

MASTER

Het Nottinghameffect van wolfram bij 4,2 K

Orbons, W.H.M.

Award date:
1979

[Link to publication](#)

Disclaimer

This document contains a student thesis (bachelor's or master's), as authored by a student at Eindhoven University of Technology. Student theses are made available in the TU/e repository upon obtaining the required degree. The grade received is not published on the document as presented in the repository. The required complexity or quality of research of student theses may vary by program, and the required minimum study period may vary in duration.

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain

Het Nottinghameffect van
wolfram bij 4,2 K.

Afstudeerverslag van W.H.M. Orbons.

Augustus 1978.

Het onderzoek werd uitgevoerd in de groep Kryogene Technieken van
de vakgroep Vaste Stof o.l.v. Dr. A.Th.A.M. de Waele.

Inhoud.

I.	Inleiding.	2
II.	Theorie.	4
II.1	De Fowler-Nordheimvergelijking.	4
II.2	Introductie van het Nottinghameffect,	8
II.3	Schatting van de grootte van het Nottinghameffect,	10
II.4	Het Nottinghameffect als thermo-elektrisch effect.	12
III.	De meetopstelling.	14
III.1	Vervaardiging van wolframemitters.	14
III.2	Beschrijving van de meetopstelling.	16
III.3	Gebruikte meetapparatuur.	20
IV.	Meetmethode en berekening van te verwachten resultaten.	21
IV.1	Meetmethode.	21
IV.2	Berekening van te verwachten resultaten.	24
IV.2.1	Stationaire toestand.	24
IV.2.2	Instationaire toestand.	26
V.	Resultaten.	29
V.1	Calibratie van het systeem.	29
V.2	Metingen volgens meetmethode A.	30
V.3	Metingen volgens meetmethode B.	32
VI.	Conclusie en suggesties.	36
VII.	Lijst van gebruikte symbolen.	37
VIII.	Geraadpleegde literatuur.	39

I. Inleiding.

Het Nottinghameffect is het verschijnsel, dat bij veldemissie van elektronen uit een metaaloppervlak warmteontwikkeling optreedt. Het effect is in 1928 door W.B. Nottingham als eerste beschreven en nadien door een aantal onderzoekers, zoals Drechsler, Dolan en Charbonnier, gemeten.

Geen van deze metingen heeft volledig duidelijkheid kunnen verschaffen over het Nottinghameffect.

Onduidelijke factoren bij eerdere metingen zijn het optreden van backflow van ionen naar de kathode en het optreden van extra opwarming door dissipatie in oxidelaagjes op de emitter. Ook verschillen de meetresultaten van de onderzoekers nogal.

Het doel van dit afstudeerwerk was om het Nottinghameffect te meten bij 4,2 K. Daartoe moest eerst een opstelling worden ontworpen en gebouwd. Tevens werd met het uitvoeren van de metingen in de groep ervaring opgedaan met het werken met hoogspanning in vloeibaar helium.

Op zich bestaat het Nottingham-effect ook bij kamertemperatuur. De redenen, dat tijdens dit afstuderen bij 4,2 K gewerkt is, zijn:

- 1) De soortelijke warmte van materialen is bij lage temperaturen zeer klein. Een klein ontwikkeld vermogen heeft dus een relatief snelle opwarming ten gevolge.
- 2) De warmtegeleiding neemt af bij dalende temperatuur, zodat goede isolatie mogelijk is. Hiermee wordt bereikt, dat een klein ontwikkeld vermogen een relatief groot temperatuurverschil mogelijk maakt.
- 3) De elektrische weerstand van metalen neemt af bij lage temperatuur, zodat Ohmse dissipatie pas bij grotere stroomsterkte zal optreden.
- 4) Bij lage temperatuur is het mogelijk om zeer lage drukken ($p < 10^{-10}$ Torr) te bereiken door middel van cryopompen.

Deze factoren dragen ertoe bij, dat effecten, zoals het Nottingham-effect, waarbij kleine vermogens (ca. 10^{-6} Watt) een rol spelen,

goed zichtbaar gemaakt kunnen worden.

In dit verslag wordt achtereenvolgens een beknopte uiteenzetting over de theorie gegeven (hoofdstuk II), het ontwerp van de opstelling gepresenteerd en gemotiveerd (hoofdstuk III), en tenslotte worden de metingen bekeken aan de hand van de verwachtingen daarover (hoofdstuk IV en V).

II. Theorie.

In dit hoofdstuk worden de grote lijnen geschetst van de afleiding van de Fowler-Nordheimvergelijking. Voor een gedetailleerde afleiding zij verwezen naar lit. 5.

Vervolgens wordt een beschrijving gegeven van het Nottingham-effect en een schatting gemaakt van de grootte ervan.

Tot slot zal het Nottingham-effect in het kort vergeleken worden met het Peltier-effect.

II.1 De Fowler-Nordheimvergelijking.

De Fowler-Nordheimvergelijking geeft het verband tussen aangelegde spanning en stroom die optreedt bij koude emissie van elektronen uit een metaal.

Als uitgangspunten voor de afleiding van de Fowler-Nordheimvergelijking dienen de volgende veronderstellingen:

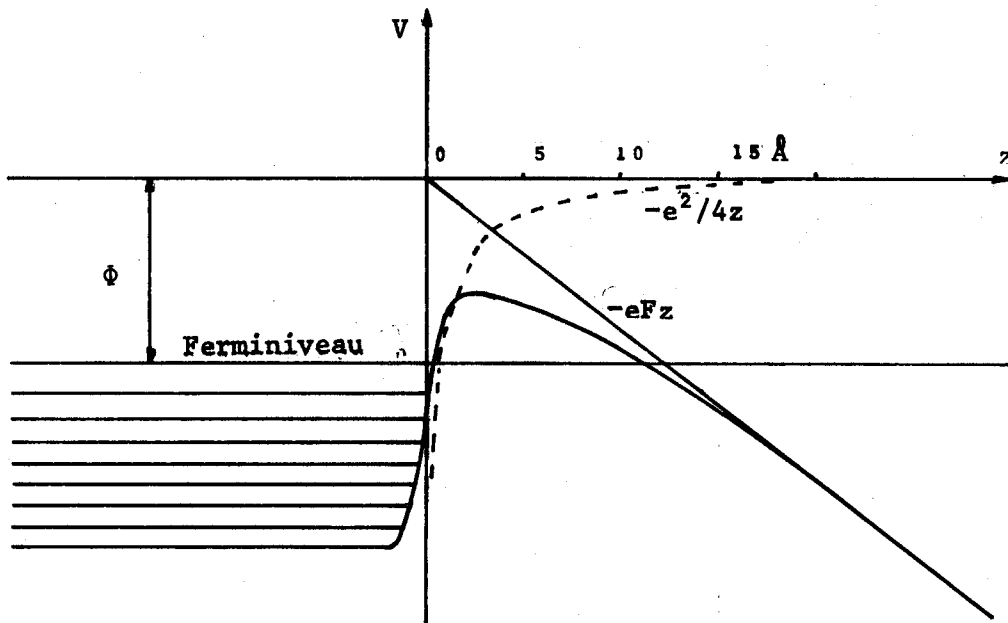
- 1) In het metaal heerst een elektronenverdeling volgens een vrij elektronenmodel.
- 2) Het oppervlak van het metaal is volkomen glad. Onregelmatigheden op atomaire schaal worden verwaarloosd.
- 3) De potentiaal zoals die gevoeld wordt door een elektron buiten het metaal is de som van het veld van een spiegelbeeldlading en het externe veld.
- 4) Er heerst een uniforme uittreepotentiaal.

Deze aannamen worden in figuur 1 tot uitdrukking gebracht.

Als een metaaloppervlak loodrecht op de veldlijnen van een elektrisch veld wordt geplaatst, zal de potentiaalbarrière die een elektron moet overwinnen om het metaal te verlaten, de in figuur 1 geschetste vorm hebben. De potentiaalberg bestaat uit twee componenten, te weten:

$-eFz$: de potentiële energie van het elektron in het aangelegde elektrisch veld F .

$-e^2/4z$: de potentiële energie ten gevolge van de werking van de spiegelbeeldkracht. Deze kracht kan men zich voorstellen door de plaats van het elektron te spiegelen ten opzichte van het oppervlak en daar een positieve lading te situeren, die de beweging van het elektron beïnvloedt.



figuur 1. De potentiaalbarrière, die een elektron ontmoet ,wanneer het een metaal verlaat o.i.v. een uitwendig elektrisch veld F , bij $T=0$ K. De rechte lijn geeft de bijdrage $-eFz$ tot de potentiaalberg van het elektron in een elektrisch veld F . De hyperbool is de bijdrage $-e^2/4z$, die geleverd wordt door de lading op het oppervlak van het metaal, die voorgesteld kan worden door een spiegelbeeldlading.

