

MASTER

Aanzet tot de produktie en de detectie van metastabiel helium bij temperaturen van 0,05 tot 4,2 K

Tichelaar, F.D.

Award date:
1984

[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.

AANZET TOT DE PRODUKTIE EN DE
DETECTIE VAN METASTABIEL HELIUM
BIJ TEMPERATUREN VAN 0,05 TOT 4,2 K

Afstudeerverslag van F.D.Tichelaar.

Het afstudeerwerk werd verricht onder leiding van
Dr.A.T.A.M. de Waele.

Vakgroep Vaste Stof, groep Kryogene Technieken, onder
leiding van prof.Dr.H.M. Gijssman.

Technische Hogeschool Eindhoven, augustus 1984

Samenvatting

Orthohelium ontstaat wanneer een elektron in een heliumatoom in een aangeslagen toestand met spin $S = 1$ wordt gebracht. De energie van orthohelium in de laagste energetische toestand (2^3S_1 -toestand) is 19,8 eV hoger dan de energie van het atoom in de grondtoestand. De 2^3S_1 -toestand is metastabiel (natuurlijke leeftijd 8000 s), volgens quantummechanische selectieregels voor stralingsovergangen. Ook het diatomaire heliummolekuul in de $a^3\Sigma_u^+$ -toestand ($S = 1$) is metastabiel (natuurlijke leeftijd groter dan 10 s).

In de groep Kryogene Technieken is in het voorjaar van 1983 begonnen met experimenteel onderzoek naar metastabiel helium. De belangstelling gaat hierbij uit naar collectief gedrag van metastabiel helium bij lage temperaturen ($T < 100$ mK).

Tijdens het afstudeerwerk is de produktie en de detectie van metastabiel helium onderzocht in de temperatuurgebieden $50 < T < 200$ mK en $1,6 < T < 4,2$ K.

Bij de produktie werd gebruik gemaakt van veldemissie en veldionisatie in vloeibaar helium. Hierbij werden met een sterk elektrisch veld bij een wolfram-punt (emitter) ionen in de vloeistof getrokken, die het helium exciteren. Veldemissie en veldionisatie bleken in het temperatuurgebied $1,6 < T < 4,2$ K te voldoen. Hetzelfde geldt voor veldemissie in het temperatuurgebied $50 < T < 200$ mK.

De beweeglijkheden van elektronen en positieve heliumionen in vloeibaar helium zijn bepaald uit de i - V -karakteristieken van de emitter. De gevonden waarden bleken in overeenstemming met de literatuur. In het temperatuurgebied $50 < T < 200$ mK is geen literatuurwaarde beschikbaar. We vonden in dit gebied voor de elektronen een beweeglijkheid van $(6 \pm 1,5) \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{Vs}$, onafhankelijk van de temperatuur. Dit stemt overeen met waarden in de literatuur voor het temperatuurgebied $0,27 < T < 0,45$ K.

Vervolgens is een aanzet gemaakt met de detectie van metastabiel helium door verval in ionen aan een oppervlak van vloeibaar helium bij $50 < T < 200$ mK. Bij $1,6 < T < 4,2$ K is metastabiel helium gedetecteerd door verval in ionen aan een metaaloppervlak ondergedompeld in vloeibaar helium. Bij 4,2 K werden bij veldionisatie en veldemissie $(2,5 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$ respectievelijk $(0,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}$ metastabielen per elektron door de emitter gedetecteerd. Bij 1,6 K was dit bij veldionisatie $(1,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$.

Er is geen invloed van een magneetveld (tot 5 T) op de metastabielen geconstateerd.

Inhoud

<u>Samenvatting.</u>	I
<u>Inhoud.</u>	II
1 <u>Inleiding.</u>	1
1.1 Metastabiel helium.	1
1.2 Stabilisatie van metastabiel helium.	2
1.3 Bose-Einsteincondensatie.	5
1.4 Collectief gedrag van metastabiele heliumatomen en de mengkoeler.	5
1.5 Het afstudeerwerk.	8
2 <u>Veldemissie en veldionisatie.</u>	9
2.1 Produktie van metastabiel helium met veldemissie of veldionisatie.	9
2.2 Veldemissie in vacuüm.	10
2.3 Veldionisatie.	13
2.4 Veldemissie en veldionisatie in vloeibaar helium.	14
3 <u>Meetopstelling en meetmethode.</u>	20
3.1 De mengkoeler.	20
3.2 De mengkoelopstelling.	23
3.2.1 De meetruimte en de bovenring.	23
3.2.2 Het gasbehandelingssysteem van de meetruimte.	23
3.2.3 Thermometrie.	25
3.2.4 De magneet.	26
3.2.5 De invloed van een magneetveld op metastabiel helium.	29
3.2.6 De vervaardiging van veldemitters.	31
3.3 Het experiment in de meetruimte van de mengkoelopstelling.	37
3.3.1 De oorspronkelijke opzet.	37
3.3.2 Het meten van de hoogspanning en de stroom.	38
3.3.3 Configuraties van de emitter en het trekrooster.	41
3.4 Detectie van metastabiel helium.	43
3.4.1 Inleiding.	43
3.4.2 Detectie van gestabiliseerd metastabiel helium.	43
3.4.3 Dissociatie van metastabiel helium aan het oppervlak van vloeibaar helium.	45
3.4.4 Verval van metastabiel helium aan een metalen oppervlak.	46

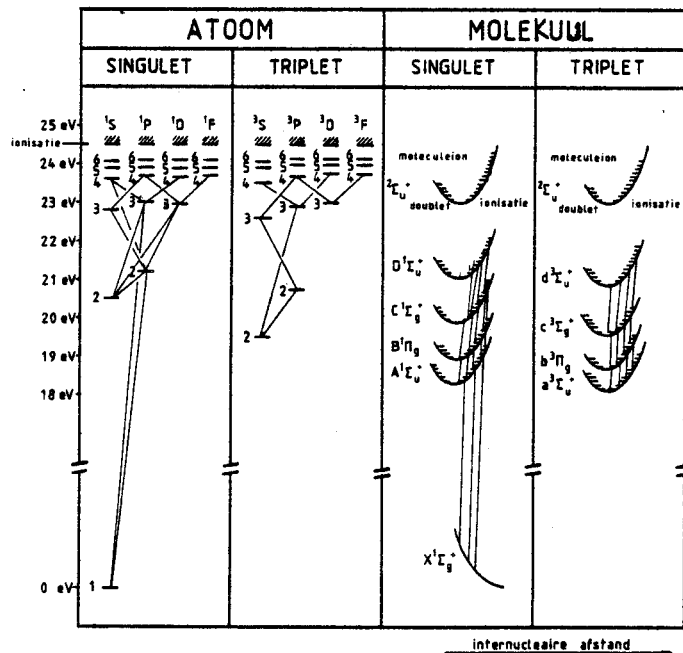
3.4.4.1 De TP-opstelling.	47
3.4.4.2 De magneet.	49
4 <u>Experimentele resultaten.</u>	51
4.1 Doorslag en het experiment in de oorspronkelijk opzet.	51
4.2 Veldemissie en veldionisatie.	56
4.2.1 Veldemissie in vacuüm.	56
4.2.2 Veldemissie in vloeibaar helium.	57
4.2.2.1 De $i^{\frac{1}{2}}$ -V-karakteristiek.	57
4.2.2.2 Het inwerken van de emitter en doorslag.	58
4.2.2.3 Het ladingsproductiemechanisme.	60
4.2.2.4 De veldsterkte bij de emitter en de geometrie-parameter k.	61
4.2.2.5 Het heliumniveau in de meetruimte.	62
4.2.3 Veldionisatie in vloeibaar helium.	64
4.2.4 De beweeglijkheid van de ionen in vloeibaar helium.	66
4.2.5 Overzichtstabel van de runs in de mengkoeler- opstelling.	69
4.3 Aanzet tot detectie van metastabiel helium.	72
4.3.1 Verval van gestabiliseerd helium.	72
4.3.2 Verval van metastabiel helium aan het oppervlak van vloeibaar helium.	72
4.3.3 Verval van metastabiel helium aan een metalen oppervlak.	76
4.3.3.1 De werking van het remrooster.	77
4.3.3.2 De i-V-karakteristiek van de detector en het aantonen van metastabiel helium.	78
4.3.3.3 De verhouding van de detectorstroom en de trekroosterstroom.	80
5 <u>Conclusies.</u>	82
<u>Literatuur.</u>	84
<u>Symbolenlijst.</u>	86
<u>Nawoord.</u>	89

Hoofdstuk 1 : Inleiding.

1.1 Metastabiel helium

In de groep Kryogene Technieken van de vakgroep Vaste Stof vormen de eigenschappen van vloeibaar helium een centraal studieonderwerp. Zo spelen bijvoorbeeld superfluiditeit, warmteverstand tussen vloeibaar helium en een metalen oppervlak en stroming van ^3He door superfluide ^4He een belangrijke rol in de werking van een mengkoeler. Behalve de aspecten van helium als koelvloeistof staat momenteel het metastabiele orthohelium in de belangstelling.

In figuur 1.1 zijn de energieniveaus van atomair helium en de potentiaalkrommen van het diatomaire heliummolekuul weergegeven. Stralingsovergangen van triplet- naar singlettoestanden zijn volgens quantummechanische selectieregels in helium streng verboden, zodat de 2^3S_1 -toestand en de $a^3\Sigma_u^+$ -toestand metastabiel zijn. Ook zou bij een overgang van deze toestanden naar de grondtoestand de selectieregel $L=0 \rightarrow L=0$ overtreden worden. Het energieniveau van het heliumatoom



Figuur 1.1 : Energieniveauschema's van atomair en molekulaair helium. Voor het molekuul zijn de potentiaalkrommen getekend, waarin enkele vibratieniveaus zijn aangegeven.

in de 2^3S_1 -toestand bevindt zich 19,8 eV boven het grondniveau. Dat komt overeen met 500 kJ per gram metastabiel helium. Smirnov en Shlyapnikov (1976) speculeren over het metastabiele heliumatoom als mogelijke energiedrager in de ruimtevaart.

De belangstelling in de groep Kryogene Technieken gaat met name uit naar het collectieve gedrag van metastabiel helium bij lage temperaturen ($T < 100$ mK). Omdat metastabiele heliumatomen en -molekulen bosonen zijn ($S=1$) kan men hierbij denken aan Bose-Einsteincondensatie (paragraaf 1.3).

Om het collectieve gedrag te kunnen bestuderen moet de levensduur van het metastabiele helium voldoende groot zijn. Deze levensduur wordt niet alleen bepaald door natuurlijk verval, maar ook door de omgeving, zodat er speciale maatregelen nodig zijn voor stabilisatie (paragraaf 1.2). Om stabilisatie te kunnen realiseren is kennis van de eigenschappen van metastabiel helium van belang, zoals het magnetische gedrag en het gedrag in vloeibaar helium. Metastabielen in vloeibaar helium werden voor het eerst bestudeerd door Surko en Reif in 1968. Sindsdien zijn er regelmatig publicaties verschenen over metastabiel helium. Een uitgebreid literatuuronderzoek kan men vinden in het stageverslag van Jos Zeegers (1984).

Zoals in het volgende zal blijken is van metastabiel helium nog lang niet alles bekend. In het voorjaar van 1983 is in de groep een aanvang gemaakt met de constructie van een opstelling, waarmee men metastabiel helium wil onderzoeken.

1.2 Stabilisatie van metastabiel helium

De natuurlijke (dat wil zeggen in een veldvrije ruimte) leeftijd τ van het heliumatoom in de 2^3S_1 -toestand is berekend als 8000 sec (Moos 1973). Uit spectroscopische experimenten vonden Moos et al voor de stralingsovergang naar de grondtoestand $\tau(2^3S_1) = 4200$ sec, met een onnauwkeurigheid van een factor drie. Over de natuurlijke leeftijd van het molekuul in de $a^3\Sigma_u^+$ -toestand is niet veel bekend. Mehrotra (1979) detecteerde in vloeibaar helium neutrale excitaties met een leeftijd van minstens 10 sec, die geassocieerd worden met $a^3\Sigma_u^+$ -molekulen.

In een experimentele ruimte wordt de leeftijd van metastabielen beperkt door:

- 1^e) verval aan de wand van de experimentele ruimte,
- 2^e) reacties met andere deeltjes. Hierbij spelen ook onderlinge

reakties tussen metastabiele atomen of tussen metastabiele molekulen een rol.

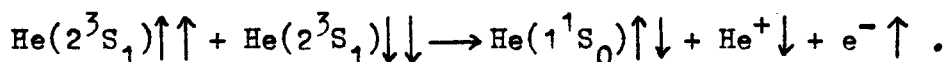
Uit de literatuur zijn de volgende experimentele gegevens bekend over de levensduur van metastabiel helium.

De levensduren van atomaire en moleculaire metastabielen in heliumgas bij $T=10$ K, geproduceerd met een gasontlading, zijn in de orde van 1 msec (Fugol 1971, Samovarov 1978).

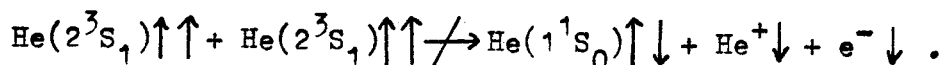
In vloeibaar helium is de leeftijd van atomaire metastabielen $15 \mu\text{sec}$ (Keto 1974). Het snelle verval wordt veroorzaakt door reacties met de omringende heliumatomen in de grondtoestand, waarbij molekulen gevormd worden. Metastabiele molekulen in vloeibaar helium reageren minder met de omringende heliumatomen in de grondtoestand. De levensduur van de metastabiele molekulen wordt beperkt door de reacties tussen de metastabielen onderling (Keto 1974).

Ad 1. Metastabiele heliumatomen en -molekulen hebben een magnetisch moment, zodat een magneetveldgradiënt er een kracht op uitoefent. Metastabielen met de goede spin-oriëntatie kunnen worden "opgesloten" in het gebied waar het veld maximaal is. Als daar geen wanden zijn, kunnen de metastabielen daar niet vervallen. Het is echter niet mogelijk de metastabielen overal van de wand af te houden door ze met een magnetische kracht in alle richtingen op te sluiten, vanwege de Maxwell-relatie $\text{div}\vec{B} = 0$. Verval aan de wand kan wellicht voorkomen worden door een geschikte keuze van het materiaal van de wand. Hiernaar is echter geen onderzoek verricht.

Ad 2. Bij de reacties tussen de metastabielen onderling treedt behoud van spin op (McCusker 1972, Hill 1972), bijvoorbeeld:



Wanneer de spins van de metastabielen gelijk gericht zijn, treedt wegens spin-behoud geen onderlinge reactie op (Hill 1972):



Spinbehoud treedt ook op bij onderlinge reacties tussen moleculaire metastabielen (Myshkis 1980). De levensduur van metastabiel helium kan dus vergroot worden door de spins gelijk te richten, analoog aan de stabilisatie van atomair waterstof (Silvera 1982).

We beschouwen een hoeveelheid atomair of moleculair metastabiel helium als een verzameling onafhankelijke identieke deeltjes met spin S en baanimpulsmoment $L=0$. De magnetisatie M van deze deeltjes in een magneetveld B en een evenwichtstemperatuur T kan dan beschreven worden met de functie (Kittel 1971):

$$(1.1) \quad \frac{M}{M_{\text{sat}}} = \frac{2S+1}{2S} \coth\left(\frac{2S+1}{2S} x\right) - \frac{1}{2S} \coth\left(\frac{x}{2S}\right),$$

met $x = \frac{g\mu_B SB}{kT}$ en $M_{\text{sat}} = g\mu_B SB$.

M_{sat} is de verzadigingsmagnetisatie, k de constante van Boltzmann, $\mu_B = eh/2m$ het bohrmagneton, waarin m de massa van een elektron is, $h = h \cdot 2\pi$ de constante van Planck en e de elementaire elektrische lading, g is de Landé-faktor.

Voor metastabiel helium is $S=1$ en $g\mu_B = eh/m = 1,85 \cdot 10^{-23} \text{ Am}^2$. Als $x \gg 1$ volgt met deze waarden uit (1.1):

$$(1.2) \quad \frac{M_{\text{sat}} - M}{M_{\text{sat}}} \approx \exp\left(-1,4 \frac{B}{T}\right).$$

Als $B/T > 5 \text{ T/K}$ (bijvoorbeeld met $T=1\text{K}$, $B > 5\text{T}$) is $(M_{\text{sat}} - M)/M_{\text{sat}}$ kleiner dan 10^{-3} . Het niet gepolariseerde gedeelte van de metastabielen is klein, maar kan door reactie met gepolariseerde metastabielen een warmteproduktie veroorzaken, die het evenwicht verder verstoort. Als $B/T > 40 \text{ T/K}$ (bijvoorbeeld met $B=5 \text{ T}$ en $T < 125 \text{ mK}$) is $(M_{\text{sat}} - M)/M_{\text{sat}}$ kleiner dan $5 \cdot 10^{-25}$. Dit is zo klein dat dit in de praktijk betekent dat alle metastabielen gepolariseerd zijn.

Lage temperaturen ($2 \text{ mK} < T < 200 \text{ mK}$) kunnen gehandhaafd worden met een mengkoeler. Deze is in de groep Kryogene Technieken beschikbaar. Voorts is een superspoel gebouwd (de Bruin en Stans 1983), waarmee $B > 4 \text{ T}$ realiseerbaar is.

1.3 Bose-Einsteincondensatie

Bose-Einsteincondensatie is het verschijnsel dat van een macroscopisch aantal bosonen, beneden een karakteristieke temperatuur T_λ een eindige fractie van de deeltjes de grondtoestand bezet. T_λ heet de Bose-Einsteincondensatie-temperatuur en wordt ook wel het " λ -punt" genoemd. Bij de berekening van T_λ beschouwt men een bosonengas, bestaande uit identieke, niet wisselwerkende deeltjes. Dit bosonengas wordt beschreven met de Bose-Einsteinstatistiek. Voor T_λ geldt (van Haeringen 1981):

$$(1.3) \quad T_\lambda = \frac{2\pi\hbar^2}{Mk} \left(\frac{N}{\gamma 2,612 V} \right)^{\frac{2}{3}},$$

met M de massa van een deeltje, N het aantal deeltjes in een volume V en γ het aantal mogelijke spin-oriëntaties per deeltje.

Bij het passeren van het λ -punt is sprake van een fase-overgang. Een bekend voorbeeld van een stof waarvoor dit optreedt is ^4He . Beneden 2,17 K vindt men in deze stof verschijnselen, zoals superfluiditeit, die met Bose-Einsteincondensatie geassocieerd worden. Uit vergelijking (1.3) volgt voor ^4He $T_\lambda = 3,1$ K. Het verschil met de experimentele waarde van 2,17 K komt voort uit het feit dat de wisselwerking tussen de ^4He -atomen niet verwaarloosbaar is.

Als we voor een verzameling heliumatomen in de 2^3S_1 -toestand ($S=1$) de onderlinge wisselwerking verwaarlozen kunnen we voor dit systeem het λ -punt voorspellen met (1.3). Leggen we een sterk magneetveld aan dan is $\gamma=1$. Vergelijking (1.3) wordt dan:

$$(1.4) \quad T_\lambda(2^3S_1) = 4 \cdot 10^{-19} \left(\frac{N}{V} \right)^{\frac{2}{3}}.$$

In de volgende paragraaf zal nagegaan worden of $T < T_\lambda(2^3S_1)$ realiseerbaar is met een mengkoeler.

1.4 Collectief gedrag van metastabiele heliumatomen en de mengkoeler

We beschouwen N metastabiele heliumatomen in een ruimte V , die gekoeld wordt met een mengkoeler. Aangezien de metastabielen een eindige gemiddelde levensduur τ hebben, zal in de ruimte een hoeveelheid warmte vrijkomen:

$$(1.5) \quad \dot{Q} = \frac{N \Delta E}{\tau},$$

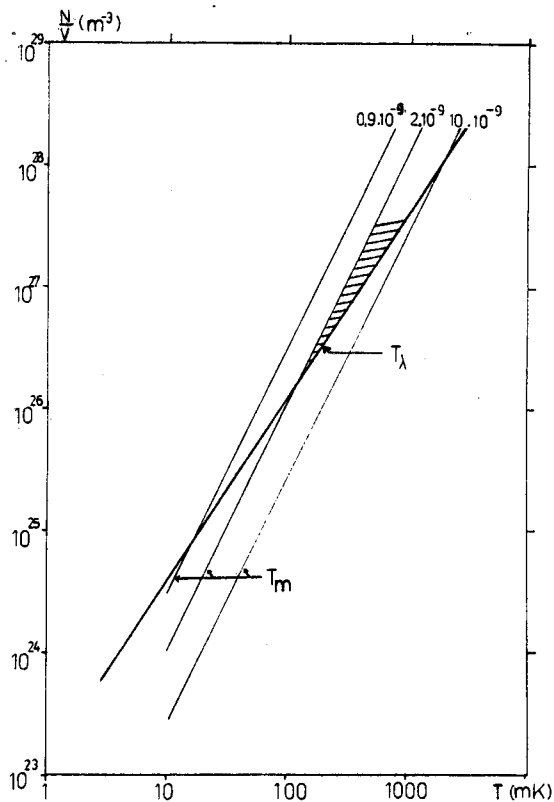
waarin $\Delta E = 19,8$ eV de energie is, die per vervallend atoom vrijkomt. Het koelvermogen van de mengkoeler \dot{Q}_m wordt gegeven door (zie paragraaf 3.1):

$$(1.6) \quad \dot{Q}_m \leq 84 \dot{n}_3 T_m^2 ,$$

waarin \dot{n}_3 de molaire stroom ^3He door de mengkoeler is en T_m de temperatuur van de mengkamer. Uit (1.5) en (1.6) volgt een ondergrens voor T_m :

$$(1.7) \quad T_m \leq \left(\frac{V \Delta E}{84 \dot{n}_3 T} \right)^2 \left(\frac{N}{V} \right)^{\frac{1}{2}} .$$

In figuur 1.2 zijn $T_\lambda(2^3S_1)$ en T_m voor verschillende waarden van $V/\dot{n}_3 T$ uitgezet als functie van de deeltjesdichtheid $\rho = N/V$. Verschijnselen, die met Bose-Einsteincondensatie gepaard gaan, zoals super-



Figuur 1.2 : $T_\lambda(2^3S_1)$ en T_m als functie van de dichtheid van de heliumatomen in de 2^3S_1 -toestand. Links van de T_λ -lijn kan Bose-Einsteincondensatie optreden, zie vergelijking (1.4). Het koelgebied van de mengkoeler ligt rechts van een T_m -lijn, zie vergelijking (1.7). Als parameter bij de T_m -lijn staat $V/\dot{n}_3 T$ (m^3/mol).

fluiditeit, kunnen we alleen links van de T_λ -lijn verwachten. Het werkgebied van de mengkoeler ligt rechts van de T_m -lijn. Beschouwen we de lijn met $V/\dot{n}_3\tau = 2 \cdot 10^{-9} \text{ m}^3/\text{mol}$, dan geeft het gearceerde gebied aan waar we met een mengkoeler Bose-Einsteincondensatie waar zouden kunnen nemen. De betreffende T_m -lijn geldt voor bijvoorbeeld $V = 1 \text{ mm}^3$, $\tau = 10^4 \text{ sec}$ en $\dot{n}_3 = 50 \mu\text{mol}/\text{sec}$ (mengkoeler III). Willen we over een groter volume met metastabielen beschikken, dan kan een grotere mengkoeler uitkomst bieden. We moeten verder bedenken dat τ in feite onbekend is. $\tau = 10^4 \text{ sec}$ geldt in een veldvrije ruimte. De maximaal haalbare dichtheid is ook een open vraag. Men kan de dichtheid van ${}^4\text{He}(1^1S_0)$ in gedachten houden: $\rho_{\text{He}}^4 = 2,2 \cdot 10^{28}/\text{m}^3$.

Bovenstaande speculaties over macroscopisch quantummechanisch gedrag van een macroscopisch aantal 2^3S_1 -atomen heeft aan het licht gebracht dat een grotere machine dan mengkoeler III wenselijk is, wanneer men collectief gedrag van metastabiel helium wil onderzoeken bij lage temperaturen. Dit collectieve gedrag is niet noodzakelijk Bose-Einsteincondensatie. Een nadere beschouwing leert namelijk dat de wisselwerking tussen gepolariseerde metastabiele heliumatomen waarschijnlijk niet verwaarloosbaar is.

In het algemeen geldt dat een verzameling deeltjes quantummechanische effecten op macroscopische schaal kan vertonen als de kinetische nulpuntsenergie en de potentiële energie per deeltje van dezelfde orde van grootte zijn. Als de nulpuntsenergie groter is dan de potentiële energie is er geen gebonden toestand mogelijk en is de grondtoestand ($T=0$) van het systeem gasvormig. Er kan dan Bose-Einsteincondensatie optreden als de deeltjes bosonen zijn. Als de nulpuntsenergie kleiner is dan de potentiële energie is het de vraag of er een superfluide fase kan bestaan of dat het systeem een kristallijne vorm aanneemt bij lage temperatuur. Deze vraag wordt behandeld in de revie w van macroscopische quantumsystemen van Nosanov (1980).

In het artikel van Nosanov worden systemen beschouwd met een bepaalde vorm van de interactie-potentialaal tussen de deeltjes en wordt het "uitgebreide quantum theorema van overéénstemmende toestanden" voor deze systemen besproken. De thermodynamische ruimte (de p - T -ruimte) wordt uitgebreid met de quantum-parameter η :

$$\eta = \frac{\hbar^2}{m \epsilon \sigma^2} ,$$

waarin m de massa van een deeltje is en σ en ϵ zijn respectievelijk de botsingsdiameter en de diepte van de potentiaalput in de door Nosanov veronderstelde Lennard-Jones potentiaal. De parameter η is een maat voor de verhouding van de nulpuntsenergie en de potentiële energie van een deeltje. Als $\eta > 0,46$ is de grondtoestand van het systeem gasvormig, als $\eta < 0,14$ is de grondtoestand kristallijn. Voor tussenliggende waarden van η is de grondtoestand vloeibaar. Voor ${}^4\text{He}(1^1\text{S}_0)$ geldt $\eta = 0,182$.

Voor een verzameling van gepolariseerde metastabiele heliumatomen kunnen we waarden van σ en ϵ uit de potentiaalkromme van een ${}^5\sum_g^+$ -molekuul nemen: $\epsilon = 0,07$ eV en $\sigma = 4,2$ Å (Garrison 1973). Dit levert als quantumparameter voor metastabiel helium: $\eta = 0,00086$. Dit betekent dat de grondtoestand van gepolariseerde metastabiele heliumatomen vast is. Volgens Smirnov en Shlyapnikov (1976) vormen gepolariseerde metastabiele heliumatomen een metastabiel magnetisch kristal bij lage temperatuur. Zij berekenen de levensduur van een atoom aan het oppervlak van het kristal ten aanzien van verdamping bij $T = 4$ K als 10^{23} sec (orde van grootte). Zij concluderen hieruit dat er een stabiel kristal kan bestaan bij lage temperaturen.

1.5 Het afstudeerwerk

Het doel van dit afstudeerwerk was een start te maken met experimenteel onderzoek naar metastabiel helium bij lage temperatuur ($T < 100$ mK).

Als produktie-methode van metastabiel helium is gekozen voor elektronenbombardement van vloeibaar helium met behulp van veldemissie. In hoofdstuk 2 wordt het mechanisme van veldemissie in vloeibaar helium en in vacuüm beschreven. Ook wordt veldionisatie in vloeibaar helium besproken.

In hoofdstuk 3 wordt de meetopstelling besproken en komen enkele detectiemethoden van metastabiel helium aan de orde. Voor de detectie is behalve de opstelling in de mengkoeler een opstelling in een heliumcryostaat ($1,5 < T < 4,2$ K) gebouwd, in het kader van een tweedejaars-project.

In hoofdstuk 4 worden experimentele resultaten van veldemissie, veldionisatie en de detectie van metastabiel helium gepresenteerd.

Hoofdstuk 5 bevat de conclusies, die uit het afstudeerwerk naar voren zijn gekomen.

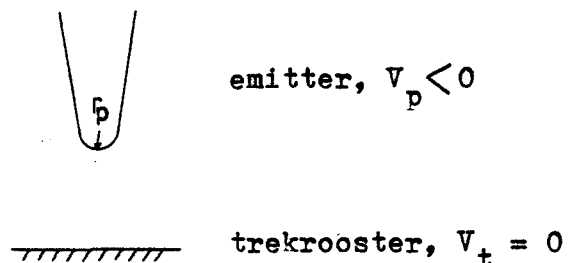
Hoofdstuk 2 : Veldemissie en veldionisatie

2.1 Produktie van metastabiel helium met veldemissie of veldionisatie

In het algemeen kan metastabiel helium geproduceerd worden door heliumatomen te beschieten met hoog-energetische deeltjes. Dit gebeurt wanneer men een gasontlading in helium te weeg brengt (Phelps 1953), wanneer men een radioactief preparaat in vloeibaar helium plaatst (Surko 1968), of wanneer men helium bombardeert met elektronen. Hierbij raken heliumatomen, eventueel na ionisatie en recombinatie, in een hoger energieniveau. Een gedeelte van deze atomen zal in een aangeslagen triplet-toestand verkeren en vervallen naar de 2^3S_1 -toestand, of, in geval van molekuulvorming, naar de $a^3\Sigma_u^+$ -toestand. Dit blijkt uit spectroscopische experimenten (Fitzsimmons 1973, Keto 1974).

