

MASTER

Experimenteel onderzoek van ionisatiegolven

Lipsch, J.H.M.

Award date:
1977

[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

9037

EG/74/114^o

VAKGROEP DIREKTE ENERGIE-OMZETTING EN ROTEREND PLASMA

Afstudeeropdracht nr.: 27

Naam : H.J.M. Lipsch

Supervisor : Ir. P. Massee

Aanvang : september 1973

Werktijden :

EXPERIMENTEEL ONDERZOEK VAN IONISATIEGOLVEN

TECHNISCHE HOGESCHOOL EINDHOVEN
AFDELING DER ELEKTROTECHNIEK
GROEP DIREKTE OMZETTING

METINGEN AAN HET
INSTABILITEITENEXPERIMENT

Afstudeerverslag van
J.H.M. Lipsch

Afstudeeropdracht uitgevoerd in de groep
Direkte Omzetting (Prof. Dr. L.H.Th. Rietjens)
onder leiding van Ir. P. Masee
september 1973- juli 1974.

Inhoud

1)	Inleiding	blz	2
2)	Twee-deeltjes recombinatiestraling	"	3
	2.1) Principe		3
	2.2) Kijker		4
	2.3) Filter		5
	2.4) Ijking		6
	2.5) Meting van twee-deeltjes recombinatiestraling.		7
3)	Meting aan de ontlading met behulp van sondepotentialen.		9
4)	Meting van de elektronendichtheid met een 70 GHz microgolf-interferentie-meetbrug.		12
5)	Technische wijzigingen.		14
6)	Conclusies.		15
7)	Tekeningen en grafieken.		16
8)	Referenties.		34

1. Inleiding.

Het fundamenteel onderzoek aan de dispersierelatie van ionisatiegolven is opgezet om de ionisatie-instabiliteiten te bestuderen, die de werking van de M.H.D. generator beperken door verlaging van de effectieve geleidbaarheid en de effectieve Hallparameter.

De optredende verstoringen in elektronendichtheid veroorzaken kleine verschillen in energieproductie ten gevolge van Ohmse verwarming, die, in evenwicht, door de verliesmechanismen (elastische botsingen met zware deeltjes, straling, convection en geleiding) genivelleerd worden. Indien het magnetische veld vergroot wordt, dan zullen ten gevolge van $\vec{J} \times \vec{B}$ krachten de verschillen in energieproductie stijgen zodat de verliesmechanismen bij een bepaalde veldsterkte niet meer in staat zijn de verschillen in energieproductie te nivelleren, waardoor ionisatiegolven ontstaan.

De metingen worden verricht aan een gepulseerde ontlading, die opgewekt wordt in een Ar-Cs mengsel (0,15 torr Cs, 150 torr Ar en 1000° K).

In dit verslag worden de belangrijkste aspecten beschreven van het afstudeerwerk dat gericht was op het verbeteren van de meetmethoden om zodoende betrouwbare resultaten te krijgen.

Achtereenvolgens zullen aan de orde komen; metingen van n_e en T_e met behulp van de twee-deeltjes recombinatiestraling, meting van sondepotentialen om het gedrag van het plasma vast te leggen, meting van n_e met behulp van de microgolf-interferentie-meetbrug, en tenslotte een aantal belangrijke wijzigingen aan de experimentele opstelling, die in het afstudeerverslag van v. Apeldoorn (1) reeds beschreven is.

2. Twee-deeltjes recombinatiestraling.

2.1. Principe.

Recombinatiestraling ontstaat als een vrij elektron recombineert met een ion tot een neutraal atoom. Hierbij komt energie vrij in de vorm van een foton. De energie van dit foton is afkomstig van de kinetische energie van het elektron voor de recombinitie en de bindingsenergie die bij recombinitie vrijkomt, (2).

De intensiteit van deze straling afkomstig van een plasma is een functie van de elektronentemperatuur T_e , de elektronendichtheid n_e , de golflengte λ en het golflengte-interval $\Delta\lambda$ volgens

$$S = n_e^2 \cdot f(\lambda, \Delta\lambda, T_e).$$

Als de stralingsintensiteit gemeten wordt bij twee verschillende golflengten dan komt in het quotiënt van deze twee intensiteiten de elektronentemperatuur niet meer voor. Indien nu voor het gebruikte plasma de functie $f(\lambda, \Delta\lambda, T_e)$ theoretisch berekend wordt bij een aantal waarden van λ en T_e , dan is uit de verhouding van de gemeten intensiteiten met behulp van de theoretisch berekende functie de elektronentemperatuur af te leiden (3).

Bij bekende elektronentemperatuur kan men nu op de volgende manier de elektronendichtheid berekenen. De functie $f(\lambda, \Delta\lambda, T_e)$ is theoretisch bepaald bij bekende waarden van $\lambda, \Delta\lambda$ en T_e , de functie $n_e^2 \cdot f(\lambda, \Delta\lambda, T_e)$ is gemeten bij dezelfde waarden van $\lambda, \Delta\lambda$ en T_e . Hieruit kan n_e worden afgeleid.

Bij het meten van de intensiteiten treden een aantal problemen naar voren die hieronder genoemd zullen worden.

1. Om betrouwbare metingen te verrichten moet de intensiteit van de straling boven het ruisniveau van de meetapparatuur uitkomen. Voor het instabiliteiten experiment is daarom een kijker ontworpen met een maximale openingshoek.

2. In het golflengte interval waarin men wil meten moet alleen twee-deeltjes recombinatiestraling worden geregistreerd. Het golflengte interval kan worden vastgelegd door filters, maar bij het instabiliteiten experiment wordt gebruik gemaakt van een

monochromator met verstelbare spleetbreedte die bij de verschillende golflengten wordt ingesteld. De golflengten zijn zo gekozen dat geen ongewenste straling wordt gemeten.

3. De invloed van de overdrachtskarakteristiek van de meetapparatuur wordt geëlimineerd door ijking van de meetopstelling.

In de volgende paragrafen zullen achtereenvolgens ter sprake komen; kijker, filter, ijking, meetopstelling en metingen.

2.2. Kijker.

De kijker moet voldoen aan de volgende eisen:

- a) Maximale lensopening in verband met de intensiteit.
- b) De diameter van het "venster" ter plaatse van het plasma moet kleiner zijn dan 2 mm vanwege gewenste lokale metingen en de afmetingen van de wolfram bandlamp.
- c) Het gebied waarin een puntbron voor 100% wordt gedetecteerd moet zo klein mogelijk zijn.
- d) Geen storende reflecties.
- e) De voorwerpsafstand moet 230 mm zijn.

Aan de hand van deze eisen is een kijker ontworpen (tekening 1).

Ter controle van de berekeningen van Bartels (4) zijn de volgende metingen gedaan:

- 1) Vertikale verstelling van de kijker bij een puntvormige lichtbron op een afstand van 230 mm om te controleren of er lichtstralen gedetecteerd worden in een gebied buiten het "venster", dat een diameter heeft van 1,6 mm. Als de lichtbron geheel binnen het "venster" valt wordt met een fotomultiplierbuis een spanning gemeten van 0,45 mV terwijl bij verschuiving over 1,5 mm naar boven of beneden de gemeten spanning daalt tot 0,1 mV. Hiermede is aangetoond dat lichtstralen die niet door het "venster" op de lens vallen niet worden gedetecteerd.
- 2) Horizontale verstelling bij optimale hoogte ten opzichte van een puntvormige lichtbron. De straling die ter plaatse van het "venster" in het plasma vrijkomt wordt met een maximaal rendement gedetecteerd. Licht uit plasma-plakjes, die op grotere of kleinere afstand liggen,

zal in steeds mindere mate door de kijker worden ingevangen ten gevolge van het feit dat de lichtgeleider zich achter het diafragma bevindt. Bij verplaatsing over 6 mm naar voren of naar achteren ten opzichte van de optimale afstand die 230 mm bedraagt, daalt de gemeten spanning van 0,45 mV tot 0,40 mV, waaruit geconcludeert kan worden dat het detectie-rendement vermindert naarmate de afstand van de lichtbron tot het "venster" groter wordt.

3) Meting aan een homogeen verlicht vlak bij horizontale verstelling.

Naarmate de afstand van een homogeen vlakje tot het "venster" groter wordt zal het detectie-rendement verminderen, terwijl tevens van een groter oppervlak licht wordt ingevangen, zodat theoretisch de bijdrage van elk plakje plasma even groot is.

Bij een voorwerpsafstand varieërend van 210 tot 250 mm is er geen verandering waar te nemen in de intensiteit. Bij voldoende homogeniteit van de ontlading kan gesteld worden dat gemiddeld aan het plasma de intensiteit gemeten wordt afkomstig uit een bundel met een diameter van 1,6 mm en een lengte van 40 mm.

De puntvormige lichtbron was afkomstig van een één op één afbeelding van de wolfram bandlamp op een zwart oppervlak met een gat van 1,5 mm doorsnede. Het homogeen verlichte oppervlak was verkregen door het plaatsen van een matglas tussen de lamp en de kijker.

2.3. Filters.

Als filter wordt een monochromator gebruikt met verstelbare spleetbreedte. De metingen worden verricht in de tweede orde van het gebied tussen 4000 en 5000 Å. Bij deze bepalingen kunnen ongewenste intensiteiten worden gemeten uit de volgende golflengte gebieden:

- a) 2700- 3300 Å in 3^e orde,
- b) 4000- 5000 Å in 2^e orde, wat betreft Ar en Cs lijnen,
- c) 8000- 10.000 Å in 1^e orde.

Dit kan als volgt worden voorkomen:

- ad a) De invloed van de 3^e orde verstoring wordt geëlimineerd door gebruik te maken van een U.V. filter WG 360 dat golflengtes boven 4000 Å doorlaat (50% transmissie bij 3600 Å , 99% transmissie bij 4000 Å).

ad b) De golflengtes waarbij gemeten wordt zijn zo gekozen dat er geen waarneembare Ar en Cs lijnen binnen het ingestelde golflengte-interval liggen.

ad c) Licht met een golflengte langer dan 6000 \AA wordt door de gebruikte fotomultiplierbuis (type 6255 B) niet gedetecteerd.

Door metingen aan het licht van de wolfram bandlamp en aan het plasma is geconstateerd dat er geen ongewenste intensiteiten worden gemeten.

Aangezien de bandbreedte van het filter bekend moet zijn, volgen hieronder de berekening en de meting van de bandbreedte en de halfwaardebreedte.

Indien de monochromator ingesteld staat op de golflengte van een monochromatische lichtbron, dan wordt de ingangsspleet afgebeeld op de uitgangsspleet. Om nu dit monochromatische licht net niet meer waar te nemen moet de golflengte instelling zodanig gewijzigd worden dat de afbeelding links of rechts naast de uitgangsspleet valt (tekening 2).

Hieruit volgt een bandbreedte van $2 \cdot b \cdot D \text{ \AA}$, waarbij b de spleetbreedte is in mm en D de dispersie in $\text{\AA} / \text{mm}$.

Bij een dispersie van $17,5 \text{ \AA} / \text{mm}$ in 2^e orde en een spleetbreedte van 2500 m^{-6} is de theoretische bandbreedte 88 \AA en de halfwaardebreedte 44 \AA . Bij een spleetbreedte van 700 m^{-6} is de theoretische bandbreedte $24,5 \text{ \AA}$ en de halfwaardebreedte $12,25 \text{ \AA}$.

Vanwege het ontbreken van een geschikte Hg lijn, en de hoge intensiteit van de Cs lamp, is bij een spleetbreedte van 700 m^{-6} aan de Cs lamp een bandbreedte gemeten van 27 \AA en een halfwaardebreedte van 14 \AA . De afwijkingen worden veroorzaakt door de breedte van de Cs lijn en de eigen verbreding van de monochromator.