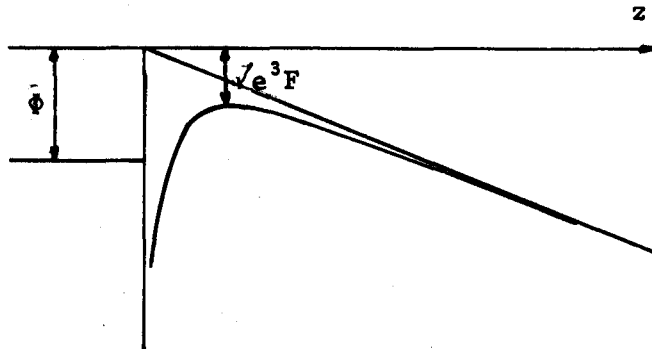
Bij afwezigheid van een elektrisch veld stellen we de potentiële energie van het elektron in het oneindige gelijk aan nul. Voor de potentiële energie als functie van z , $E_p(z)$, geldt nu:

$$E_p(z) = -E_0 \quad \text{voor } z < 0 \quad (1)$$

$$E_p(z) = -e^2/4z - eFz \quad \text{voor } z > 0 \quad (2).$$

Het aanbrengen van een elektrisch veld verlaagt het maximum in de potentiële energie met een bedrag ter grootte van $\sqrt{e^3 F}$. Deze verlaging wordt de Schottky reductie ten gevolge van het elektrisch veld genoemd. Uit figuur 2 is voorts af te leiden dat de potentiaalberg lager en smaller wordt naarmate de elektrische veld sterkte F toeneemt.

figuur 2.
Schottky reductie
tengevolge van het
elektrische veld.



In grote lijnen verloopt de afleiding van de Fowler-Nordheimvergelijking nu als volgt:

Het aantal elektronen dat het oppervlak per tijdseenheid treft, wordt bepaald met behulp van de Fermi-Dirac distributiefunctie. Vervolgens wordt een transmissiecoëfficiënt D bepaald, die de kans, dat elektronen door de potentiaalberg tunnelen, geeft als functie van E . Vermenigvuldiging van deze twee factoren geeft de energieverdeling van de geëmitteerde elektronen:

$$P(E)d(E) = \frac{4\pi m d}{h^3} \exp\left(-e - \frac{E_f}{d}\right) \frac{\exp(E/d) dE}{\exp(E - E_f)/kT + 1} \quad (3)$$

$$\text{hierin is: } c = \frac{6,83 \cdot 10^7 \phi^{3/2}}{F} \cdot v(3,79 \cdot 10^{-4} F^{1/2} \phi^{-1}) \quad (4)$$

$$d = \frac{9,76 \cdot 10^{-9} F}{\phi^{1/2} t(3,79 \cdot 10^{-4} F^{1/2} \phi^{-1})} \text{ eV} \quad (5)$$

$v(y)$ en $t(y)$ zijn langzaam variërende functies ($t(y) \approx 1$), die getabelleerd staan in lit. 4.

De emissiestroomdichtheid j volgt door vermenigvuldiging van (3) met e en integratie over E . Na enig rekenwerk levert dit de Fowler-Nordheimvergelijking:

$$j = \frac{1,54 \cdot 10^{-6} F^2}{\phi t^2(3,79 \cdot 10^{-4} F^{1/2} \phi^{-1})} \exp\left(-6,83 \cdot 10^7 \phi^{3/2} F^{-1} \cdot v(3,79 \cdot 10^{-4} F^{1/2} \phi^{-1})\right) \quad (6)$$

Wanneer F in Volt/cm en ϕ in eV dan is j in A/cm^2 .

Voor de stroom I, die gemeten wordt, geldt:

$$I = \int j dA, \quad (7)$$

waarin A het emitterend oppervlak voorstelt.

F wordt afgeleid uit:

$$F = \beta V, \quad (8)$$

waarin V de aangelegde spanning is en β een factor is, die wordt bepaald door de geometrie van de emitter. Een veel gebruikte benadering voor β is: $\beta = (a r_0)^{-1}$, met r_0 de straal van de emitter-tip en a een constante, waarvoor geldt: $3 < a < 5$.

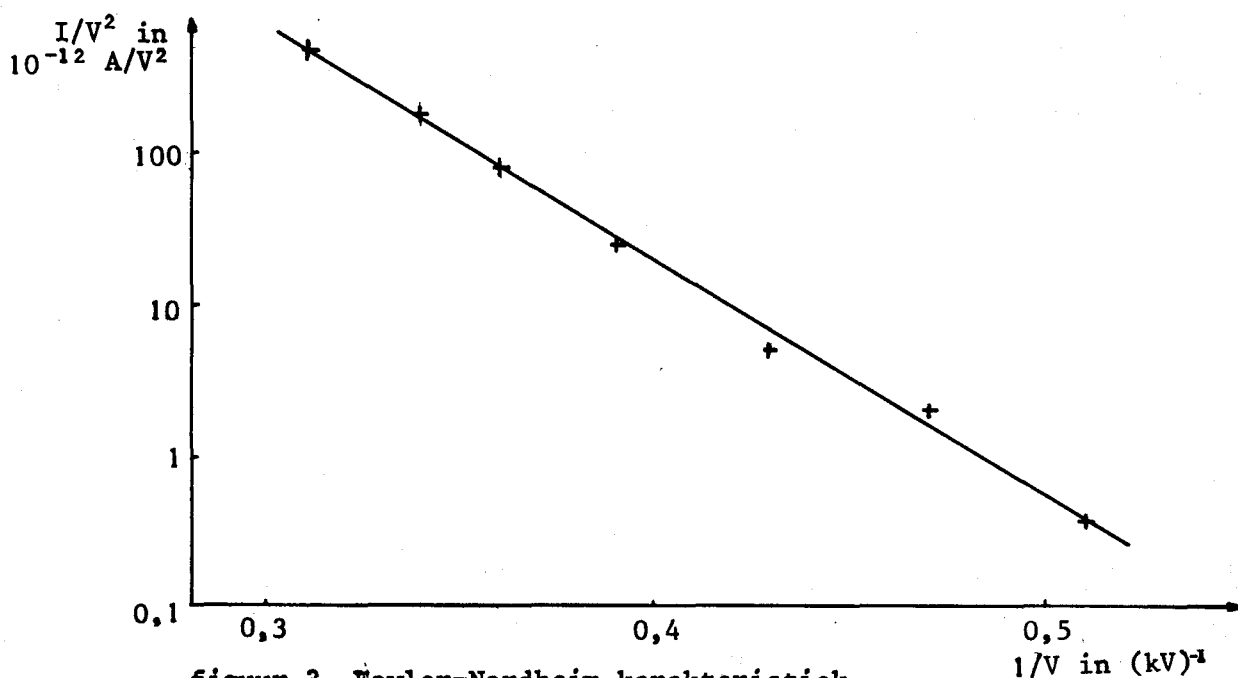
Sustitutie van (6) en (8) in (7) levert bij constante verdeling van j over A:

$$I = C_1 V^2 \exp(-C_2/V), \quad (9)$$

waarin C_1 en C_2 constant.

De waarde van C_1 en C_2 is zodanig dat de exponentiële term de kwadratische term in V geheel overheerst, zodat in goede benadering geldt:

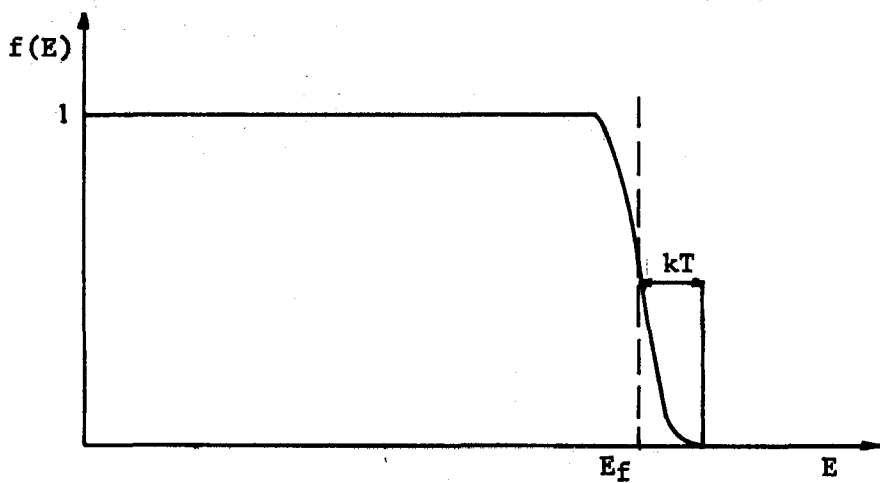
$$I = C_3 \exp(-C_2/V) \quad (10)$$



figuur 3. Fowler-Nordheim karakteristiek van emitter 27.