In de experimenten van Fitzsimmons en Keto wordt een vloeibaar-heliumoppervlak beschoten met 160 keV elektronen, met een stroom tot $1\mu A$. Dit levert circa 500 atomaire en circa 450 moleculaire metastabielen per elektron op. Deze methode is aantrekkelijk vergeleken met het ondergedompelde radioactieve preparaat, dat een geringe en moeilijk instelbare metastabielen-opbrengst heeft. De methode is echter niet geschikt in combinatie met een mengkoeler, vanwege de hoge warmtedissipatie ($160\mu W/nA$).

Een minder dissipatieve methode ($2\mu W/nA$) is veldemissie. Hierbij tunnelen elektronen uit een scherpe metalen punt door middel van een sterk elektrisch veld (circa $2 \cdot 10^9$ V/m, zie paragraaf 2.2). Dit veld kan bereikt worden door op een metalen punt een negatieve spanning (V_p) aan te brengen ten opzichte van een vlakke metalen plaat (het trekrooster), zie figuur 2.1. Een veel gebruikte formule voor het



Figuur 2.1 : Een metalen punt met kromtestraal r_p tegenover een vlakke metalen plaat (trekrooster). Met een potentiaalverschil V_p kan aan de punt (emitter) een hoog elektrisch veld verkregen worden.

elektrische veld bij de emitter is (Coelho 1971) :

$$(2.1) \quad E_e = \frac{V_p}{kr_p} ,$$

waarin k een geometrie-parameter is, die zwak afhankelijk is van de verhouding van r_p en de afstand tussen emitter en trekrooster, $k = 6$ is een goede waarde.

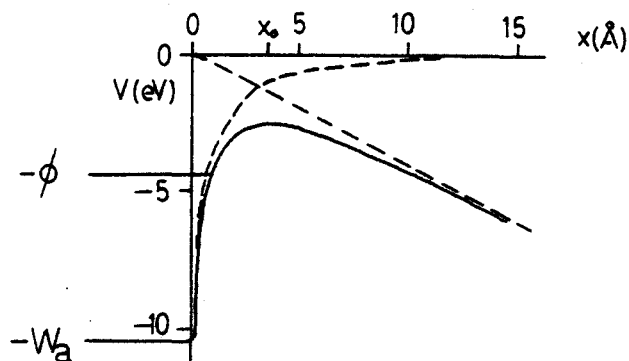
Veldemissie is ook mogelijk als de configuratie van figuur 2.1 in vloeibaar helium wordt geplaatst. Door de emitter een positieve spanning ten opzichte van het trekrooster te geven is in deze situatie ook veldionisatie mogelijk. Dit is het verschijnsel dat elektronen uit atomen (hier heliumatomen) bij het metaaloppervlak het metaal intunnelen (zie paragraaf 2.3). Zimmermann (1977) vond dat met veldemissie en veldionisatie in vloeibaar helium 0,1 à 1 metastabielen per elektron gevormd worden. Dit in het geval $T = 1,7$ K en een stroom door de emitter van $1,6 \mu\text{A}$. Veldionisatie leverde meer metastabielen per elektron op dan veldemissie.

Mehrotra (1979) detecteerde metastabielen in vloeibaar helium, afkomstig van een emitterende wolfram-punt in de vloeistof. Hierbij was de stroom door de emitter tussen 1 nA en $1 \mu\text{A}$, waarmee een metastabielen-dichtheid van 10^{10} à $10^{12}/\text{cm}^3$ werd bereikt.

2.2 Veldemissie in vacuüm

Wanneer we een sterk elektrisch veld aanleggen loodrecht op een metalen oppervlak, kunnen er elektronen uit het metaal ontsnappen door quantummechanische tunneling. We beschouwen een één-dimensionale potentiaal van een elektron, dat in de richting loodrecht op het metalen oppervlak kan bewegen (de x -richting, zie figuur 2.2). Het nulniveau is de potentiële energie van het elektron in het veldvrije vacuüm. De potentiële energie van elektronen in het metaal is $-W_a$. De potentiële energie buiten het metaal wordt bepaald door de spiegelbeeldlading van een elektron buiten het metaal. Deze spiegelbeeldlading oefent een kracht uit op dit elektron van:

$$(2.2) \quad F = -e \frac{e}{4\pi\epsilon_0(2x)^2} ,$$



Figuur 2.2 : Potentiële energie van een elektron in vacuüm (getrokken lijn, $x > 0$) en in wolfram ($-W_a$, $x < 0$) volgens vergelijking (2.3), met $E = 4 \cdot 10^9$ V/m, $\phi = 4,5$ eV en $W_a = 10,3$ eV.

waarin x de afstand tot het metaal is. De kracht (2.2) betekent een verlaging van de potentiële energie buiten het metaal van $-e^2/16\pi\epsilon_0 x$. Door een elektrisch veld E loodrecht op het metaal wordt de potentiële energie verder verlaagd met $-eEx$. Samengevat :

$$(2.3) \quad V(x) = \begin{cases} -W_a & , x \leq 0 \\ -eEx - \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x} & , x \geq 0 \end{cases}$$

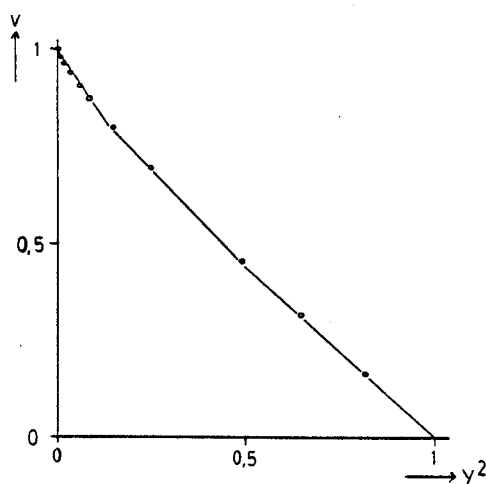
Differentiëren van $V(x > 0)$ levert :

$$(2.4) \quad V_{\max}(x_0) = -\left(\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon_0}\right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{met} \quad x_0 = \left(\frac{e}{16\pi\epsilon_0 E}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

Het verband bij lage temperatuur ($T < 300$ K) tussen de stroomdichtheid j van de elektronen, die door de potentiaalberg tunnelen en het elektrische veld, wordt beschreven met de Fowler-Nordheim vergelijking:

$$(2.5) \quad j = \frac{e^3 E^2}{8\pi h \phi} \exp\left(-\frac{4(2m\phi^3)^{\frac{1}{2}}}{3\hbar e E} v(y)\right) \quad , \quad y = \left(\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon_0 \phi^2}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

Bij de afleiding van (2.5) gaat men (zie bijvoorbeeld Good 1956) uit van de één-dimensionale elektronpotentiaal in figuur 2.2 en beschouwt men een vrij elektronengas, dat aan de Fermi-Dirac statistiek voldoet. $v(y)$ is een langzaam variërende functie van y en is getabelleerd in



Figuur 2.3 : De parameter v in vergelijking (2.5) als functie van $y^2 = e^3 E / 4\pi \epsilon_0 \phi^2 = 1,45 \cdot 10^{-7} E / \phi^2$, met E in V/cm en ϕ in eV. De punten zijn getabelleerde waarden uit Good (1956) en worden benaderd met de drie lijnstukken.

Good (1956). In figuur 2.3 is v uitgezet als functie van y^2 . $v(y)$ kan benaderd worden met

$$(2.6) \quad v(y) = b - a \frac{E}{\phi^2},$$

waarin b en a constanten zijn in een bepaald interval van E .

Om de stroom door een emitter te berekenen uit (2.5), beschouwen we de emitter als een kegel met daarop een gedeelte van een bol (ruimtehoek $\alpha\pi$ sr) met straal r_p (zie figuur 2.1), zodat:

$$(2.7) \quad i_p = \alpha\pi r_p^2 j,$$

waarin i_p de stroom door de emitter is. Met deze vergelijking en vergelijking (2.1) kunnen we (2.5) herschrijven als:

$$(2.8) \quad \ln\left(\frac{i_p}{V_p^2}\right) = C + \frac{D}{V_p}, \quad \text{met}$$

$$\begin{cases} C = \ln\left(\frac{\alpha}{k^2 \phi} 4,84 \cdot 10^{-6} \exp(6,83 \cdot 10^7 a / \phi^{\frac{1}{2}})\right) \\ D = -6,83 \cdot 10^7 b \phi^{\frac{3}{2}} k r_p, \quad \phi \text{ in eV ; } r_p \text{ in cm.} \end{cases}$$

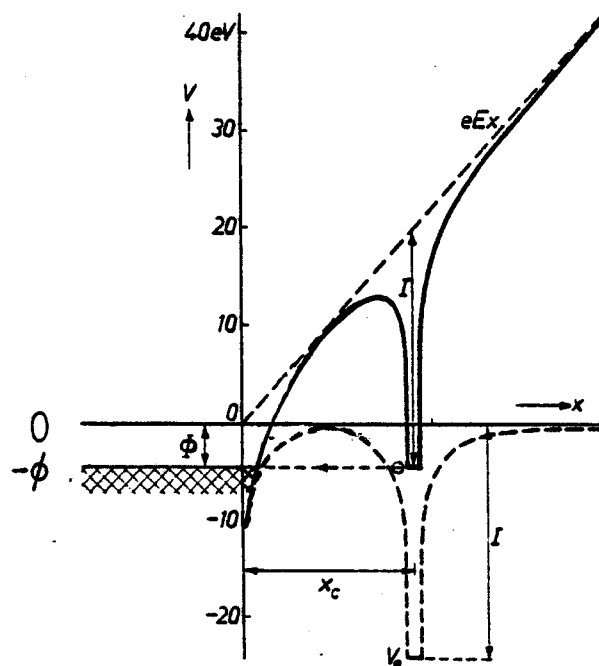
Soms wordt niet de stroom door de emitter gemeten (i_p), maar de stroom door het trekrooster (i_t). Als de elektronen afkomstig van de emitter slechts voor een gedeelte f het trekrooster bereiken wordt (2.8):

$$\ln\left(\frac{i_t}{V_p^2}\right) = C + \ln(f) + \frac{D}{V_p}$$

We geven een numeriek voorbeeld van de stroom door een emitter bepaald uit vergelijking (2.8). Voor wolfram geldt $\phi = 4,5$ eV. Typische waarden voor een veldemitter zijn $k = 5$, $r_p = 10^{-5}$ cm, $\alpha = 0,6$ (Halpern 1969a). Nemen we $V_p = 1000$ V, dan geldt $E = 2 \cdot 10^7$ V/cm, $b = 1$ en $a = 2 \cdot 10^{-7}$ (eV)² cm/V. Dit levert $i_p = 0,1$ pA. $V = 2000$ V levert onder verder dezelfde condities $i_p = 50$ μ A.

2.3 Veldionisatie

Wanneer het elektrische veld bij een metalen punt tegengesteld van teken is als bij veldemissie, dan is veldionisatie mogelijk. In dit geval kunnen elektronen uit een atoom buiten het metaal in het metaal tunnelen. De achtergebleven positieve ionen zullen dan naar het trekrooster bewegen (zie figuur 2.1, blz.10).



Figuur 2.4 : Schematische weergave van veldionisatie. Het energieniveau van een elektron in het atoom wordt opgetild door het elektrische veld E .

We zullen hier slechts het principe toelichten van veldionisatie met figuur 2.4. Stel dat I de ionisatie-energie van het atoom is ($I_{\text{He}} = 24,6 \text{ eV}$). Als de potentiële energie ($eEx - I$) van het valentie-elektron in het atoom hoger is dan het Fermi-niveau $-\phi$ in het metaal kan dit elektron naar het metaal tunnelen. I is enkele malen groter dan ϕ , zodat de benodigde veldsterkte voor veldionisatie groter zal zijn dan voor veldemissie.

Ten gevolge van de grote veldsterkte bij de emitter worden daar de heliumatomen gepolariseerd en door de veldgradiënt naar de emitter getrokken. De druk van het helium rond de emitter kan hierdoor zo groot worden (elektrostrictie) dat de smeltdruk van helium (25 atm als $T < 1 \text{ K}$) overschreden wordt en er een vast laagje helium rond de emitter ontstaat.

2.4 Veldemissie en veldionisatie in vloeibaar helium

We beschouwen de configuratie van figuur 2.1 (blz.9) ondergedompeld in vloeibaar helium. Voor veldemissie en veldionisatie in vloeibaar helium doen zich twee complicaties voor ten opzichte van veldemissie in vacuüm. Deze betreffen ten eerste de beperking van de elektrische stroom door ruimtelading en ten tweede het productiemechanisme van de ionen bij de punt. De eerste complicatie zal toegelicht worden aan de hand van een korte beschouwing over ionen in vloeibaar helium.

Voor veldemissie is vastgesteld (Zimmermann 1977) dat de ladingsdragers in vloeibaar helium elektronen zijn, die een "lege bel" om zich heen vormen, met een straal van circa 16 \AA . Als er een kracht op dit elektron uitgeoefend wordt, moet niet alleen het elektron versneld worden, maar ook het helium dat om de "elektron-bel" heen stroomt. Dit vermeerdert de effectieve massa van het elektron met de hydronamische massa. Deze bedraagt voor een bel met straal $r_- = 16 \text{ \AA}$:

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{4}{3} \pi r_-^3 \rho_{\text{He}} \approx 185 m_{\text{He}} ,$$

waarin ρ_{He} de dichtheid van helium is en m_{He} de massa van een heliumatoom.

De ladingsdragers in geval van veldionisatie zijn positieve helium-ionen. Heliumatomen in de omgeving van een positief ion worden gepolariseerd en door elektrostatische krachten naar dit ion getrokken. Hierdoor ontstaat een drukverhoging en een dichtheidstoename rond dit ion. Binnen een straal van 6 \AA wordt de smeltdruk (25 atm , $T < 1 \text{ K}$) overschreden, zodat het ion in een bolvormig cluster van vast helium zit. De dichtheidstoename van het helium rond het ion zorgt voor een extra massa van circa $40 m_{\text{He}}$ (Kuper 1961). Behalve deze extra massa dragen de massa van het cluster en de hydrodynamische massa ook bij tot de totale effectieve massa van het positieve ion. Deze is:

$$40 m_{\text{He}} + \left(1 + \frac{1}{2}\right) \cdot \frac{4}{3} \pi r_+^3 \rho_{\text{He}} \simeq 70 m_{\text{He}} \quad .$$

Door de grote effectieve massa bewegen de ionen in het elektrische veld tussen emitter en trekrooster traag vergeleken met de elektronen in het geval van veldemissie in vacuüm. Als gevolg hiervan ontstaat tussen de emitter en het trekrooster een ruimtelading, die de elektrische stroom beperkt, als deze groter is dan circa 1 nA . Deze waarde volgt uit de praktijk (Phillips 1975, Halpern 1969a).

Een bijkomend verschijnsel is dat de ladingsdragers beneden het λ -punt niet bewegen als vrije ionen, maar vortices creëren in het helium. Het vermoeden bestaat dat er een wirwar van vortices ontstaat als $T \leq 0,4 \text{ K}$. Hoe de geleiding hierin plaatsvindt is niet duidelijk (Phillips 1975). Voor het berekenen van de i - V -karakteristiek van de emitter-trekrooster configuratie blijkt dit echter niet van belang te zijn, aangezien we aan de ionen een effectieve beweeglijkheid kunnen toekennen.

De tweede complicatie is, dat de ionen-productie bij de emitter niet alleen het quantummechanische tunneleffect is. Er vindt ook ladingsmultiplicatie in de vloeistof plaats. Voor stromen groter dan circa 1 nA wordt door de warmteontwikkeling bij de emitter een dampbel of damplaag om de emitter gevormd, waarin primaire en secundaire ionisatie optreedt (Hickson 1971, Phillips 1975, Zimmermann 1977).

Wanneer de stroom ruimteladingsbeperkt is blijken de details van het ladingsproduktiemechanisme echter geen rol te spelen voor het

verband tussen de stroom door de emitter en de spanning.

We zullen nu over gaan tot de berekening van de i - V -karakteristiek van de emitter-trekrooster configuratie in vloeibaar helium in het geval van een ruimteladingsbeperkte stroom.

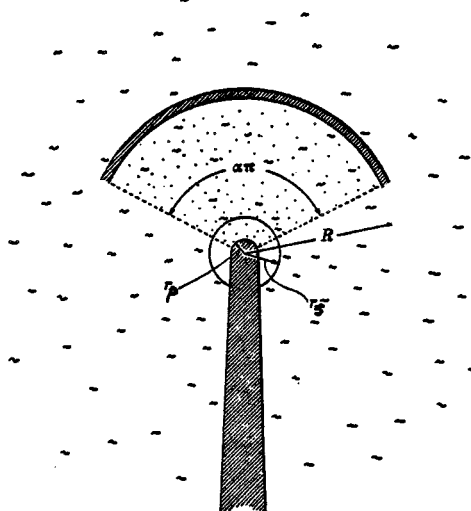
Halpern en Gomer (1969a) benaderden de emitter-trekrooster configuratie van figuur 2.1 (blz.9) met een "bolsymmetrische" geometrie, waarin de emitter in het centrum van een geleidende bol (trekrooster) met straal R wordt gedacht, zie figuur 2.5.

De ionen bewegen in een kegel met ruimtehoek $\alpha\pi$. Het brongebied van de ionen strekt zich uit van het emitteroppervlak tot een afstand r_s van het middelpunt. r_s en α hebben een effectieve waarde. De onderlinge afstoting van de ionen in tangentiële richting wordt verwaarloosd, evenals de beweging van de vloeistof tengevolge van de ionenstroom.

Voor het gebied in de kegel met $r_p < r < R$ geldt de Poisson-vergelijking (r is de afstand tot het middelpunt):

$$(2.9) \quad \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dV}{dr} \right) = \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon_r}$$

V is de elektrische potentiaal, ρ de ruimtelading, $\epsilon_0 \epsilon_r$ de diëlektrische constante van He. De randvoorwaarden zijn:



Figuur 2.5 : De "bolsymmetrische" geometrie van een emitter met straal r_p in het middelpunt van een bolvormig trekrooster met straal R . Het brongebied van de ionen is beperkt tot $r_p < r < r_s$.

$$(2.10) \quad V(r=r_s) = V_s \quad \text{en} \quad V(r=R) = 0$$

$$(2.11) \quad \left(\frac{dV}{dr}\right)_{r=r_s} = E_s, \quad \text{constant, onafhankelijk van } i_p.$$

Randvoorwaarde (2.11) komt neer op de veronderstelling dat i_p zeer sterk afhangt van het veld bij de emitter, wat zeker het geval is voor veldemissie (zie getallen-voorbeeld blz.13). Dan mag voor de relatief kleine variatie in i_p in het ruimteladingsbeperkte gebied E_s als constant worden beschouwd.

De stroom i_p tussen emitter en trekrooster is:

$$(2.12) \quad i_p = v_d(r) \rho(r) \alpha \pi r^2, \quad ,$$

met v_d de driftsnelheid van de ionen. We stellen nu:

$$(2.13) \quad v_d(r) = \mu E(r), \quad ,$$

met μ de beweeglijkheid van de ionen en E de veldsterkte tussen emitter en trekrooster, μ is onafhankelijk van E .

Integreren van (2.9) levert met (2.10), (2.11), (2.12), (2.13) en $|E| = dV/dr$:

$$(2.14) \quad \frac{dV}{dr} = \left(\frac{C_1}{r^4} + \frac{C_2}{r} \right)^2, \quad ,$$

$$C_1 = E_s^2 r_s^4 - \frac{2i_p r_s^3}{3\pi \epsilon_0 \epsilon_r \alpha \mu} \approx E_s^2 r_s^4$$

met

$$C_2 = \frac{2i_p}{3\pi \epsilon_0 \epsilon_r \alpha \mu}$$

Typische experimentele waarden zijn $i_p = 1 \text{ nA}$, $\alpha \mu = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{Vsec}$. De waarden van E_s en r_s zijn van de orde $2 \cdot 10^9 \text{ V/m}$ en respectievelijk 10^{-7} m . De constanten C_1 en C_2 zijn dan van de orde $2 \cdot 10^{-7} \text{ V}^2 \text{ m}^2$ en respectievelijk $4 \cdot 10^7 \text{ V}^2/\text{m}$.

Integratie van (2.14) levert met $x = r/r_s$:

$$(2.15) \quad V(x) - V_s = E_s r_s \int_1^x (y^{-4} + \frac{A}{y})^{\frac{1}{2}} dy \quad ,$$

$$(2.16) \quad \text{met } A = \frac{2i_p}{3\pi \epsilon_0 \epsilon_r \alpha \mu E_s^2 r_s} \quad .$$

A is van de orde 10^{-5} . Als $y \ll A^{\frac{1}{3}}$ of $y \gg A^{\frac{1}{3}}$ kunnen we één van de twee termen in de integraal verwaarlozen:

$$(2.17) \quad V(x) - V_s = E_s r_s \left(\int_1^{0,1x'} y^{-2} dy + \int_{0,1x'}^{10x'} (y^{-4} + \frac{A}{y})^{\frac{1}{2}} dy + \int_{10x'}^x (\frac{A}{y})^{\frac{1}{2}} dy \right)$$

$$\text{met } x' = A^{\frac{1}{3}} \text{ (grootte-orde 45) } \quad .$$

De middelste integraal in (2.17) is numeriek berekend als $13,73 A^{\frac{1}{3}}$ (Simpsonregel, zie ook Halpern(1969a)), zodat (2.17) wordt :

$$(2.18) \quad V(r) - V_s = E_s r_s \left(1 - 2,59 A^{\frac{1}{3}} + 2A^{\frac{1}{2}} \left(\frac{r}{r_s} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \quad , \quad r > 10A^{\frac{1}{3}} r_s \quad .$$

De tweede term in het rechterlid is te verwaarlozen ten opzichte van 1. We definiëren:

$$(2.19) \quad V_o = E_s r_s \quad .$$

Als het ladingsproduktiemechanisme alleen veldemissie zou zijn geldt $V_s = V_p$, de spanning op de emitter. Voor $r = R$ volgt dan uit (2.18) met $V(r=R) = 0$ en (2.16) het verband tussen de spanning op de emitter en de stroom door de emitter in het ruimteladingsbepaalde gebied:

$$(2.20) \quad -V_p = V_o + 2 \left(\frac{2R}{3\pi \epsilon_0 \epsilon_r \alpha \mu} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot i_p^{\frac{1}{2}}$$

Is het ladingsproduktiemechanisme anders dan alleen veldemissie, bijvoorbeeld ook ionisatie (zie blz.15), dan is V_s niet gelijk aan de spanning op de emitter. Het verschil is dan verdisconteerd in de constante V_o . Het ladingsproduktiemechanisme is dus gevat in V_o , een constante die experimenteel bepaald kan worden.

Soms is niet de stroom door de emitter (i_p) gemeten, maar de stroom door het trekrooster (i_t). Als de ionenstroom afkomstig van de emitter slechts voor een gedeelte f het trekrooster bereikt, dan wordt vergelijking (2.20) :

$$(2.21) \quad -V_p = V_o + 2 \left(\frac{2R}{3\pi\epsilon_0\epsilon_r \alpha \mu f} \right)^{\frac{1}{2}} i_t^{\frac{1}{2}} .$$

Hoofdstuk 3 : Meetopstelling en meetmethode

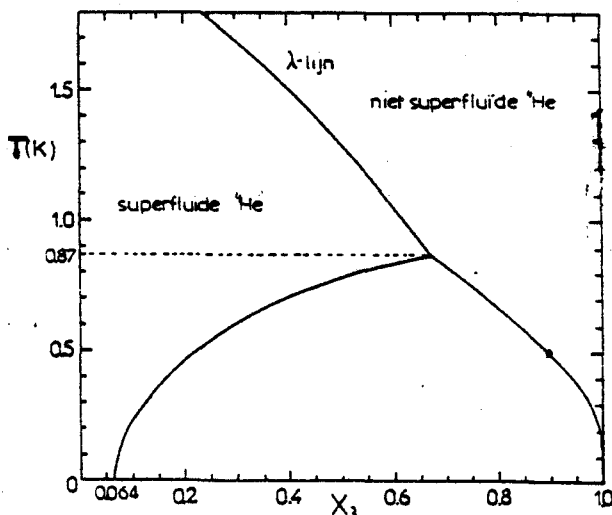
In dit hoofdstuk worden de opstellingen besproken, waarin helium wordt geëxiteerd met behulp van veldemissie of veldionisatie.

Een aantal methoden om metastabiel helium te detecteren in deze opstellingen komen aan de orde.

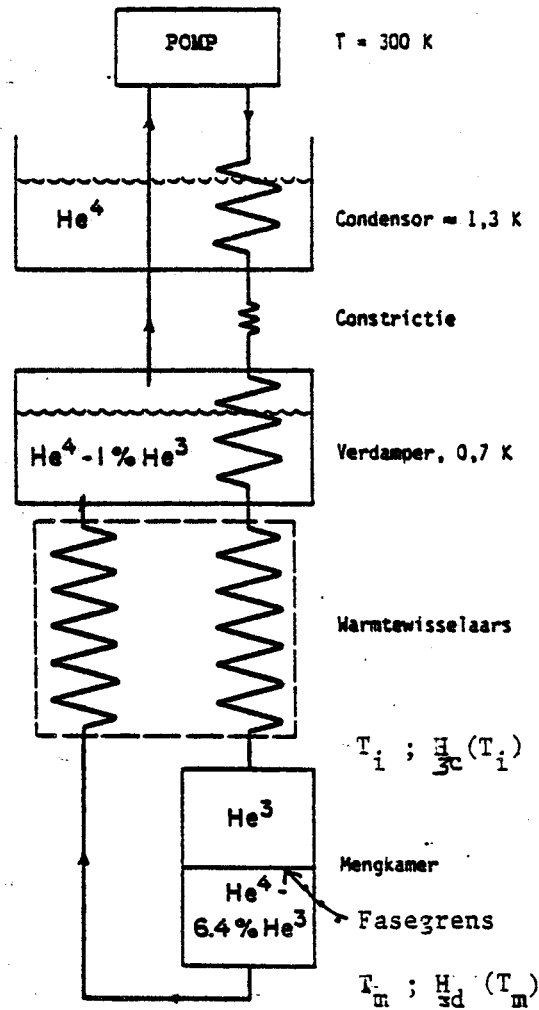
3.1 De mengkoeler

In figuur 3.1 is het fase-diagram van ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ -mengsels weergegeven. Een ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ -mengsel beneden $T = 0,87$ K kan zich in twee fasen splitsen: De ${}^3\text{He}$ -rijke fase (geconcentreerde fase) en de ${}^3\text{He}$ -arme fase (verdunde fase). De eindige oplosbaarheid van ${}^3\text{He}$ in ${}^4\text{He}$ als $T = 0$ K is essentieel voor de werking van de mengkoeler.

Figuur 3.2 is een schemavon een ${}^3\text{He}$ -circulerende mengkoeler. Aan de verdamper wordt met een pomp heliumdamp onttrokken. Deze damp bestaat bijna geheel uit ${}^3\text{He}$. Na de pomp wordt het gas de cryostaat binnen geleid en condenseert op het 1K-bad (of condensor). Bij de verdamper en de warmtewisselaars koelt het ${}^3\text{He}$ verder af. Aldus voorgekoeld komt het de mengkamer binnen. In de mengkamer drijft de geconcentreerde fase op de verdunde fase. Als het ${}^3\text{He}$ de fase-grens passeert neemt het warmte op. Dit volgt uit de eerste hoofdwet van een open systeem, toegepast op de mengkamer.



Figuur 3.1 : Het fase-diagram van ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ -mengsels. X_3 is de molaire concentratie ${}^3\text{He}$.



Figuur 3.2 : Schematische weergave van een mengkoeler. Verklaring zie tekst.

Voor de molaire enthalpie van ^3He in de geconcentreerde fase geldt (Gijsman 1980):

$$(3.1) \quad H_{3c}(T) = H_{3c}(0) + 12T^2$$

De molaire enthalpie van ^3He in de verdunde fase, in evenwicht met de geconcentreerde fase is

$$(3.2) \quad H_{3d}(T) = H_{3c}(0) + 96T^2$$

De eerste hoofdwet voor een open systeem levert met (3.1) en (3.2) toegepast op de mengkamer:

$$(3.3) \quad \dot{Q} = \dot{n}_3(96T_m^2 - 12T_1^2) \quad ,$$

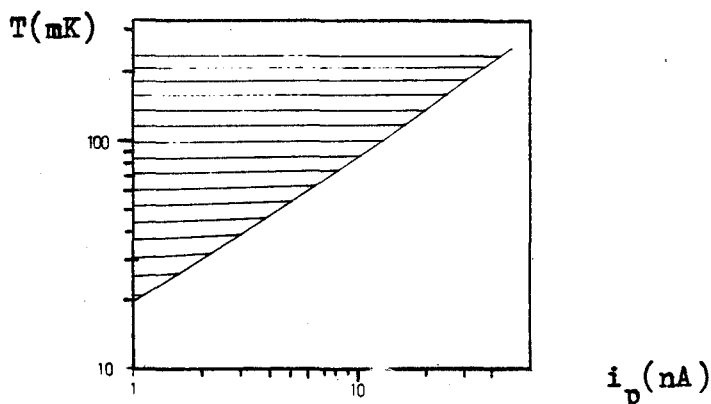
waarin \dot{Q} de warmtebelasting op de mengkamer is en \dot{n}_3 de molaire stroom ${}^3\text{He}$ door de mengkamer. T_i en T_m zijn de temperaturen van respectievelijk de ingaande en uitgaande stroom ${}^3\text{He}$. Daar $T_m \leq T_i$ geldt voor het koelvermogen van de mengkamer:

$$(3.4) \quad \dot{Q}_m \leq 84\dot{n}_3 T_m^2 .$$

Als al het koelvermogen gebruikt wordt om het vermogen, dat bij de emitter in geval van veldemissie in de meetruimte wordt gebracht, weg te koelen, dan geldt:

$$(3.5) \quad T_m \geq \left(\frac{|V_p| i_p}{84\dot{n}_3} \right)^{\frac{1}{2}} ,$$

waarin V_p en i_p respectievelijk de spanning op en de stroom door de emitter zijn. Voor V_p en i_p geldt relatie (2.20), blz.18. Ingevuld in (3.5) levert dit een minimumtemperatuur van de mengkamer als functie van i_p . Dit is weergegeven in figuur 3.3 voor het geval $V_0 = 1000 \text{ V}$, $R = 4 \text{ mm}$, $\alpha\mu = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{Vs}$ en $\dot{n}_3 = 50 \mu\text{mol/s}$.