Aan het experiment wordt gemeten met een spleetbreedte van 2500 m^{-6} zodat gerekend kan worden met een halfwaardebreedte van 45 \AA .

2.4. IJking.

Om het verband vast te leggen tussen de stralingsintensiteit en de anodestroom van de fotomultiplierbuis, is de anodestroom bepaald over een belasting van 100 k Ohm als functie van de gloeistroom van

de wolfram band lamp (tabel 8, grafiek 8).

Door combinatie met de ijkgrafiek van de wolfram bandlamp, die het verband aangeeft tussen de gloeistroom en de temperatuur (grafiek 9), en met grafiek 10 (5) die de stralingsintensiteit van wolfram geeft als functie van de temperatuur, kan bij die golflengten waarbij gemeten wordt de stralingsintensiteit bepaald worden als functie van de spanning over de anodeweerstand (grafiek 11).

De ijking is verricht aan de opstelling zoals geschetst in tekening 3. In deze opstelling is de demping ten gevolge van de in de meetopstelling aanwezige factoren meegemeten zodat hiervoor niet meer hoeft te worden gecorrigeerd (behalve voor de dempingsfaktor van het kwartsvenster van de wolfram bandlamp).

2.5. Meting van twee-deeltjes recombinatiestraling.

De meetopstelling is nagenoeg gelijk aan de toestand bij de ijking, met dien verstande dat bij de meting intensiteiten gemeten worden uit een plasma volume met een diameter van 1,6 mm en een lengte van 40 mm, terwijl bij de ijking gemeten wordt aan een oppervlak met een diameter van 1,6 mm. Hiervoor zal bij het berekenen van n_e gecorrigeerd moeten worden.

De spanning over de anodeweerstand kan op 3 manieren gemeten worden:

a) Met behulp van een D.C. voltmeter. Hierbij moet worden gecorrigeerd voor de gemeten donkerstroom (ontlading uit) en de verhouding waarin het pulsvormig opgewekte plasma aanwezig is. Dit corrigeren is alleen mogelijk als T_e en n_e netjes rechthoekig verlopen. Dit is niet altijd het geval.

b) Door toepassing van Signal Recovery met een correlator. Het nadeel van deze methode is de lange tijdsduur van de meting en de onnauwkeurigheid waarmee afgelezen kan worden .

c) Meting van de integraal van de Probability Density. Hierbij is de nauwkeurigheid zeer hoog terwijl in een bepaalde periode van de ontlading gemeten kan worden.

De spanning U wordt gemeten voor een aantal waarden van de stroomdichtheid in het plasma bij 2 verschillende golflengten. In grafiek 11 kunnen dan de bijbehorende stralingsintensiteiten S worden afge-

lezen. $S_1/S_2 = e_1/e_2$ geeft met behulp van grafiek 12 (2) de elektronentemperatuur die in het plasma bereikt wordt ten gevolge van de ingestelde stroomdichtheid. Met behulp van de op bovenstaande manier berekende T_e kan uit grafiek 13 (2) de theoretisch berekende e_2 worden afgelezen.

$$e_2 = \frac{\text{intensiteit}}{n_e^2} \quad \text{in } \text{Wm}^3/\text{ster rad} \quad \text{voor een } \Delta\lambda \text{ van } 20 \text{ \AA},$$

terwijl

$S_2 =$ gemeten intensiteit in $\text{W/m}^2 \text{ster rad } \text{\AA}$, genormeerd op golflengte interval $\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$ en gemeten in een bundel ter lengte $L = 40\text{mm}$.

De elektronendichtheid wordt dan als volgt berekend:

$$\frac{n_e^2 \cdot e_2}{\Delta\lambda} = \frac{S_2}{L}, \quad \text{zodat}$$

$$n_e = \sqrt{\frac{S_2 \cdot \Delta\lambda}{L \cdot e_2}}, \quad \text{waarin } \Delta\lambda \text{ de halfwaardebreedte is van het}$$

filter bij de theoretische berekening (20 \AA).

Bij metingen aan het plasma zijn de volgende waarnemingen gedaan:

Bij toenemende stroomdichtheid van 2,58 A/elektrode tot 4,24 A/elektrode nam de elektronentemperatuur toe van 2049°K tot 2324°K en de elektronendichtheid van $4,81 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ tot $7,07 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

3. Metingen aan de ontlading met behulp van sondepotentialen.

De metingen zijn verricht aan de meetkamer, die getekend is in tekening 4. Deze meetkamer is ingebouwd in een hoogvacuumoven waaromheen magneetspoelen staan opgesteld die het benodigde \vec{B} veld opwekken (1). In deze meetkamer bevindt zich een gasmengsel (0,15 torr Cs en 150 torr Ar) met een temperatuur van 1000°K . Dit gasmengsel wordt aangevoerd vanuit een Cs instellatie en zo homogeen mogelijk verspreid over de meetkamer door de openingen in de aluminiumoxide wanden van de kamer.

Door dit gasmengsel wordt een elektrische stroom gestuurd om een plasma te verkrijgen dat geschikt is voor het instabiliteitenexperiment. Een van de voorwaarden voor dit onderzoek is een homogeen \vec{J} veld waarvan de richting variabel is. Daartoe zijn aan de binnenkant van de meetkamer 20 elektrodes aangebracht, die gevoed worden door 10 paar complementaire stroombronnen. Deze stroombronnen zijn zodanig gestuurd dat de stroomrichting theoretisch over 360° kan worden gedraaid (1).

De meetsondes dienen om signalen in het plasma uit te zenden en te ontvangen. Met behulp van deze meetsondes zijn een aantal waarnemingen verricht die hieronder ter sprake zullen komen.

In de eerste plaats is onderzocht of het \vec{J} veld in het plasma meedraait met de extern opgedrukte stromen in de situatie waarbij het \vec{B} veld niet aanwezig is.

Bij deze metingen is de amplitude van de stroomvector constant gehouden door de 2 groepen stroombronnen die een onderling loodrechte stroom opdrukken te sturen als cosinus en sinus.

Indien de stroomdichtheid meeroteert met de opgedrukte stroom, dan zal het \vec{E} veld in het plasma eveneens roteren.

Om dit te meten zijn de potentiaalverschillen gemeten tussen de sondes 9 en 10 en de sondes 9 en 11 als functie van de ingestelde hoek α . De vectoriële som van deze 2 onderling loodrechte potentiaalverschillen geeft de richting en amplitude aan van het \vec{E} veld ter plaatse van de meetsondes (tekening 5). Uit deze figuur is af te leiden dat de amplitude van het \vec{E} veld niet constant is als functie van de hoek α . Deze afwijking is afkomstig van het feit dat het

stroomvoerend oppervlak niet constant blijft, maar afhankelijk is van de richting, zodat de stroomdichtheid bij schuin oversteken kleiner wordt indien de totale opgedrukte stroom constant wordt gehouden. Uit tekening 4a blijkt dat theoretisch het stroomvoerend oppervlak O_φ gelijk is aan $O_o / \cos\varphi$ als $0 \leq \varphi \leq 45^\circ$ en dat voor $45^\circ \leq \varphi \leq 90^\circ$, O_φ gelijk is aan $O_o / \cos(90^\circ - \varphi) = O_o / \sin\varphi$. Na correctie op deze oppervlaktevariatie bleek de amplitude van het \vec{E} veld niet constant te blijven, hetgeen te wijten is aan het feit dat de stroomdichtheid niet homogeen is in de hoeken van de meetkamer.

Latere metingen hebben aangetoond dat ook bij de aanwezigheid van een \vec{B} veld ($I_b = 10$ A) het \vec{J} veld meedraait met de opgedrukte stromen.

Ter contrôle van de homogeniteit van de ontlading zijn de sondepotentialen gemeten over de sondes 1, 2 en 3; 9, 10 en 11 en 17, 18 en 19, bij een aantal waarden van de stroom door de magneetspoelen.

Bij I_b tot 15 A zijn met het oog nauwelijks verschillen waar te nemen op de foto's van de hierboven genoemde sondesignalen, zodat het \vec{J} veld onder deze condities homogeen kan worden verondersteld.

Bij $I_b = 20$ A zijn de plaatjes veel ongelijkmatiger en treden verschillen op tussen de signalen gemeten aan de sondes, mogelijk ten gevolge van de $\vec{J} \times \vec{B}$ krachten die op het plasma werken.

Vervolgens is het gedrag van de ontlading onderzocht bij aanwezigheid van een magneetveld, met betrekking tot het Hall-effekt en het optreden van instabiliteiten.

Uit de wet van Ohm, geldig voor plasma:

$$J_x = \frac{\sigma_o}{1 + \beta^2} \cdot E_x - \frac{\beta \cdot \sigma_o}{1 + \beta^2} \cdot E_y,$$

$$J_y = \frac{\beta \cdot \sigma_o}{1 + \beta^2} \cdot E_x + \frac{\sigma_o}{1 + \beta^2} \cdot E_y \quad \text{en aannemende dat;}$$

J_x wordt opgedrukt met behulp van stroombronnen en

$$J_y = 0,$$

volgt voor $\beta < \beta_{\text{krit}}$ dat;

$$E_x = \frac{1}{G_0} \cdot J_x ,$$

$$E_y = \frac{-\beta}{G_0} \cdot J_x .$$

Voor deze waarden van β zal E_x dus constant zijn en E_y zal evenredig zijn met β .

In tekening 6 zijn de gemiddelde potentiaalverschillen tussen de meetsondes 9-10 en 9-11 uitgezet als functie van de stroom door de magneetspoelen, om te controleren in hoeverre de hierboven genoemde eigenschappen van het plasma naar voren treden.

ΔV_{9-10} is gemeten in de richting van $-E_x$ en ΔV_{9-11} in de richting van E_y . Uit deze metingen is af te leiden dat bij $I_b = \pm 11$ A het verloop van E_x en E_y verandert zodat voor deze waarde van I_b de Hall-parameter mogelijk zijn kritische waarde bereikt. Voor lagere waarden van I_b verloopt E_y lineair met I_b , terwijl E_x echter niet constant blijft. Ook zou E_x voor hogere waarden van I_b moeten afnemen. De afwijkingen zijn te verklaren uit het feit dat de meetwaarden zijn afgelezen van foto's en zodoende vrij onnauwkeurig zijn. Verdere metingen zullen dus gedaan moeten worden met behulp van een correlator.

Uit foto's van de sondepotentialen blijkt dat bij $I_b = 12,5$ A zichtbare fluctuaties optreden die bij toenemende I_b groter worden, hetgeen overeenkomt met de metingen die uitgezet zijn in tekening 6.

4. Meting van de elektronendichtheid met behulp van een 70 GHz microgolf-interferentie-meetbrug.

Voor vlakke elektromagnetische golven in de richting van het magneetveld volgt voor dit plasma, uit de eerste orde benadering van de voortplantingsconstante, dat de fasedraaiing over de transmissieweg evenredig is met de elektronendichtheid (1,6).

$$\Theta = \pi \cdot L/\lambda \cdot n_e/n_{cr}, \text{ met}$$

Θ is de totale fasedraaiing,

L is de lengte van de transmissieweg (40 mm),

λ is de golflengte van de microgolf (4,27 mm),

n_e is de elektronentemperatuur,

n_{cr} is de kritieke elektronendichtheid waarbij fasedraaiing overgaat in demping als deze dichtheid overschreden wordt ($6,06 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$).

Als n_e toeneemt van een niet meetbare waarde tot n_{cr} , zal het faseverschil tussen het ingangssignaal en het uitgangssignaal oplopen van 0 tot 9π radialen en het interferentiesignaal zal als functie van de elektronendichtheid maximaal 9 extremen bevatten.