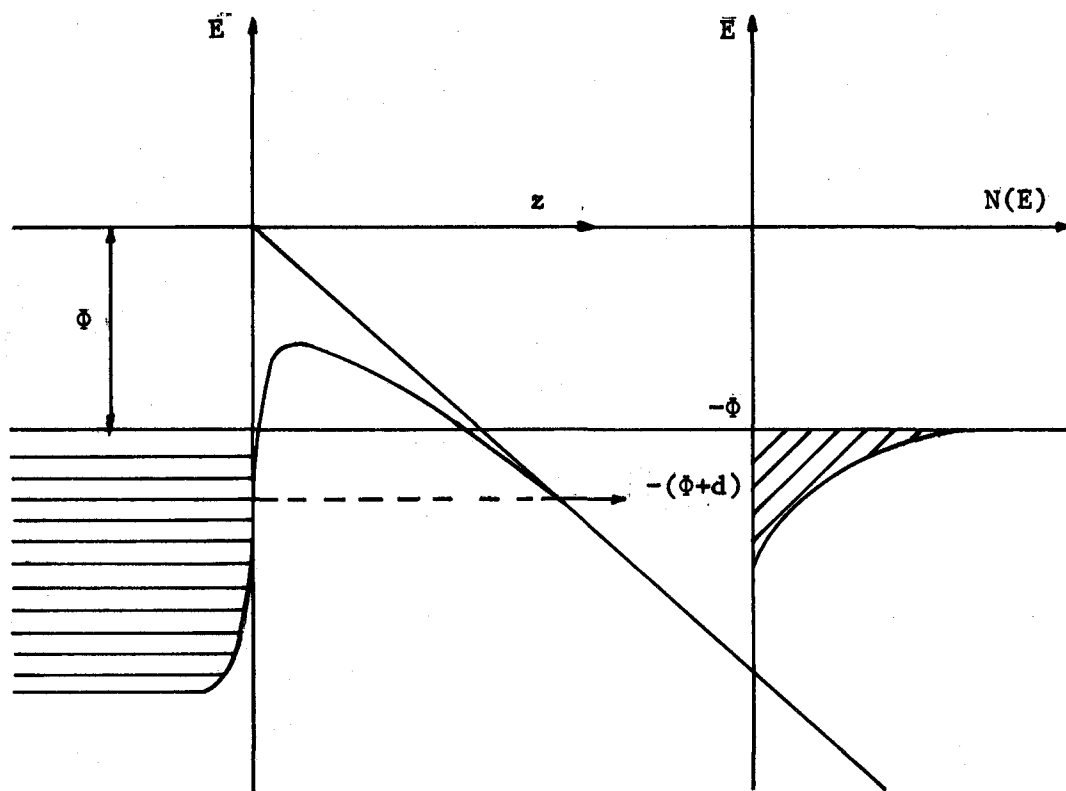
II.2 Introductie van het Nottinghameffect.

Wanneer elektronen met een gemiddelde energie \bar{E} worden geëmitteerd, zullen de vrijgekomen plaatsen worden opgevuld door elektronen met een energie die gelijk of vrijwel gelijk is aan E_f . Uitsluitend de elektronen in een band ter breedte kT ($\approx 0,00035$ eV bij $T=4$ K) rond E_f kunnen aan de geleiding deelnemen, omdat slechts daar onbezette toestanden voorkomen. Zie figuur 4.



figuur 4. Bezettingsgraad $f(E)$ bij $T = 4$ K.

Ieder elektron dat geëmitteerd wordt en met energie E_f aan het oppervlak arriveert, zal dus energie afstaan ter grootte $E_f - \bar{E}$. Wanneer $E_f - \bar{E} > 0$ treedt opwarming op, indien $E_f - \bar{E} < 0$ afkoeling. Bij $T = 0$ K geldt, dat alle niveaus boven het Fermi-niveau leeg zijn, met andere woorden alle geëmitteerde elektronen hebben een energie die kleiner is dan of gelijk is aan de Fermi-energie. Hieruit volgt, dat in dit geval opwarming zal plaatsvinden (figuur 5.). Wanneer de temperatuur van de emitter toeneemt, raken energieniveaus boven E_f bezet en zullen een aanzienlijke bijdrage leveren tot de emissie. Hierdoor wordt het energieverval $E_f - \bar{E}$ kleiner en daarmee ook de opwarming. Zodra T een "inversietemperatuur" T_i overschrijdt, wordt \bar{E} groter dan E_f en zal de richting van het effect omgekeerd zijn, zodat koeling optreedt. De temperatuur T_i is afhankelijk van het aangelegde elektrisch veld en de uittreepotentiaal.



figuur 5. emissiespectrum bij $T = 0 \text{ K}$.

Als we vergelijking 3 vermenigvuldigen met e en herleiden, dan vinden we:

$$J(\bar{E} - E_f)d(\bar{E} - E_f) = J_0 \cdot \frac{\exp(\bar{E} - E_f)/d}{\exp(\bar{E} - E_f)/kT + 1} d \frac{(\bar{E} - E_f)}{d} \quad (11)$$

hierin is: $J(\bar{E} - E_f)$ = stroomdichtheid per eenheid van energie
 J_0 = stroomdichtheid per eenheid van energie bij $T = 0 \text{ K}$.

Voor $T > 0 \text{ K}$ geldt, dat de vorm van de energieverdelingskromme bepaald wordt door de parameter $p = kT/d$, waarbij d gegeven wordt door (5). Wanneer $p = \frac{1}{2}$ geldt, dat de energieverdeling van de geëmitteerde elektronen symmetrisch is ten opzichte van E_f .

Bij de temperatuur T_i , behorende bij $p = \frac{1}{2}$, zal dan ook het integrale Nottingham-effect nul zijn, omdat $\bar{E} - E_f = 0$. De temperatuur T_i is te bepalen met behulp van (5):

$$p = \frac{1}{2} \rightarrow T_i = \frac{d}{2k} = \frac{heF}{8\pi k(2m)^{1/2}\Phi^{1/2}t(y)} \approx 5,32 \cdot 10^{-5} \frac{F}{\Phi^{1/2}}, \quad (12)$$

waarbij T_i in K, F in Volt/cm en Φ in eV.

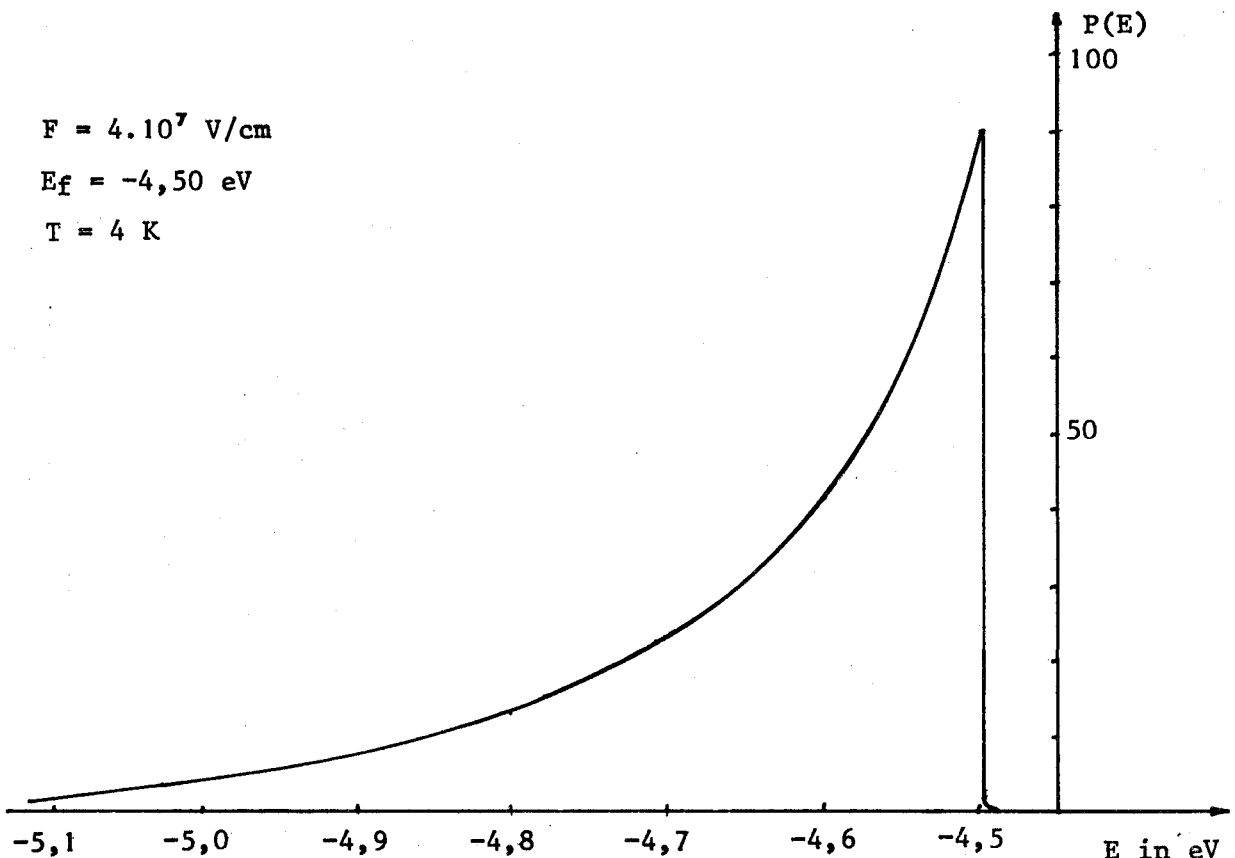
Dit levert bijvoorbeeld voor wolfram bij $F = 4 \cdot 10^7$ V/cm en

$\Phi = 4,52$ eV: $T_i \approx 1000$ K.

Het zal duidelijk zijn, dat tijdens dit afstuderen, waarbij gewerkt is met temperaturen rond 4 K, uitsluitend Nottinghamopwarming is waargenomen.

II.3 Schatting van de grootte van het Nottinghameffect.