Figuur 3.3 : Het temperatuurgebied van de mengkoeler (gearceerd) als deze belast wordt met de warmte, die ontwikkeld wordt bij de emitter, zie tekst.

3.2 De mengkoeleropstelling

In deze paragraaf wordt de mengkoeleropstelling besproken. In figuur 3.4 is een schema van de opstelling weergegeven. We zien de stikstofcryostaat, waarbinnen zich de heliumcryostaat bevindt. In de heliumcryostaat hangt de vacuümkamer, waaromheen de superspoel bevestigd is. In de vacuümkamer zit de mengkoeler en de meetruimte. Eerst zullen enkele onderdelen van de opstelling besproken worden, zoals de meetruimte en het gasbehandelingssysteem van de meetruimte. Vervolgens komen de thermometrie en de magneet aan de orde. De invloed van een magneetveld op metastabiel helium zal daarna besproken worden. Tot slot wordt de methode om veldemitters te maken beschreven.

3.2.1 De meetruimte en de bovenring

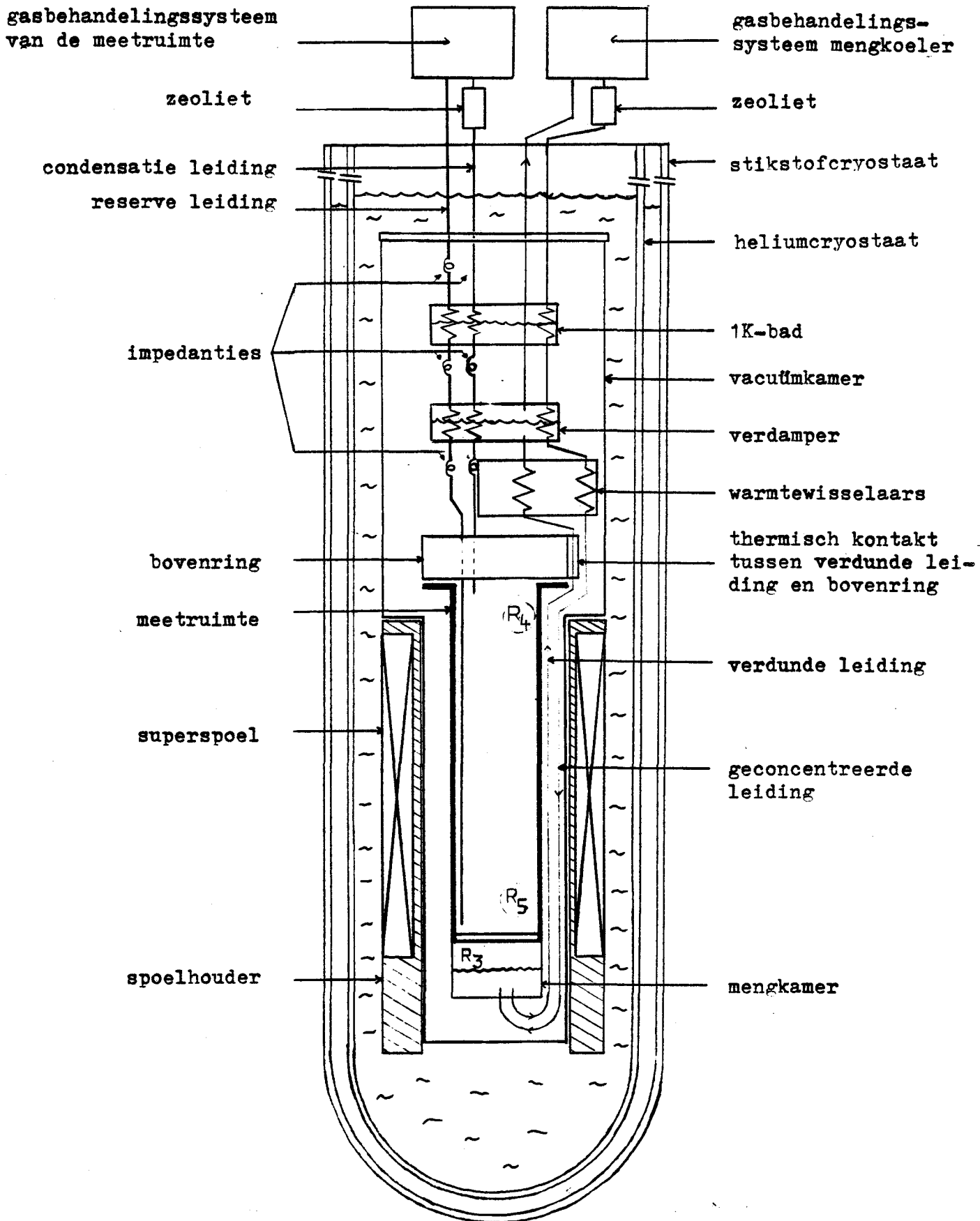
De meetruimte en de bovenring zijn aangewezen in figuur 3.4. Het experiment (paragraaf 3.3) hangt aan de bovenring. De meetruimte wordt om het experiment geplaatst en vastgeschroefd aan de bovenring. Een indium-ring zorgt voor de afdichting. De meetruimte wordt gekoeld door de mengkamer. Het thermische contact tussen helium in de meetruimte en de koperen wand van de mengkamer wordt bevorderd door een laagje (2 mm) sintermateriaal.

De bovenring bevat de doorvoeren van vier elektrische draden voor het experiment, doorvoeren van de elektrische bedrading van de thermometers R_4 en R_5 en van een hoogspanningskabel. De bovenring wordt gekoeld door de leiding met de verdunde fase van de mengkoeler. Het ontwerp en de bouw van de meetruimte en de bovenring kan men vinden in de verslagen van de Bruin en Stans (1983).

3.2.2 Het gasbehandelingssysteem van de meetruimte

Voordat de afkoeling van het experiment begonnen wordt, pompt men gedurende circa vier uur aan de mengkoeler, de vacuümkamer en de meetruimte om lucht en andere gassen te verwijderen.

In het gasbehandelingssysteem van de meetruimte is een voorraad van circa 40 liter heliumgas (^4He) opgenomen. Dit helium kan in de meetruimte gebracht worden via de condensatieleiding. Deze leiding heeft warmtecontact met het 1K-bad en de verdamper, zodat het helium hier condenseert. Eventuele verontreinigingen, zoals lucht, worden ingevangen door het zeoliet.



Figuur 3.4 : Schematisch overzicht van de mengkoeleropstelling. De posities van de meetruimte en de superspoel zijn op schaal getekend (1:1,5). R_3 , R_4 , en R_5 stellen thermometers voor.

In de condensatieleiding zijn impedanties opgenomen om een grote warmtebelasting op de mengkamer te voorkomen. De impedanties bestaan uit buisjes met een binnen-diameter van 0,3 mm en een totale lengte van circa 2 m. In de buisjes bevindt zich een draad met een diameter van 0,2 mm (Stans 1983). Met de impedanties wordt de warmtekortsluiting tussen de meetruimte en de heliumcryostaat door superfluïde helium-kruip onderdrukt. Superfluïde helium kruipt namelijk langs de wand van de leiding in de richting van hogere temperatuur, waar het verdampt en als gas weer terug stroomt naar de meetruimte.

Omdat het mogelijk is dat in de impedanties een verstopping ontstaat als er vloeibaar helium in de meetruimte aanwezig is, is er een reserveleiding aanwezig. Deze leiding is afgesloten tijdens het incondenseren.

Een gevolg van de impedanties is, dat het helium in de meetruimte, bij opwarming van het experiment, langzaam terugkomt (circa drie uur). Bovendien kan de lucht in de meetruimte, voordat een experiment begonnen wordt, niet helemaal weggepompt worden.

De hoeveelheid helium, die ingecondenseerd wordt in de meetruimte, wordt afgeleid uit de drukverlaging in de voorraadvaten. Hierbij hanteert men de regel dat 666 torr-liter helium bij 300 K overeenkomt met één cm³ vloeibaar helium. Het niveau van het heliumoppervlak in de meetruimte kan men op deze manier met circa 5% nauwkeurigheid instellen.

3.2.3 Thermometrie

Voor het meten van de temperatuur maakt men gebruik van temperatuurafhankelijke elektrische koolweerstand. In ons geval zijn dit 220ⁿ70,5Watt weerstanden van het merk Speer. Deze zijn bruikbaar als de temperatuur hoger is dan 20 mK. Een uitdrukking voor het verband tussen de weerstand R en de temperatuur T is:

$$\log(R) = \sum_{n=0}^{n=3} (a_n (\log T)^n) ,$$

met a_n constanten.

Voor de weerstanden R_3 en R_5 in de meetopstelling (figuur 3.4) zijn ijkgrafieken, afkomstig uit andere experimenten in de groep, beschikbaar. R_4 is niet geijkt, maar geeft wel een indicatie van de

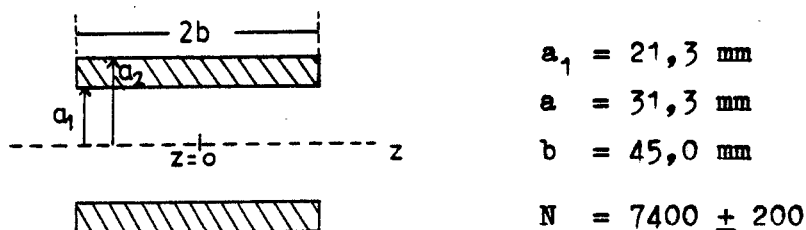
temperatuur boven in de meetruimte, want ijkingen van Speer-weerstand verschillen onderling niet veel. De weerstandswaarden worden gemeten met een weerstandsbrug met een klein meetvermogen ($< 10 \text{ pW}$). Omdat de absolute temperatuur geen belangrijke parameter bleek te zijn in dit stadium van het onderzoek zijn de koolweerstand niet opnieuw getijkt.

De weerstandswaarden zijn niet alleen afhankelijk van de temperatuur, maar ook van het magneetveld (magnetostrictie). Bovendien blijkt het magneetveld de temperatuur te beïnvloeden. In een veranderend magneetveld treden er wervelstromen op in metalen onderdelen, wat opwarming veroorzaakt. In een constant magneetveld van 1 Tesla werden de weerstandswaarden gemeten (Zeegers 1984) bij $T = 50 \text{ mK}$. De weerstandsveranderingen ten opzichte van $B = 0 \text{ Tesla}$ waren $\Delta R_3/R_3 \approx -40\%$ en $\Delta R_5/R_5 \approx -30\%$. Deze afname van R kan niet alleen het gevolg zijn van magnetostrictie. De invloed van magnetostrictie op Speerweerstand als $B \leq 5 \text{ T}$ bedraagt slechts enkele procenten (Naughton 1983). De afname van R_3 en R_5 weerspiegelt dus een temperatuur-toename. Deze is circa 10 mK en kan veroorzaakt worden door wervelstromen in metaal ten gevolge van mechanische trillingen van dit metaal in het magneetveld.

3.2.4 De magneet

Een beschrijving van het ontwerp en de bouw van de superspoel kan men vinden in de verslagen van de Bruin en Stans (1983). In figuur 3.5 zijn de afmetingen van de spoel gegeven.

Het veld in het centrum van de spoel (op de symmetrie-as, $z=0$) kan berekend worden door integratie over alle windingen. Het veld



Figuur 3.5 : Lengtedoorsnede van de spoel langs de symmetrie-as.

N is het aantal wikkelingen van de spoel.

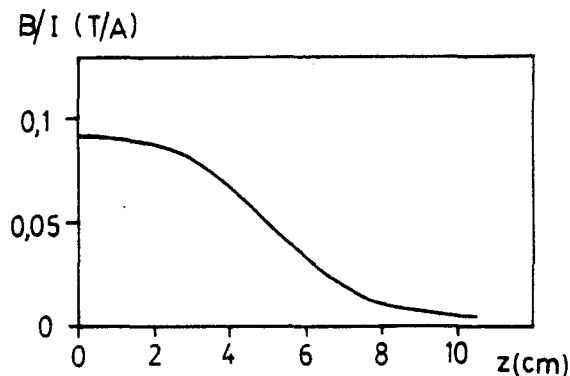
op de as op afstand z van het midden wordt berekend uit superpositie van de velden van twee denkbeeldige spoelen met middelpunt op positie z en lengten $2(b-z)$ en $2(b+z)$ (Zijlstra 1967). Het resultaat is:

$$(3.6) \quad \frac{B(z)}{I} = \frac{N\mu_0}{2b(a_2-a_1)} \frac{a_1}{2} \left[\left(\beta + \frac{z}{a_1} \right) \ln \frac{\left(\alpha + (\alpha^2 + (\beta + za_1^{-1})^2)^{\frac{1}{2}} \right)}{\left(\alpha + (1 + (\beta + za_1^{-1})^2)^{\frac{1}{2}} \right)} + \right. \\ \left. + \left(\beta - \frac{z}{a_1} \right) \ln \frac{\left(\alpha + (\alpha^2 + (\beta - za_1^{-1})^2)^{\frac{1}{2}} \right)}{\left(\alpha + (1 + (\beta - za_1^{-1})^2)^{\frac{1}{2}} \right)} \right]$$

met $\alpha = \frac{a_2}{a_1}$, $\beta = \frac{b}{a_1}$.

Hierin is N het aantal wikkelingen van de spoel en I de stroom door de spoel. De betekenis van a_1 , a_2 , b en z kan men vinden in figuur 3.5.

In figuur 3.6 is het berekende veld op de as van de spoel gedeeld door de stroom uitgezet als functie van de positie op de as, voor de spoel beschreven in figuur 3.5. Op $z=0$ geldt $B(z=0)/I = (0,089 \pm 0,03)$ T/A. Met een oppikspoeltje werd gevonden $B(z=0)/I = 0,11$ T/A (Stans 1983). Het maximale veld dat met de spoel bereikt werd was 4,4 T. De zelfinductie van de spoel is $L = (0,95 \pm 0,05)$ H.

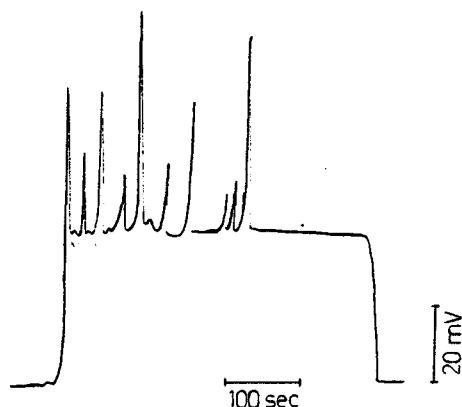


Figuur 3.6 : De verhouding van het magneetveld op de as van de spoel en de stroom door de windingen als functie van de plaats op de as, volgens vergelijking (3.6).

De superspoel kan in de "persistent mode" opereren. In deze toestand is de spoel kortgesloten met een zeer kleine weerstand R' . De leeglooptijd τ' van de spoel in de persistent mode is $1,5 \cdot 10^8$ s (circa 5 jaar), zodat met $L = 0,95$ H volgt $R' = 6$ n Ω .

In de "normal mode" is de spoel kortgesloten met een weerstand R . De stroom door de spoel kan nu op- of afgeregeld worden. De oplaadtijd is $\tau = L/R = 2,5$ s. Voor het opladen van de spoel werd een 120 A stroombron (Cryogenic Consulted Ltd PS120R) of een 10 A stroombron (it-VL-2) gebruikt. Deze stroombronnen hebben de mogelijkheid de stroom constant in de tijd te veranderen.

De inductiespanning over de spoel tijdens het veranderen van de stroom is niet stabiel, zie figuur 3.7. De oorzaak van de pieken heeft te maken met "flux jumping", een verschijnsel dat vaak voorkomt in spoelen waarvan de draad bestaat uit een enkele supergeleidende kern met een koperen mantel. Een andere mogelijkheid is dat een supergeleidende kortsluiting van een aantal windingen, die plotseling normaal wordt, een spanningspiek veroorzaakt. Deze kortsluiting kan het gevolg zijn van een doorslag tijdens een quench van de spoel, van slechte isolatie van de draad of van onzorgvuldig wikkelen tijdens de fabricage van de spoel.



Figuur 3.7 : De spanning over de spoel tijdens het opladen.
 $dI/dt = 0,04$ A/s.

3.2.5 De invloed van een magneetveld op metastabiel helium

Een metastabiel heliumatoom of -molekuul heeft spin $S=1$. Het baanimpulsmoment van de elektronenwolk is $L=0$, dus het magnetisch moment van een metastabiel heliumatoom of -molekuul is:

$$(3.7) \quad \vec{\mu} = -\frac{e}{m} \vec{S} \quad ,$$

met m de massa van een elektron. De component μ_z van het magnetisch moment in de richting van het magneetveld \vec{B} is:

$$(3.8) \quad \mu_z = -2m_s \mu_B \quad , \quad m_s = -1, 0, 1 \quad ,$$

met μ_B het bohrmagneton: $\mu_B = eh/2m$, waarin m de massa van een elektron is.

De potentiële energie van het magnetische moment in een magneetveld B is:

$$(3.9) \quad E_{mm} = 2m_s \mu_B B \quad .$$

Deze energie is minimaal als $m_s = -1$, dat wil zeggen als de z -component van de spin in de richting tegengesteld aan \vec{B} wijst. De magnetische energie van een mol metastabiel helium met gelijkgerichte spins is $11B$ J/molT. Het verschil in magnetische energie op de as in het midden van de spoel en 2 cm uit het midden is $11\Delta B = 1,3$ J/mol als $B(z=0) = 2$ T. Ter vergelijking, $NkT = 0,8$ J/mol als $T = 0,1$ K en het verschil in potentiële energie van de zwaartekracht is $Nmg\Delta h = 8 \cdot 10^{-4}$ J/mol.

In de spoel werkt een kracht in de z -richting op een metastabiel heliumatoom of -molekuul van :

$$(3.10) \quad \vec{F} = -2m_s \mu_B \frac{dB}{dz} \quad ,$$

waarbij de z -as de symmetrie-as van de spoel is. De positieve z -richting is in de richting van \vec{B} .

We beschouwen nu de situatie dat in de meetruimte een gas van metastabiel helium aanwezig is. De metastabielen met negatieve spin zullen ten gevolge van de kracht (3.10) naar het midden van de magneet bewegen. Metastabielen met een positieve spin bewegen van

het midden af. Omdat het magneetveld van de symmetrie-as af naar de rand van de meetruimte toeneemt, bewegen de metastabielen met negatieve spin naar de rand van de meetruimte. Als deze metastabielen de wand treffen kan dat aanleiding geven tot verval. Daarom is het zeer de vraag of het in principe mogelijk is metastabielen met het magneetveld van een spoel "vast te houden". (zie ook blz.3).

Voordat we de invloed van een magnetische kracht op metastabiel helium, dat zich in vloeibaar helium bevindt, beschouwen, bespreken we het gedrag van metastabielen in vloeibaar helium. Metastabiele heliumatomen en -molekulen blijken evenals ionen in "bellen" te zitten. De straal van de bel om het atoom in de 2^3S_1 -toestand is berekend en gemeten als 5 \AA (Fitzsimmons 1973). Men neemt aan dat het molekuul in de $a^3\Sigma_u^+$ -toestand zich in een even grote bel bevindt (Calvani 1973). De energie ten gevolge van de oppervlaktespanning van het omringende ^4He is $\gamma 4\pi r^2$, met r de straal van de bel. Met $r = 5 \text{ \AA}$ en $\gamma = 0,37 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$ volgt dat deze energie circa 700 J per mol metastabiel helium is.

In principe weten we niet wat voor wrijvingskracht een metastabiel in vloeibaar helium ondervindt, zodat we de invloed van de magnetische kracht op een metastabiel in principe niet kunnen berekenen. Wel kunnen we een schatting maken van deze invloed door een metastabiel te beschouwen als een bol met straal 5 \AA en door te veronderstellen dat deze bol zich onder invloed van een kracht net zo gedraagt als een elektron in vloeibaar helium, die ook in een "bel" zit (zie blz.14).

Een elektron beweegt onder invloed van een elektrische kracht F met een constante snelheid v_d in het ruimteladingsbepaalde gebied (paragraaf 2.4, blz.17), die we kunnen schrijven als:

$$(3.11) \quad v_d = \frac{\mu_-}{e} F \quad ,$$

met μ_- de effectieve beweeglijkheid van het elektron, $\mu_- = 7 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{Vs}$ (Phillips 1975). In vergelijking (3.11) is F een kracht op het elektron die niet noodzakelijk een elektrische kracht hoeft te zijn. Het quotiënt e/μ_- is dan een wrijvingsconstante en bedraagt $2,5 \cdot 10^{-13} \text{ Ns/m}$.

We veronderstellen nu dat voor de beweging van een metastabiel heliumatoom of -molekuul ook vergelijking (3.11) geldt, ondanks het

feit dat de grootten van een "metastabielen-bel" en een "elektron-bel" een factor drie verschillen. Als we voor F de magnetische kracht (3.10) invullen met $m_s = -1$, $\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2$ vinden we voor de snelheid v'_d van een metastabiel heliumatoom of -molekuul in vloeibaar helium ten gevolge van een magneetveldgradiënt:

$$(3.12) \quad v'_d = 7 \cdot 10^{-11} \frac{dB}{dz} \quad .$$

In figuur 3.6 zien we dat $dB/dz < 20 \text{ T/m}$ in de spoel als $B = 2 \text{ T}$, wat volgens (3.12) zeer kleine snelheden van een metastabiel in vloeibaar helium betekent ten gevolge van magnetische krachten. De beweging van de vloeistof zal in het algemeen groot zijn ten opzichte van v'_d . De invloed van het magneetveld op de beweging van metastabielen lijkt dus verwaarloosbaar te zijn.

Bovenstaande vergelijking van een metastabiel met een elektron in helium is echter speculatief. In de wrijvingsconstante e/μ heeft μ een effectieve waarde, die niet alleen bepaald wordt door de grootte van de bel, maar ook door het geleidingsmechanisme van de elektronen in het ruimteladingsbeperkte gebied. De wrijving die een metastabiel in het (superfluide) helium onderwindt kan dus anders zijn dan voor een elektron. Experimenten zullen deze zaak moeten verhelderen.

3.2.6 De vervaardiging van veldemitters

Als materiaal van de emitters werd wolfrام gekozen, vanwege het hoge smeltpunt (3410°C) en de lage uittreepotentiaal ($\phi = 4,5 \text{ eV}$). Er werd ook wolfrام met 1,5% thorium gebruikt, omdat dit een lagere uittreepotentiaal heeft dan zuiver wolfrام ($\phi = 2,8 \text{ eV}$).

Volgens Halpern en Gomer (1969) treedt veldemissie op in vloeibaar helium als de veldsterkte groter is dan $2,3 \cdot 10^9 \text{ V/m}$ en veldionisatie als de veldsterkte groter is dan $13,6 \cdot 10^9 \text{ V/m}$. Voor de veldsterkte bij de emitter geldt $E_e \approx V/6r_p$ (zie blz.10). Met de spanningsbron die ons ter beschikking stond kon 5 kV bereikt worden. Dit levert als eis voor de kromtestraal van de emitter in het geval van veldemissie $r_p < 4000 \text{ \AA}$ en in het geval van veldionisatie $r_p < 700 \text{ \AA}$. Omdat voor hoge spanningen doorslag op kan treden in de meetruimte (zie paragraaf 4.1) is het in het algemeen wenselijk emitters te gebruiken met een zo klein mogelijke kromtestraal, zodat met een lage spanning gewerkt kan worden. In de praktijk bleken emitters met een

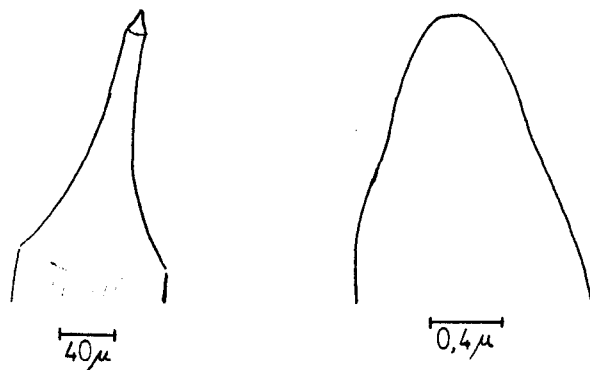
kromtestraal kleiner dan circa 1500 \AA geschikt voor veldemissie.

De emitters worden vervaardigd door het elektrolytisch etsen van wolframdraad (diameter $0,1 \text{ mm}$) in een 5% NaOH-oplossing.

Bij de techniek die aanvankelijk werd gebruikt, wordt de wolframdraad enkele millimeters in de oplossing gehangen, loodrecht op het vloeistofoppervlak. De wolframdraad krijgt een spanning van $+30\text{V}$ ten opzichte van de oplossing. Na circa 7 minuten valt het gedeelte van de draad dat in de oplossing steekt van de draad af. Hierna wordt zo snel mogelijk de stroom met een handschakelaar onderbroken, om verder etsen van de gevormde punt aan het oppervlak van de oplossing te voorkomen.

De aldus gevormde emitter werd bestudeerd met de elektronenmicroscop (Stereoscan S600) in de groep Fysica van Oppervlakken en Grenslagen van de vakgroep Vaste Stof. Uit de vergroting werd de kromtestraal van de emitter geschat. Deze varieerde tussen 1 en $2 \mu\text{m}$, met een enkele uitschieter van $0,3 \mu\text{m}$. In figuur 3.8 is een voorbeeld van de contour van een emitter getekend.

In de productie van 15 emitters werd de spanning tijdens het etsproces en de insteeklengte van de wolframdraad in de oplossing gevarieerd. Er werd geen verband gevonden tussen deze grootheden en de kromtestraal van de emitter.

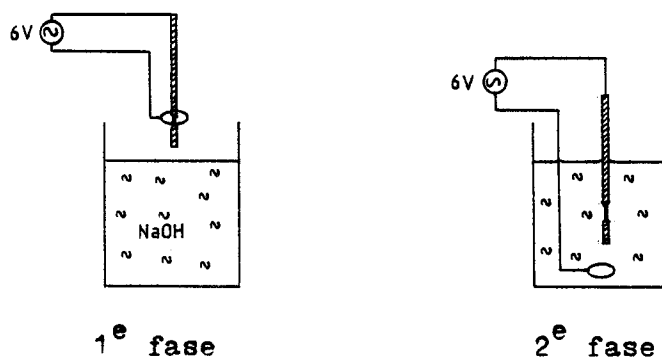


Figuur 3.8 : Contouren van een emitter, zichtbaar gemaakt met behulp van een elektronenmicroscop, met verschillende vergroting.

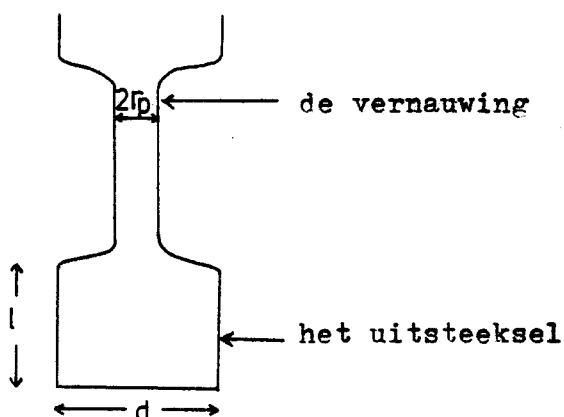
De tweede techniek, die gebruikt is voor het vervaardigen van veldemitters is het ringetsen (Daalmans 1972). Hierbij wordt een wolframdraad door een metalen ring gestoken, waarin zich een vlies NaOH-oplossing bevindt, zie figuur 3.9. Tussen de ring en de wolframdraad wordt een wisselspanning van 6 V aangebracht gedurende 50 s. Hierdoor wordt de diameter van de draad over een lengte van circa 0,8 mm voor ongeveer de helft weggeëtst (1^e fase). Het gedeelte onder de vernauwing noemen we het uitsteeksel. Vervolgens wordt de draad met de vernauwing in de NaOH-oplossing geplaatst. De draad wordt verder geëtst met een wisselspanning van 2 V tussen de draad en de oplossing (2^e fase). Na 30 à 40 s valt het uitsteeksel van de draad. Op dit moment wordt de stroom met een handschakelaar onderbroken. Eén à twee seconden hiermee wachten had geen invloed op de kromtestraal van emitter. Na het etsproces wordt de emitter afgespoeld met gedestilleerd water. Wanneer de wisselspanning tijdens de 2^e fase van het ringetsen vervangen wordt door een gelijkspanning van + 30 V, levert dit een twee maal zo grote kromtestraal op.