Na invullen van de waarden voor n_{cr} , en L volgt;

$$n_e = \pm 2 \cdot \Theta \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3},$$

en kan men uit de totale fasedraaiing de elektronendichtheid benaderen met een nauwkeurigheid van 5% in het interval van $3 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ tot $3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

Voorheen werd de fasedraaiing gemeten bij een taludvormig verlopende ontladingsstroom. Het grote bezwaar van deze methode was het lang aanstaan van de ontlading (10 s), waardoor de gastemperatuur steeg, en tevens de homogeniteit van de ontlading afnam ten gevolge van Lorentz krachten.

Om deze bezwaren te ondervangen is de ontladingsstroom blokvormig gepulst en is het faseverloop van het interferentiesignaal

gemeten bij uitstervend plasma, zodat het inschakelverschijnsel niet wordt meegemeten.

De amplitude van de ontladingsstroom wordt zodanig ingesteld dat de fasedraaiing een geheel aantal malen π bedraagt.

Uit de afbeelding van tekening 7 is af te leiden dat op deze manier bij een snel gepulste ontlading (30 Hz) de fasedraaiing goed te meten is.

Voor het doen van deze metingen bleek het beschikbare klystron voedingsapparaat ongeschikt vanwege een 50 Hz storing op het H.F. signaal. Dit stoorsignaal werd veroorzaakt door de 50 Hz gloei-stroom van het klystron. Bij het voedingsapparaat dat geleend is van dhr Versnel wordt het klystron gevoed met gelijkstroom, zodat hiermee goede meetresultaten mogelijk zijn.

Bij toename van de opgedrukte stroom van 2,3 A/elektrode tot 3,8 A/elektrode, steeg de gemeten n_e van $31 \cdot 10^{18}$ tot $44 \cdot 10^{18}$.

5. Technische wijzigingen.

Sinds het afstuderen van D. Couwenberg zijn een aantal details van de meetopstelling gewijzigd. De voornaamste veranderingen komen hieronder ter sprake.

De verwarming van de Cs instellatie bleek niet voldoende homogeen te zijn. Daarom is om de hele instellatie een oliebak aangebracht die doorloopt tot in het vacuümvat, terwijl de aan- en afvoerpijpjes worden verwarmd door gloeispiralen. Op deze manier wordt opeenhoping van Cs op een koude plaats tegengegaan.

Voorheen waren verwarmingslichaam en meetkamer opgebouwd uit een poreuze Al_2O_3 cylinder. De antennes en elektrodes staken door de wand van deze cylinder heen. Ten gevolge van diffusie van Cs in dit poreuze materiaal ontstonden er lage impedanties tussen de elektrodes en antennes. Om dit te voorkomen en om snel reparaties en wijzigingen uit te kunnen voeren zijn het verwarmingslichaam en de meetkamer zodanig ontworpen dat de complete meetkamer in het verwarmingslichaam geschoven kan worden. De wand van de meetkamer bestaat nu uit een cylinder van dichtgesynterd Al_2O_3 met een voor- en achterdeksel van hetzelfde materiaal. In deze deksels zijn gaten geboord voor elektrodes, antennes en saffieren (tekening 4).

De saffieren waren door Philips vastgezet met een kit, die bij 1000°K en onder vacuum verdampte. Daarom zijn steuntjes ontworpen die aangebracht kunnen worden vanaf de Varian vensters, zodat de saffieren snel gedemonteerd en schoongemaakt kunnen worden, en niet meer gekit hoeven te worden.

6. Conclusies.

Naar aanleiding van de metingen die in dit verslag beschreven zijn, kan het volgende geconcludeerd worden.

Uit de waarnemingen aan sondepotentialen blijkt dat de ontlading in het centrum van de meetkamer voldoende homogeen is om metingen te verrichten aan ionisatiegolven. Tevens is uit deze sondepotentialen de instabiliteitsgrens af te lezen, die in deze meetopstelling bereikt wordt $I_b = \pm 10$ A.

Met twee-deeltjes recombinatiestraling kunnen T_e en n_e goed bepaald worden.

Daarnaast kan n_e in korte tijd gemeten worden met behulp van microgolven.

Vergelijking van deze metingen is op dit moment niet goed mogelijk in verband met de tijdsduur die tussen de metingen ligt. Bovendien werd hinder ondervonden van olie-inlek in het Cs systeem waardoor de betrouwbaarheid van de metingen afneemt.

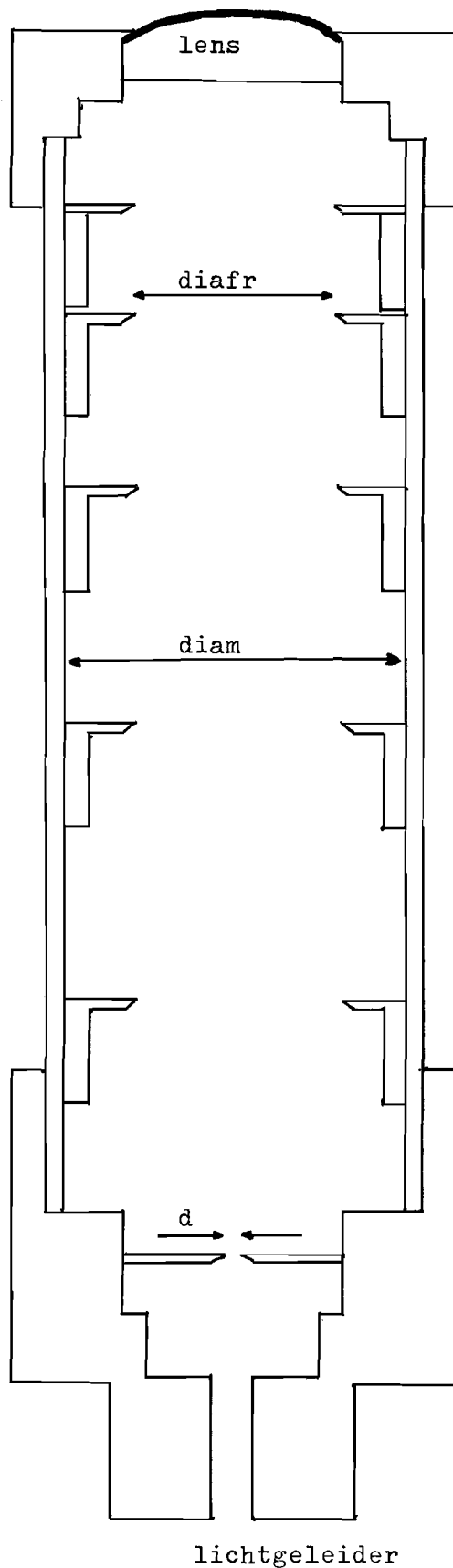
Tekening 1

Kijker voor het meten van twee-deeltjes recombinatiestraling.

$f_{\text{lens}} = 99 \text{ mm}$
 $v = 230 \text{ mm}$
 $b = 179 \text{ mm}$
 $d = 1,3 \text{ mm}$
 $\text{diam.} = 50 \text{ mm}$
 $\text{diafr.} = 28 \text{ mm}$

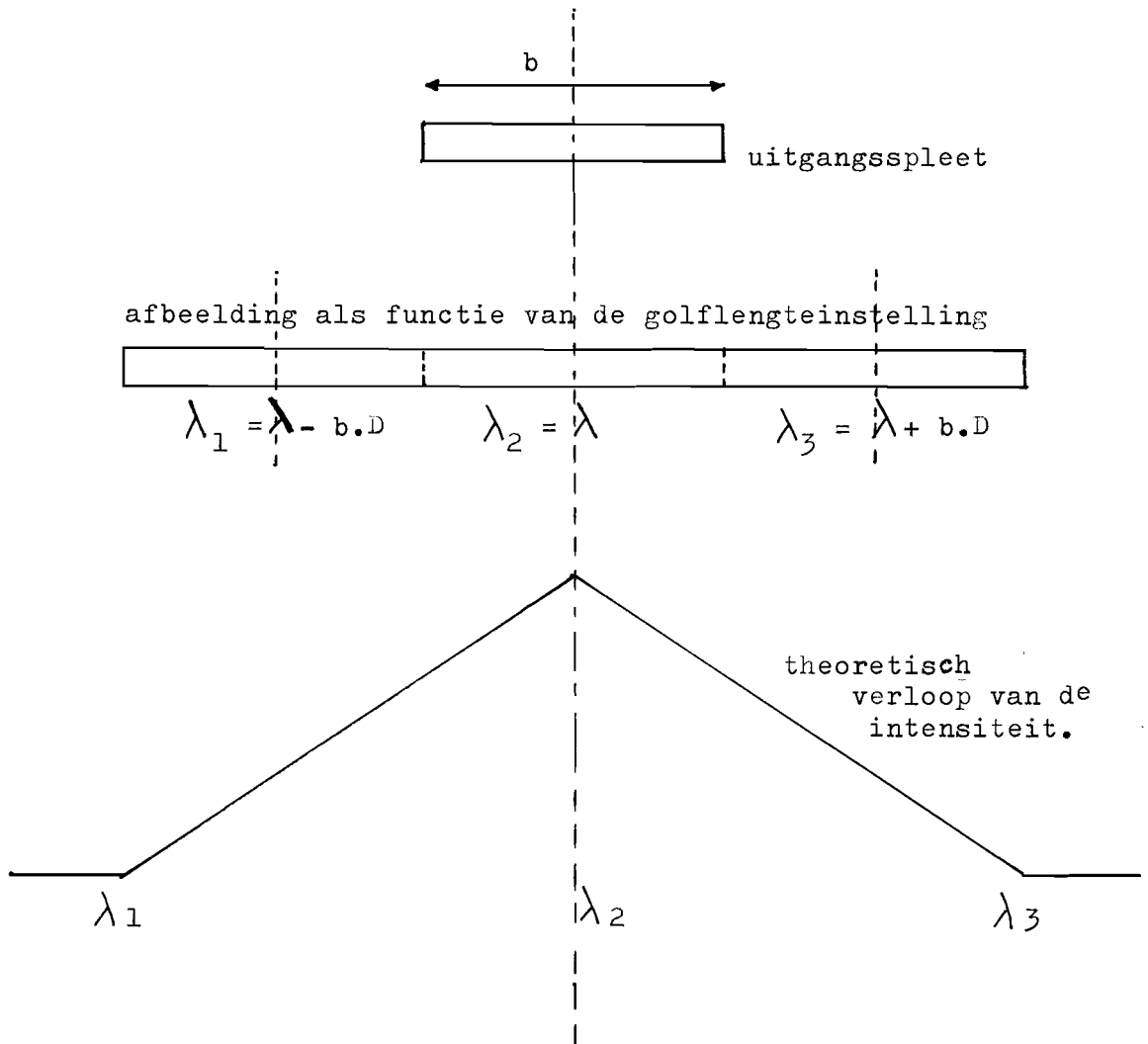
v is voorwerpsafstand,
 b is beeldafstand.

De kijker is gemaakt van aluminium, dat daarna zwart gemaakt is om reflecties te voorkomen.



Tekening 2

Theoretisch verloop van de intensiteit als functie van de verplaatsing van de afbeelding van de ingangsspleet over de uitgangsspleet.