Uit de energieverdeling van de geëmitteerde elektronen kan de grootte van het Nottinghameffect bepaald worden. Dit kan gebeuren door de totale energie van de geëmitteerde elektronen te middelen over het aantal en het verschil van dit gemiddelde met de Fermi-energie te bepalen. Het resultaat is de gemiddelde energieoverdracht per elektron. Zie figuur 6 en 7.



figuur 6. Grafiek van $P(E)$ tegen E .
Verticale schaal op 100 genormaliseerd.

Het oppervlak onder de grafiek van figuur 7 stelt de totale energie van de geëmitteerde elektronen voor, het oppervlak onder de grafiek van figuur 6 het totaal aantal geëmitteerde elektronen. Het quotiënt van deze oppervlakken levert de gemiddelde energie per elektron. Deze bedraagt - 4,69 eV, zodat de gemiddelde energieoverdracht per elektron gelijk is aan 0,19 eV. Bij metingen zal dit verschil in de vorm van warmte gemeten worden.

Er speelt echter nog een tweede effect een rol, nl. de ohmse opwarming van de emitter. Hiervoor geldt dat $Q = I^2R$, terwijl bij het Nottingham-effect geldt: $Q_N = (E_f - \bar{E})I$.

Dit levert:

$$Q_{\text{tot}} = Q_J + Q_N$$

$$= RI^2 + (E_f - \bar{E})I. \quad (13)$$

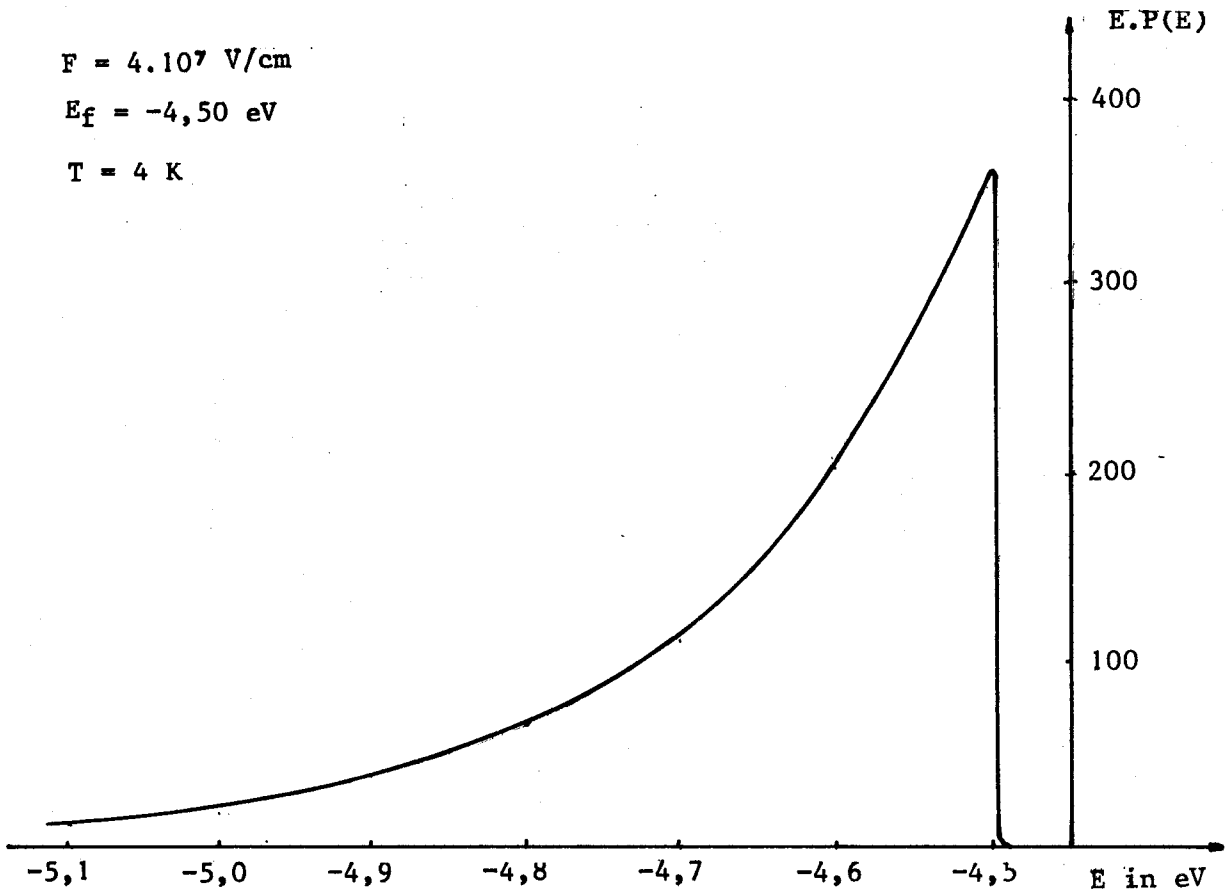
Zolang geldt dat $I^2R \ll E_f - \bar{E}$, kunnen we schrijven:

$$E_f - \bar{E} = \frac{Q_{\text{tot}}}{I} \quad (14)$$

$$F = 4 \cdot 10^7 \text{ V/cm}$$

$$E_f = -4,50 \text{ eV}$$

$$T = 4 \text{ K}$$



figuur 7. Grafiek van $E \cdot P(E)$ tegen E .

II.4 Het Nottingham-effect als thermo-elektrisch effect.

Het Nottingham-effect is te beschouwen als een thermo-elektrisch effect. Het vertoont nl. overeenkomsten met het Peltier-effect. Daarnaast bestaan er evenwel ook belangrijke verschillen.

Wanneer we de metaal-vacuüm overgang van het Nottingham-effect vergelijken met de metaal-metaal overgang van het Peltier-effect, dan zien we dat beide overgangen een warmte-effect vertonen wanneer er een elektrische stroom door de overgang wordt gestuurd.

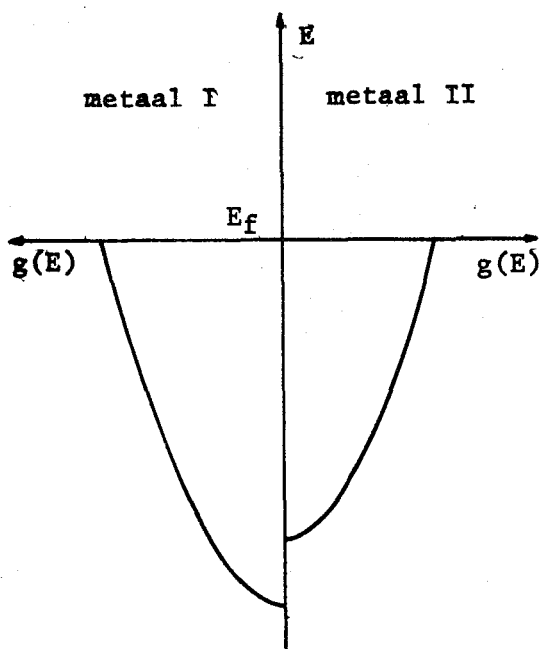
Bij beide berust het effect op het verschil in elektronendistributie aan weerszijden van de overgang. Doordat de geleidingselektronen in een andere verdeling terecht komen, krijgen ze een andere gemiddelde energie. Het verschil in energie wordt opgenomen uit of afgestaan aan het rooster.

Hier treedt een belangrijk verschil aan het licht. Het Peltier-effect is omkeerbaar: door de stroomrichting om te keren verandert ook het warmte-effect van teken.

Het Nottingham-effect is niet omkeerbaar: het is niet mogelijk de stroomrichting om te keren.

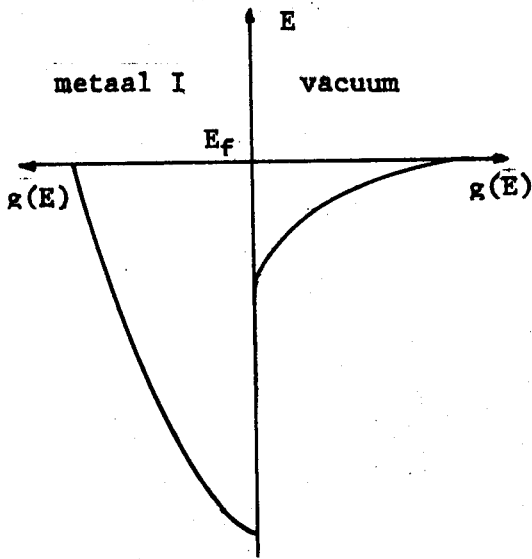
Een tweede verschil is dat het Nottingham-effect bij dalende temperatuur tendeert naar een energieoverdracht van ongeveer 0,2 ev per elektron, terwijl het Peltier-effect bij dalende temperatuur tot nul nadert. De reden voor dit verschil wordt in onderstaande figuren weergegeven.

Bij zeer lage temperatuur geldt, dat vrijwel alle toestanden boven het Fermi-niveau leeg zijn; vrijwel alle toestanden eronder zijn bezet. Dit betekent dat een geleidingselektron niet kan terugvallen naar een toestand met lagere energie, noch gedwongen wordt naar een toestand met hogere energie. M.a.w. er vindt geen energieoverdracht plaats.



figuur 8. Peltier-effect bij $T=0$ K.