De kromtestraal van emitters verkregen met ringetsen werd bepaald met de elektronen microscoop en bleek te variëren van 500 tot 1500 Å. De spreiding wordt mogelijk veroorzaakt doordat het wolfram niet regelmatig van de draad verwijderd wordt. De lengte van het uitsteeksel leek van invloed te zijn op de kromtestraal.

We maken een model van het etsproces in de tweede fase, waarmee we een ondergrens voor de kromtestraal van de emitter vinden. Zie figuur 3.10. De vernauwing en het uitsteeksel worden regelmatig in de tijd dunner. Het uitsteeksel breekt af op het moment dat de



Figuur 3.9 : De vervaardiging van emitters met de techniek van het ringetsen.



Figuur 3.10 : De wolframdraad in de NaOH-oplossing tijdens de tweede fase van het ringetsen, net voor het moment waarop de vernauwing het gewicht van het uitsteeksel niet meer kan dragen.

vernauwing het gewicht van het uitsteeksel niet meer kan dragen. De diameter van de vernauwing is dan $2r_p$.

Het gewicht van het uitsteeksel is in goede benadering:

$$(3.13) \quad G = \frac{\pi}{4} d^2 l \Delta \rho g \quad ,$$

met d de diameter van het uitsteeksel, $\Delta \rho$ het verschil in dichtheid tussen wolfram en de NaOH-oplossing en g de versnelling van de zwaartekracht. De diameter $2r_p$ van de vernauwing op het moment van breuk volgt uit $G = \pi (2r_p)^2 \sigma / 4$, met σ de treksterkte van wolframdraad. Met vergelijking (3.13) levert dit :

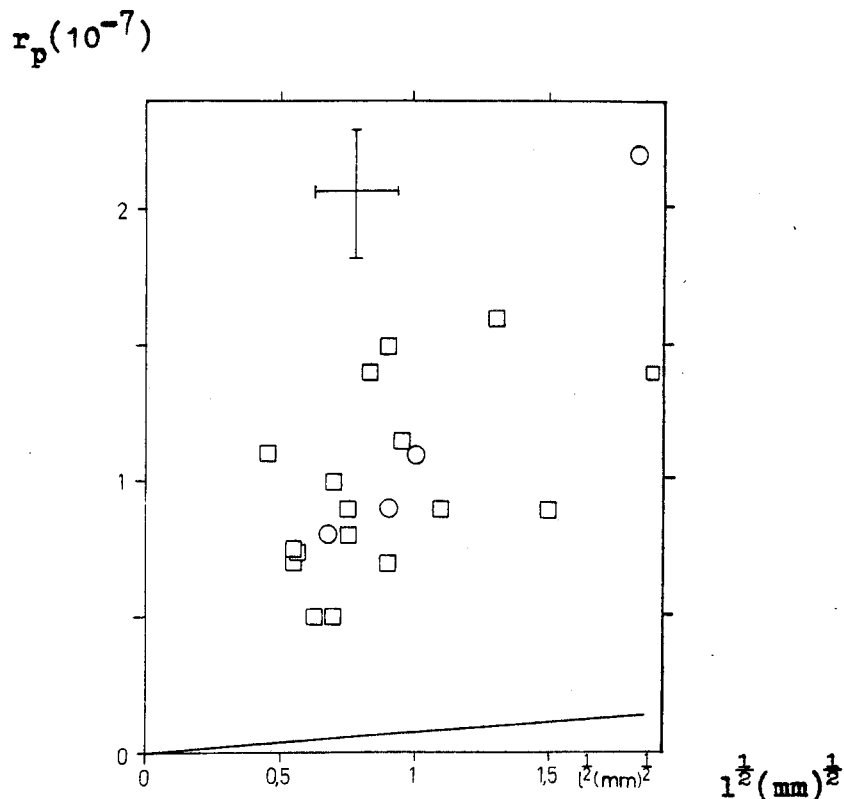
$$(3.14) \quad r_p = \frac{1}{2} d \left(\frac{l \Delta \rho g}{\sigma} \right)^{\frac{1}{2}} \quad .$$

De treksterkte is bepaald door een gewicht aan de wolframdraad te hangen. De draad brak telkens bij de inklemming. De gevonden waarde was $\sigma = (2,1 \pm 0,1) \cdot 10^9 \text{ kg/m}^2$, wat overeenkomt met de waarde die het Engineering Materials Handbook (1958) opgeeft voor wolframdraad met een diameter van $125 \mu\text{m}$.

De diameter van het uitsteeksel wordt door het etsproces (2^e fase) verminderd tot ongeveer de helft van de oorspronkelijke diameter, dus $d = 50 \mu\text{m}$. Met $\Delta \rho = 18 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ wordt vergelijking (3.14):

$$(3.15) \quad r_p = 2,3 \cdot 10^{-7} (l)^{\frac{1}{2}}$$

Deze vergelijking is weergegeven in figuur 3.11. In deze figuur zijn eveneens de kromtestralen van een aantal emitters weergegeven. De gemeten waarden van de kromtestralen zijn groter dan de ondergrens in vergelijking (3.15). De grote meetonauwkeurigheid in rekening gebracht lijkt er toch een grote spreiding in de kromtestralen van de emitters te zijn. Dit wordt veroorzaakt doordat het etsproces de draad niet gelijkmatig dunner maakt en omdat de treksterkte in de vernauwing niet overal gelijk zal zijn. De vernauwing zal daar breken waar de draad het zwakst is, bijvoorbeeld bij een kristalfout. Voorts lijkt de kromtestraal van de emitter sterker af te hangen van de lengte van het uitsteeksel dan uit vergelijking (3.15) volgt. Dit kan betekenen dat de treksterkte van de vernauwing gemiddeld kleiner



Figuur 3.11 : De kromtestralen van een aantal emitters, waarbij tijdens het etsproces een bepaalde lengte l van het uitsteeksel gehanteerd werd. De vierkante symbolen betreft emitters van wolfram, de ronde symbolen emitters van wolfram-thorium. De getrokken lijn geeft vergelijking (3.15) weer.

is dan bovenstaande waarde van de treksterkte van het 0,1 mm dikke wolfraamdraad.

Uit figuur 3.11 blijkt dat de kromtestraal in de gewenste orde van grootte ligt als de lengte van het uitsteeksel kleiner is dan circa 1 mm. In de tweede fase van het ringetsen is niet geprobeerd emitters te maken met $l = 0$.

Veldemitters, die voor gebruik in aanmerking komen, moeten een kleine kromtestraal ($< 1500 \text{ \AA}$) hebben en bovendien schoon zijn en niet kromgebogen. Het percentage geschikte emitters hangt sterk af van de ervaring en de voorzichtigheid van de vervaardiger. Met ervaring bedroeg dit percentage 80%.

3.3 Het experiment in de meetruimte van de mengkoeleropstelling

In deze paragraaf wordt de oorspronkelijke opzet beschreven van het experiment in de mengkoeleropstelling voor de productie van metastabiel helium. Ook wordt aangegeven hoe de stroom door de emitter en de hoogspanning gemeten wordt. Tot slot volgt een beschrijving van de verschillende configuraties van de emitter en het trekrooster in de meetruimte.

3.3.1 De oorspronkelijke opzet

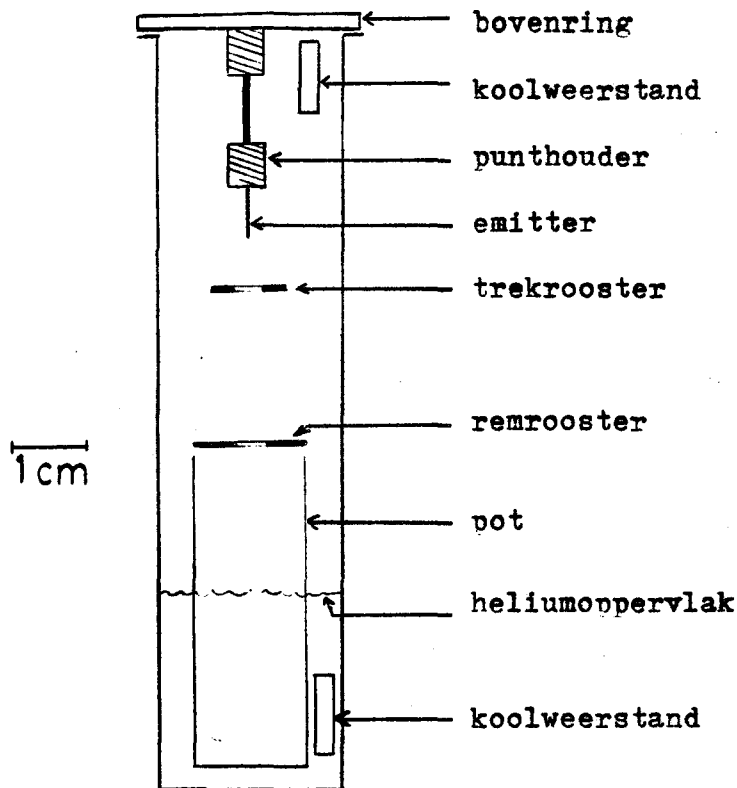
De eerste pogingen om metastabiel helium te creëren waren gebaseerd op de gedachte een vloeistofoppervlak van helium te bombarderen met elektronen op de volgende manier.

De elektronen worden geproduceerd met behulp van veldemissie in de damp boven de vloeistof. De dampspanning (p_d) als functie van de temperatuur is getabelleerd in Wilks (1967) tot $T = 0,5$ K. Het verband kan benaderd worden met:

$$p_d = 760 \exp(-8,9/T) \text{ torr} , \quad T \text{ in K.}$$

Extrapolatie levert $p_d(0,1\text{K}) = 1,7 \cdot 10^{-36}$ torr. Boven een vloeibaar heliumoppervlak is dus praktisch gesproken geen damp als de temperatuur lager is dan 0,1 K.

In figuur 3.12 is een schema van het experiment in de meetruimte getekend. De emitter is met een schroefje vastgeklemd in de koperen punthouder. Deze houder is met een koperdraad bevestigd aan de bovenring. De draad maakt echter geen elektrisch contact met de houder, maar zorgt voor thermisch contact tussen de emitter en de bovenring. De stroom door de emitter wordt gemeten via een elektrisch contact aan de punthouder. Het trekrooster wordt op hoogspanning gebracht. Dit "rooster" bestaat uit een cirkelvormig koperen plaatje met een gat in het midden, waardoor elektronen kunnen passeren. Deze elektronen worden afgeremd door het remrooster en de pot (beiden van koper), die een potentiaal van 40 V kunnen hebben. De elektronen hebben dan nog voldoende energie om het helium aan het vloeistofoppervlak in aangeslagen toestand te brengen. De elektronen worden afgeremd om onnodige opwarming van het heliumoppervlak te vermijden.



Figuur 3.12 : Het experiment in de meetruimte volgens de oorspronkelijke opzet.

Het trekrooster, het remrooster en de pot zijn aan een houder van (celleron) hardweefsel aan de bovenring opgehangen. Deze houder is voor alle verder vermelde configuraties in de meetruimte gebruikt.

Elektronen, die niet in axiale richting de emitter verlaten, kunnen in een spiraalbaan gebracht worden met behulp van een magneetveld in axiale richting. De doorsnede van deze spiraalbaan is maximaal $75 \mu\text{m}$ als $B = 2$ Tesla en de spanning op het trekrooster 2 kV (Zeegers 1984).

3.3.2 Het meten van de hoogspanning en de stroom.

Figuur 3.13 is een schema van het elektrische circuit dat van belang is voor het meten van de hoogspanning op het trekrooster en de stroom door de emitter.

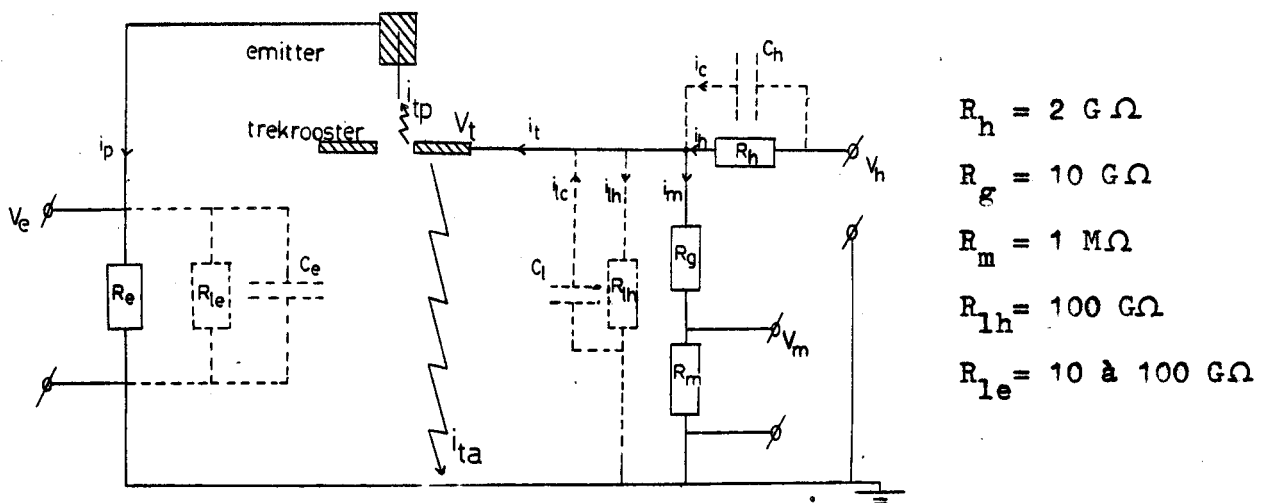
De stroom door de emitter (i_p) wordt in het algemeen bepaald door de spanning (V_e) te meten over een weerstand (R_e), waardoor de stroom van de emitter vloeit. Voor kleine waarden van de stroom

($0,5 \text{ pA} < i_p < 1 \text{ nA}$) is hiervoor een elektrometer gebruikt, type Keithley 602 (bereik volle schaal $0,01 \text{ pA} - 0,3 \text{ A}$, meterruis $0,003 \text{ pA}$). Met de elektrometer wordt de weerstand R_e ingeschakeld en kan de spanning $V_e (=i_p R_e)$ met maximaal een factor 1000 versterkt worden. Een volle schaaluitslag van de meter correspondeert met 1 V , wat overeenkomt met 1 pA als $R_e = 1 \text{ G}\Omega$ en $V_e (=1\text{mV})$ maximaal versterkt wordt. De lekweerstand tussen de bedrading en aarde (R_{1e}) moet groot zijn ten opzichte van de meetweerstand R_e . De waarde van de lekweerstand R_{1e} varieerde van 10^{10} tot $10^{11} \Omega$.

De fluctuaties in de spanning V_e ten gevolge van thermische ruis zijn verwaarloosbaar ten opzichte van V_e . De gemiddelde waarde van het kwadraat van de fluctuaties in V_e ten gevolge van thermische ruis is:

$$\overline{\Delta V_e^2} = \left(\frac{kT}{C_e} \right)^2 ,$$

waarin C_e de parasitaire capaciteit is tussen de bedrading van de emitter en aarde. Voor $T = 300 \text{ K}$ volgt $(\overline{\Delta V_e^2})^{\frac{1}{2}} = 0,004 \text{ mV}$.



Figuur 3.13 : Schema van het elektrische circuit voor het meten van de stroom door de emitter (i_p) en de hoogspanning op het trekrooster (V_t). V_t en i_p worden bepaald door V_m respectievelijk V_e te meten. Parasitaire capaciteiten en lekweerstanden zijn gestippeld aangegeven. i_{tp} en i_{ta} stellen stromen voor tijdens doorslag naar de emitter en respectievelijk andere geaarde onderdelen.

Om de spanning op het trekrooster te registreren wordt een spanningsdeler gebruikt, gevormd door de weerstanden R_g en R_m (zie figuur 3.13). De bekabeling van de hoogspanning heeft een lekweerstand R_{1h} (100 G Ω) naar aarde.

Tussen de spanningsbron (V_h , Brandenburg, ± 5 kV, type S.0530/10) en het trekrooster (V_t) is een weerstand (R_h) geplaatst om de stroom (i_t) in geval van doorslag te beperken. Dit om een grote opwarming van de mengkoeler te vermijden en om diverse apparaten te beschermen. Aanvankelijk werd $R_h = 2$ G Ω gekozen, later 20 M Ω .

Tijdens een doorslag ontladst de parasitaire capaciteit C_1 zich via het trekrooster in de meetruimte. Door deze ontlading en de stroombeperkende weerstand R_h wordt de spanning op het trekrooster (V_t) snel kleiner, zodat de doorslag van korte duur is. Voor de stroom door het trekrooster geldt (voor de betekenis van de symbolen zie figuur 3.13, t is de tijd):

$$(3.16) \quad i_t(t) = i_c + i_h + i_{1c} - i_m - i_{1h} \quad ,$$

wat we schrijven als:

$$(3.17) \quad i_t(t) = -(C_h + C_1) \frac{dV_t}{dt} + \frac{V_h}{R_h} - \left(\frac{1}{R_h} + \frac{1}{R_{1h}} + \frac{1}{R_m + R_g} \right) V_t \quad .$$

Als er geen doorslag is ($i_t=0$) zorgen de parasitaire capaciteiten C_1 en C_h in combinatie met de diverse weerstanden voor een trage reaktie van de spanning op het trekrooster als de hoogspanning (V_h) veranderd wordt. De oplossing van de differentiaalvergelijking (3.17) is dan met de randvoorwaarde $V_t = 0$ op tijdstip $t=0$:

$$V_t = V_h \frac{R'}{R_h} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{R'C'}\right) \right)$$

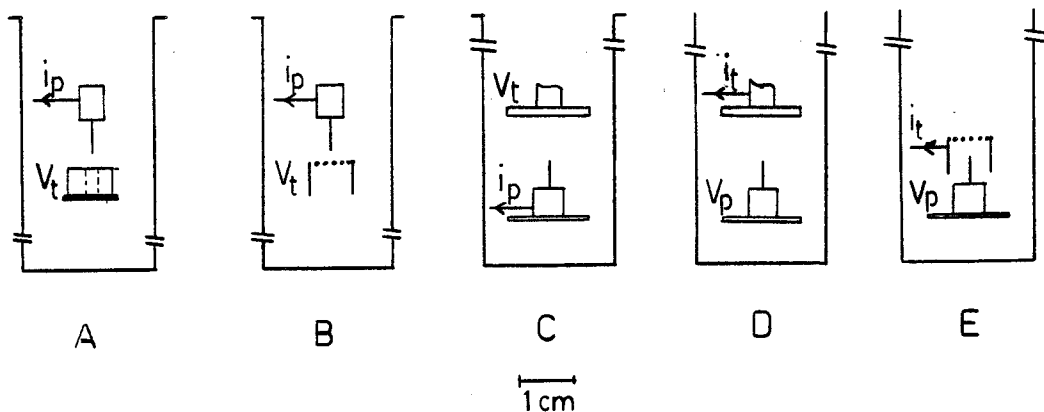
$$\text{met } R' = \left(\frac{1}{R_h} + \frac{1}{R_{1h}} + \frac{1}{R_m + R_g} \right)^{-1} \quad , \quad C' = C_1 + C_h \quad .$$

Met $R_h = 2$ G Ω , $R_g = 10$ G Ω , $R_{1h} = 100$ G Ω en $R_m = 1$ M Ω volgt $R' = 1,6$ G Ω . De tijdconstante $R'C'$ bedraagt enkele seconden, zodat de parasitaire capaciteiten C_1 en C_h samen enkele nF's zijn.

3.3.3 Configuraties van de emitter en het trekrooster

De i - V -karakteristieken voor de emitter en het trekrooster in het geval van veldemissie en veldionisatie zijn bepaald in een aantal verschillende configuraties in de meetruimte. Deze configuraties van de emitter en het trekrooster zijn afgebeeld in figuur 3.14. De configuraties zullen nu achtereenvolgens worden toegelicht.

- A : De hoogspanningskabel is aangesloten op het trekrooster (V_t). De emitter ligt via een ampèremeter (i_p) aan aarde. De emitter bevindt zich boven het trekrooster. Het trekrooster is een koperen cylinder met een gat.
- B : Idem als A, maar nu bestaat het trekrooster uit een koperen gaas, bevestigd op een koperen cylinder.
- C : De hoogspanningskabel is aangesloten op het trekrooster (V_t). De emitter ligt via een ampèremeter (i_p) aan aarde. Het trekrooster bevindt zich boven de emitter. Het "trekrooster" is een cirkelvormige roestvrijstalen schijf.
- D : De hoogspanningskabel is aangesloten op de emitter (V_p). Het trekrooster is via een ampèremeter (i_t) aangesloten aan aarde. Het trekrooster bevindt zich boven de emitter. Het "trekrooster" is een cirkelvormige roestvrijstalen schijf.
- E : Idem als D, maar het trekrooster is nu een koperen gaas, bevestigd op een koperen cylinder.



Figuur 3.14 : De verschillende configuraties in de meetruimte, waarin de i - V -karakteristieken van de emitter en het trekrooster bepaald zijn.

De configuraties A en B zijn onderdeel van de opstelling beschreven in paragraaf 3.3.1 (blz.37). Configuratie E is onderdeel van de opstelling beschreven in paragraaf 3.4.2.

Voor de roosters in configuraties B en E zijn de roosterafstanden (a) en de transmissies (t) van belang. Als d de draaddiameter is geldt:

$$(3.18) \quad t = \left(1 - \frac{d}{a}\right)^2 .$$

Voor het rooster in configuratie B is $a = 0,87$ mm en $t = 0,85$.
Voor het rooster in configuratie E is $a = 0,80$ mm en $t = 0,83$.

3.4 Detectie van metastabiel helium

3.4.1 Inleiding.

In 1968 werden voor het eerst neutrale excitaties in vloeibaar helium bestudeerd. Deze werden geproduceerd met een radioactieve bron in vloeibaar helium. De neutralen werden geïdentificeerd als metastabiele heliummolekules in de $a^3\Sigma_u^+$ -toestand (Surko 1968). De metastabielen werden gedetecteerd doordat ze aan het oppervlak van de heliumvloeistof dissociëren in ionen en elektronen (paragraaf 3.4.3) en doordat ze aan een metalen oppervlak geladen deeltjes produceren. Deze geladen deeltjes kunnen als een elektrische stroom gedetecteerd worden als er bij het metalen oppervlak een elektrisch veld wordt aangelegd met behulp van een rooster. Mehrotra (1979) bepaalde met deze techniek een ondergrens van 10 sec voor de leeftijd van de neutralen.

Parallel aan het onderzoek met de mengkoeler werd een soortgelijke opstelling als van Mehrotra gebouwd voor experimenten in een helium-cryestaat ($1,5 < T < 4,2$ K), met als toevoeging de mogelijkheid om een magneetveld aan te leggen tot 5 Tesla (paragraaf 3.4.4).

Eerst worden de detectie-mogelijkheden van gestabiliseerd metastabiel helium besproken, gebaseerd op de detectie van de energie die vrijkomt als een hoeveelheid metastabielen verval naar de grondtoestand, of gebaseerd op de meting van het magnetische moment van een verzameling metastabielen met gelijkgerichte spins.

3.4.2 Detectie van gestabiliseerd metastabiel helium

Stel in de meetruimte zijn N metastabielen geproduceerd bij de emitter en gestabiliseerd door de spins gelijk te richten met het magneetveld van de superspoel. Het aantal N volgt uit:

$$(3.19) \quad N = \frac{\alpha i_p t}{e} ,$$

waarin i_p de stroom door de emitter is gedurende t seconden, e de elementaire lading en α het aantal geproduceerde en gestabiliseerde metastabielen per geëmitteerd elektron door de veldemitter. Hierbij is aangenomen dat de vervaltijd van de metastabielen groot is ten opzichte van t . Als waarde voor α kan men het aantal metastabielen nemen dat per elektron bij de emitter gevormd wordt (zie blz.10).

Met $i_p = 20 \text{ nA}$, $t = 1000 \text{ s}$ en $\alpha = 0,1$ volgt uit vergelijking (3.19)
 $N = 10^{13}$.

Als er een verstoring plaatsvindt in de meetruimte, bijvoorbeeld door een afname van het magneetveld of door een warmtepuls, vervallen de metastabielen naar de grondtoestand. Hierbij komt een hoeveelheid warmte vrij van $N\Delta E = 32 \mu\text{J}$, een hoeveelheid, die gemakkelijk te detecteren is in een mengkoeler, mits het verval binnen circa 10 s plaatsvindt na de evenwichtverstoring.

Het verval van metastabielen ($S=1$) naar de grondtoestand ($S=0$) zal ook een magnetische fluxverandering in de meetruimte tot gevolg hebben. De verzameling gelijkgerichte spins kan beschouwd worden als een magnetische dipool met magnetisch moment :

$$(3.20) \quad M = 2N\mu_B \quad .$$

We hebben gedacht de variatie in M te detecteren met de toch al aanwezige superspoel. Als het volume van de verzameling spins klein is ten opzichte van het volume van de meetruimte, kan de flux ϕ in de superspoel ten gevolge van de dipool berekend worden als (Zijlstra 1967):

$$(3.21) \quad \phi = 2N\mu_B B_0 \quad ,$$

waarin B_0 een geometrische factor is gelijk aan de verhouding van het magneetveld in het centrum van de spoel, dat opgewekt zou worden door de stroom in de windingen, en deze stroom.

Het verval van de metastabielen naar de grondtoestand zal een inductiespanning V_i over de spoel veroorzaken van:

$$(3.22) \quad V_i = - \frac{d\phi}{dt} \quad .$$

Met $B_0 = 0,1 \text{ T/A}$ (zie blz.27), $\mu_B = e\hbar/2m = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2$ volgt uit (3.21) en (3.22):

$$(3.23) \quad |V_i| = 2\mu_B \frac{B}{I} \frac{dN}{dt} = 2 \cdot 10^{-24} \frac{dN}{dt} \quad .$$

De tijd Δt waarin de metastabielen terugvallen naar de grondtoestand hangt af van de dichtheid van de metastabielen. Uitgaande van experi-

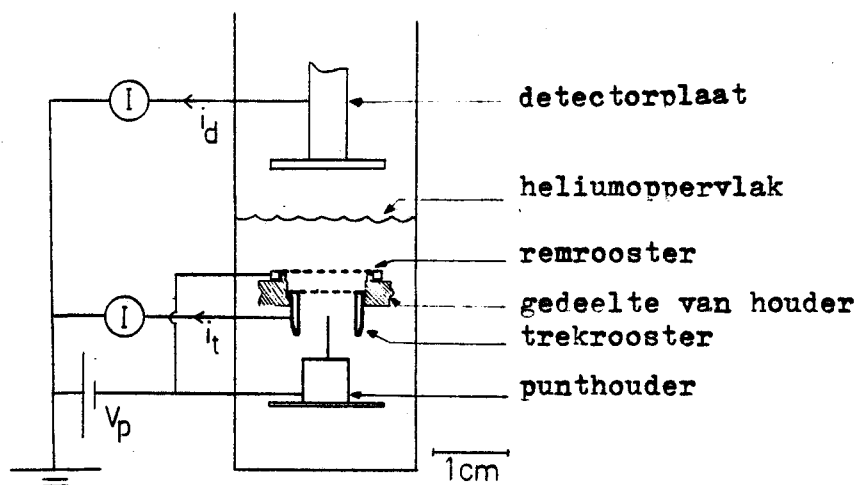
menten van Fitzsimmons (1973) kan Δt voor ongerichte metastabielen op 1 ms gesteld worden. Met $N = 10^{13}$ volgt dan uit vergelijking (3.23) $|V_i| = 20$ nV. Deze spanning is praktisch niet meetbaar als de stroom in de superspoel veranderd wordt. In de persistent mode (zie blz.28) van de spoel is de detectie op bovenstaand manier niet mogelijk. De spanning over de spoel is in de persistent mode veel kleiner dan V_i , vanwege de kleine weerstand R' , die aan de spoel parallel staat.

3.4.3 Dissociatie van metastabiel helium aan het oppervlak van vloeibaar helium

Aan het oppervlak van vloeibaar helium bestaat buiten de vloeistof een potentiaalput voor metastabiel helium, ten gevolge van de Van der Waals-interactie tussen een metastabiel en de vloeistof. Buiten de vloeistof is deze potentiaal aantrekkend. In de vloeistof is de potentiaal afstotend, doordat een metastabiel een bel om zich heen vormt, waardoor de potentiële energie in de vloeistof voor een metastabiel stijgt met 20 meV (Hickman 1971). Wanneer metastabielen uit de vloeistof aan het oppervlak komen, blijken ze in de potentiaalput gebonden te kunnen worden (Calvani 1973). Men neemt aan dat de energie, die hierbij vrijkomt, aan de vloeistof wordt afgegeven in de vorm van warmte.

Een continue stroom metastabiel helium naar het oppervlak van het vloeibare helium veroorzaakt daar een verhoogde concentratie van metastabiel helium, waardoor verval optreedt door reacties tussen metastabielen met tegengestelde spin (zie paragraaf 2.1). Hierbij worden He_2^+ -ionen (Surko 1968) en elektronen gevormd, die met behulp van een elektrisch veld loodrecht op het heliumoppervlak van dit oppervlak verwijderd kunnen worden.