λ_1 = golflengte ingesteld op monochromator

λ = golflengte van het monochromatische licht

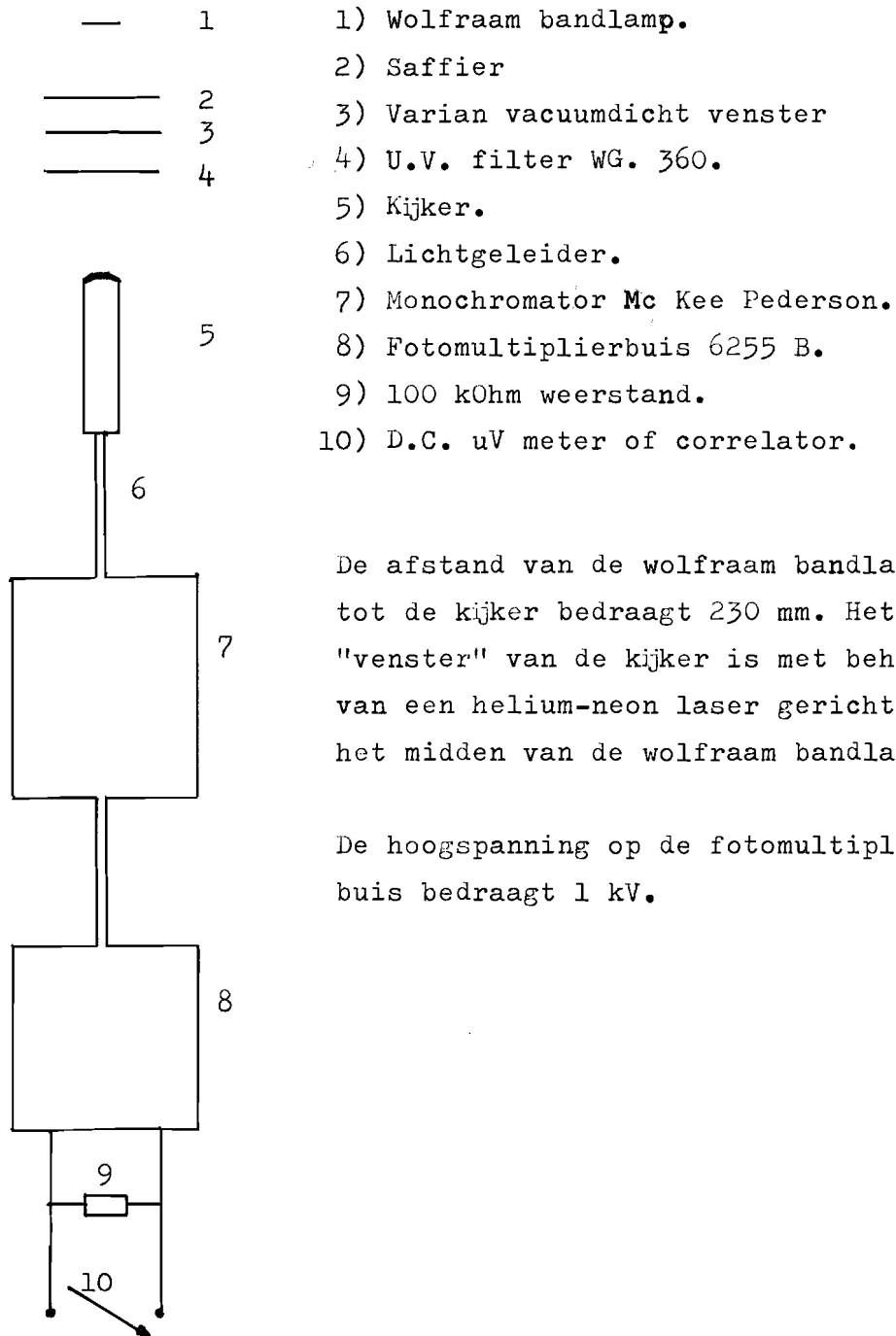
b = spleetbreedte in mm

D = dispersie in $\text{\AA} / \text{mm}$

De bandbreedte bedraagt dus $2 \cdot b \cdot D \text{ \AA}$, en de halfwaardebreedte $b \cdot D \text{ \AA}$.

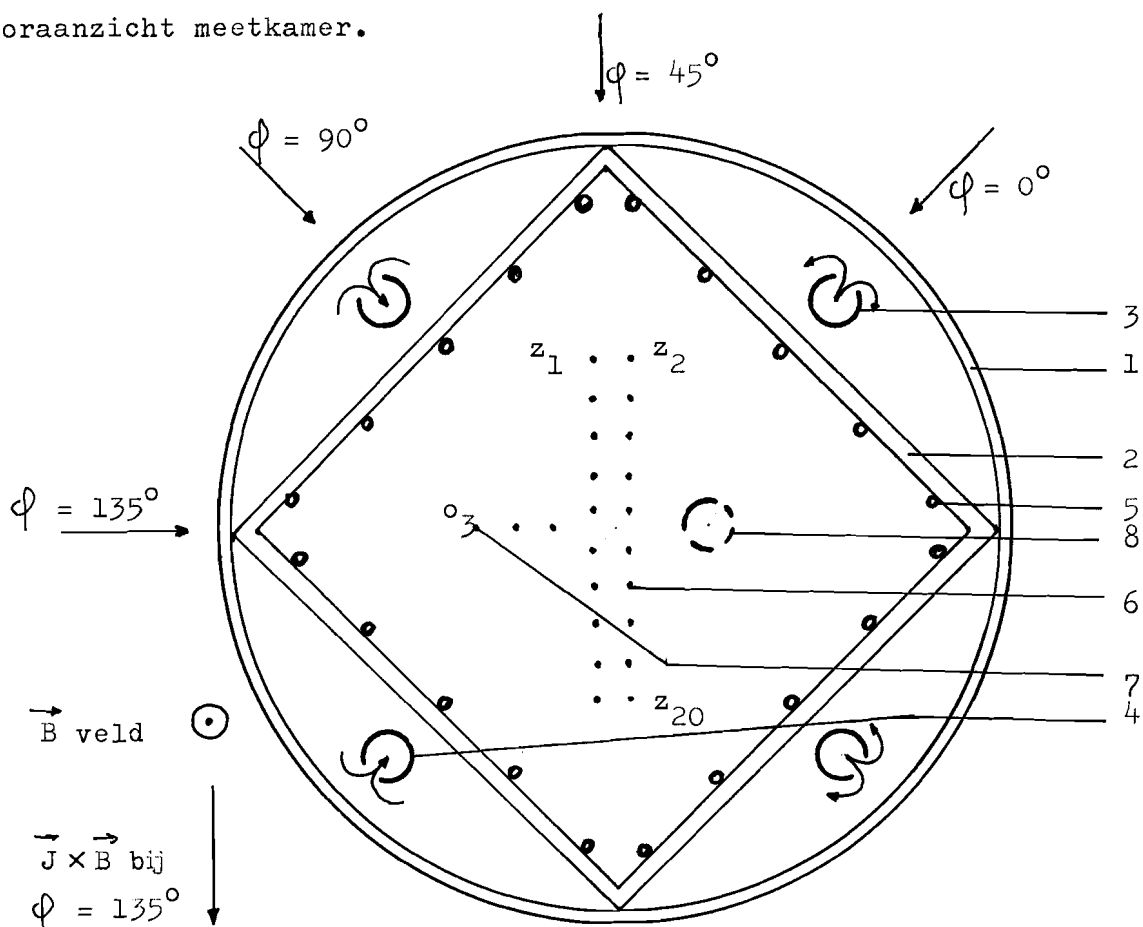
Tekening 3

Ijkopstelling.



Tekening 4 a

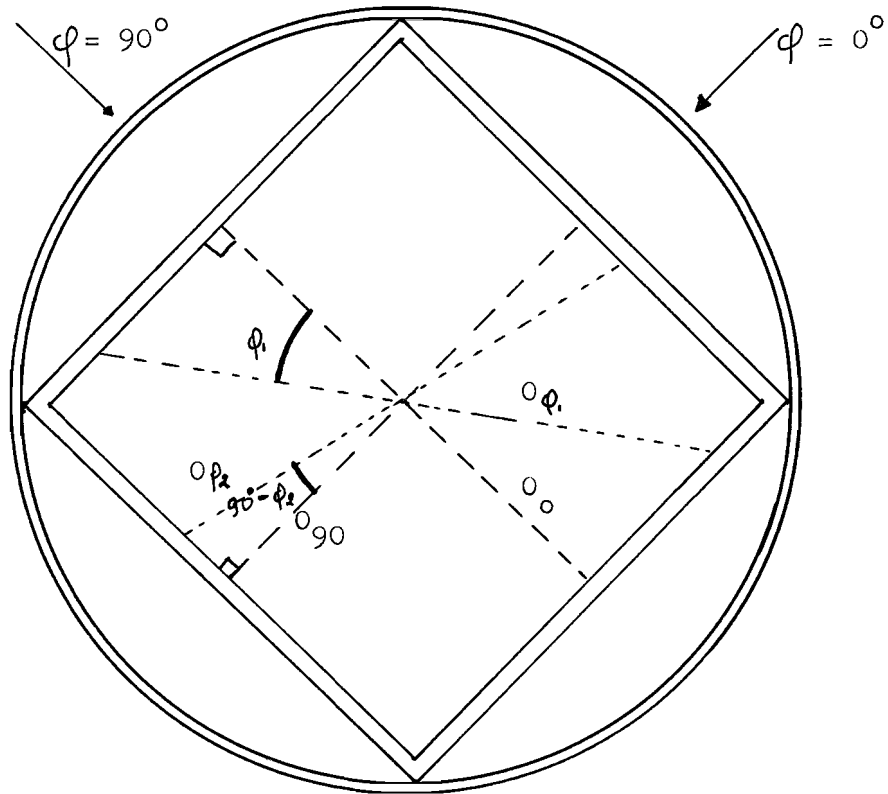
Vooraanzicht meetkamer.



- 1) Buis van dichtgesinterd Al_2O_3 met een diameter van 100 mm en een lengte van 40 mm.
- 2) Wanden van de meetkamer, bestaande uit Al_2O_3 plaatjes die geperforeerd zijn vanwege toe- en afvoer van het Ar-Cs mengsel.
- 3) Aanvoerpijpjes.
- 4) Afvoerpijpjes.
- 5) Elektrodes.
- 6) Zendantennes z_1 t/m z_{20} .
- 7) Ontvangstantennes o_1 t/m o_{20} (bipolair).
- 8) Plaats van het saffier in voor en achterdeksel voor optische waarnemingen.

Tekening 4 b

Variatie van het oppervlak loodrecht op de stroomrichting bij hoekverdraaiing.