Bij het Nottingham-effect is de situatie geheel anders (figuur 9).



In principe kunnen alle elektronen tunnelen, zodat ook elektronen met energie $E < E_f$ de overgang kunnen passeren. Met ander woorden, in het metaal arriveren elektronen met energie gelijk aan E_f en in vacuum komen elektronen aan met energieën volgens de geschetste verdeling.

figuur 9. Nottingham-effect bij $T \approx 0$ K.

III. De meetopstelling.

III.1 Vervaardiging van wolfram emitters.

Teneinde met een niet te hoge spanning ($< 5000 \text{ V}$) toch hoge veldsterkten te kunnen opwekken ($F > 2,10^7 \text{ V/cm}$), is het nodig de emitter bijzonder scherp te maken. De elektrische veldsterkte wordt nl. bij benadering gegeven door $F = V/ar$ met $3 < a < 5$, zie ook (8). Dit houdt in, dat bij de gebruikte spanning r_0 kleiner moet zijn dan $0,5 \mu\text{m}$.

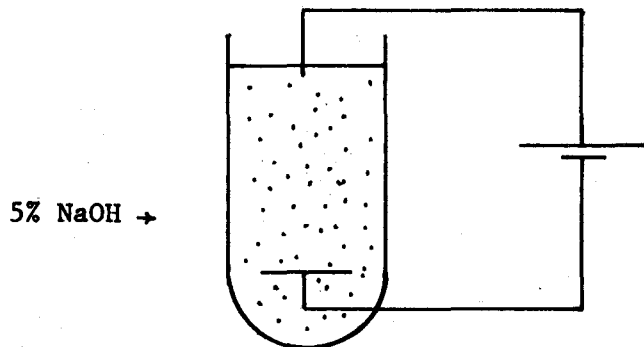
Het meest toegepaste emittermateriaal is wolfram. De redenen daarvoor zijn het hoge smeltpunt, de grote mechanische sterkte en de goede elektrische eigenschappen. Om uit wolframdraad scherpe emitters te vervaardigen staan er een aantal technieken ter beschikking, o.a.

- vonkverspanen
- chemisch etsen
- elektrolytisch etsen.

De methode die het beste voldoet is het elektrolytisch etsen. Het is een eenvoudig en goed reproduceerbaar proces en levert emitters van de gewenste geometrie.

Ideaal is uiteraard een proces of techniek, waarbij iedereen dezelfde resultaten zou boeken door uitsluitend een aantal parameters, die het proces beheersen, in te stellen. Ofschoon elektrolytisch etsen hier gedeeltelijk aan tegemoetkomt, blijft het vervaardigen van de emitters tot op zekere hoogte een kunst, afhankelijk van de vaardigheid en ervaring van de maker, zodat onderlinge verschillen blijven bestaan.

Goede resultaten ($0,2 \mu\text{m} < r_0 < 1 \mu\text{m}$) zijn geboekt, uitgaande van $100 \mu\text{m}$ wolframdraad.



figuur 10.

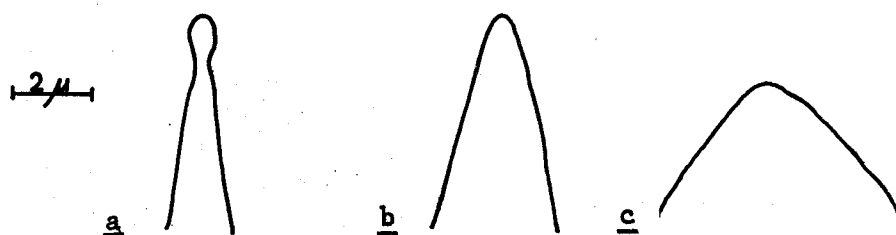
Opstelling voor het vervaardigen van wolfram emitters.

Deze wordt geëtt in een 5% NaOH of KOH-oplossing, waarbij de wolframdraad als anode wordt gebruikt en een messing plaat als kathode. Zie figuur 10.

Er wordt een spanningsverschil aangelegd van ca. 30 volt, en na enige tijd, die empirisch wordt vastgesteld, wordt de spanning uitgeschakeld. Variabelen, die invloed hebben op het uiteindelijke resultaat zijn:

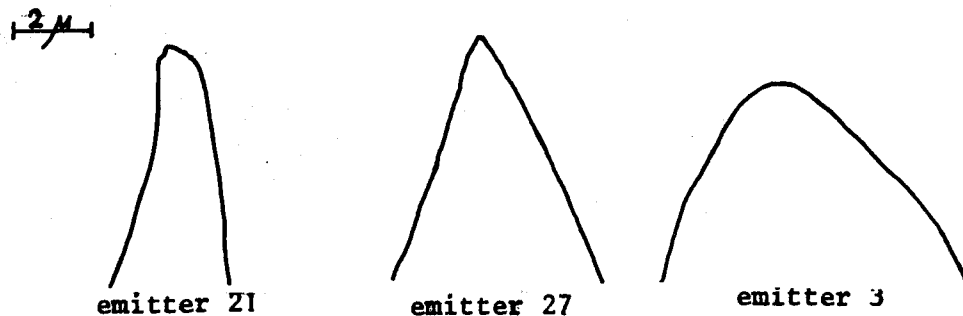
- de aangelegde spanning
- de concentratie van de oplossing
- de etstijd
- de mate waarin de emitter is ondergedompeld.

Gewoonlijk is het resultaat een kegelvormige emitter. Grote tophoeken zijn het gevolg van een klein spanningsverschil en een geringe insteekdiepte, terwijl een groot spanningsverschil en een grote diepte resulteren in een kleine tophoek (figuur 11).



figuur 11. Enige typische emittergeometrieën.

Het is belangrijk de etstijd kort te houden, teneinde te voorkomen dat alle materiaal wordt weggeëtt. Op deze manier zijn naar schatting 60 emitters vervaardigd, waarvan ongeveer 20 exemplaren scherp genoeg waren ($r < 0,5 \mu$). Geëxperimenteerd is ook met verschillende draaddiameters nl., 100μ , 150μ en 300μ . De beste resultaten zijn bereikt met 100μ draad.



figuur 12. Contouren van enige emitters. De foto's zijn gemaakt met een elektronenmicroscop.

III.2 Beschrijving van de meetopstelling.

Om het Nottingham-effect te kunnen meten moet de opstelling voldoen aan een aantal eisen:

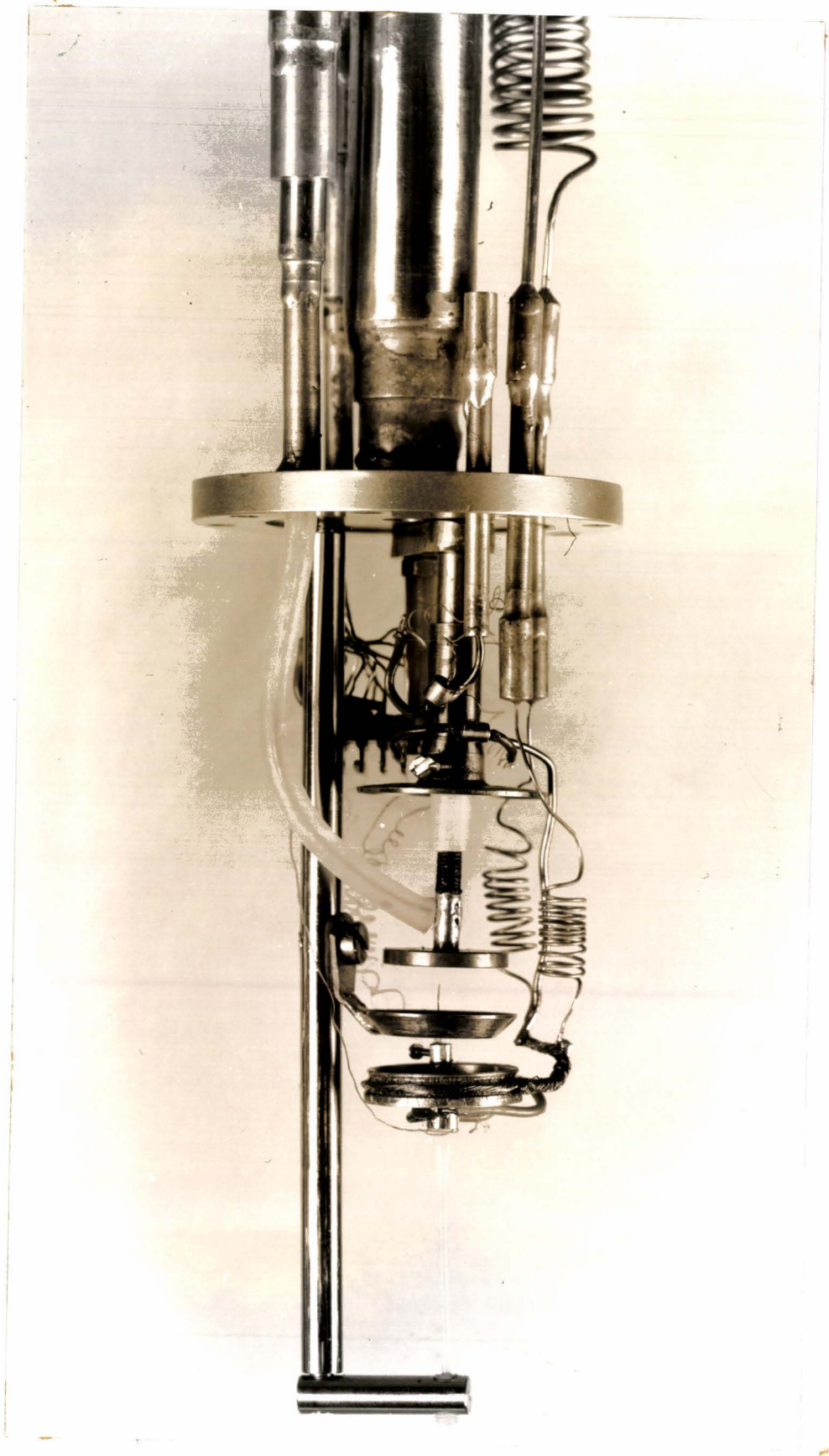
- 1) De emissie moet plaatsvinden in ultra-hoog vacuüm ($p < 10^{-9}$ Torr) om beschadiging van de wolframemitter te voorkomen en om opwarming als gevolg van de terugstroom van losgeslagen deeltjes vanaf de anode zo klein mogelijk te houden.
- 2) De opstelling moet op lage temperatuur (4 K) gebracht kunnen worden, zonder het gebruik van helium als contactgas (zie onder 1). Dit vereist het toepassen van een heatswitch.
- 3) De emitter moet zeer goed warmte-geïsoleerd zijn opgesteld vanwege het kleine vermogen (maximaal 10 μ W) dat gemeten wordt.
- 4) Om het vermogen nauwkeurig te kunnen meten moet de mogelijkheid aanwezig zijn om het systeem te calibreren met behulp van een bekend vermogen.