Figuur 3.15 is een schema van de opstelling in de meetruimte van de mengkoeler, waarmee een eerste poging is gedaan om de ionen te detecteren, die aan het heliumoppervlak ontstaan door verval van metastabiel helium. De emitter wordt een negatieve potentiaal (V_p) gegeven om veldemissie te bewerkstelligen. Het trekrooster is via een ampèremeter geaard (i_t). Het remrooster heeft dezelfde potentiaal als de emitter en dient om de elektronen afkomstig van de emitter, die het trekrooster passeren, tegen te houden. Boven het heliumoppervlak bevindt zich de roestvrijstalen detectorplaat, die via een



Figuur 3.15 : Schema van het experiment in de meetruimte voor de detectie van metastabiel helium. De detectie is gebaseerd op de dissociatie van de metastabielen in ionen aan het vloeibare heliumoppervlak.

ampèremeter (i_d) aan aarde is verbonden. Door het potentiaalverschil tussen het remrooster en de detectorplaat worden elektronen van het vloeistofoppervlak in de richting van de detectorplaat getrokken.

De elektronen uit de emitter kunnen tussen de emitter en het trekrooster een opwaartse beweging van het helium op gang brengen. We veronderstellen dat metastabiel helium, geproduceerd bij de emitter, door deze stroming, of door diffusie aan het heliumoppervlak komt en dissociëert in ionen.

De roosters zijn gemaakt uit gevlochten koperdraad (diameter $70 \mu\text{m}$), dat gesoldeerd werd op cilindervormige koperen houders. De rooster-afstanden van het trekrooster en het remrooster zijn gemiddeld 0,8 en respectievelijk 1 mm. Deze afmetingen zijn gekozen in navolging van experimenten van Mehrotra (1979).

3.4.4 Verval van metastabiel helium aan een metalen oppervlak

Om metastabiel helium te detecteren, dat tijdens veldemissie of veldionisatie bij de emitter geproduceerd wordt, is in het kader van een tweedejaars-project een opstelling gebouwd voor onderzoek in vloeibaar helium bij temperaturen tussen 1,6 en 4,2 K (De TP-opstelling). Eerst zullen de onderdelen van de opstelling beschreven worden. Daarna zal het ontwerp van de magneet besproken worden.

3.4.4.1 De TP-opstelling

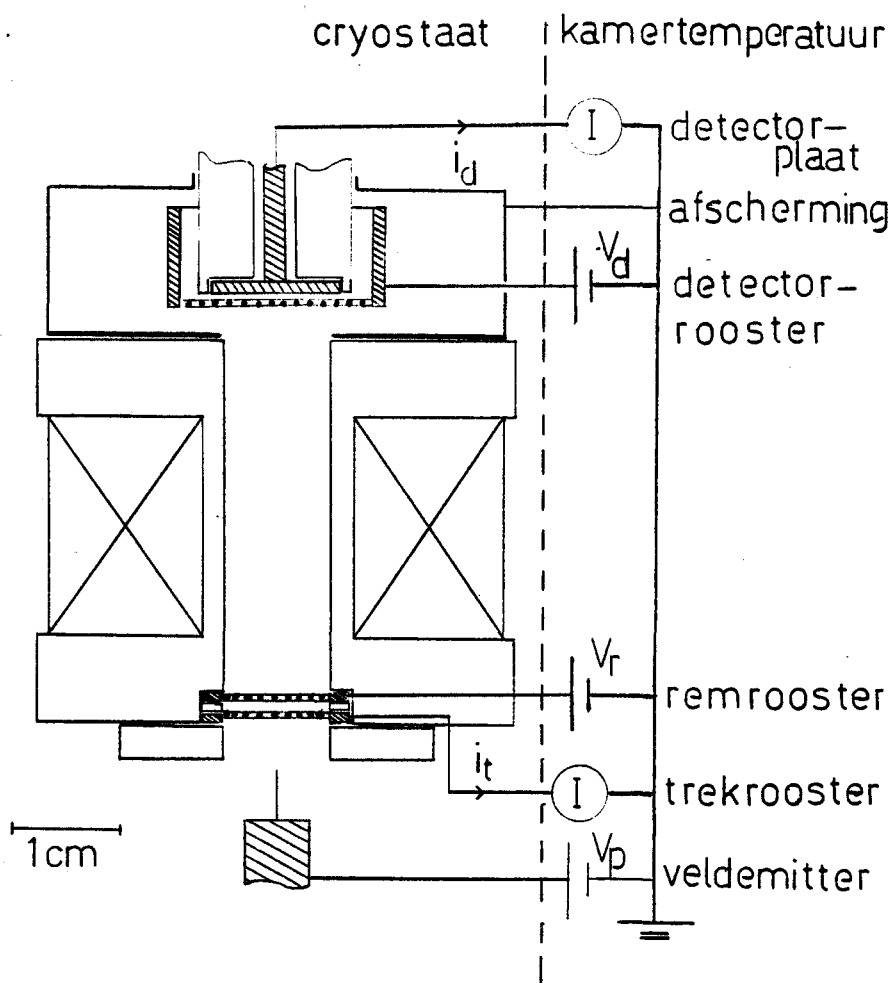
In figuur 3.16 is een schema van de TP-opstelling gegeven. Achtereenvolgens zal nu de betekenis van de verschillende onderdelen besproken worden. De gehele opstelling is ondergedompeld in helium.

Veldemitter (V_p). De emitter wordt een negatieve of positieve spanning V_p gegeven om veldemissie of respectievelijk veldionisatie te verkrijgen. V_p wordt ook wel emitterspanning genoemd.

Trekrooster (i_t). De stroom uit de emitter wordt bepaald door de stroom door het trekrooster (i_t) te meten. i_t heet trekroosterstroom.

Remrooster (V_r). Ionen, die het trekrooster passeren, worden tegengehouden door het remrooster een spanning V_r met gelijke polariteit als de emitter te geven. V_r wordt remspanning genoemd.

De detector (of neutralen-detector), bestaande uit het detectorrooster en de detectorplaat, dient om metastabielen, die van de emitter



Figuur 3.16 : Schema van de opstelling in de heliumcryostaat voor de detectie van metastabiel helium.

afkomstig zijn, te detecteren. Metastabielen zijn elektrisch neutraal en kunnen het trekrooster passeren doordat ze met een heliumstroom meegevoerd worden. deze heliumstroom wordt veroorzaakt door de beweging van ionen van de emitter naar het trekrooster.

Detectorrooster (V_d). Het detectorrooster kan een spanning V_d gegeven worden, zodat er een stroom kan gaan lopen tussen de detectorplaat en het detectorrooster, als er geladen deeltjes in de detector zijn. V_d wordt ook wel detectorspanning genoemd.

Detectorplaat (i_d). Aan de detectorplaat kunnen metastabielen vervallen in geladen deeltjes. De stroom, die hierdoor ontstaat, wordt gemeten door de detectorplaat via een ampèremeter (i_d) met aarde te verbinden. i_d wordt ook wel detectorstroom genoemd.

Afscherming. De detector is zo veel mogelijk afgeschermd tegen elektrische storingen van buitenaf met een geaard koperen gaas.

De roosters hebben een transmissie van circa 80% en een rooster-afstand van circa 0,7 mm.

De bekabeling van de drie roosters, de emitter en de detector is uitgevoerd met teflon hoogspanningskabel. De kabel van de detector is afzonderlijk uit de cryostaat gevoerd in een rigide metalen buis, om de invloed van elektrische storingen op het detectorsignaal te verminderen.

Er werden drie hoogspanningsbronnen gebruikt:

Brandenburg S.0530/10, bereik ± 5 kV.

FUG HCN 14-12500 , bereik $\pm 12,5$ kV.

Fluke 412B , bereik $\pm 2,1$ kV.

De temperatuur van het heliumbad werd geregeld door de dampdruk (p_d) te verlagen. De dampdruk werd bepaald door de hoogte (h) van één van de benen van een kwikkolom te meten:

$$p_d = p_o + 2(h-h_o) \quad .$$

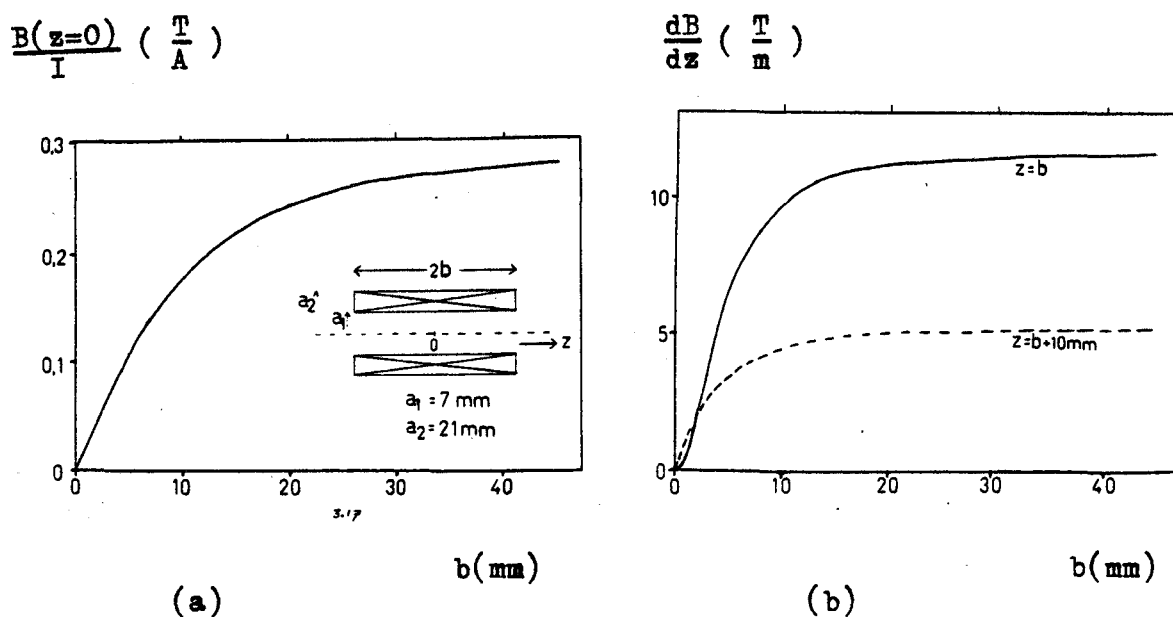
Wanneer er niet gepompt werd ($T = 4,2$ K) gold : $p_o = (770 \pm 2)$ mmHg, $h_o = (116 \pm 1)$ mm. De laagst behaalde druk was (6 ± 3) torr, wat overeenkomt met $T = (1,6 \pm 0,1)$ K.

3.4.4.2 De magneet

De afmetingen van het systeem leggen beperkingen op aan de afmetingen van de superspoel. De superspoel is ontworpen om een zo groot mogelijk magneetveld en magneetveldgradiënt te kunnen leveren. De afmetingen van het systeem zijn gekozen in overeenstemming met de experimenten van Mehrotra (1979).

De straal a_1 van de kleinste windingen van de spoel is gesteld op 7 mm. De straal a_2 van de grootste windingen is zo groot mogelijk gekozen met als beperkingen de diameter van de heliumcryostaat (56 mm) en de benodigde ruimte tussen de spoel en de wand van de cryostaat voor de hoogspanningskabels: $a_2 = 21$ mm.

In figuur 3.17 is de invloed van de lengte van de spoel op het magneetveld en de magneetveldgradiënt weergegeven. In figuur 3.17a is de berekende verhouding van het magneetveld in het centrum van de spoel en de stroom door de windingen als functie van de lengte van de spoel te zien. Bij de berekening (vergelijking (3.6), blz.27)

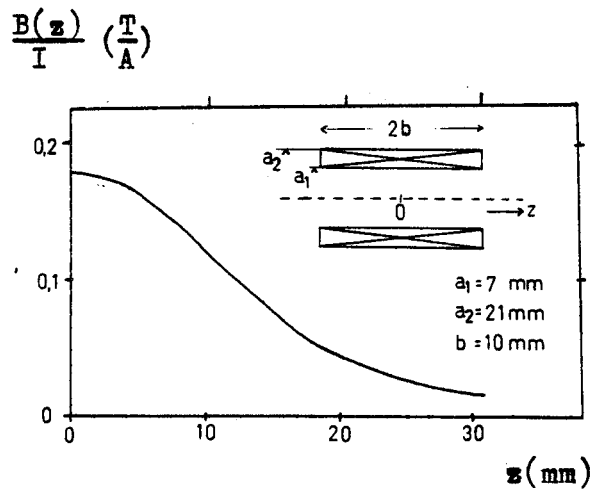


Figuur 3.17 : a) De verhouding van het magneetveld in het centrum van een spoel en de stroom door de windingen als functie van de helft van de lengte van de spoel. b) De magneetveldgradiënt op de as van een spoel als functie van de helft van de lengte van de spoel op de rand van de spoel ($z=b$) en 1 cm daarbuiten. Bij de berekening volgens vergelijking (3.6) is gebruikt: $a_1 = 7$ mm, $a_2 = 21$ mm en $N/2b(a_2 - a_1) = 1700/\text{cm}^2$.

is een windingendichtheid van $N/2b(a_2 - a_1) = 1700/\text{cm}^2$ aangehouden. In figuur 3.17b is de berekende magneetveldgradiënt op de symmetrie-as van een spoel te zien als functie van de lengte op de rand van de spoel ($z=b$) en 10 mm daarbuiten.

Uit figuur 3.17 blijkt dat het magneetveld en de magneetveldgradiënt van de gerealiseerde spoel met $b = 10$ mm niet ver van optimaal zijn.

In figuur 3.18 is het magneetveld op de as van de spoel gegeven, zoals berekend met vergelijking (3.6). blz.27 met $a_1 = 7$ mm, $a_2 = 21$ mm en het aantal wikkelingen $N = 4750$. Voor gedetailleerde gegevens van de spoel zie het verslag van het tweedejaars-project (1984).



Figuur 3.18 : Het magneetveld op de as van de spoel, berekend met vergelijking (3.6) met $N = 4750$.

Hoofdstuk 4 : Experimentele resultaten

In dit hoofdstuk wordt eerst het verschijnsel doorslag in het experiment in de oorspronkelijke opzet behandeld. Vervolgens wordt ingegaan op algemene aspecten van veldemissie in vacuüm en van veldemissie en veldionisatie in vloeibaar helium. Hierna wordt de beweeglijkheid van elektronen in vloeibaar helium besproken bij temperaturen tussen 50 en 200 mK en tussen 1,6 en 4,2 K. Tevens komt de beweeglijkheid van positieve ionen in vloeibaar helium aan de orde bij temperaturen van 1,6 en 4,2 K. Ten slotte worden de resultaten van enkele pogingen beschreven om metastabiel helium te detecteren.

De experimentele resultaten zullen in de vorm van grafieken gepresenteerd worden. Voor de punten in de grafieken worden dichte symbolen (●, ■, ...) gebruikt als een spanning wordt vergroot en open symbolen (○, □, ...) als een spanning wordt verkleind. De afmetingen van de punten geeft de meetnauwkeurigheid weer, tenzij er een foutenbalk in de grafiek is opgenomen. De meetnauwkeurigheid werd in het algemeen bepaald door de "ruis" in de stroom.

4.1 Doorslag en het experiment in de oorspronkelijke opzet

Het doel van het experiment in de oorspronkelijke opzet is besproken in paragraaf 3.3.2. Het is niet gelukt boven een heliumoppervlak stabiele veldemissie te bewerkstelligen. De oorzaak ligt in het optreden van doorslag in plaats van veldemissie. Tijdens de eerste experimenten (run 320 tot en met run 327) werden enkele aspecten van doorslag onderzocht, die nu besproken zullen worden.

Onder doorslag verstaan we een stroomstoot van de hoogspanningskabel of van de hoogspanningselektrode (hier het trekrooster, zie figuur 3.12, blz. 38) in de meetruimte naar elektrisch geaarde onderdelen. Wanneer er geen helium in de meetruimte aanwezig is, dan is de doorslagspanning 4 à 5 kV. Als we helium in de meetruimte brengen wordt de doorslagspanning in het algemeen lager. Is de meetruimte echter zover gevuld met helium, dat het trekrooster zich onder het vloeistofniveau bevindt, dan vinden we weer dezelfde waarde van de doorslagspanning als zonder helium in de meetruimte. We nemen aan dat

de hoge doorslagspanning doorslag buiten de meetruimte betekent.

Het feit dat beneden de doorslagspanning geen veldemissie werd waargenomen, kwam doordat het elektrische veld bij de emitter niet voldoende groot was of doordat de emitter reeds vernield was tijdens een eerdere doorslag. We komen hier later op terug.

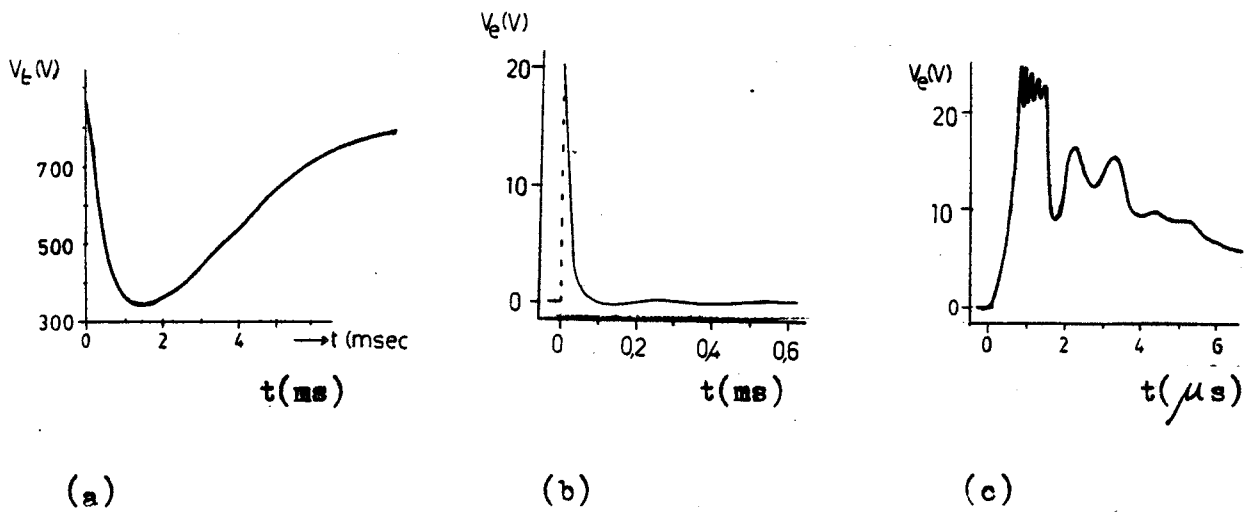
Als de meetruimte gedeeltelijk is gevuld met helium, zodat het vloeistofniveau zich onder het trekrooster bevindt, is de doorslagspanning slechts 700 à 1400 V. De hoeveelheid helium heeft nu wel invloed op de doorslagspanning, wat wijst op doorslag in de meetruimte. Een magneetveld van 1 of 2 Tesla kan de doorslagspanning in dit geval verhogen tot 2500 V. Een magneetveld heeft geen invloed op de doorslagspanning als de meetruimte niet of juist geheel gevuld is met helium.

De oorzaak van een doorslag in de meetruimte, gedeeltelijk gevuld met helium, is het gevolg van de heliumfilm. De dampspanning van het helium beneden een temperatuur van 100 mK is te verwaarlozen (zie paragraaf 3.3.1, blz.37). Damp waarin een doorslag mogelijk is kan echter ontstaan doordat elektrisch geladen deeltjes in het elektrische veld versneld worden en heliumatomen in de superfluïde heliumfilm ioniseren en doen verdampen. Deze ionen kunnen weer nieuwe ionen vormen. Aldus ontstaat een kettingreactie.

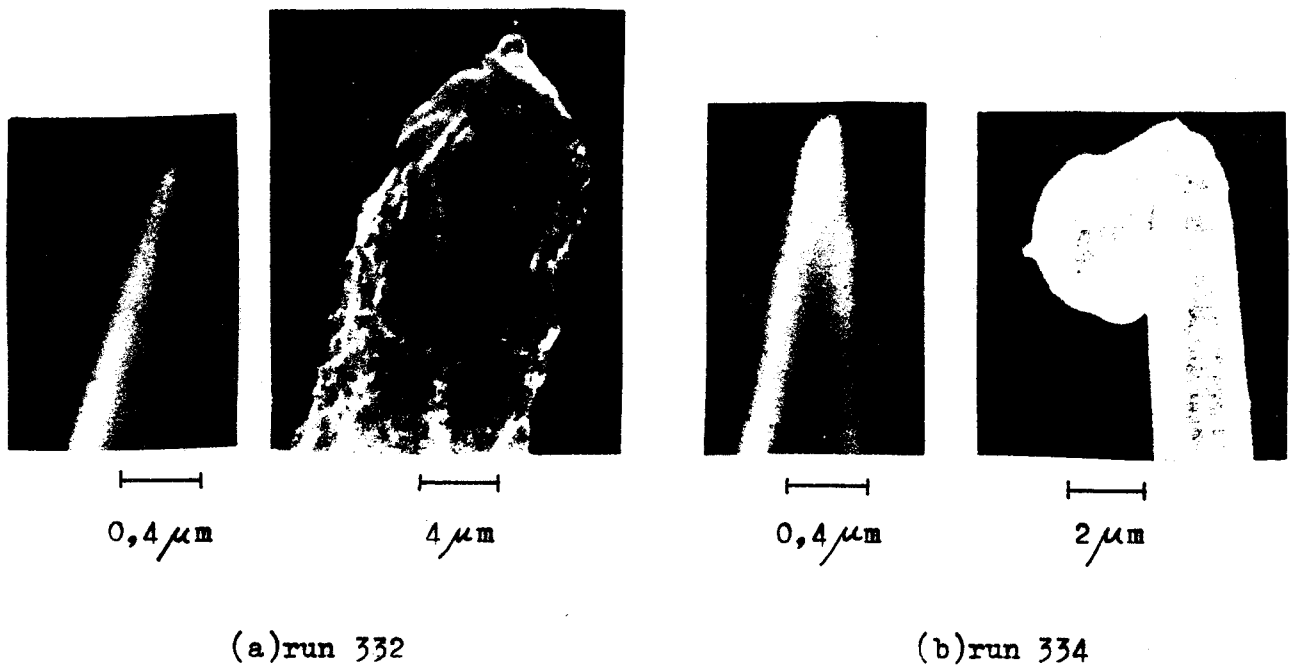
De geladen deeltjes, die de kettingreactie op gang brengen kunnen bijvoorbeeld elektronen zijn uit de emitter. In het algemeen is de veldsterkte bij de emitter beneden de doorslagspanning te klein voor veldemissie. Mogelijk kan de veldsterkte aan kleine uitsteeksels op de emitter wel voldoende groot zijn.

Tijdens een doorslag daalt de spanning op het trekrooster (V_t , zie figuur 4.1a), waardoor de doorslag van korte duur is. Als de spanning op het trekrooster weer zijn oorspronkelijke waarde bereikt, kan opnieuw een doorslag optreden (zie ook figuur 4.3)

In figuur 4.1 zijn voorbeelden van het signaal op de emitter tijdens een doorslag gegeven. Het signaal is de spanning V_e over de meetweerstand R_e (zie figuur 3.13, blz.39). De vorm verschilt per doorslag en wordt mede bepaald door de stroom door de emitter en door capacitatieve en inductieve koppelingen tussen de elektrische bedradingen. Deze koppelingen bemoeilijken een goede interpretatie van de metingen. We veronderstellen nu echter, dat de stroom van het trekrooster naar geaarde onderdelen, anderend dan de emitter (i_{ta} , zie figuur 3.13, blz.39)



Figuur 4.1 : a) De spanning op het trekrooster tijdens een doorslag.
 b) en c) Het signaal op de emitter tijdens een doorslag.
 V_t en V_e werden bepaald door een oscilloscoop op de meetpunten V_m en V_e aan te sluiten (zie blz.39). De figuren a), b) en c) zijn geregistreerd tijdens verschillende doorslagen.

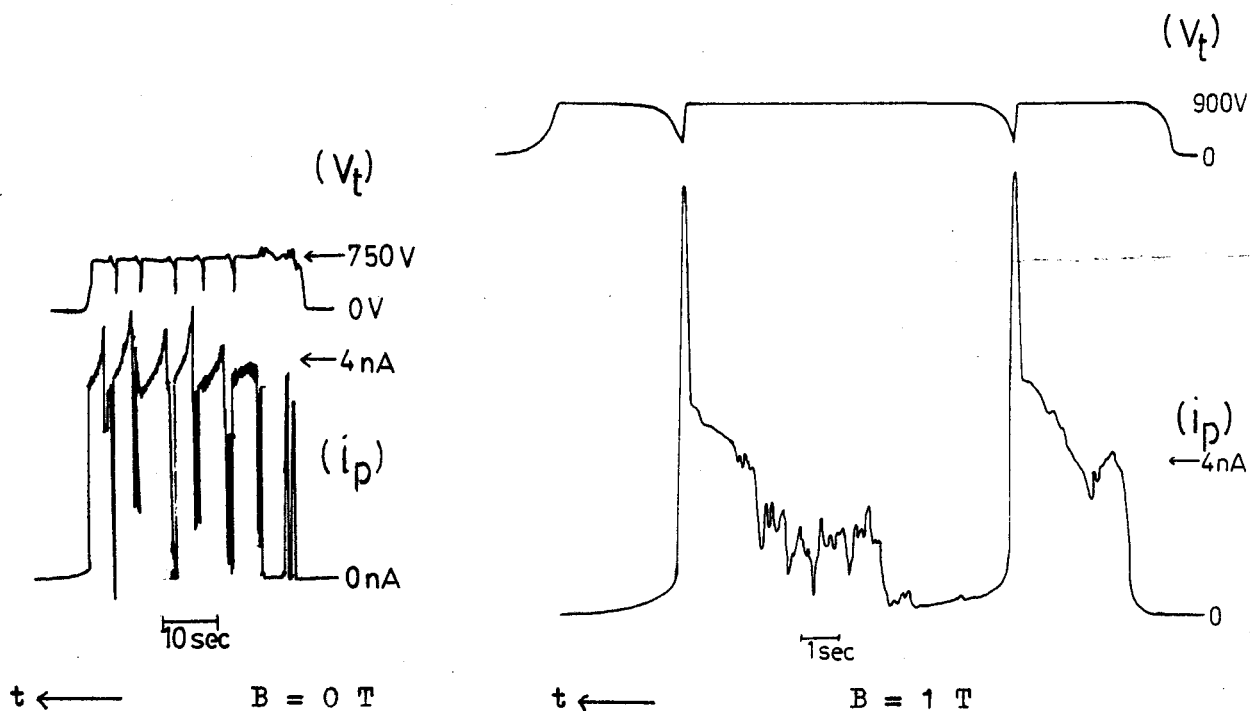


Figuur 4.2 : Opnamen van twee emitters voor en na een experiment, waarin doorslag plaatsvond.

te verwaarlozen is. Het is dan aannemelijk dat de piek in V_e , corresponderend met $V_e/R_e = 2,5$ mA, veroorzaakt wordt door een stroom van het trekrooster naar de emitter (i_{tp}). Uit vergelijking (3.17), blz.40, vinden we namelijk met $dV/dt = 1000$ V/ms (Figuur 4.1a) en $C_{1h} + C_h = 2$ nF (blz.40, onderaan) voor de stroom door het trekrooster $i_t = 2$ mA, wat in de dezelfde orde van grootte is als bovenstaande waarde van V_e/R_e .

De emitter kan tijdens een doorslag gemakkelijk smelten, ondanks het feit dat de temperatuur aanvankelijk slechts 50 mK is. De energie, die tijdens een doorslag bij de emitter vrijkomt, is $\frac{1}{2}CV_t^2$. Met $C = 2$ nF en $V_t = 500$ V (figuur 4.1) vinden we een energie van $250 \mu\text{J}$, voldoende om $5 \cdot 10^{-12}$ kg wolframaam te doen smelten. De punt weegt $8 \cdot 10^{-17}$ kg als we deze voorstellen als een bolletje met een straal van 1000 \AA . Dat de emitter kan smelten blijkt ook uit foto's van de emitter voor en na doorslag (figuur 4.2). Door de vervorming kan de emitter ongeschikt zijn geworden voor veldemissie.

De stroom door het trekrooster tijdens een doorslag gaat niet altijd door de emitter. De piek in het signaal op de emitter (figuur 4.1b) ontbreekt dan. Na een doorslag is de emitter dan ook niet altijd ongeschikt voor veldemissie. Dit blijkt uit de stroom door de emitter in run 327 (figuur 4.3). Deze emitter was voldoende scherp om bij een



Figuur 4.3 : De spanning op het trekrooster (V_t) en de stroom door de emitter (i_p) voor twee gevallen: $B = 0 \text{ T}$ en $B = 1 \text{ T}$. Merk op dat de tijd van rechts naar links toeneemt.

lage spanning (750 V) stroom te leveren, maar een stabiele veldemissie werd niet bereikt. Aan het inzakken van de spanning is te zien dat er doorslagen optreden.

We moeten concluderen dat we geen stabiele veldemissie hebben kunnen bereiken boven het vloeistofniveau van helium, zodat de oorspronkelijke opzet van het experiment niet is geslaagd.

Wanneer de emitter ondergedompeld is in vloeibaar helium wordt wel een stabiele veldemissie verkregen. Dit wordt in de volgende paragraaf beschreven.