$$\cos \varphi_1 = O_0 / O \varphi_1 \quad O \varphi_1 = O_0 / \cos \varphi_1$$

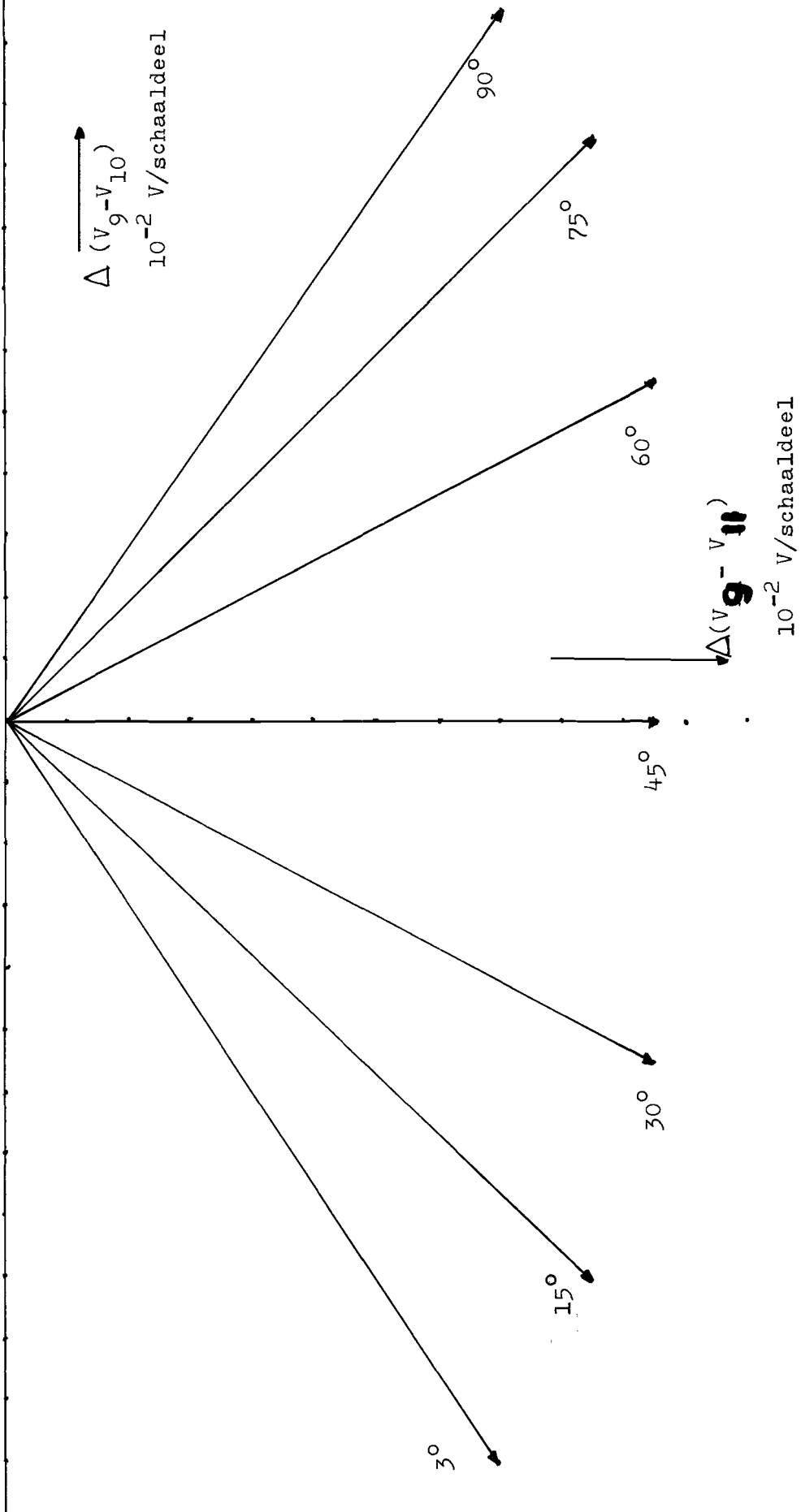
$$\cos (90^\circ - \varphi_2) = O_0 / O \varphi_2 \quad O \varphi_2 = O_0 / \sin \varphi_2$$

De afwijkingen in de waarnemingen kunnen verklaard worden door:

- Inhomogene ontlading in de hoeken van de meetkamer.
- Ongelijke afstanden van de sondes.

Tekening 5

E veld als functie van de ingestelde hoek .

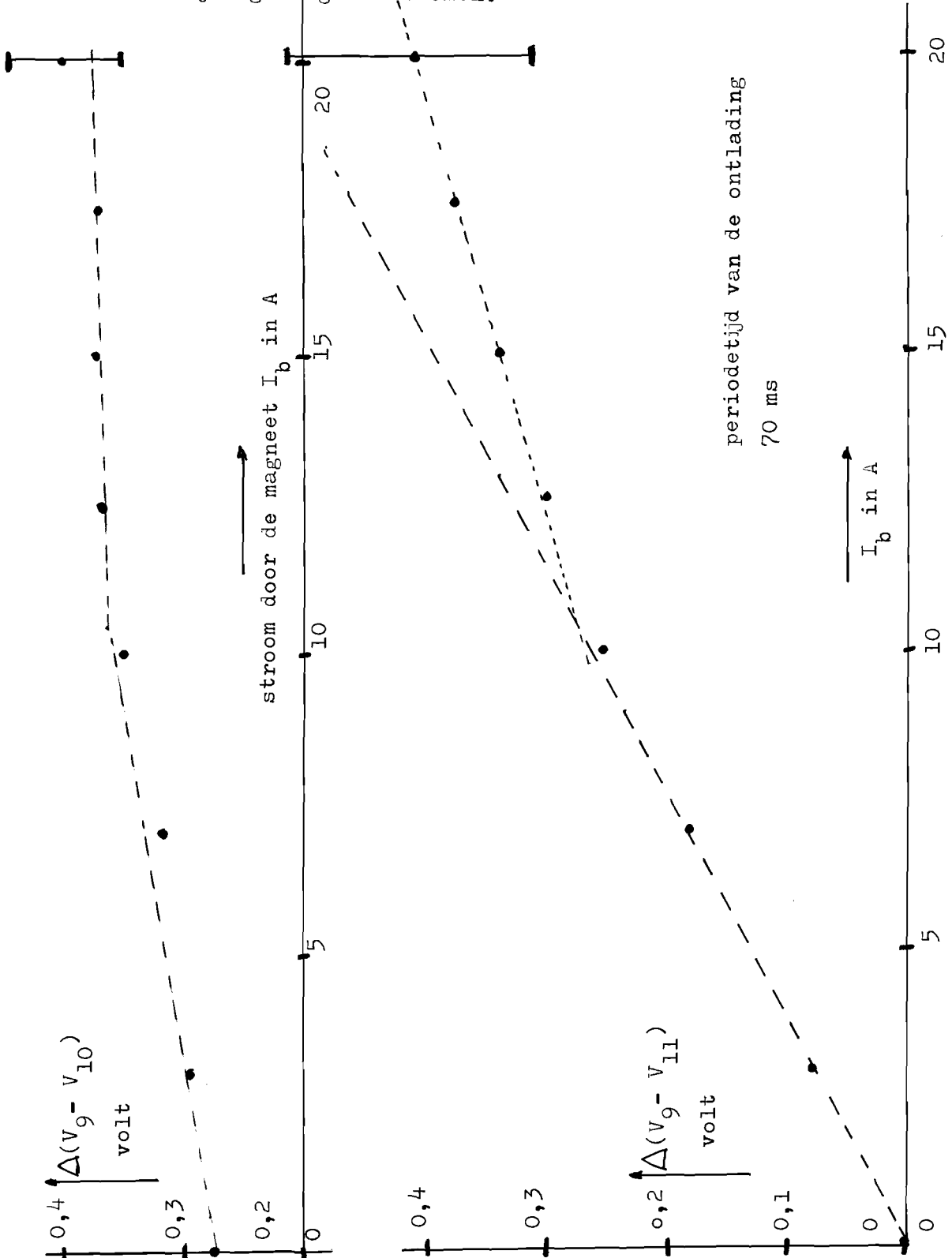


Tekening 6

Sondepotentialen als functie van de stroom door de magneet.

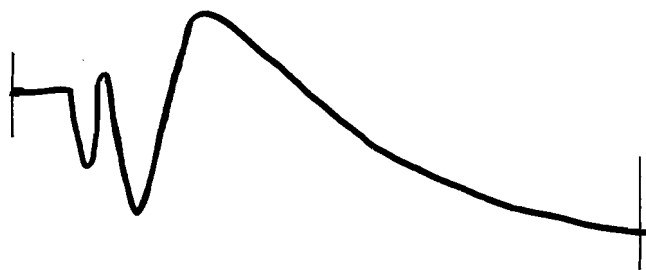
$$\phi = 135^\circ$$

Afgelezen van foto's; grote onnauwkeurigheid ten gevolge van fluctuaties bij hoge magneetstromen.

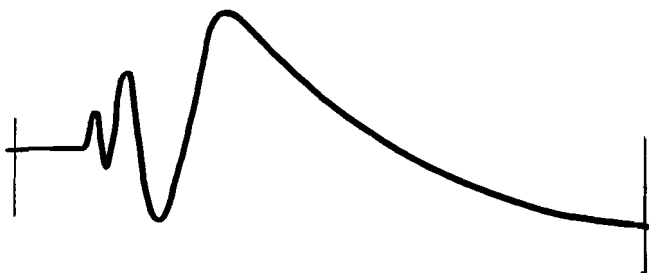


Tekening 7

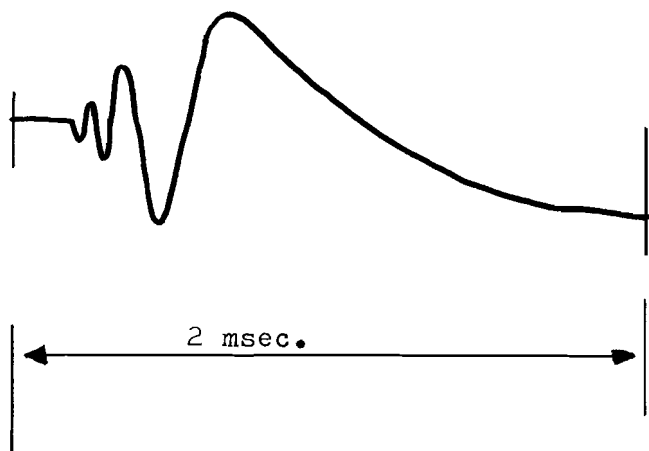
Microgolffmetingen aan uitstervend plasma.



Ontladingsstroom
 2,3 A/elektrode,
 $\Theta = 5 \cdot \pi$
 $n_e = 10 \cdot \pi \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$



Ontladingsstroom
 2,9 A/elektrode,
 $\Theta = 6 \cdot \pi$
 $n_e = 12 \cdot \pi \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$



Ontladingsstroom
 3,8 A/elektrode,
 $\Theta = 7 \cdot \pi$
 $n_e = 14 \cdot \pi \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$.

2 msec.

Voor alle foto's geldt:

$$\phi = 45^\circ,$$

pulsfrequentie = 30 Hz,

$$I_b = 0.$$

Tabel 8.

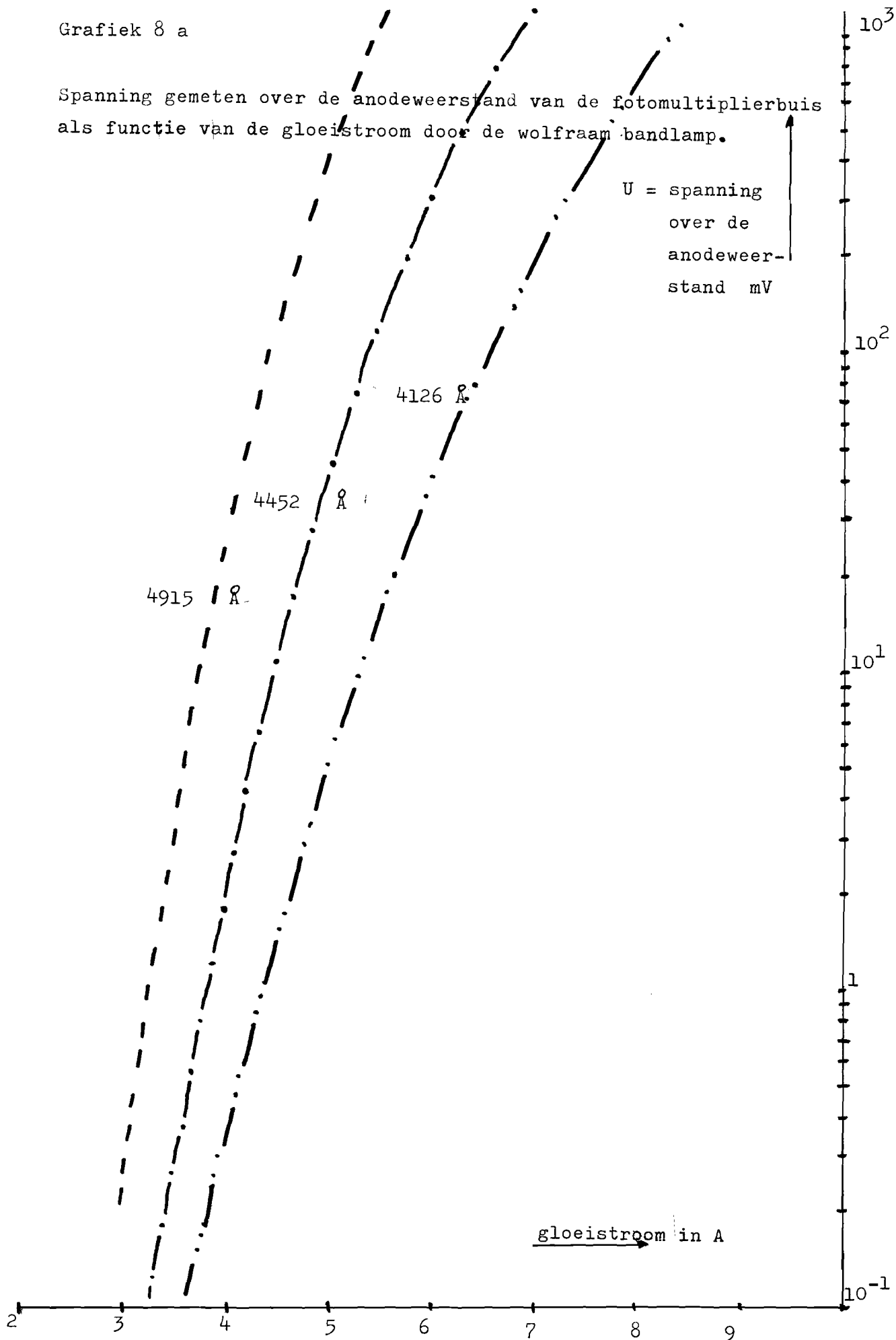
Gemeten intensiteit als functie van de stroom door de wolfram
bandlamp.