Op grond van eis 3 is aanvankelijk geëxperimenteerd met grafiet als ophanging, hetgeen bijzonder slechte resultaten opleverde, omdat grafiet vrijwel niet af te koelen is¹.

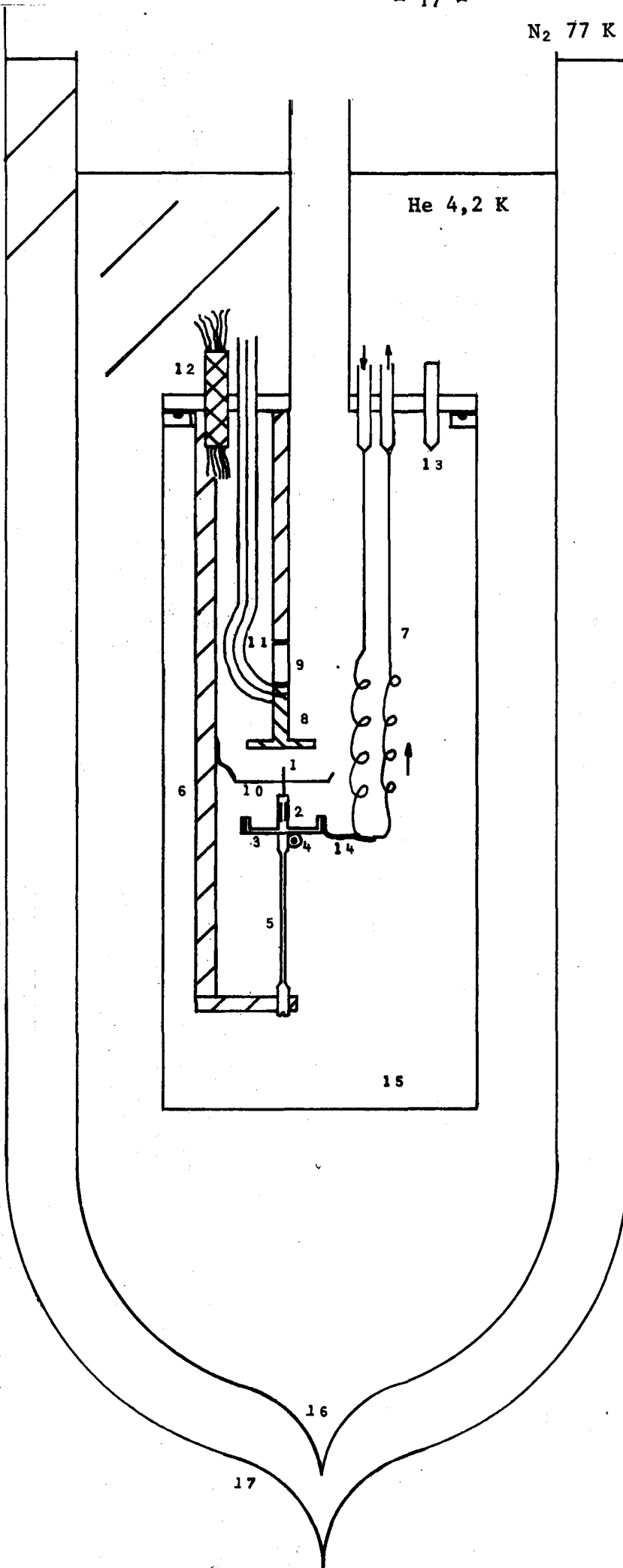
Na het testen van enige andere materialen waaronder nylon, teflon, roestvrij staal is het volgende ontwerp tot stand gekomen;

Z.O.Z.

¹ zie afstudeerverslag L. Habets '78.



1 cm.



1. wolfram emitter.
2. stookspiraal.
3. emitterhouder.
4. thermometer I.
5. kathodesteun,
nylon, ϕ 1 mm.
6. ophanging, r.v.s.
7. capillair.
8. anode, koper.
9. isolatie, teflon.
10. scherm, koper.
11. hoogspannings-
kabel.
12. doorvoer voor
meetdraden.
13. reservedoorvoer.
14. verbindingsstuk,
koper.
15. vacuumkamer.
16. heliumcryostaat.
17. stikstofcryostaat.

figuur 13.

De opstelling.

Toelichting:

Om aan eis 1 te voldoen is gebruik gemaakt van de werking van vloeibaar helium als "cryopomp". Dit betekent dat de temperatuur in de vacuumkamer verlaagd wordt (d.m.v. vloeibaar helium), zodat alle gassen vastvriezen tegen de wand van de vacuumkamer en de verschillende delen van de opstelling. Bij 4,2 K vriest helium uiteraard niet vast, zodat om een goede, d.w.z. lage, druk te krijgen, het gebruik van helium als contactgas niet mogelijk is, temeer daar helium sterk aan de wand adsorbeert.

De met dit cryopompen bereikbare druk (zonder de aanwezigheid van helium) is lager dan 10^{-10} Torr. Om tijdens de emissie toch zo min mogelijk hinder te ondervinden van vastgevroren gassen - die zich ook vastzetten op de emitter - wordt alvorens af te koelen, een dag lang bij kamertemperatuur aan het systeem gepompt. Dit gebeurt met een vóórvacuumpomp (0,1 Torr), in serie geschakeld met een olie-diffusiepompe. Hiermee wordt een druk bereikt van ca 10^{-6} Torr.

Om ondanks de afwezigheid van contactgas de onderdelen binnen de vacuumkamer voldoende snel te kunnen afkoelen, wordt gebruik gemaakt van het hieronder beschreven capillair, waarmee tevens aan eis 2 wordt voldaan.

Het capillair is een cupronikkel buisje ter lengte van ongeveer 40 centimeter. Het heeft een binnendiameter van 0,3 mm en een buitendiameter van 0,5 mm. Zowel aan de ingang als aan de uitgang is een kraan aangebracht. Door beide kranen te openen wordt heliumdamp van even boven het vloeistofniveau in de cryostaat door het capillair gepompt. Dit heliumgas wordt in het gedeelte van het capillair, dat door de cryostaat loopt, voorgekoeld en koelt vervolgens de opstelling binnen de vacuumkamer. Wanneer de gehele opstelling op 4,2 K is gebracht, wordt de kraan in de ingaande leiding gesloten zodat het capillair wordt leeggepompt. Op deze manier is het mogelijk om snel af te koelen, terwijl na afloop een grote warmteweerstand resteert van ca. 10^7 K/W ; nl., voor kleine ΔT geldt:

$$R_w = \frac{\Delta T}{Q} = \frac{1}{\lambda} \frac{1}{A} \quad (15)$$

In deze formule is: O = oppervlak in cm^2 .

l = lengte in cm .

λ = warmtegeleidingscoëfficiënt in W/cmK .

Zowel de doorvoer van de hoogspanningsleiding als de doorvoer van de meetdraden door de bovenflens van van de vacuümkamer is ingegoten in Stycast 2850 KT. Dit type Stycast heeft vrijwel dezelfde uitzettingscoëfficiënt als het Nieuw-Zilver dat als gietmal c.q. aansluitstuk is gebruikt². Bovendien heeft het een goede warmtegeleiding zodat bij snel afkoelen tot heliumtemperatuur de kans op spanningen in het materiaal gering is. Tevens is het op deze wijze mogelijk de anode voor te koelen zonder gebruik te maken van een heatswitch.

De afdichting van de vacuümkamer geschiedt met behulp van een Indium O-ring.