4.2 Veldemissie en veldionisatie

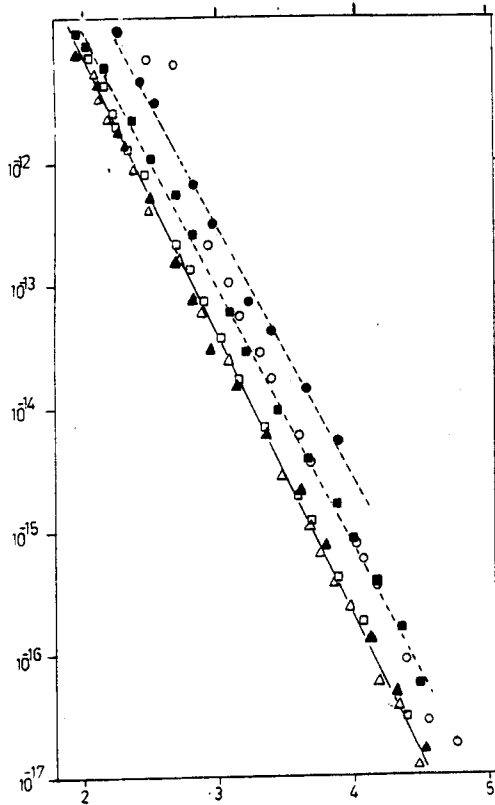
4.2.1 Veldemissie in vacuüm

Voor het verkrijgen van veldemissie in vacuüm moet de temperatuur van de wand van de meetruimte in de mengkoeleropstelling (zie figuur 3.4, blz.24) kleiner zijn dan circa 1 K, om herhaalde doorslag te vermijden. Deze doorslagen kunnen het gevolg zijn van resten helium geadsorbeerd aan bijvoorbeeld de wand van de condensatieleiding en de reserveleiding (zie figuur 3.4, blz.24).

Als de temperatuur kleiner is dan 1 K, treden er aanvankelijk verschijnselen op als doorslag, hysteresis, driften van de stroom terwijl de spanning constant is en sprongen in de stroom. De emitter moet als het ware eerst geconditioneerd worden. Dit heeft te maken met onregelmatigheden en verontreinigingen op het emitteroppervlak, die de uittreepotentiaal beïnvloeden. Na een aantal keren proberen wordt echter een lineair verband gevonden tussen $\ln(i/V^2)$ en V^{-1} , waarbij i de stroom door de emitter of het trekrooster is en V het potentiaalverschil tussen de emitter en het trekrooster. In figuur 4.4 zijn twee voorbeelden gegeven. Aan de meetpunten op de onderbroken lijnen is te zien dat aanvankelijk geen stabiele veldemissie wordt verkregen. Uit de helling van de uiteindelijke i - V -karakteristiek (getrokken lijn) wordt $\phi^{3/2} k_r_p$ bepaald met vergelijking (2.8), blz.12. De waarde van k_r_p , die hier uit volgt geven we aan met $(k_r_p)_v$ en is opgenomen in tabel I, blz.70. Wanneer niet de stroom door de emitter, maar de stroom door het trekrooster is gemeten, blijkt uit de vergelijking op blz.13, dat een verschil in deze stromen geen invloed heeft op de bepaling van $\phi^{3/2} k_r_p$ (zie kolom 4 tabel I)

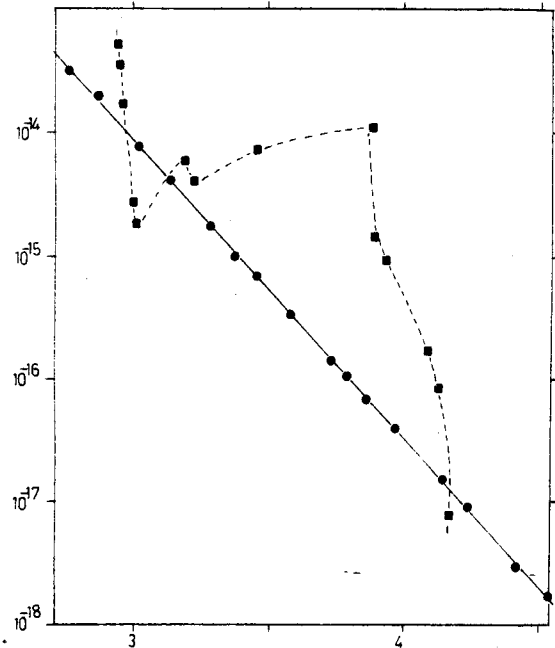
In run 338 en 339 werd dezelfde emitter gebruikt, maar de hellingen van de i - V -karakteristieken in vacuüm verschilden. Dit is in tabel I (blz.70) tot uiting gebracht met een verschil in $(k_r_p)_v$, maar het verschil in helling kan ook het gevolg zijn van een veranderde waarde van de uittreepotentiaal ϕ . De uittreepotentiaal kan tijdens veldemissie in vloeibaar helium veranderen doordat de structuur van het emitter-

$$-\frac{i_t}{v_p^2} \left(\frac{A}{v^2} \right)$$



(a)run 337 $10^3/-v_p (V)$

$$-\frac{i_t}{v_p^2} \left(\frac{A}{v^2} \right)$$



(b)run 336 $10^4/-v_p (V)$

Figuur 4.4 : Veldemissie in vacuüm. De volgorde van de meetpunten in de tijd is: a) ●, ○, ■, □, ▲, △: b) ■, ●.

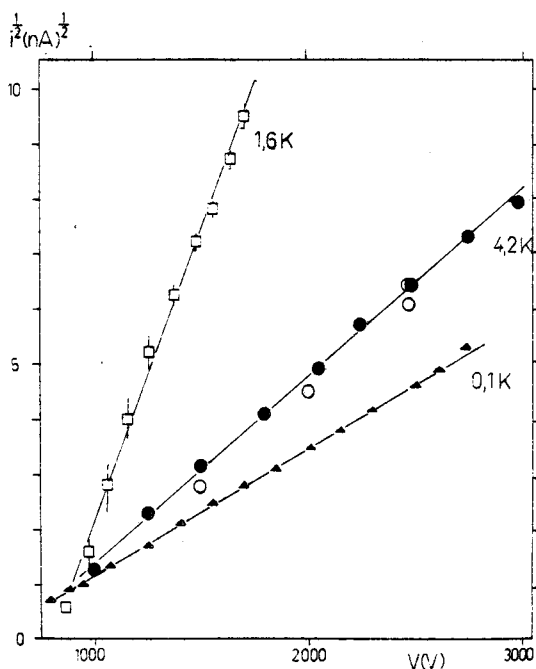
oppervlak wordt veranderd door een bombardement van positieve ionen (Halpern 1969a). Deze ionen worden gevormd in de dampbel om de emitter (zie blz.15).

4.2.2 Veldemissie in vloeibaar helium

4.2.2.1 De $i^{1/2}$ -V-karakteristiek

De $i^{1/2}$ -V-karakteristiek van de emitter en het trekrooster vertonen voor veldemissie in vloeibaar helium een lineair verband voor stromen groter dan circa 1 nA. (zie vergelijking (2.20). blz.18).

In figuur 4.5 zijn de karakteristieken weergegeven bij drie temperaturen. De karakteristieken bij $T=1,6$ K en $T=4,2$ K zijn bepaald in de TP-opstelling (zie figuur 3.16. blz.47). Het verschil in de hellingen van deze karakteristieken wordt veroorzaakt door een temperatuurafhankelijke beweeglijkheid van de elektronen. In het geval $T = 100$ mK speelt ook een andere waarde van de parameter α in vergelijking (2.20), blz.18



Figuur 4.5 : Veldemissie in vloeibaar helium bij drie temperaturen. De karakteristieken bij 1,6 K en bij 4,2 K zijn bepaald in de TP-opstelling. De karakteristiek bij 0,1 K in de mengkoeleropstelling (run 327).

mee. In paragraaf 4.2.4 wordt de (effectieve) beweeglijkheid als functie van de temperatuur besproken.

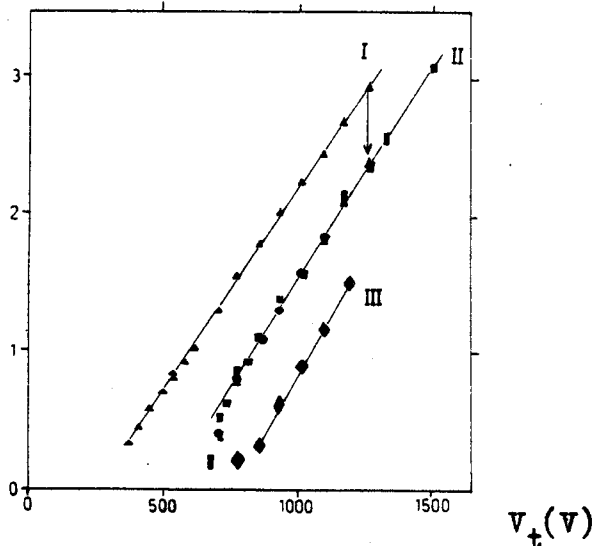
We zullen nu enkele aspecten van veldemissie in vloeibaar helium in de mengkoeleropstelling bespreken.

4.2.2.2 Het inwerken van de emitter en doorslag

De i - V -karakteristieken van een bepaalde emitter waren in het algemeen in het begin van een experiment veranderlijk. De emitter moet eerst "ingewerkt" worden. Aanvankelijk kan de stroom bij een constante spanning plotseling veranderen. Dit is te zien in figuur 4.6a, waarin i_p bij 1270 V verspringt van lijn I naar lijn II. Ook kan er aanvankelijk hysteresis optreden, zie figuur 4.6b en c. Sprongen in de stroom en hysteresis worden mogelijkerwijs veroorzaakt doordat positieve ionen, die in de dampbel om de emitter gevormd worden (zie blz.15) naar de emitter versneld worden. Deze ionen kunnen vreemde stoffen en oxides verwijderen of de oppervlaktestructuur van de emitter wijzigen, wat de uittreepotentiaal beïnvloedt daarmee de ligging van de $i_p^{1/2}$ - V -karakteristiek (V_0 , zie vergelijking (2.20). blz.18).

Een ander verschijnsel is dat er doorslag op kan treden tijdens veldemissie als de spanning te groot wordt. Het verschil in lijn II en

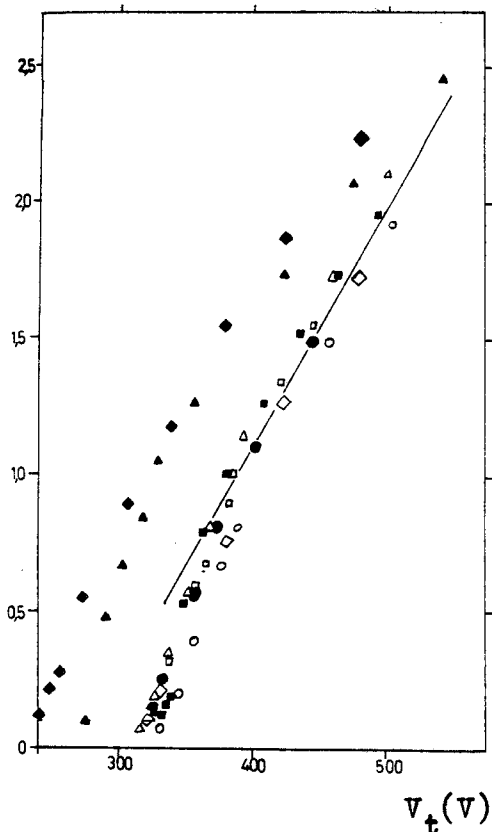
$$i_p^{1/2} (\text{nA})^{1/2}$$



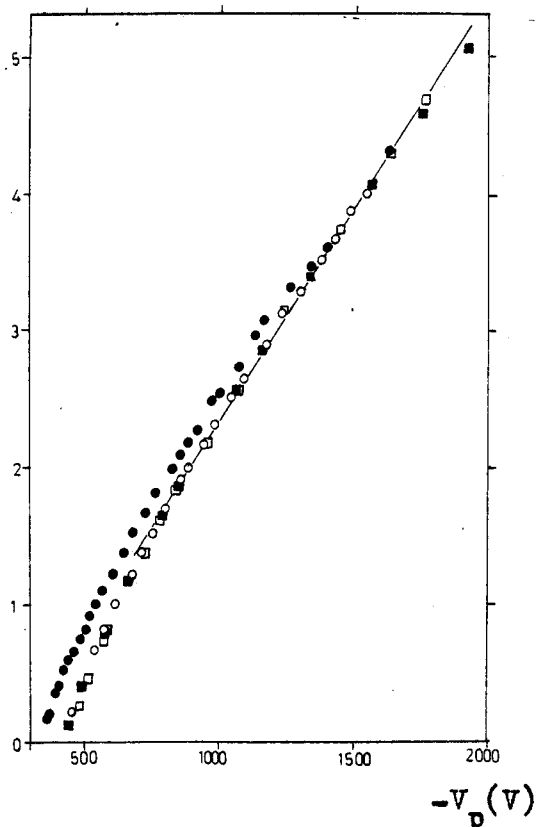
(a) run 328

$$i_p^{1/2} (10^{-5} \text{A})^{1/2}$$

$$i_t^{1/2} (10^{-5} \text{A})^{1/2}$$



(b) run 333



(c) run 337

Figuur 4.6 : Veldemissie in vloeibaar helium in de mengkoeleropstelling ($T \approx 100$ mK). a) Het verschil in lijn I en II komt door een sprong in i_p bij constante spanning. Het verschil in lijn II en III ligt in doorslag. De meetpunten hebben de volgende volgorde in de tijd: a) $\blacktriangle, \bullet, \blacklozen, \triangle, \circ, \square$. b) 16-2-1984: $\blacklozen, \diamond, \bullet, \circ$; 17-2-1984: $\blacktriangle, \triangle, \square$. c) \bullet, \circ, \square .

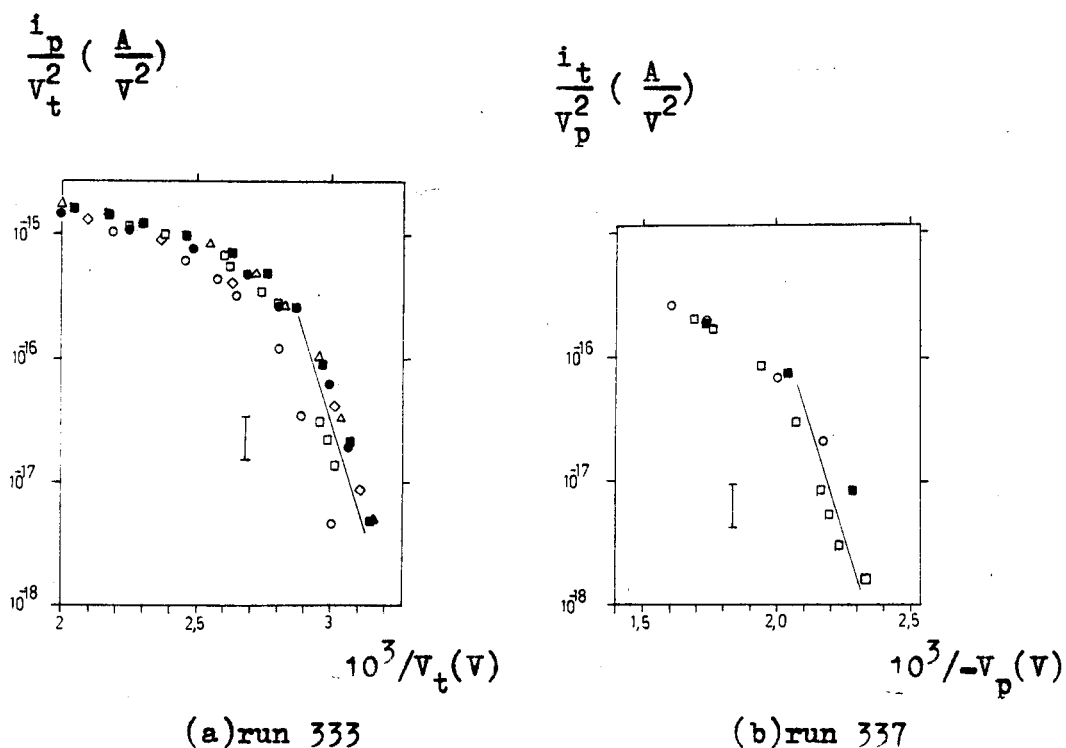
lijn III in figuur 4.6a komt door doorslag bij $V_t = 1500$ V. De emitter blijft na de doorslag nog bruikbaar te zijn, hoewel de stroom meer ruis vertoont. In de meeste gevallen is de emitter onbruikbaar na een doorslag. Eventueel kan weer stroom verkregen worden door middel van herhaalde doorslag. Emissie is dan wellicht mogelijk aan gevormde uitsteeksels op de emitter, zie figuur 4.2, blz.53, Maar de stroom is dan in het algemeen instabiel. De doorslagspanning varieert per run van 3 tot 5 kV, een enkele keer lager. Het moment van doorslag wordt niet bepaald door de grootte van de stroom. De maximaal haalbare stroom varieerde van enkele nA's tot enkele tientallen nA's.

4.2.2.3 Het ladingsproduktiemechanisme

Het gedeelte van de i^2 -V-karakteristieken (bepaald in de mengkoeleropstelling) beneden het ruimteladingsbeperkte gebied ($i_p \lesssim 0,5$ nA) heeft voor verschillende emitters geen duidelijke overeenkomst. Soms is in dit gedeelte i^2 lineair met V, maar met een andere helling dan in het ruimteladingsbeperkte gebied (bijvoorbeeld figuur 4.6c). Soms is i lineair met V (bijvoorbeeld figuur 4.6a), zoals Halpern en Gomer (1969a) vinden voor temperaturen van 1,6 en 4,2 K.

Als het ladingsproduktiemechanisme voor lage, niet ruimteladingsbeperkte stromen alleen veldemissie is, moet dit een lineair verband opleveren tussen $\ln(i/V^2)$ en V^{-1} , volgens vergelijking (2.8), blz.12. In figuur 4.7a en b (vergelijk figuur 4.6b en c) is $\ln(i/V^2)$ uitgezet als functie van V^{-1} . Hoewel de spreiding van de meetpunten een overtuigende conclusie verhinderen, lijkt er sprake te zijn van een lineair verband voor stromen tussen 0,5 en 30 pA ($i/V^2 \lesssim 10^{-16}$ A/V²). Uit de helling bepalen we met vergelijking (2.8) (blz.12) de uittreepotentiaal van wolfram (run 333) en wolfram-thorium (run 337) in vloeibaar helium. Hierbij maken we gebruik van $(k r_p)_v$ verkregen uit de i-V-karakteristiek van veldemissie in vacuüm (zie (2.8), blz.12 en tabel I, blz.70). We vinden $\phi = (7,5 \pm 2)$ eV voor wolfram. Dit betekent een verhoging van de uittreepotentiaal in vloeibaar helium ten opzichte van vacuüm van (3 ± 2) eV. Halpern en Gomer (1969a) vinden 1,2 eV. Voor wolfram-thorium vinden we $\phi = (5,5 \pm 1)$ eV, een verhoging van $(2,7 \pm 1)$ eV ten opzichte van vacuüm.

De aldus gevonden waarden van de uittreepotentiaal zijn afgeleid onder de veronderstelling dat de ladingen bij lage stromen alleen door veldemissie worden geproduceerd, dus zonder ladingsvermenigvuldiging in de vloeistof. Volgens Halpern en Gomer (1969a) treedt deze ladings-



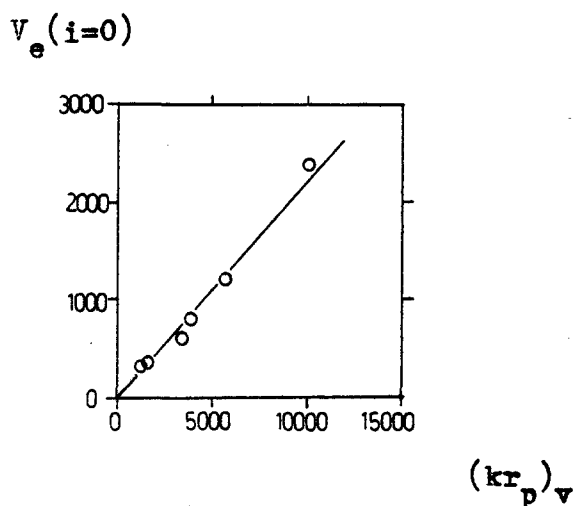
Figuur 4.7 : Veldemissie in vloeibaar helium. Uit de getrokken lijnen is de uittreepotentiaal van het emitter-materiaal in vloeibaar helium bepaald. Materiaal van de emitter: a) wolfram, b) wolfram-thorium.

vermenigvuldiging wel op bij veldemissie in vloeibaar helium bij lage stromen ($i < 10$ pA) en bij temperaturen tussen 1,6 en 4,2 K.

4.2.2.4 De veldsterkte bij de emitter en de geometrie-parameter k

We kunnen de veldsterkte bij de emitter tijdens veldemissie in vloeibaar helium berekenen met de vergelijking $E_e = V_p / kr_p$ (zie blz.10). Hiertoe nemen we als waarde voor V_p de spanning, waarbij veldemissie begint. Als waarde voor kr_p nemen we $(kr_p)_v$, gevonden uit de helling van de i - V -karakteristiek van veldemissie in vacuüm (zie paragraaf 4.2.1, blz.56). In figuur 4.8 zijn de spanning waarbij veldemissie in vloeibaar helium begint ($V_e(i=0)$) en $(kr_p)_v$ uitgezet voor een aantal runs. De waarden van $V_e(i=0)$ en $(kr_p)_v$ zijn ook terug te vinden in tabel I, blz.70. Uit de helling van de getekende lijn in figuur 4.8 volgt de gemiddelde waarde van de veldsterkte bij de emitter tijdens veldemissie in vloeibaar helium:

$$\bar{E}_e = (0,22 \pm 0,02) \text{ V/\AA}$$



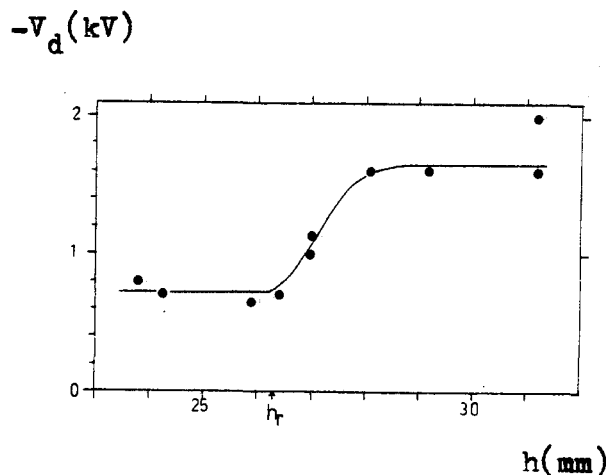
Figuur 4.8 : De spanning waarbij veldemissie in vloeibaar helium begint ($V_e(i=0)$) en $(kr_p)_v$ voor een aantal runs, ter bepaling van het gemiddelde veld bij de emitter tijdens veldemissie in vloeibaar helium, zie tekst.

Halpern en Gomer (1969a) vonden voor de gemiddelde veldsterkte $0,23 \text{ V/\AA}$.

De geometrie-parameter in de vergelijking $E_e = V_p/kr_p$ (blz.10) berekenen we door $(kr_p)_v$, bepaald uit de helling van de i - V -karakteristiek van veldemissie in vacuüm, te delen door de kromtestraal r_p van de emitter, bepaald met de elektronenmicroscop. De waarden van k , die we op deze manier vinden, vertonen een grote spreiding voor de verschillende runs (zie tabel I, blz 70). Deze spreiding wordt voornamelijk veroorzaakt door een onnaauwkeurige bepaling van de kromtestraal van de emitter. De configuratie van de emitter en het trekrooster lijkt niet sterk van invloed te zijn op k (vergelijk kolom 4 met kolom 9 in tabel I). De opvallend afwijkende waarden van k in run 335 en 336 zijn het gevolg van doorslag.

4.2.2.5 Het heliumniveau in de meetruimte.

In de configuraties C en D (zie figuur 3.14, blz.41) is veldemissie in helium bestudeerd met het helium-vloeistofniveau tussen de emitter en het trekrooster. Dit is gedaan met het heliumniveau 3 mm en 6 mm boven de emitter. Wanneer het trekrooster op hoogspanning staat (configuratie C) treedt er doorslag op bij een doorslagspanning van 600 à 900 V. Wanneer de emitter op hoogspanning staat (in plaats van



Figuur 4.9 : De doorslagspanning als functie van het heliumniveau in de meetruimte in de configuratie van figuur 3.15, blz. 46. Het niveau is bepaald uit de hoeveelheid ingecondenseerd helium. $h_r = 26,3$ mm is de positie van het remrooster, zoals bepaald met een kathedometer.

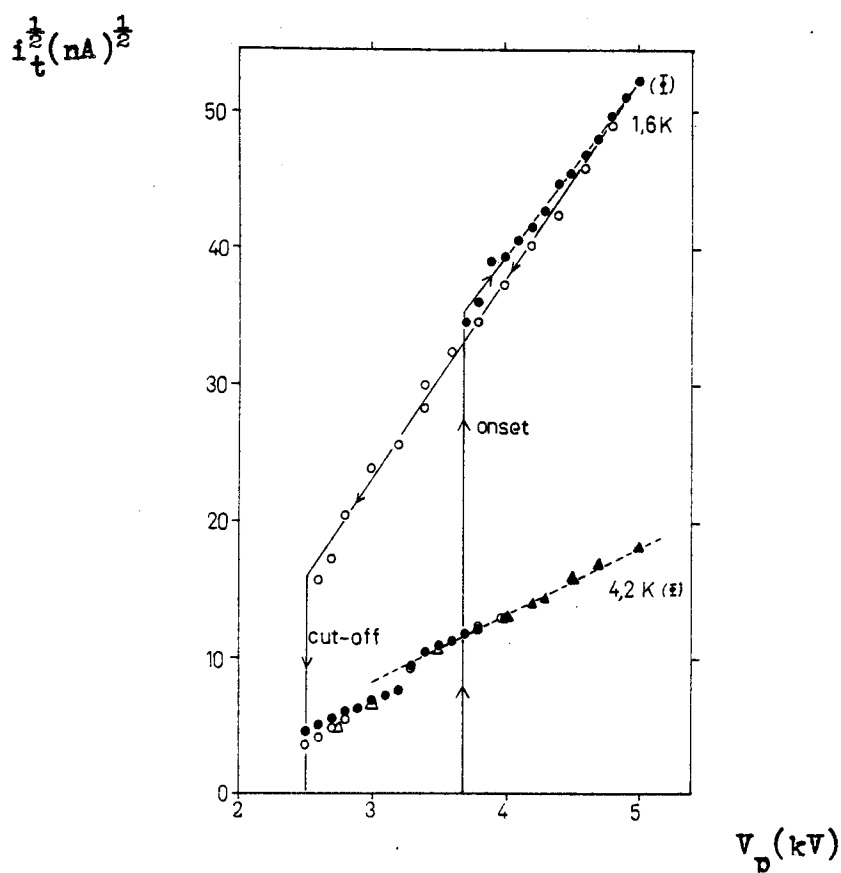
het trekrooster, configuratie D) wordt een lineair verband gevonden tussen $i_t^{\frac{1}{2}}$ en V_p . De doorslagspanning is nu circa 2,5 kV als de hoogte van het vloeistofniveau 3 mm boven de emitter staat. Als de hoogte 6 mm bedraagt is de doorslagspanning hoger dan 3 kV. Hoe hoog is niet gemeten.

We kunnen nu de hoogte van het heliumniveau (h), gemeten vanaf de bodem van de meetruimte, bepalen met het verschil in doorslagspanning wanneer de hoogspanningselektrode zich boven, dan wel onder het heliumniveau bevindt. In de configuratie van figuur 3.15 (blz.46) is op deze manier de hoogte van het heliumniveau geconstateerd als deze het remrooster passeert. In figuur 4.9 is de doorslagspanning uitgezet als functie van het heliumniveau, zoals bepaald bij het incondenseren (zie paragraaf 3.2.2, blz.25). De doorslagspanning neemt rond $h = 27$ mm plotseling toe. Deze hoogte stemt goed overeen met de positie van het remrooster ($h_r = 26,3$ mm), zoals bepaald met een kathedometer. Dit geeft vertrouwen in een goede bepaling van de hoogte van het heliumniveau uit de hoeveelheid ingecondenseerd heliumgas.

4.2.3 Veldionisatie in vloeibaar helium

In figuur 4.10 zijn de $i_t^{1/2}$ - V -karakteristieken weergegeven van veldionisatie in vloeibaar helium bij twee temperaturen in de TP-opstelling. (zie blz.47). Aan de hand van de karakteristiek bij 1,6 K zullen we het gedrag van i_t als functie van V_p bespreken. Als de spanning toeneemt gaat plotseling een stroom lopen van $1,2 \mu\text{A}$ als de spanning op de emitter 3700 V bereikt (onset). Als de spanning daarna afneemt verdwijnt de stroom pas weer als $V_p = 2500 \text{ V}$ (cut-off). De stroom is tamelijk ruiserig. Als de stroom circa $1 \mu\text{A}$ bedraagt is een duidelijke rode gloed bij de emitter zichtbaar.

De oorzaak van boven beschreven gedrag ligt in het ontstaan van een dampbel om de emitter (Halpern 1969b, Phillips 1975). Beneden de onset-spanning is er een kleine ionenstroom door het laagje vaste helium om de emitter (zie paragraaf 2.3, blz.13). Als deze stroom



Figuur 4.10 : Veldionisatie in vloeibaar helium bij temperaturen van 1,6 K en 4,2 K in de TP-opstelling.

