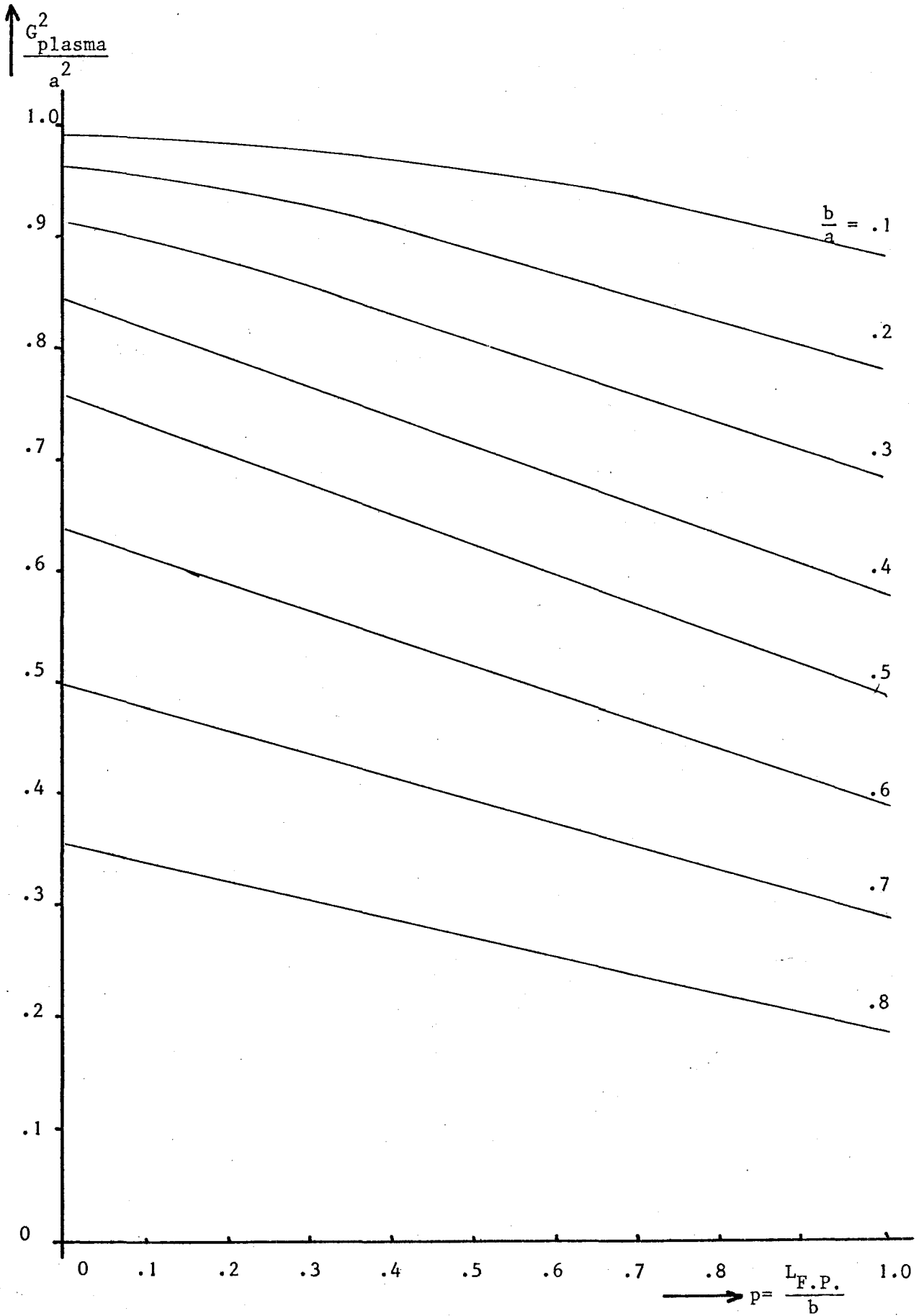
Grafiek van  $P(0)_{7634}$  als functie van  $I$ .  
met • =serie 1, ○ =serie 2.



Grafiek 10 van  $P(0)_{7634}$  als functie van  $I$ .  
met • =serie 3, ○ =serie 4, x =serie 5.



Figuur 11 van de Dopplerbreedte als functie van de gemeten breedte.



Grafiek 12 van  $\frac{G^2_{\text{plasma}}}{a^2}$  als functie van  $p = \frac{L.F.P.}{b}$  met parameter  $\frac{b}{a}$ .

Litteratuurlijst.

1. L.Landau, Phys.Z.Sowjet Union 10(1936)154
2. L.Spitzer, Physics of fully ionized gases, Interscience Publishers Inc. New York (1956)
3. E.A.Desloge, Physics Fluids 5(1962)1223
4. Chandresekhar, Principles Dynamics, New York, Dover Publications (1960)
5. A.A.Dougal en L.Goldstein, Phys.Rev. 109(1958)615
6. W.H.Cramer, J.Chem.Phys. 30(1959)641
7. J.W.Sheldon, Phys.Rev.Lett. 8(1962)64
8. P.Mahadevan en G.D.Magnussen, Phys.Rev. 171(1968)103
9. H.Schlumbohm, Z.Naturforsch, 24a(1969)1716
10. R.H.Neynaber, S.M.Trujillo en E.W.Rothe, Phys.Rev. 157(1967)101
- 10b B.v.d.Sijde, Intern Rapp. NT. no 74-4
11. O.B.Firsov, Z.Eksperim. i Teor.Fiz(1951)1001
12. I.Popescu Iovitsu en N.Ionescu-Pallas, Sov.Phys.Techn.Phys. 4(1960)781
13. D.Rapp en W.E.Francis, J.Chem.Phys. 37(1962)2631
14. B.M.Smirnov en M.I.Chibisov, Sov.Phys.Techn.Phys. 10(1965)88
15. K.Appert, Phys.Lett. 32A(1970)477
16. D.C.Lorents e.a., Chem.Phys.Lett. V20,nr 6 (1973)589
17. P.Laborie, J.M.Rocard en J.A.Rees, Electronic cross-sections macroscopic coeff. Paris (1968)
18. W.H.Cramer en J.H.Simons, J.Chem.Phys. 26(1957)1272
19. W.Kohsiek, Excitation of He<sup>+</sup> in a hollow cathode arc discharge, Proefschrift(1974)
20. B.v.d.Sijde, Een onderzoek naar de spektra van een argon boogontlading met holle kathode, Proefschrift(1971)
21. J.Dielis, Een drukgescande F.P.interferometer, Stageverslag Mei 1973
22. G.Srouji, Stageverslag NT 1974
23. B.Pots, Intensiteitsmetingen aan het argon-ion spectrum, NT stageverslag (Dec.1973)
24. M.Hudis, K.Chung en D.J.Rose, J.Appl.Phys. 39(1968)3297
25. L.Volkova en Devyatov, Opt.Spectr. 7(1959)480

26. I.Zapesochni en P.Feltsan, Opt.Spectr.20(1966)291
27. J.Ballou en C.Chun, Phys.Rev. A. V8 nr.4 (1973)
28. C.Mouwen, Intern Rapport NT
29. N.Konjevic, ICPIG Boekarest (1969)593
30. B.Luijken, Radiation from NeII, ArII, KrII en XeII produced by electron impact, Proefschrift (1972)