Het scherm 10 is aangebracht om een eventuele terugstroom vanaf de anode tegen te gaan. Weliswaar is niet de emitter zelf afgeschermd, maar wel de emitterhouder die een zeer veel grotere oppervlakte heeft. Immers ieder teruggeschoten positief deeltje heeft een energie van ca. 3000 eV, zodat een terugstroom die slechts een fractie 10^{-4} is van de emissiestroom voldoende is om het Nottinghameffect geheel te overschaduwten.

De stookspiraal 2, die dient om het systeem te calibreren, is gewikkeld van 50 μm dik manganindraad en heeft een weerstand van 255 Ω bij $T = 4 \text{ K}$. Dit betekent dat er een stroom van 0,2 mA gestuurd moet worden om een vermogen van 10^{-5} W te dissiperen.

De emitterhouder is uit aluminiumvervaardigd vanwege de geringe soortelijke warmte bij $T = 4 \text{ K}$. De warmtecapaciteit bedraagt slechts $5 \cdot 10^{-4} \text{ J/K}$.

Thermometers zijn koolweerstand van het type Allen-Bradley; bij kamertemperatuur bedraagt de weerstand ca 470 Ω . Bij 4,2 K is de gevoeligheid ca. 7 Ω/mK . De weerstanden zijn geijkt in vloeibaar

² zie afstudeerverslag J.P.M. Oorsprong, maart '78.

helium door middel van dampdrukmetingen.

Nylon is gekozen voor de kathodesteun vanwege de zeer slechte warmtegeleiding bij 4,2 K. Het gebruikte staafje met een lengte van 25 mm en een diameter van 1 mm zorgt voor een warmteweerstand ter grootte van $2,5 \cdot 10^6$ K/W

Bij $\Delta T = 100$ mK geeft dit een verwaarloosbaar kleine warmtestroom naar het bad, nl. $4 \cdot 10^{-8}$ W.

III.3 Gebruikte meetapparatuur.

Voor het opwekken van de hoogspanning is een Brandenburg High Voltage Generator type S 0530/10 gebruikt. De emissiestroom is gemeten met een Keathley 150 AR micro-ampère meter en de weerstandswaarden van de thermometers zijn bepaald met behulp van een Cryobridge S72. Fowler-Nordheim karakteristieken zijn opgetekend met een Hewlett-Packard x-y recorder, model 7000 AM.

Als voeding voor de calibratie heeft een Delta-Elektronica gediend.

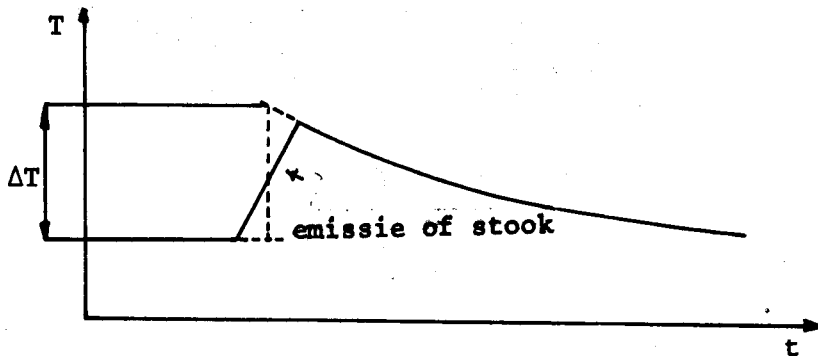
Bijzondere aandacht is besteed aan de aarding van het elektrisch circuit, vanwege de kleine signalen (10^{-7} A) waarmee gewerkt is. De aarding is stervormig uitgevoerd vanaf één punt, zodat het optreden van lussen vermeden is.

IV. Meetmethode en berekening van te verwachten resultaten,

IV.1 Meetmethode.

Om de grootte van het vermogen dat door het Nottingham-effect wordt geleverd te kunnen bepalen, wordt het vergeleken met een bekend vermogen. Dit bekende vermogen wordt gedissipeerd in heater 2 (figuur 13). Uit de verhouding van de temperatuur van thermometer 1, die bereikt wordt met een bepaalde emissiestroom, en de temperatuur van dezelfde thermometer bij ingeschakelde stookweerstand is het mogelijk het vermogen van het Nottingham-effect te bepalen. Tijdens het experimenteren zijn twee verschillende methodes gehanteerd.

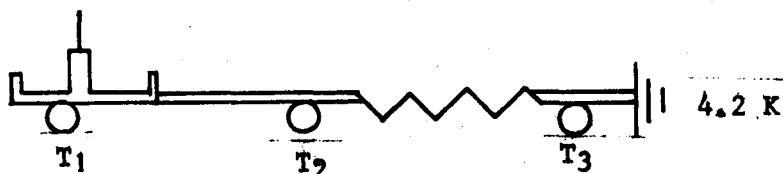
A Tijdens een korte inschakeling (ca. 60 sec.) van beurtelings de emissiestroom en de stookweerstand wordt de temperatuurstijging van de thermometer genoteerd. De afkoelingskromme wordt eveneens bepaald om door extrapolatie de gevolgen van een altijd aanwezig warmtelek te elimineren (figuur 14).



figuur 14. Temperatuurverloop als functie van de tijd.

Door op deze manier een aantal metingen te verrichten met de de stookweerstand, is het mogelijk een ijkgrafiek te tekenen van het temperatuurverschil ΔT tegen het gestookte vermogen \dot{Q} . De ΔT -waarden die met de emissiestroom worden bereikt, worden in deze grafiek uitgezet om de erbij behorende vermogens te vinden.

B Bij deze meetmethode is een warmteweerstand, een 1 cm lang koperen draadje, ϕ 0,1 mm, ingebouwd tussen de emitterhouder 3 en het heliumbad 13. De waarde van deze weerstand is bepaald uit een ijkmeting.



figuur 15. Schematische voorstelling van de opstelling.

Er wordt nu gemeten door een bepaald vermogen te dissiperen en op temperatuurevenwicht te wachten van de thermometers T_1 , T_2 en T_3 . Uiteraard zijn deze vermogens bij vergelijkbare waarden van T_1 groter dan onder A vanwege de minder grote warmteweerstand. Op dezelfde wijze als onder A wordt een ijkgrafiek opgetekend en het Nottinghamvermogen door interpolatie bepaald.

Methode A heeft als voordeel ten opzichte van methode B, dat er met kleinere vermogens gewerkt kan worden, waardoor de Joule-warmte die ontwikkeld wordt kleiner is dan bij B. Nadeel is echter dat traagheidseffecten, ten gevolge van bijvoorbeeld een grote warmteweerstand tussen emitter en thermometer 1, een grote rol kunnen spelen of zelfs de meting geheel kunnen doen mislukken. Bij B is dit opgelost door de langere meettijd.

Bij methode B is met grotere vermogens gewerkt om

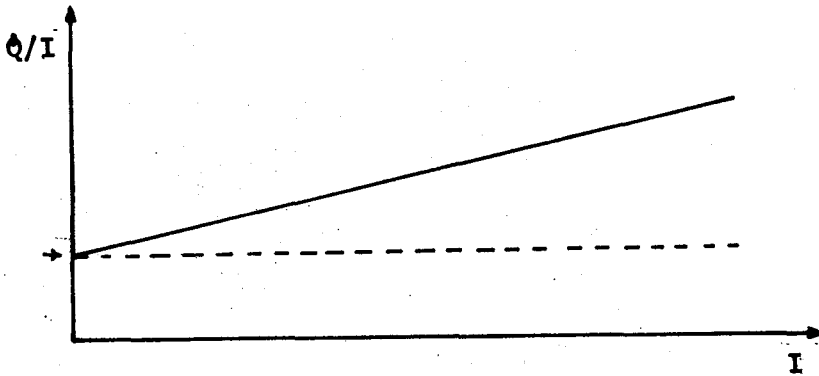
- inzicht te krijgen in de grootte van de ontwikkelde Joule-warmte.
- fluctuaties in de emissiestroom, die bij kleine stroomsterkte nogal hinderlijk zijn, te verkleinen. Bij grotere stroomsterkte treden deze fluctuaties bovendien minder vaak op.

Tot het gemeten vermogen dragen twee termen bij:

- $Q_N = (E_f - \bar{E})I$ t.g.v. het energieverval tussen de geëmitteerde en aangevulde elektronen (Nottingham-effect)
- $Q_J = RI^2$ t.g.v. ohmse opwarming in de emitter.

Er geldt dus: $Q_{\text{tot}} = (E_f - \bar{E})I + RI^2$,

Door de gemeten waarden van Q_{tot}/I uit te zetten tegen I (emissiestroom), verkrijgen we een grafiek als in figuur 16.



figuur 16.

Bij zeer kleine stroomsterkte geldt dat $RI^2 \ll (E_f - \bar{E})I$, zodat de plaats waar de grafiek de Y - as snijdt de gezochte waarde van $(E_f - \bar{E})$ oplevert.