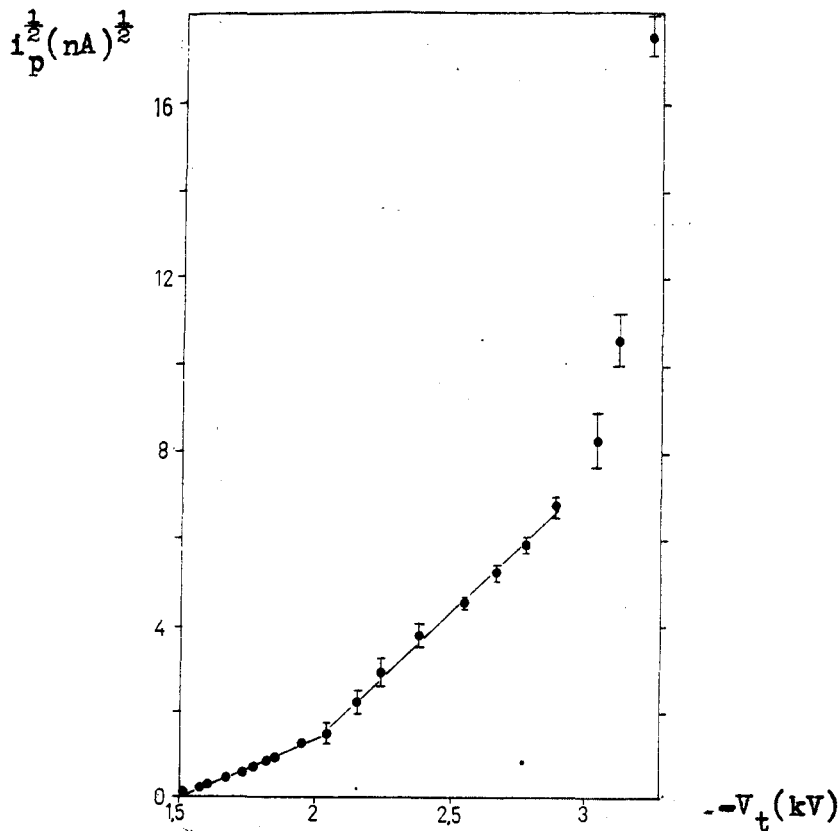
voldoende groot is kan er door ionisatie in het vloeibare helium plotseling een grote stroom ontstaan, die het laagje vaste helium om de emitter smelt en een dampbel veroorzaakt. In deze dampbel is sprake van een zichzelf onderhoudende ontlading. De dampbel is instabiel, wat een ruiserige stroom tot gevolg heeft. Als de spanning op de emitter te laag wordt, kan de ontlading in de dampbel zichzelf niet meer onderhouden, zodat er een cut-off van de stroom plaatsvindt.

In de mengkoeleropstelling bleek veldionisatie moeilijk te verwezenlijken. In de meeste runs was de emitter niet scherp genoeg om een voldoende hoge veldsterkte voor veldionisatie te bewerkstelligen. In de runs 331, 332, 333 en 337 is veldionisatie geconstateerd. In het temperatuurgebied rond 100 mK was ook sprake van een onset-spanning (zie tabel I, kolom 10, blz. 70). Er gaat dan een stroom lopen van circa $0,5 \mu\text{A}$, zodat de temperatuur van de mengkoeler snel stijgt. Beneden de onset-spanning kan een $i^{\frac{1}{2}}-V$ -karakteristiek worden opgenomen. Hierbij werd geen cut-off-spanning geconstateerd. Ook bleek de hoge stroom bij de onset-spanning niet reproduceerbaar.

In figuur 4.11 is een voorbeeld gegeven van een $i^{\frac{1}{2}}-V$ -karakteristiek in geval van veldionisatie in de mengkoeleropstelling. In twee gebieden van de spanning op het trekrooster is een rechte lijn door de meetpunten getrokken. Het verschil in de hellingen kan veroorzaakt zijn door een verschil in de parameter α van vergelijking (2.20, blz. 18). De waarde van α is behalve van de geometrie ook van het ladingsproductiemechanisme afhankelijk. Als de dampbel bij de emitter zich verder uitbreidt langs de schacht van de emitter als de stroom toeneemt, kan dit resulteren in een grotere effectieve waarde van α (Phillips 1975).

De sterke toename van de stroom als de spanning op het trekrooster toeneemt ($V_{\ddagger} > 3 \text{ kV}$) is niet verklaard. Het lijkt niet het gevolg te zijn van een toename van de effectieve beweeglijkheid van de ionen, veroorzaakt door een toename in de temperatuur. De temperatuur was tijdens de hoogste stroom 400 mK onder in de meetruimte (Er kan echter een temperatuurgradiënt aanwezig zijn geweest). Volgens Phillips (1975) is de beweeglijkheid onafhankelijk van de temperatuur in het gebied $0,27 < T < 0,45 \text{ K}$ en neemt ze snel toe boven $T = 800 \text{ mK}$.

Concluderend kunnen we stellen dat veldionisatie goed bruikbaar is in een gewone heliumcryostaat wanneer een grote stroom wenselijk is. In combinatie met de mengkoeler is veldionisatie niet geschikt,



Figuur 4.11 : Veldionisatie in de mengkoeleropstelling (run 333).

vanwege de hoge spanning, die nodig is vergeleken met veldemissie. Er treedt meestal doorslag op, voordat er veldionisatie is.

4.2.4 De beweeglijkheid van de ionen in vloeibaar helium

In het temperatuurgebied van 50 tot 200 mK is de $i^{1/2}$ -V-karakteristiek van veldemissie in helium onafhankelijk van de temperatuur. De effectieve beweeglijkheid μ_- van de elektronen dus ook. Dit volgt uit vergelijking (2.20), blz.18. Ook is geen enkele afhankelijkheid van het magneetveld (tot 2 T) geconstateerd in dit gebied van de temperatuur.

Uit de $i^{1/2}$ -V-karakteristieken is met vergelijking (2.20), blz.18, het produkt $\alpha\mu_-$ bepaald (resultaat zie tabel I, kolom 11, blz.70).

Wanneer niet de stroom door de emitter, maar de stroom door het trekrooster is gemeten, moeten we voor de bepaling van $\alpha\mu_-$ eigenlijk (2.21) gebruiken in plaats van (2.20). Omdat de factor f in (2.21) onbekend is, is echter (2.20) gebruikt, wat gezien de onnauwkeurige bepaling van $\alpha\mu_-$ geen groot bezwaar is.

De effectieve waarde van α is in elk experiment onbekend. Uit de waarden van $\alpha\mu_-$ in tabel I kan vanwege de onnauwkeurigheid in $\alpha\mu_-$ (20 à 50%) geen afhankelijkheid in α van de configuratie van het trekrooster en de emitter geconcludeerd worden (vergelijk in tabel I kolom 4 met kolom 11). We bepalen de gemiddelde waarde van $\alpha\mu_-$,

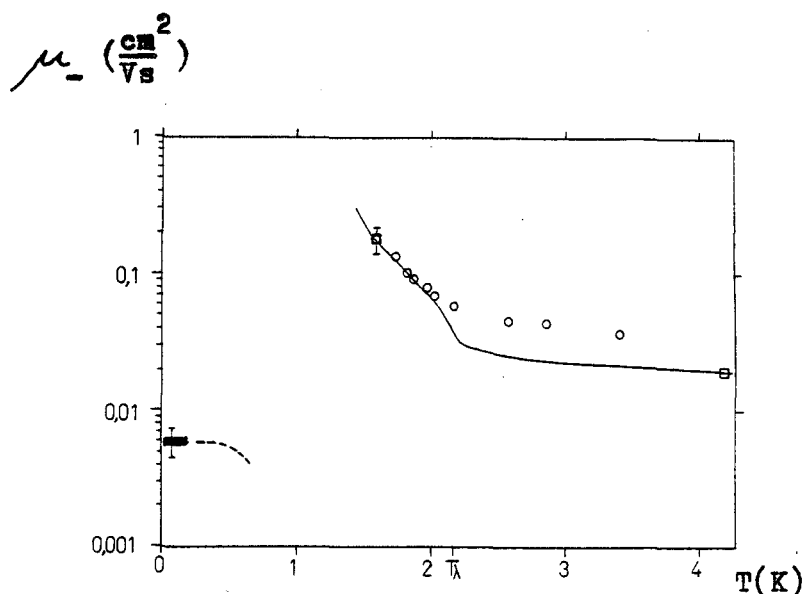
waarbij de runs met de vermelding "doorslag" in kolom 12 van tabel I buiten beschouwing worden gelaten. We vinden :

$$\overline{\alpha\mu_-} = (0,015 \pm 0,004) \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} .$$

Phillips (1975) vond $\alpha\mu_- = (0,017 \pm 0,002) \text{ cm}^2/\text{Vs}$ in het temperatuurgebied $0,27 < T < 0,45 \text{ K}$. De configuratie van de experimenten van Phillips was zoals configuratie E (blz.41), maar de cylinder aan het trekrooster was afgesloten met een dichte plaat in plaats van een rooster, zoals in ons geval. In deze configuratie heeft Phillips ook bij 4,2 K $\alpha\mu_-$ bepaald en vergeleek deze met data van μ_- van Schwarz (1972) en vond zo $\alpha = 3,0$. McClintock (1973) vond voor een bolvormige configuratie van de emitter en het trekrooster $\alpha = 2,5$. Uit $\overline{\alpha\mu_-}$ vinden we met $\overline{\alpha} = 2,5$:

$$\mu_-(0,1 \text{ K}) = (0,006 \pm 0,0015) \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} .$$

Dit punt is aangegeven in figuur 4.12 en geldt in feite voor het temperatuurgebied $50 < T < 200 \text{ mK}$. De stippellijn stelt data van Phillips (1975) voor.



Figuur 4.12 : De beweeglijkheid van elektronen in vloeibaar helium als functie van de temperatuur. De getrokken lijn is volgens Schwarz (1972), de stippellijn is volgens Phillips (1975). De punten zijn bepaald zoals aangegeven in de tekst.

We bespreken nu de beweeglijkheid van de elektronen μ_- in vloeibaar helium in het temperatuurgebied $1,6 < T < 4,2$ K, zoals bestudeerd in de TP-opstelling (blz.47). De getrokken lijn in figuur 4.12 is gemeten door Schwarz (1972) met een "time of flight" methode. De twee punten bij 1,6 K en 4,2 K, aangegeven met "□", zijn als volgt tot stand gekomen.

Het punt bij 4,2 K is geen echt meetpunt. Uit de helling van de $i_t^{\frac{1}{2}}$ -V-karakteristiek bij 4,2 K is met vergelijking (2.20), blz.18 en $\mu_-(4,2K) = 0,019 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (Schwarz 1972) de verhouding van de afstand emitter-trekrooster (R) en de parameter α bepaald :

$$\frac{R}{\alpha} = (1,8 \pm 0,25) \text{ mm} .$$

In de TP-opstelling was $R = (5 \pm 1) \text{ mm}$, zodat $\alpha = 2,8 \pm 0,9$. Dit stemt overeen met algemeen gebruikelijke waarden.

Met de zo verkregen waarde van R/α en de helling van de $i_t^{\frac{1}{2}}$ -V-karakteristiek bij de laagst verkregen temperatuur ($1,6 \pm 0,1$) K , vinden we $\mu_-(1,6 \pm 0,1 \text{ K}) = (0,18 \pm 0,04) \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Schwarz (1972) vond bij 1,60 K $\mu_- = 0,18 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. De onnauwkeurigheid in de waarde van de door ons laagst behaalde temperatuur is niet in figuur 4.12 aangegeven.

De punten in figuur 4.12 tussen 1,6 en 3,4 K, aangegeven met "o" , zijn gevonden door het meten van de stroom (i_t) als functie van de druk met een constante spanning op de emitter ($V_p = 2050 \text{ V}$). Hierbij werd de druk (en dus de temperatuur) in de loop van de tijd verlaagd. Voor het nemen van een meetpunt werd de druk constant gehouden. Voor $T > 3,4$ was de stroom erg instabiel. De waarden van μ_- werden bepaald uit vergelijking (2.20), blz.18, met $V_p = 2050 \text{ V}$, $V_o = 800 \text{ V}$ (uit figuur 4.5 bij $T=1,6 \text{ K}$) en $R/\alpha = 1,8 \text{ mm}$.

De afwijking van de punten van de data van Schwarz als de temperatuur groter is dan T_λ is niet verklaard.

De snelle toename van de beweeglijkheid van de elektronen als de temperatuur daalt beneden T_λ is het gevolg van de snel minder wordende wrijving van de elektronen in superfluide helium met de normale component. In de buurt van T_λ is de koppeling tussen elektronen en vortices gering. In het lage temperatuurgebied ($T < 0,4 \text{ K}$) zijn de elektronen sterk gebonden aan de vortices, waardoor de snelheid van

de elektronen dan bepaald wordt. Door het lineaire verband tussen $i^{\frac{1}{2}}$ en V in het ruimteladingsbeperkte gebied kan voor $T < 0,4$ K toch een effectieve beweeglijkheid gedefinieerd worden. Dit is niet het geval in het temperatuurgebied $0,65 < T < 1,6$ K, want hier geldt geen lineair verband tussen $i^{\frac{1}{2}}$ en V (Phillips 1975).

De beweeglijkheid van de positieve ionen (μ_+) tijdens veldionisatie in vloeibaar helium is bepaald bij $T = 1,6$ K en $4,2$ K uit de helling van de $i^{\frac{1}{2}}$ - V -karakteristiek (figuur 4.10, blz.64) en vergelijking (2.20), blz.18, met $R/\alpha = 1,8$ mm (zie boven). Het resultaat is vergeleken met waarden van Phillips(1975) in onderstaande tabel.

$T(K)$	$\mu_+ (cm^2/Vs)$	$\mu_+ (Phillips) (cm^2/Vs)$
4,2	$0,039 \pm 0,007$	0,048
1,6	$0,35 \pm 0,06$	0,35

4.2.5 Overzichtstabel van de runs in de mengkoeleropstelling

Deze paragraaf bevat een overzicht van enkele experimentele parameters bepaald in de mengkoeleropstelling (zie tabel I). Er volgt nu een verklaring van de kolommen.

1. r_p is de kromtestraal van de emitter bepaald met de elektronen-microscop (zie blz.32). Nauwkeurigheid circa 20%.
2. Het materiaal van de emitter was wolfram (W) of wolfram-thorium (W_{th}), zie ook blz.31.
3. R is de afstand van het trekrooster tot de emitter. Nauwkeurigheid in de runs 334,335, 336 en 337 is $\pm 0,3$ mm. In de overige runs ± 1 mm
4. De configuratie van de emitter en het trekrooster in de meetruimte zoals aangegeven in figuur 3.14, blz.41.
5. $V_e(i=0)$ is bepaald door extrapolatie van de i - V -karakteristiek van veldemissie in vloeibaar helium naar $i=0$. $V_e(i=0)$ is niet gelijk aan V_0 in vergelijking (2.20), blz.18.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
	(Å)	materiaal van de punt	(mm)	configuratie	(V)	(Å)	(V/Å)	(Å)	-	(V)	$\left(\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}\right)$	
run	r_p		R		$V_e(i=0)$	$(kr_p)_v$	E_e	$(kr_p)_e$	k	$V_i(\text{onset})$	$\alpha\mu_-$	opmerkingen
327	1000	W	3	A	650	-	-	3000	3,0	-	0,015	-
328	1000	W	2	A	670	-	-	3000	3,0	-	0,015	-
329	1700	W	2	A	830	-	-	3800	5,4	-	0,022	-
330	1200	W	3	B	760	-	-	3500	2,9	-	0,003	doorslag
331	1000	W	2	B	650	-	-	3000	3,0	2300	0,018	-
332	500	W	2	B	500	-	-	2300	4,6	3100	0,010	-
333	500	W	2	B	320	1200	0,27	-	2,4	2300	0,015	-
334	750	W	7,4	C	600	3400	0,18	-	4,5	-	0,004	doorslag
335	650	W	7,5	D	-	8700	-	-	13,4	-	-	doorslag
336	900	W	8,5	D	2400	10000	0,24	-	11,1	-	0,016	doorslag
337	900	W_{th}	9,9	D	350	1630	0,21	-	1,8	-	0,009	-
338]800	W_{th}	3	E	800	3870	0,21	-	4,8	-	0,012	-
339					1200	5700	0,21	-	7,1	-	0,017	-

Tabel I : Enkele experimentele parameters bepaald in de mengkoeleropstelling in geval van veldemissie in vacuüm en in vloeibaar helium. Ook is voor veldionisatie in vloeibaar helium in drie gevallen de onset-spanning bepaald.

6. $(kr_p)_v$ is bepaald uit de i - V -karakteristiek van veldemissie in vacuüm met vergelijking (2.8), zie blz.12. In het geval van wolfram is de uitreepotentiaal $\phi = 4,5$ eV, in het geval van wolfram-thorium $\phi = 2,8$ eV.
7. E_e is de veldsterkte bij de emitter als veldemissie in vloeibaar helium begint. Ze is bepaald door $V_e(i=0)$ (kolom 5) te delen door $(kr_p)_v$ (kolom 6), zie vergelijking (2.1), blz.10. Zie ook blz.62.
8. $(kr_p)_e$ is bepaald door $V_e(i=0)$ te delen door de gemiddelde waarde van E_e (0,22 V/Å) .
9. De geometrie-parameter k in vergelijking (2.1), blz.10, is bepaald door kr_p te delen door r_p (kolom 1). Als waarde voor kr_p werd $(kr_p)_v$ of $(kr_p)_e$ genomen. Zie ook blz.62.
10. $V_i(\text{onset})$ is de spanning waarbij plotseling een stroom door de emitter gaat lopen als de spanning toeneemt in het geval van veldionisatie. Zie ook blz.65.
11. Het produkt van de parameter α en de beweeglijkheid van elektronen in vloeibaar helium $\alpha \mu_e$ is bepaald uit vergelijking (2.20), blz.18. De nauwkeurigheid wordt voornamelijk bepaald door de nauwkeurigheid van R (kolom 3).
12. De opmerking "doorslag" geeft aan dat de stroom in het geval van veldemissie in vloeibaar helium instabiel was geworden na een opvallende doorslag.

4.3 Aanzet tot detectie van metastabiel helium

4.3.1 Verval van gestabiliseerd helium

Wanneer metastabiel helium gestabiliseerd is met een magneetveld, kan het gedetecteerd worden als het vervalt na een evenwichtsverstoring (zie paragraaf 3.3.1, blz.37).

De metastabielen werden gecreëerd door herhaalde doorslag in de meetruimte, terwijl er een magneetveld aanstond ($B = 1 \text{ T}$). Als in deze situatie voldoende metastabielen gevormd zouden worden, dan zou een evenwichtsverstoring moeten leiden tot een warmtepuls in de meetruimte of een spanningspuls in de superspoel.

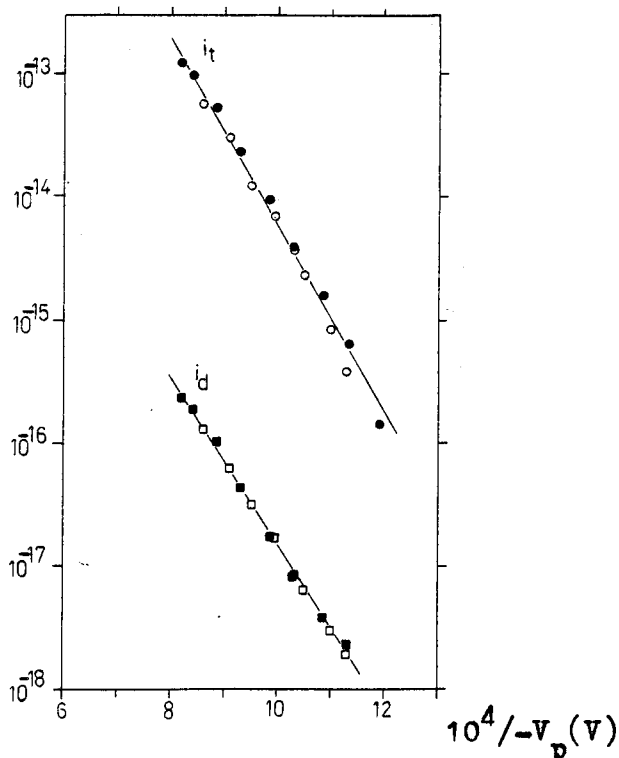
Door de storende werking van de gevoeligheid van de thermometers voor het magneetveld (blz.26) en van de fluxjumps (blz.28) in de spoel, bleek het afregelen van het magneetveld geen goede methode. Een warmtepuls in de meetruimte, geproduceerd met een heatertje in de pot (zie figuur 3.12, blz.38), gaf geen resultaat.

4.3.2 Verval van metastabiel helium aan oppervlak van vloeibaar helium

In de configuratie van figuur 3.15 (blz.46) is eerst de werking van het remrooster in vacuüm getest. In figuur 4.13 zijn de stromen door het trekrooster en door de detectorplaat weergegeven in verband met de spanning op de emitter in geval van veldemissie in vacuüm. De verhouding van de detectorstroom en de trekroosterstroom is circa $25 \cdot 10^{-4}$. Het verband tussen de detectorstroom en de spanning wijst erop dat de elektronen, die de detectorplaat bereiken van de emitter afkomstig zijn. Het remrooster lijkt goed te werken, maar we weten niet welke fractie van de elektronen uit de emitter, die het remrooster passeren, op de detectorplaat komt. Elektronen uit de emitter kunnen immers ook via andere gearde onderdelen in de meetruimte naar aarde vloeien. De afstand van het remrooster tot de detectorplaat is nogal groot (13 mm).

Als de elektronen op de detectorplaat door de openingen in het remrooster gegaan zijn, dan is de potentiaal in deze openingen kennelijk niet gelijk aan de spanning op de draden van het rooster, die gelijk is aan de emitterspanning. De verhouding van de detectorstroom en de trekroosterstroom kan dan wellicht verkleind worden door een rooster met een kleinere roosterafstand te

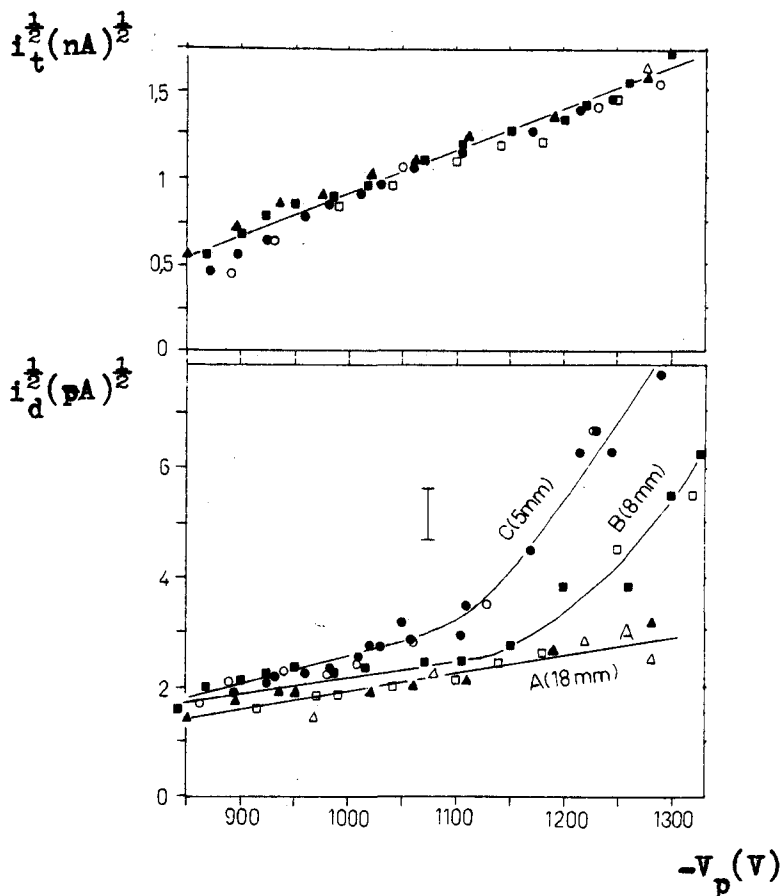
$$\frac{-i}{V^2} \left(\frac{A}{V^2} \right)$$



Figuur 4.13 : De stroom door de detectorplaat (i_d) en door het trekrooster (i_t) tijdens veldemissie in vacuüm (run 339), zie configuratie figuur 3.15, blz.46.

gebruiken. In run 338 was de verhouding van de detectorstroom en de trekroosterstroom circa $2,5 \cdot 10^{-4}$, tien keer zo klein als in run 339. Aan de opstelling was niets veranderd tussen beide runs. Het verschil in de verhouding is onverklaard.

In figuur 4.14 zijn de detectorstroom en de trekroosterstroom in verband met de spanning op de emitter en het remrooster (V_p) weergegeven voor drie niveaus van het heliumoppervlak. De hoogte van het niveau boven het remrooster (Δh) is aangegeven. De positie van het remrooster is 13 mm. Als de detectorplaat is ondergedompeld in het helium ($\Delta h=18$ mm) varieert de verhouding van de stromen door de detectorplaat en het trekrooster van $80 \cdot 10^{-4}$ tot $30 \cdot 10^{-4}$. Het remrooster lijkt goed te functioneren, maar we weten niet welke fractie van de elektronen, die het remrooster passeren, op de detectorplaat



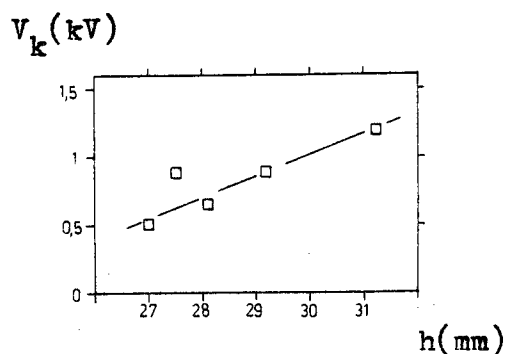
Figuur 4.14 : De wortel uit de stromen door de detectorplaat ($i_d^{\frac{1}{2}}$) en het trekrooster ($i_t^{\frac{1}{2}}$) als functie van de spanning op de emitter (V_p) voor drie niveaus van het heliumoppervlak in de meetruimte (Configuratie figuur 3.15, blz.46). Het niveau is gegeven vanaf de positie van het remrooster. De positie van de detectorplaat is 13 mm. De symbolen van i_d en i_t corresponderen met elkaar (run 338).

komt. Als het heliumniveau zich tussen het remrooster en de detectorplaat bevindt kunnen we de twee krommen van i_d ($\Delta h=5\text{mm}$ en $\Delta h=8\text{mm}$) onderscheiden in twee gevallen.

- 1^e. Voor $V_p < 1,1$ kV is de detectorstroom groter dan wanneer de detectorplaat geheel is ondergedompeld in helium ($\Delta h=18\text{mm}$). Het verschil wordt waarschijnlijk veroorzaakt doordat elektronen voorbij het remrooster een kortere afstand door het vloeibare helium afleggen, als het heliumniveau lager is. In het helium bewegen de elektronen traag. Boven het heliumoppervlak kunnen ze snel bewegen.
- 2^e. Voor $V_p > 1,1$ kV neemt de detectorstroom snel toe als de spanning op de emitter en het remrooster stijgt. Deze toename wordt

niet veroorzaakt doordat er een bepaalde spanning nodig is om de elektronen van het vloeistofoppervlak te doen ontsnappen. Volgens Surko en Reif (1968) verlaten de elektronen het oppervlak met een energie van 0,3 eV in het temperatuurgebied tussen 0,3 en 0,6 K, zelfs wanneer er geen elektrisch veld is aangelegd loodrecht op het oppervlak. De toename van de detectorstroom kan het gevolg zijn van ladingsvermenigvuldiging bij de detectorplaat, die plaatsvindt als het spanningsverschil tussen de detectorplaat en het vloeistofoppervlak een bepaalde waarde overschrijdt. Aangezien dit spanningsverschil kleiner is naarmate het vloeistofoppervlak dichterbij de detectorplaat is, kunnen we verwachten dat de spanning, waarbij de detectorstroom snel gaat stijgen, groter is als het vloeistofniveau hoger staat. Dit constateren we inderdaad in figuur 4.14. In figuur 4.15 is de spanning, waarbij de detectorstroom snel gaat stijgen, als functie van de hoogte van het vloeistofniveau weergegeven, zoals bepaald in run 339. De idee van ladingsvermenigvuldiging is niet consistent met het feit dat dit niet geconstateerd is in configuratie D (blz.41) met het heliumniveau tussen emitter en trekrooster. (zie ook paragraaf 4.2.2.5, blz.63). In dit geval trad er doorslag op, maar bij een spanning duidelijk groter dan de spanning waarbij de detectorstroom snel gaat stijgen.

In run 339 werd aanvankelijk veel hinder ondervonden van statische lading in de meetruimte, ontstaan na een doorslag. Deze statische lading is te herkennen aan stromen van enkele pA's als de spanning op de emitter slechts 100 V bedraagt. De verhouding van de detectorstroom en de trekroosterstroom is dan groter dan één.



Figuur 4.15 : De spanning waarbij de stroom door de detectorplaat snel toe gaat nemen voor verschillende niveaus van het heliumoppervlak, bepaald in configuratie figuur 3.15, blz.46 (run 339). De hoogte van het remrooster is 26,3mm.

Het is van belang doorslag te vermijden. Het kan lang duren voordat de statische lading is verdwenen (bijvoorbeeld 10 uur).

De invloed van een magneetveld op de detectorstroom werd vastgesteld door het magneetveld tussen 0 en 2 T te variëren, terwijl de emitterspanning constant werd gehouden. Bij een magneetveld van 0 Tesla was de detectorstroom $(3,5 \pm 0,7)$ pA. Een magneetveld van 1 of 2 Tesla had een verlaging in de detectorstroom tot gevolg van circa 1 pA. Deze verlaging is het gevolg van een afbuiging van de elektronen boven het vloeistofoppervlak. Als de detectorplaat ondergedompeld was in het helium werd geen verandering in de stroom door de detectorplaat geconstateerd bij een magneetveldverandering.