I _{wbl} in A	U Gemeten spanning U in mV over de belastingsweerstand bij instelling van de monochromator op;		
	4915 Å	4452 Å	4126 Å
10	39000	33000	5100
9	37000	12800	2000
8	29000	4500	690
7,5	16000	2500	370
7	8700	1350	190
6,5	4500	670	85
6	2200	300	37,5
5,5	990	120	14,5
5,25			8,8
5	380	40	5,2
4,75		21	2,8
4,5	105	11	1,45
4,25	50	5	0,72
4	24	2,1	0,34
3,75	8,8	0,75	0,14
3,5	2,8	0,25	
3,25	0,8	0,1	
3	0,24		

De donkerstroom van de met vloeibare stikstof ge-
koelde fotomultiplierbuis bedraagt 0,05 mV.

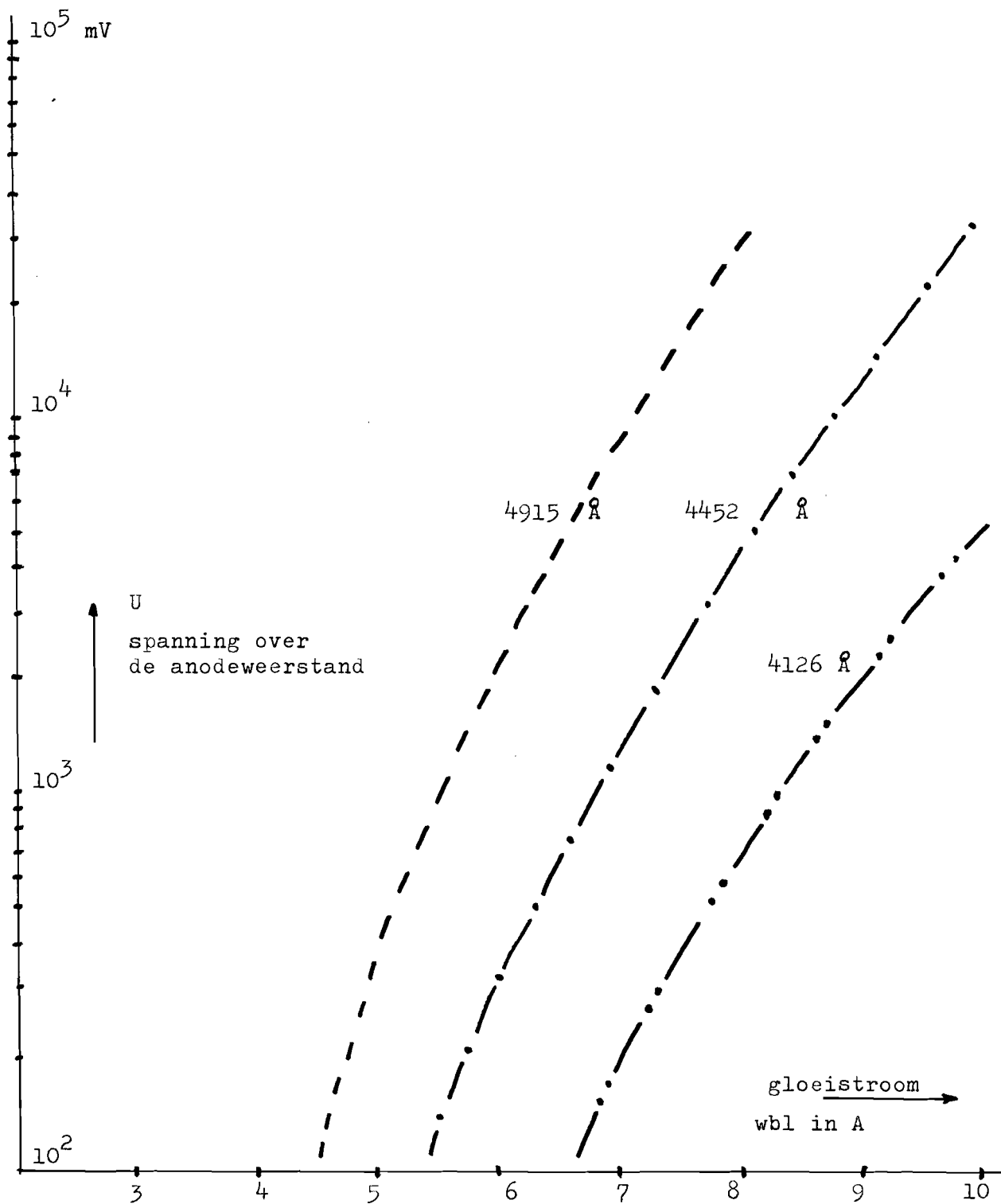
Grafiek 8 a

Spanning gemeten over de anodeweerstand van de fotomultiplierbuis als functie van de gloeistroom door de wolfram bandlamp.