Het is duidelijk dat de hier beschreven experimenten slechts een aanzet zijn tot detectie van metastabiel helium. Verdere experimenten zullen moeten uitwijzen of ^{de} detectorstroom veroorzaakt wordt door elektronen, die het remrooster passeren of via een andere weg de detectorplaat bereiken, of het gevolg is van in ionen uiteenvallende metastabielen aan het heliumoppervlak. Hierbij kunnen extra roosters in en boven de vloeistof en een afzonderlijk regelbare remspanning van dienst zijn. Een lager spanningsverschil tussen het vloeistofoppervlak en de detectorplaat kan problemen als ladingsvermenigvuldiging omzeilen (Surko 1968).

4.3.3 Verval van metastabiel helium aan een metalen oppervlak

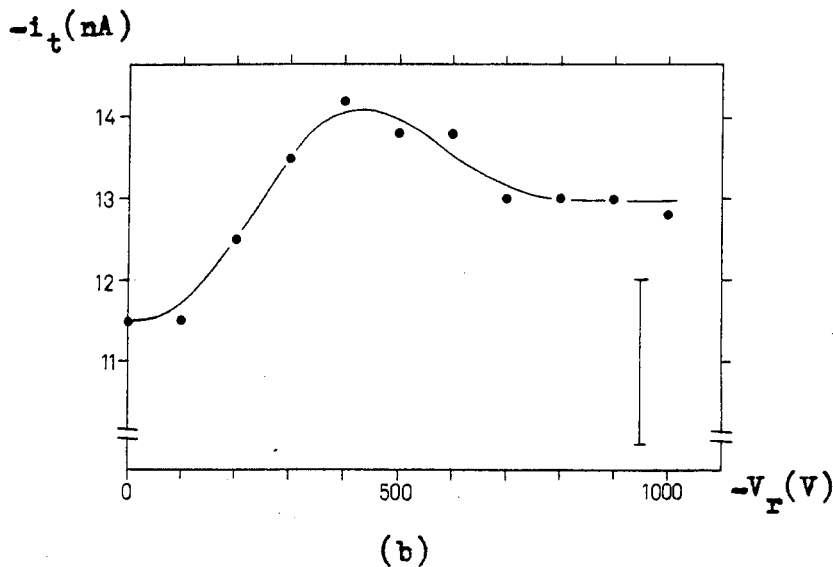
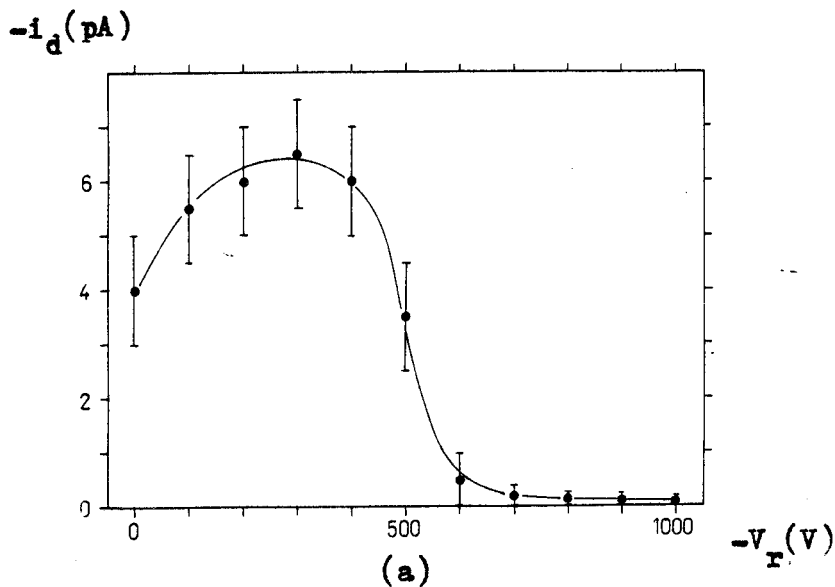
Met de TP-opstelling (paragraaf 3.4.3, blz.47) zijn experimenten verricht voor het detecteren van metastabiel helium na verval aan een metalen oppervlak. Hierbij werd gebruik gemaakt van de emitter met de $i^{\frac{1}{2}}$ -V-karakteristieken in figuur 4.5 (blz.58) en figuur 4.10 (blz.64).

Achtereenvolgens worden behandeld: de werking van het remrooster, het aantonen van metastabiel helium met de detector, de invloed van het magneetveld en de verhouding van de stromen in de detector en door het trekrooster.

De detectorstroom en de trekrooster-stroom vertonen in het algemeen veel ruis. Dit werd in de hand gewerkt door het gebruik van een doorzichtige cryostaat, waardoor veel kookbellen in het helium ontstaan als gevolg van warmte-instraling van buitenaf.

4.3.3.1 De werking van het remrooster

In figuur 4.16a is de detectorstroom als functie van de remspanning weergegeven bij veldemissie met $T = 4,2$ K en detectorspanning nul Volt. Het maximum in de detectorstroom kan veroorzaakt worden doordat de elektronen, die het remrooster passeren, in de richting van de detector versneld worden door het remrooster. Waarschijnlijker is dat het maximum in de detectorstroom samenhangt met het maximum in de trekroosterstroom (figuur 4.16b). De toename van de trekroosterstroom als de remspanning "groter" is dan -500 V wordt mogelijk veroorzaakt doordat



Figuur 4.16 : De invloed van de remspanning op de detectorstroom (a) en de trekroosterstroom (b) in het geval van veldemissie bij $4,2$ K en detectorspanning is nul. Configuratie figuur 3.16, blz.47.

elektronen, die het trekrooster passeren, door een remspanning ongelijk aan nul "teruggeduwd" worden naar het trekrooster. In onderstaande tabel is de invloed van de remspanning op de detectorstroom te zien bij 1,6 en 4,2 K in het geval van veldionisatie.

T(K)	i_t (nA)	V_r (kV)	i_d (pA)
4,2	250	0	20 ± 5
4,2	250	1	0 ± 5
1,6	150	2	$0 \pm 0,2$
1,6	350	0	45 ± 5
1,6	350	2	12 ± 3

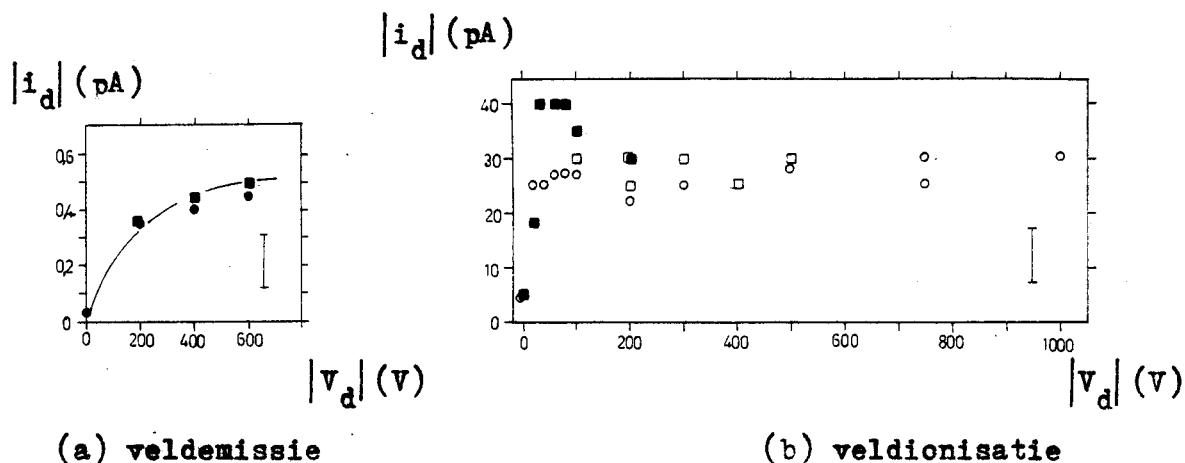
Tabel II : De invloed van de remspanning (V_r) op de detectorstroom (i_d) in het geval van veldionisatie met detectorspanning gelijk nul. Zie configuratie figuur 3.16, blz.47.

Het remrooster lijkt goed te functioneren, behalve voor veldionisatie bij $T = 1,6$ K en trekroosterstroom 350 nA.

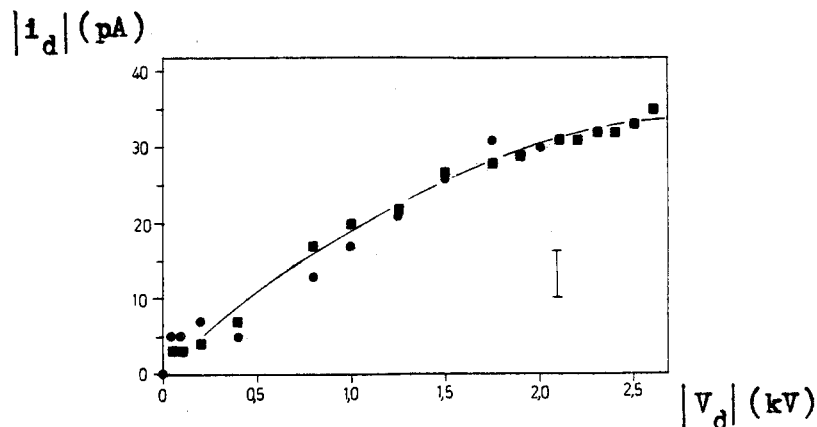
4.3.3.2 De i-V-karakteristiek van de detector en het antonen van metastabiel helium

In figuur 4.17a en b is de detectorstroom uitgezet als functie van de detectorspanning voor veldemissie respectievelijk veldionisatie bij $T \approx 4,2$ K. In figuur 4.18 is de detectorstroom uitgezet als functie van de detectorspanning voor veldionisatie bij $T = 1,6$ K. In alle gevallen was een remspanning aanwezig. Voor punten aangegeven met een rondje geldt dat de detectorspanning en de detectorstroom beiden positief zijn, voor de punten aangegeven met een vierkantje, dat ze beiden negatief zijn. De vorm van de i-V-karakteristiek in figuur 4.18 komt overeen met wat Mehrotra (1979) vond bij 1,8 K.

Het is aannemelijk dat de detectorstroom veroorzaakt wordt door neutrale deeltjes, die in de detector in ionen uiteenvallen. De detectorstroom is niet het gevolg van ladingsdragers afkomstig van buiten de detector, omdat het wisselen van teken van de detectorspanning geen invloed heeft op de absolute waarde van de detectorstroom,



Figuur 4.17 : De i - V -karakteristiek van de detector voor veldemissie en veldionisatie bij $T = 4,2$ K, bepaald in de configuratie van figuur 3.16, blz.47. a) veldemissie met trekroosterstroom 13 nA ; remspanning 1 kV. b) veldionisatie met trekroosterstroom 160 nA ; remspanning 1 kV. Voor de tekens van de detectorspanning en de detectorstroom geldt: $(\bullet, \circ) : V_d > 0, i_d > 0$ en $(\blacksquare, \square) : V_d < 0, i_d < 0$.



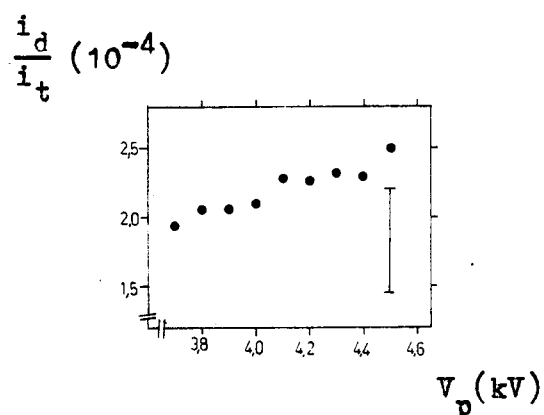
Figuur 4.18 : De i - V -karakteristiek van de detector voor veldionisatie bij $T = 1,6$ K, bepaald in de configuratie van figuur 3.16, blz.47. Trekroosterstroom 190 nA ; Remspanning 2 kV. Voor de tekens van de detectorspanning en de detectorstroom geldt: $(\bullet) : V_d > 0, i_d > 0$ en $(\square) : V_d < 0, i_d < 0$.

maar wel op het teken. Het feit dat er een verzadiging optreedt in de detectorstroom voor toenemende detectorspanning wijst op een beperkt aantal ionen in de detector. De detectorstroom is geen lekstroom in de detector of een foto-elektrisch effect, want als de emitterspanning nul wordt gemaakt, wordt de detectorstroom ook nul, terwijl de detectorspanning 2600 V bedraagt. Deze waarneming betekent ook dat de neutrale deeltjes, die in de detector in ionen uiteenvallen, afkomstig zijn van de emitter. Goede kandidaten voor neutrale deeltjes, die bij de emitter gevormd worden, met een voldoende grote levensduur en voldoende energie voor ionisatie zijn de metastabiele heliummolekullen in de $a^3\sum_u^+$ -toestand (Mehrotra 1979).

Ten einde na te gaan of er tijdens veldionisatie metastabielen worden verzameld in de magneet (5 Tesla) werden de volgende experimenten uitgevoerd. Bij $T = 4,2$ K, $i_t = 155$ nA, $V_r = 1$ kV en $V_d = 100$ V was $i_d = 30$ pA. Gedurende 10 minuten werd het magneetveld op 5 T gehandhaafd en daarna tot 0 T afgeregeld. Dit afregelen is gedaan met verschillend tempo (enkele seconden tot enkele minuten). Ook werd voordat het magneetveld werd afgeregeld eerst de emitterspanning uitgezet, zodat $i_d = 0$, en pas daarna het magneetveld snel op nul geregeld. De variaties in het magneetveld tussen 0 en 5 T bleken echter geen invloed te hebben op de detectorstroom i_d .

4.3.3.3 De verhouding van de detectorstroom en de trekroosterstroom

In tabel III is voor enkele gevallen de verhouding van de detectorstroom en de trekroosterstroom gegeven in het verzadigingsgebied van de detectorstroom als functie van de detectorspanning (zie figuur 3.17 en 3.18). De verhouding voor veldionisatie is ongeveer vier keer groter dan voor veldemissie, maar de trekroosterstroom is bij veldionisatie en veldemissie niet even groot. Als de verhouding van de detectorstroom en de trekroosterstroom onafhankelijk is van de trekroosterstroom (of de emitterspanning) betekent dit dat bij veldionisatie vier maal zoveel metastabielen per elektron worden geproduceerd, dan bij veldemissie. Mehrotra (1979) vond een verhouding van twee à drie. In figuur 4.19 is de verhouding van de detectorstroom en de trekroosterstroom als functie van de emitterspanning gegeven, waaruit een zwakke afhankelijkheid van deze verhouding van de trekroosterstroom blijkt bij veldionisatie.



Figuur 4.19 : De verhouding van de detectorstroom en de trekroosterstroom als functie van de emitterspanning bij veldionisatie met $T = 4,2 \text{ K}$; $V_d = -100 \text{ V}$ en $V_r = 1 \text{ kV}$.

	$T(\text{K})$	$V_r(\text{kV})$	$i_t(\text{nA})$	$i_d/i_t(10^{-4})$
veldemissie	4,2	-1	-13	$0,5 \pm 0,1$
veldionisatie	4,2	1	160	$2,2 \pm 0,4$
veldionisatie	4,2	2	350	$2,8 \pm 0,3$
veldionisatie	1,6	2	190	$1,7 \pm 0,3$

Tabel III : De verhouding van de detectorstroom en de trekroosterstroom in het verzadigingsgebied van de i_d-V_d -karakteristiek (figuur 3.17 en 3.18).

Hoofdstuk 5 : Conclusies

1. Veldemissie in vloeibaar helium is een geschikte methode voor het injecteren van elektronen met voldoende energie voor het creëren van metastabiel helium, zowel in de mengkoeler ($50 < T < 200 \text{ mK}$) als in de heliumcryostaat (TP-opstelling : $1,6 < T < 4,2 \text{ K}$). In de mengkoeler kan een stroom van 40 nA bereikt worden bij een temperatuur van circa 200 mK.
2. Veldionisatie is een geschikte methode voor het creëren van energierijke ionen in een heliumcryostaat, vooral als hoge stromen wenselijk zijn (bijvoorbeeld $2 \mu\text{A}$). Bij veldionisatie is de stroom in het algemeen ruiseriger dan bij veldemissie. Veldionisatie is geen goede methode voor de mengkoeler, omdat hoge spanningen nodig zijn, wat tot een grote warmteproductie leidt en het risico op doorslag vergroot.
3. Doorslag dient vermeden te worden om de emitter niet te beschadigen en in verband met statische lading, die tijdens doorslag gevormd kan worden.
4. In verband met het risico op doorslag is het wenselijk emitters met een zo klein mogelijke kromtestraal te gebruiken, omdat dan lagere spanningen nodig zijn. Met de huidige ets-techniek worden emitters gemaakt met een kromtestraal van 500 à 1500 Å.
5. Aan de elektronen bij veldemissie in vloeibaar helium kan een effectieve beweeglijkheid (μ_-), onafhankelijk van het elektrische veld, worden toegekend in de temperatuurgebieden $50 < T < 200 \text{ mK}$ en $1,6 < T < 4,2 \text{ K}$. Bij $50 < T < 200 \text{ mK}$ is $\mu_- = (0,006 \pm 0,0015) \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (onafhankelijk van de temperatuur), wat overeenkomt met wat bijvoorbeeld Phillips (1975) vindt voor $0,27 < T < 0,45 \text{ K}$ (onafhankelijk van de temperatuur). De beweeglijkheden van de elektronen en ook van de positieve ionen bij veldionisatie komen in het temperatuurgebied $1,6 < T < 4,2 \text{ K}$ redelijk overeen met de literatuur (Phillips 1975).

6. In het produktiemechanisme van de ladingsdragers bij de emitter in geval van veldemissie is geen ladingsvermenigvuldiging geconstateerd bij $T = 100$ mK en een stroom groter dan $0,5$ pA. Halpern en Gomer (1969a) constateerden dit wel in het temperatuurgebied $1,6 < T < 4,2$ K.
7. In de TP-opstelling is bij $1,6$ K en $4,2$ K aangetoond dat neutrale deeltjes afkomstig van de emitter een afstand van 42 mm in heliumvloeistof kunnen overbruggen en vervolgens uiteenvallen in ionen aan een metalen oppervlak. Op grond van literatuurgegevens (zie bijvoorbeeld Mehrotra 1979) zijn metastabiele heliummolekulen in de $a^3 \sum_u^+$ -toestand goede kandidaten voor deze neutralen.
8. Het signaal van de neutralendetector in de TP-opstelling bij $4,2$ K was in verhouding tot de stroom van de emitter bij veldionisatie circa vier maal zo groot als bij veldemissie. Bij veldionisatie werden bij $T = 4,2$ K $(2,5 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$ neutralen (c.q. metastabielen) per elektron door de emitter gedetecteerd. Bij $T = 1,6$ K was dit $(1,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$ neutralen per elektron.
9. Een invloed van het magneetveld op signalen, geassocieerd met metastabielen, bleek er vooralsnog niet te zijn. ($50 < T < 200$ mK: $B = 2$ T en $1,6 < T < 4,2$ K: $B = 5$ T).
10. Detectie van metastabiel helium door verval aan een oppervlak van vloeibaar helium is nog niet overtuigend aangetoond.

Literatuur

- 1953 A.V.Phelps en J.P.Molnar, Phys. Rev. 89 , 1202.
- 1956 R.H.Good en E.W.Müller: "Field Emission". Handbuch der Physik, deel 21, blz.181. Ed.by S.Flügge, Springer-Verlag, Berlijn.
- 1958 Engineering Materials Handbook, ed.by C.L.Mantell, McGraw-Hill, New York.
- 1961 C.G.Kuper, Phys. Rev. 122 , 1007.
- 1967 J.Wilks: "The Properties of Liquid and Solid Helium". Clarendon Press, Oxford.
- 1967 H.Zijlstra: "Experimental Methods in Magnetism". North Holland Publ. Co. , Amsterdam.
- 1968 C.M.Surko en F.Reif, Phys. Rev. 175 , 229.
- 1969a B.Halpern en R.Gomer, J. of Chem. Phys. 51 , 1031.
- 1969b B.Halpern en R.Gomer, J. of Chem. Phys. 51 , 1048.
- 1971 A.P.Hickman en N.F.Lane, Phys. Rev. Lett. 26 , 1216.
- 1971 A.Hickson en P.V.E.McClintock, Phys. Lett. A 34 , 424.
- 1971 R.Coelho en J.Debeau, J. Phys. D 4 , 1266.
- 1971 I.Y.Fugol' et al., Sov. Phys. JETP 33 , 227.
- 1971 C.Kittel: "Introduction to Solid State Physics". John Wiley & Sons Inc, New York.
- 1972 M.V.McCusker et al., Phys. Rev. A 5 , 177.
- 1972 J.C.Hill et al., Phys. Rev. A 5 , 189.
- 1972 K.W.Schwarz, Phys. Rev. A 6 , 837.
- 1972 G.M.Daalmans: "Ionenbeweeglijkheden in vloeibaar helium". Afstudeerverslag Technische Hogeschool Delft.
- 1973 W.A.Fitzsimmons, Atomic Physics 3 , Proc. of the 3rd Int. Conf. on Atomic Physics. Ed. by S.J.Smith & D.K.Walters, Plenum Press, New York.
- 1973 B.J.Garrison et al., Rev. Sci. Instrum. 54 , 1529.
- 1973 H.W.Moos en J.R.Woodworth, Phys. Rev. Lett. 30 , 775.
- 1973 P.Calvani et al., Phys. Lett. A 44 , 5.

- 1973 P.V.E.McClintock en H.Read-Forrest, Cryogenics 13 , 371.
- 1974 J.W.Keto et al., Phys. Rev. A 10 , 872.
- 1975 A.Phillips en P.V.E.McClintock, Phil. Trans. of the Phys. Soc. of London A 278 , 271.
- 1976 B.M.Smirnov en G.V.Shlyapnikov, Sov. Phys. Usp. 19 , 1023.
- 1977 P.H.Zimmermann et al., Phys. Rev. B 15 , 2630.
- 1978 V.N.Samovarov en I.Y.Fugol', Sov. Phys. JETP 48 , 444.
- 1979 R.Mehrotra et al., J. of Low Temp. Phys. 36 , 47.
- 1980 H.M.Gijsman: "Kryogene Technieken". Collegediktaat, Technische Hogeschool Eindhoven.
- 1980 L.H.Nosanov, Journal de Physique, july n^o7, blz. C7-1.
- 1980 D.A.Myshkis en E.G.Luzan, Sov. Phys. of Low Temp. Phys. 6 , 731.
- 1981 W. van Haeringen: " Statistische Mechanica". Collegediktaat, Technische Hogeschool Eindhoven.
- 1982 I.F.Silvera en J.Walraven, Sc. Am. 246 , 56.
- 1983 M.G.J.J. de Bruin: "Voorbereidingen voor experimenten met metastabiel (³S₁) Helium". Stageverslag, Technische Hogeschool Eindhoven.
- 1983 P.M.M.Stans: "De bouw van een opstelling voor het stabiliseren van ³S₁ helium". Stageverslag, Technische Hogeschool Eindhoven.
- 1983 M.J.Naughton et al., Rev. Sci. Instrum. 54 , 1529.
- 1984 J.C.H.Zeegers: "Metastabiel helium, theorie en een aanzet tot de produktie". Stageverslag, Technische Hogeschool Eindhoven.
- 1984 Projektverslag van tweedejaarsstudenten: "Metingen aan molekulair metastabiel helium bij 4,2 en 1,5 K". Ed.by A.Mangus. Technische Hogeschool Eindhoven.

Symbolenlijst

In onderstaande lijst zijn een aantal van de gebruikte symbolen opgenomen. De getallen tussen haakjes geven paginanummers aan.

a	Roosterafstand (42)	m
a ₁	Binnendiameter van een spoel (26,49)	m
a ₂	Buitendiameter van een spoel (26,49)	m
b	De helft van de lengte van een spoel (26,49)	m
B	Magneetveld	T
C	Capaciteit	F
d	Draaddiameter van een rooster (42,46)	m
e	Elementaire lading	C
E	Energie	J
E	Elektrisch veld	Vm ⁻¹
E _e	Elektrisch veld bij de emitter (10,71)	Vm ⁻¹
f	Verhouding van de trekstroom en de detector ^{rooster} - emitter stroom (13,19)	-
F	Kracht	N
g	Versnelling van de zwaartekracht	m s ⁻²
g	Landé-faktor (4)	-
h	Constante van Planck	Js
h	Hoogte van het heliumniveau in de meetruimte (25,62)	m
H	Molaire enthalpie (21)	Jmol ⁻¹
I	Stroom	A
i _d	Stroom door de detector (46,48,74)	A
i _p	Stroom door de emitter (10,12,41,46)	A
i _t	Stroom door het trekrooster (10,40,45,47)	A
I	Stroom door de windingen van een spoel (27)	A
I	Ionisatieënergie (14)	J
j	Stroomdichtheid	Am ⁻²
k	Constante van Boltzmann	JK ⁻¹
k	Geometrie-faktor	-
L	Quantumgetal voor het baanimpulsmoment van de elektronenwolk van een atoom (1,4)	-
L	Zelfinductie van een spoel (27)	H
M	Magnetisatie (4,44)	Am ⁻¹
M	Massa	kg

m	Massa van een elektron	kg
N	Aantal	-
N	Aantal wikkelingen van een spoel (26,52)	-
\dot{n}_3	Molaire stroom ^3He door de mengkamer (20)	mols^{-1}
p	Druk	Nm^{-2}
p_d	Verzadigde dampdruk van ^4He (37,48)	Nm^{-2}
Q	Warmtehoeveelheid	J
\dot{Q}	Warmtebelasting op de mengkoeler	Js^{-1}
\dot{Q}_m	Koelvermogen van de mengkoeler (21)	Js^{-1}
r	Bolcoördinaat	m
r	Straal van een metastabiel heliumatoom of -molekuul in vloeibaar helium (39)	m
r_-	Straal van een elektron in vloeibaar helium(14)	m
r_+	Straal van een positief heliumion in vloeibaar helium (15)	m
r_p	Kromtestraal van een wolfram-punt (10,31 e.v.)	m
R	Afstand van de emitter tot het trekrooster (16)	m
R	Weerstand	Ω
S	Quantumgetal voor het spinimpulsmoment van de elektronenwolk van een heliumatoom of -molekuul	-
t	Tijd	s
T	Temperatuur	K
T_λ	Bose-Einsteincondensatie-temperatuur	K
T_m	Temperatuur van de mengkamer	K
v_d	Driftsnelheid van ionen in vloeibaar helium	ms^{-1}
V	Volume	m^3
V	Spanning	V
V_d	Spanning van het detectorrooster (48,79)	V
$V_e(i=0)$	Spanning, waarbij veldemissie in vloeibaar helium begint (70)	V
V_p	Spanning van de emitter (9,45,47)	V
V_r	Spanning van het remrooster (47,77,78)	V
V_t	Spanning van het trekrooster (9,39,41)	V
x	Plaatscoördinaat	m
z	Plaatscoördinaat	m

α	α is de effectieve ruimtehoek, waarin de ionen tussen de emitter en het trekrooster bewegen (16)	sr
γ	Oppervlakte-energie van vloeibaar helium (30)	Jm^{-2}
E	Diepte van de potentiaalput in de Lennard-Jones potentiaal voor metastabiele heliumatomen (7,8)	J
η	Quantumparameter (7,8)	-
μ	Magnetisch moment (29)	Am^2
μ	Beweeglijkheid van ionen in vloeibaar helium (17)	$\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$
μ_-	Beweeglijkheid van elektronen in vloeibaar helium (67)	$\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$
μ_+	Beweeglijkheid van positieve ionen in vloeibaar helium (69)	$\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$
μ_B	Bohrmagneton (4)	Am^2
ρ	Dichtheid van deeltjes	m^{-3}
ρ	Massadichtheid	kgm^{-3}
σ	Treksterkte van wolframdraad (34)	Nm^{-2}
τ	Levensduur van metastabiel helium (2 e.v.)	s
τ	Tijdconstante van een spoel (28)	s
\emptyset	Uittreepotentiaal van wolfram (11,31)	J
\emptyset	Magnetische flux (44)	$\text{kgm}^2 \text{A}^{-1} \text{s}^{-2}$

Nawoord

Dit afstudeerwerk was niet mogelijk geweest zonder de faciliteiten van de groep Kryogene Technieken onder leiding van professor Gijssman en de begeleiding van Fons de Waele, die altijd tijd heeft of beschikbaar maakt. Ik heb ook begeleiding genoten van Dr.R.W. van der Heijden en ik heb prettig met Rob samen mogen werken.

De technische hulp van Leo van Hout was onontbeerlijk, evenals de soepele heliumleverantie door Wil Delissen en Jos van Amelsvoort. Loek Penders heeft me geduldig ter zijde gestaan bij de elektronica.

Jos Zeegers, de stagair, die zeer verdienstelijk literatuuronderzoek heeft gedaan, mag niet ongenoemd blijven. Ook ben ik dank verschuldigd aan Hans Kuerten, met wie ik het tweedejaars-project begeleidde, en aan de deelnemers van dit project.

De leden van de groep Fysica van Oppervlakken en Grenslagen ben ik dankbaar voor de behulpzaamheid bij het gebruik van de elektronenmicroscop.