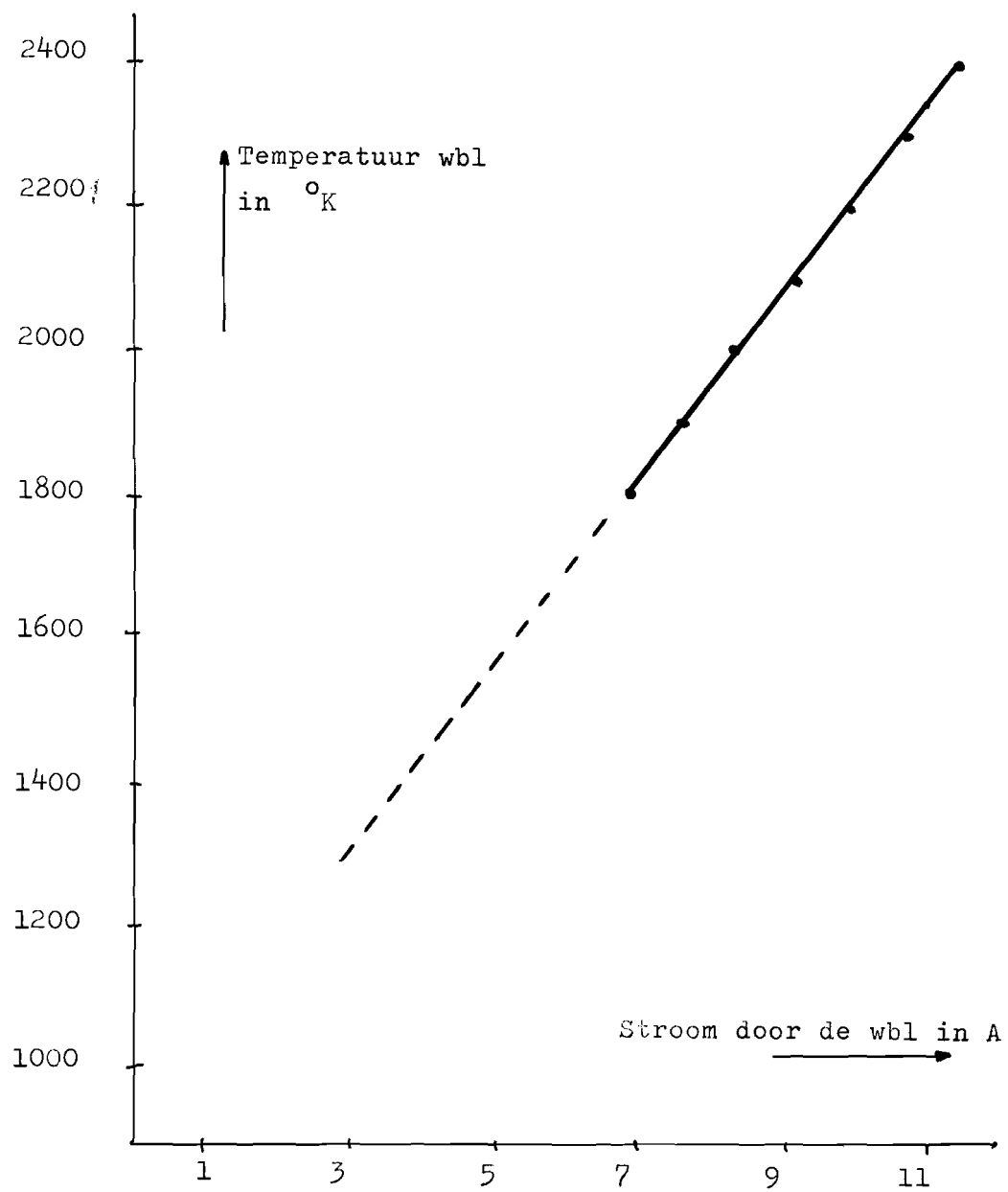
Grafiek 8 b

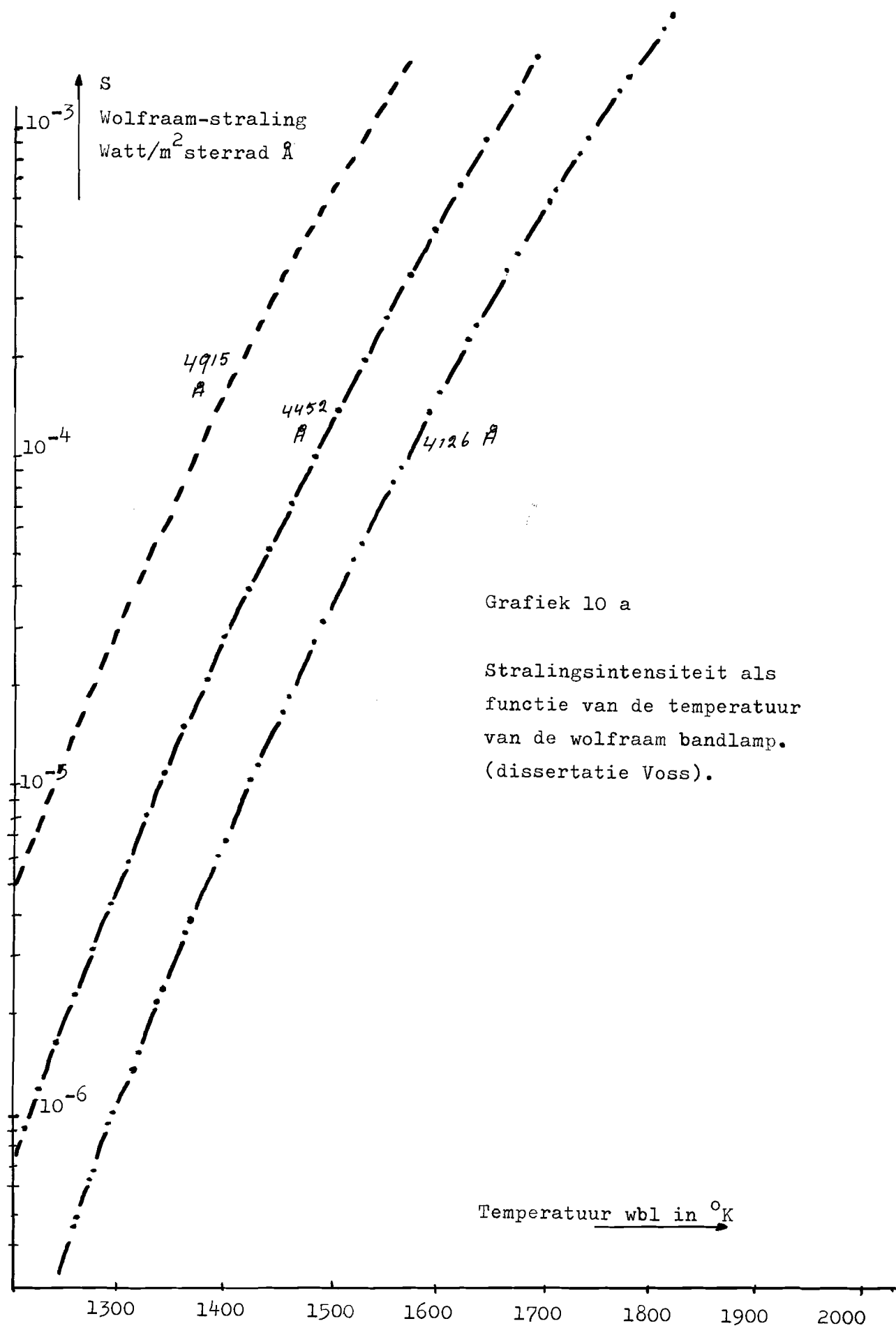
Spanning gemeten over de anodeweerstand van de fotomultiplierbuis als functie van de gloeistroom door de wolfraam bandlamp.

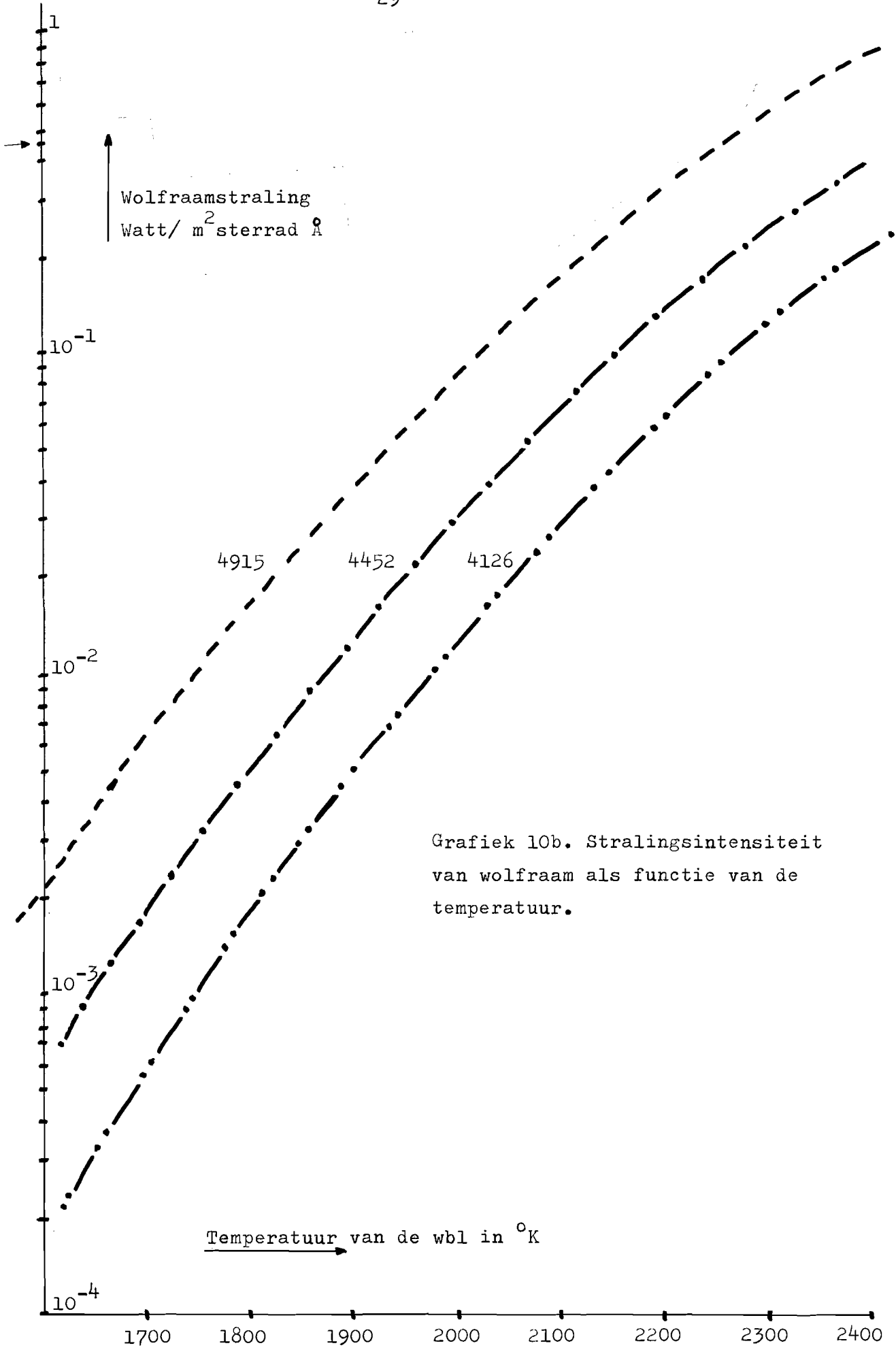


Grafiek 9

Temperatuur van de wolframbandlamp als functie van de stroom, getekend volgens bijgeleverde ijktabel.

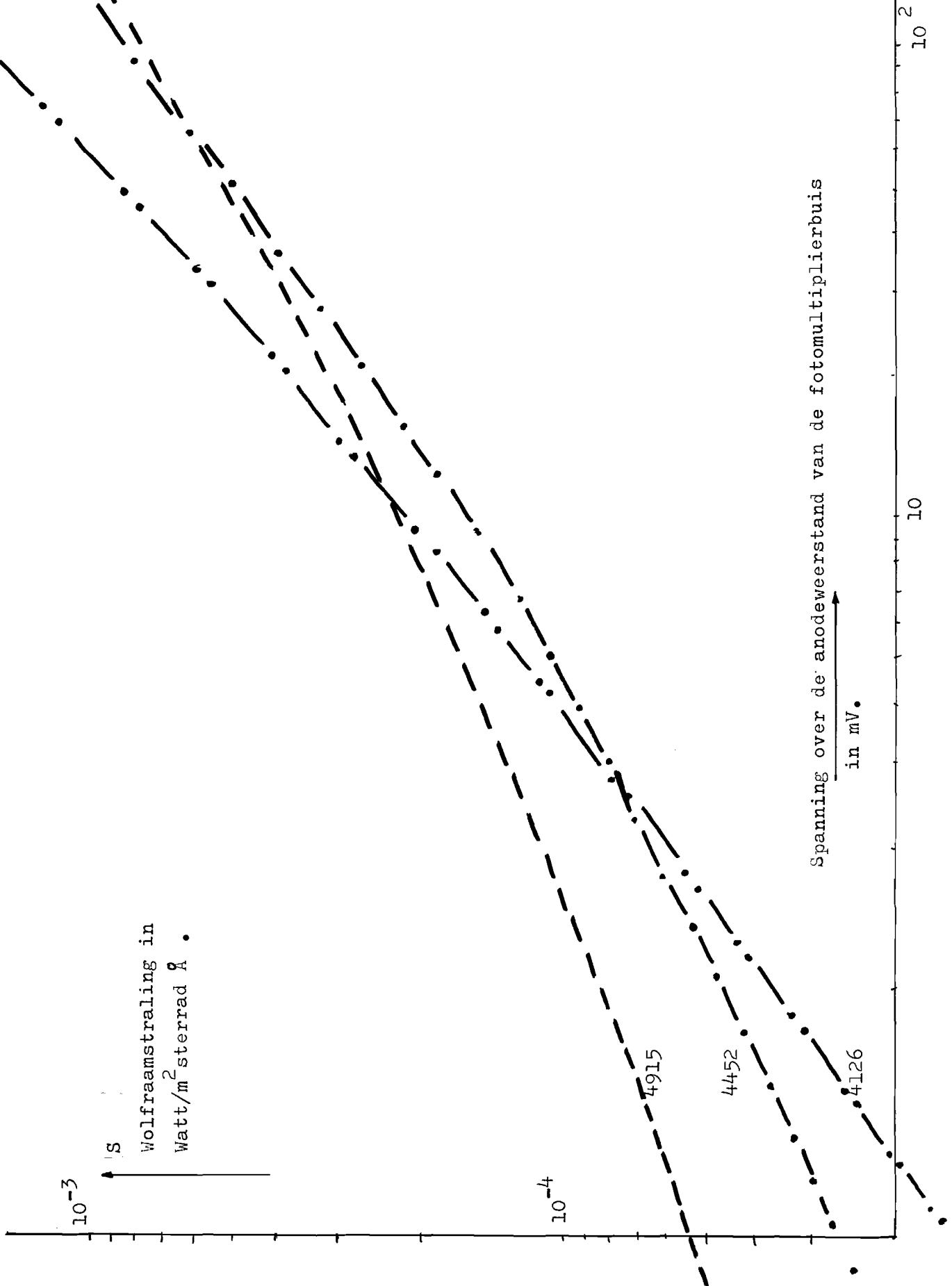






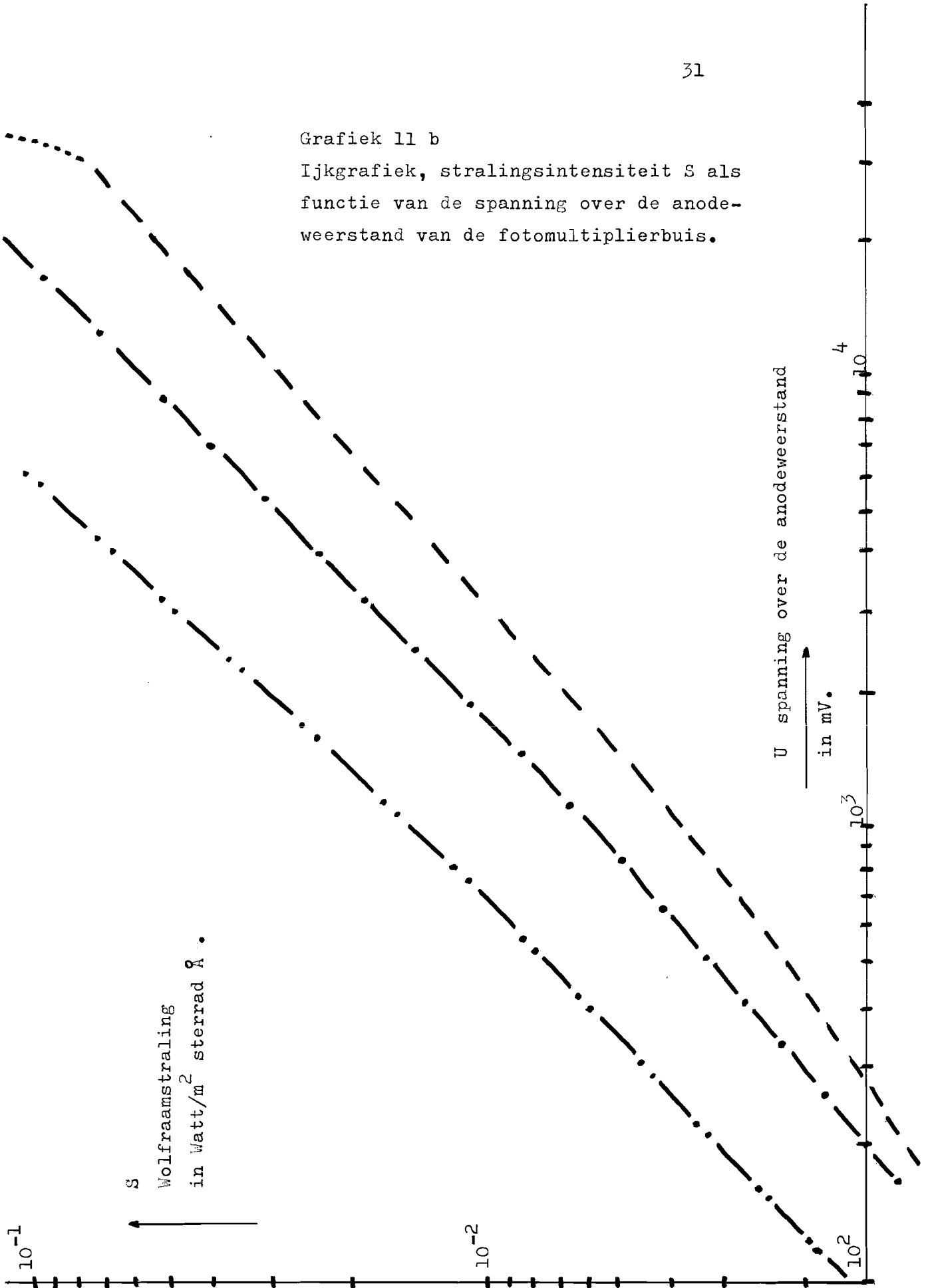
Grafiek 11 a

Ijkgrafiek, stralingsintensiteit S als functie van de spanning over de anodeweerstand van de fotomultiplierbuis.



Grafiek 11 b

Ijkgrafiek, stralingsintensiteit S als functie van de spanning over de anode-
weerstand van de fotomultiplierbuis.

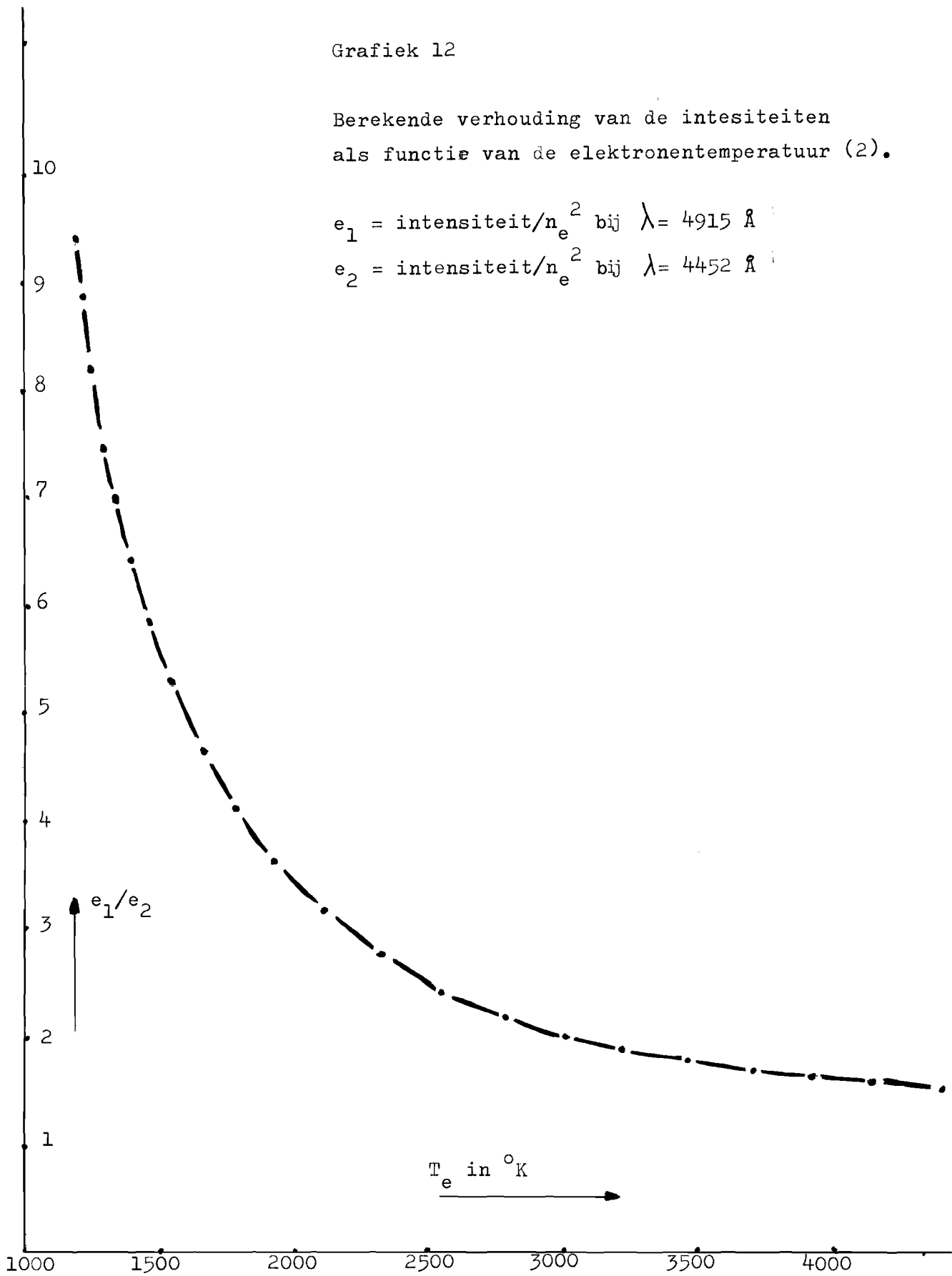


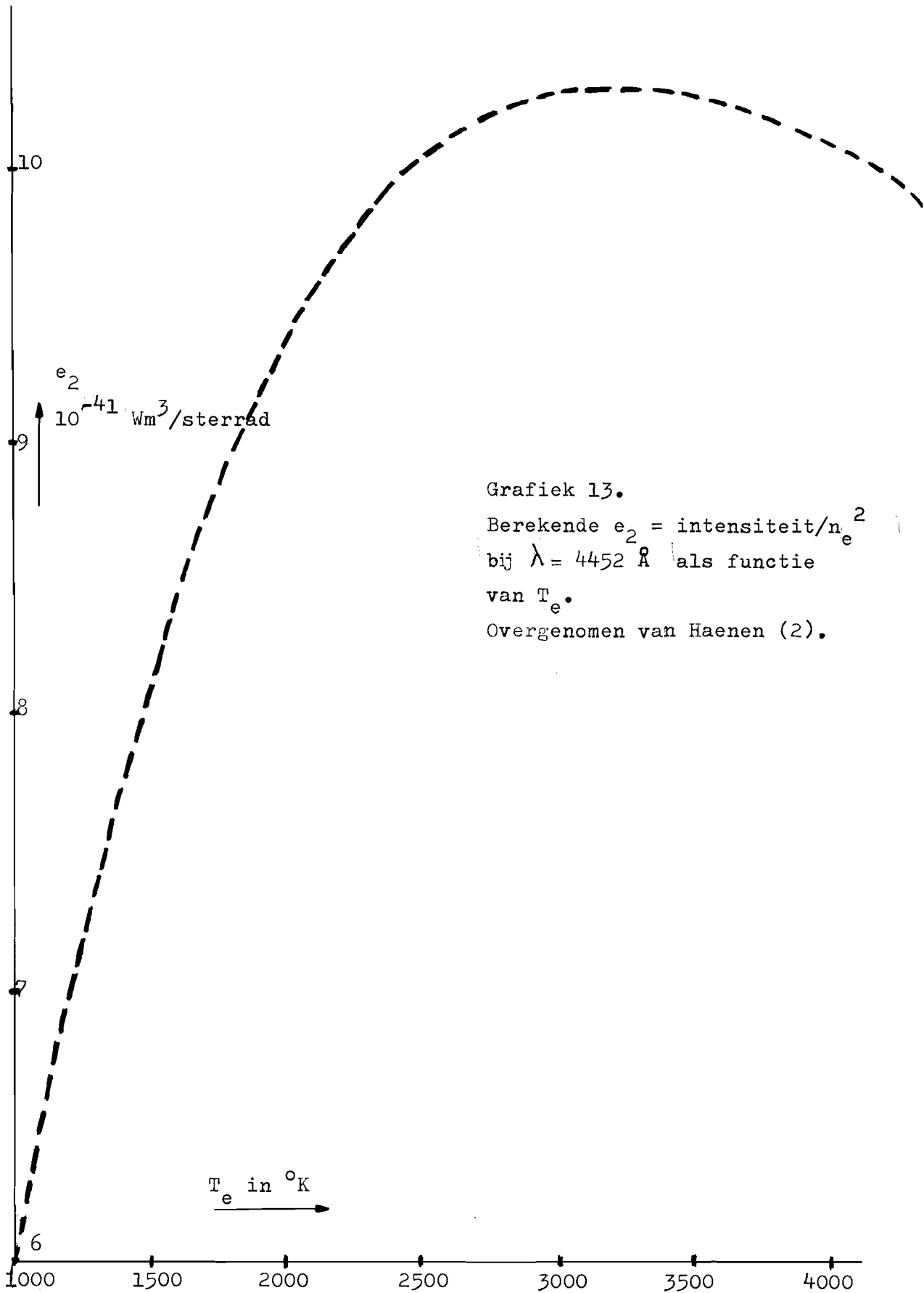
Grafiek 12

Berekende verhouding van de intensiteiten
als functie van de elektronentemperatuur (2).

$$e_1 = \text{intensiteit}/n_e^2 \text{ bij } \lambda = 4915 \text{ \AA}$$

$$e_2 = \text{intensiteit}/n_e^2 \text{ bij } \lambda = 4452 \text{ \AA}$$





Grafiek 13.

Berekende $e_2 = \text{intensiteit}/n_e^2$
 bij $\lambda = 4452 \text{ \AA}$ als functie
 van T_e .

Overgenomen van Haenen (2).

Referenties.

- (1) Apeldoorn H.J.A. van, "Afbouw en inleidende metingen aan het instabiliteiten experiment" , Afstudeerverslag, Groep Direkte Energie Omzetting, no EG/72/87.
- (2) Haenen H.T.M., "Bepaling van de elektronentemperatuur en de elektronendichtheid van een plasma met behulp van twee-deeltjes recombinatiestraling", Stageverslag, Groep Direkte Energie Omzetting, no EG/72/85.
- (3) Haesen W.M.J., "Bepaling van het elektronen-dichtheidsprofiel en temperatuursprofiel, in een M.H.D. generator, met behulp van twee-deeltjes recombinatiestraling", Stageverslag, Groep Direkte Energie Omzetting, no EG/73/104.
- (4) Bartels J.A., "Bepaling van de elektronen-temperatuur en dichtheid met behulp van twee-deeltjes recombinatiestraling met een bekende opstelling", Stageverslag, Groep Direkte Energie Omzetting, no EG/73/92.
- (5) Vos J.C. de, "The emissivity of tungsten ribbon", TC 304, b.m.a. .
- (6) Steinbusch D.W., "Een 4mm-microgolf-interferentie meetbrug voor plasma onderzoek", Stageverslag, Groep Direkte Energie Omzetting, no EG/67/27.