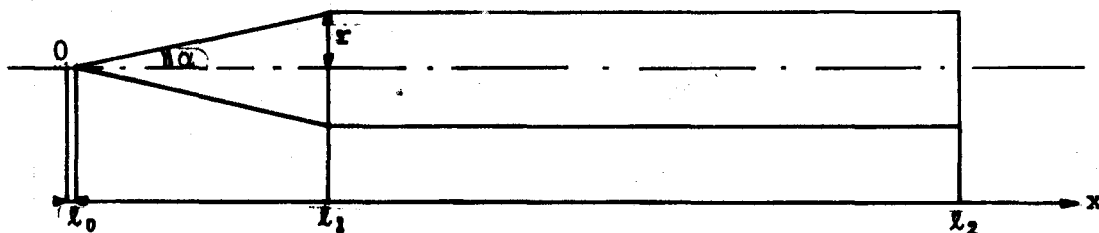
Duidelijk is dat bij methode A dicht in de buurt van het snijpunt met de Y - as wordt gemeten, terwijl methode B voor grotere stroomsterkte wordt gebruikt, waarna door extrapolatie het snijpunt met de Y - as wordt bepaald.

Tot slot moet worden opgemerkt, dat van iedere emitter vóór en ná iedere meting een Fowler-Nordheim karakteristiek is opgetekend om eventuele veranderingen in de emitter te kunnen waarnemen.

IV.2 Berekening van te verwachten temperatuurverschillen.

IV.2.1 Stationaire toestand.

Omhet te verwachten temperatuurverschil in stationaire toestand te berekenen, ga ik uit van onderstaand model voor de emitter: een kegelvormige punt, verbonden met een cilindrische staaf.



figuur 17. emittermodel.

In stationaire toestand geldt voor de warmtebalans:

$$Q_J + Q_N = Q_g \quad (16)$$

Hierin is: Q_J = ohmse dissipatie.

Q_N = vermogen t.g.v. het Nottingham-effect.

Q_g = vermogen dat via de emitter wordt afgevoerd naar het bad.

Uitwerken van (16) leidt tot

$$I^2 R + I(E_f - \bar{E}) = \Delta T / R_w, \quad \text{ofwel}$$

$$\Delta T = R_w ((E_f - \bar{E})I + R_\Omega I^2) \quad (17)$$

Hierin is: R_w = warmteweerstand naar het bad.

R_Ω = elektrische weerstand van de emitter.

Voor R_w en R_Ω kunnen we onderstaande uitdrukkingen opstellen:

$$R_\Omega = \int_{\ell_0}^{\ell_1} \frac{\rho dx}{\pi x^2 \tan^2 \alpha} + \int_{\ell_1}^{\ell_2} \frac{\rho dx}{\pi r^2}$$

$$= \frac{-\rho}{\pi \tan^2 \alpha} \left\{ \frac{1}{\ell_1} - \frac{1}{\ell_0} \right\} + \frac{\rho(\ell_2 - \ell_1)}{\pi r^2} \quad (18)$$

$$R_w = \int_{\ell_0}^{\ell_1} \frac{dx}{\lambda \pi x^2 \tan^2 \alpha} + \int_{\ell_1}^{\ell_2} \frac{dx}{\lambda \pi r^2}$$

$$= \frac{-1}{\lambda \pi \tan^2 \alpha} \left\{ \frac{1}{\ell_1} - \frac{1}{\ell_0} \right\} + \frac{\ell_2 - \ell_1}{\lambda \pi r^2} \quad (19)$$

Aangezien in ons geval geldt, dat $\frac{1}{\ell_0} \gg \frac{1}{\ell_1}$ en $\frac{1}{\ell_0} \gg \frac{(\ell_2 - \ell_1) \tan^2 \alpha}{r^2}$,

kan ik voor (18) en (19) schrijven:

$$R_\Omega \approx \frac{\rho}{\pi \tan^2 \alpha \ell_0} \quad (20)$$

$$R_w \approx \frac{1}{\lambda \pi \ell_0 \tan^2 \alpha} \quad (21)$$

Een stel gangbare numerieke waarden is:

$$\rho = 7 \cdot 10^{-7} \text{ } \Omega \text{cm}$$

$$I = 10^{-5} \text{ A}$$

$$\lambda = 0,17 \text{ W/cmK}$$

$$r = 5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$$

$$\alpha = 10^0$$

$$E_f - \bar{E} = 0,19 \text{ eV.}$$

$$\ell_0 = 4 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$$

$$\ell_1 = 3 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$$

$$\ell_2 = 0,5 \text{ cm}$$

Invullen van deze waarden in (17), (18) en (19) geeft: $\Delta T = 3 \text{ K}$

$$R_\Omega = 0,18 \text{ } \Omega$$

$$R_w = 1,5 \cdot 10^6 \text{ K/W.}$$

Het maximale vermogen waarmee gemeten is bedraagt ca. $1,5 \cdot 10^{-5}$ W, zodat in dat geval de emittertemperatuur ca. 27 K is geweest (17). Dit resultaat betekent dat de gevonden waarde van $E_f - \bar{E}$ inderdaad van toepassing is op deze metingen, aangezien de elektronendistributie in het temperatuurgebied van 0 tot 100 K slechts weinig verandert.

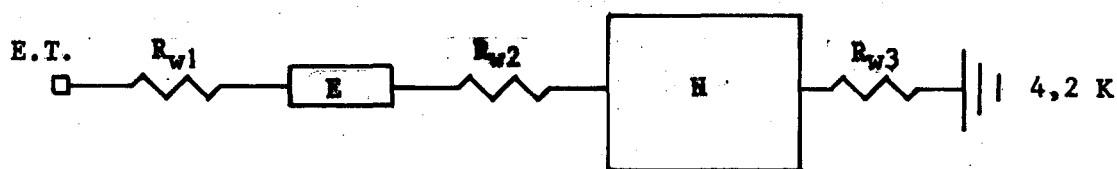
Uit (17) met $R_{\Omega} = 0,18 \Omega$ is te zien dat bij deze waarde van ℓ_0 , ohmse opwarming pas waarneembaar zal optreden bij emissiestromen groter dan 0,1 A, nl. wanneer

$$0,18 I^2 > 0,1 \cdot 0,19 I.$$

Deze emissiestromen zijn in de praktijk niet haalbaar.

IV.2.2 Instationaire toestand.

Voor het geval dat instationaire dissipatie optreedt, ga ik uit van het volgende model:



figuur 18.

In figuur 18 stellen de symbolen de volgende onderdelen van de opstelling voor:

- E.T. = de emittertip, waarin het Nottinghamvermogen Q_N en het ohmse vermogen Q_J worden gedissipeerd. Deze wordt voorgesteld als een kubusje met ribbe r_0 ($r_0 = 0,4 \mu\text{m}$).
- R_{w1} = de warmteweerstand die zich bevindt tussen de emittertip en de schacht van de emitter. In werkelijkheid wordt deze voornamelijk gevormd door het conisch gedeelte van de emitter
- R_{w2} = de, onvermijdelijke, warmteweerstand tussen emitter E en emitterhouder H. In de opstelling wordt deze gerepresenteerd door het schroefcontact tussen de emitter en de emitterhouder. Bij een aantal metingen is inderdaad gebleken dat R_{w2} onaanvaardbaar hoog was. Zie ook hoofdstuk V.

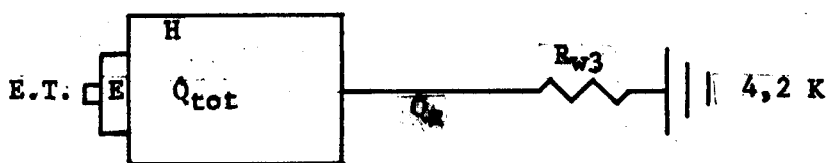
R_{w3} = de warmte weerstand tussen emitterhouder H en heliumbad.
Deze wordt gerepresenteerd door een dun koperen draadje,
diameter 100 μm .

Het Nottinghamvermogen Q_N en het ohmse vermogen Q_J worden gedissipeerd in de emittertip E.T. Via de warmte weerstand R_{w1} komt de warmte in de schacht van de emitter E. Vervolgens via R_{w2} bij de houder H en tenslotte via R_{w3} in het bad.

Aangezien de warmtecapaciteit van de emittertip E.T. bijzonder klein is, zal de emittertip binnen zeer korte tijd (ca. 10^{-11} sec.) zijn eindtemperatuur bereikt hebben.

Normaal gesproken geldt dat $R_{w2} \approx 0$ zodat de temperaturen van emitter en houder gelijk zijn.

We kunnen bovenstaand schema nu vereenvoudigen tot:



figuur 19. Vereenvoudigd schema.

Stel de warmtecapaciteit van emitter plus houder is c_w , het totaal gedissipeerde vermogen is Q_{tot} , de temperatuur van emitter plus houder is T en de temperatuur van het heliumbad is T_0 . Dan kunnen we voor de warmtebalans schrijven:

$$Q_{tot} - Q_g = c_w \cdot \frac{d(T - T_0)}{dt} \quad (22)$$

$$Q_{tot} = c_w \cdot \frac{d(T - T_0)}{dt} + \frac{T - T_0}{R_{w3}} \quad (23)$$

Bij deze differentiaalvergelijking hoort de beginvoorwaarde:

$$T - T_0 = 0 \text{ voor } t = 0.$$

Dit wil zeggen dat we uitgaan van een uniforme temperatuur.

De oplossing van (23) luidt:

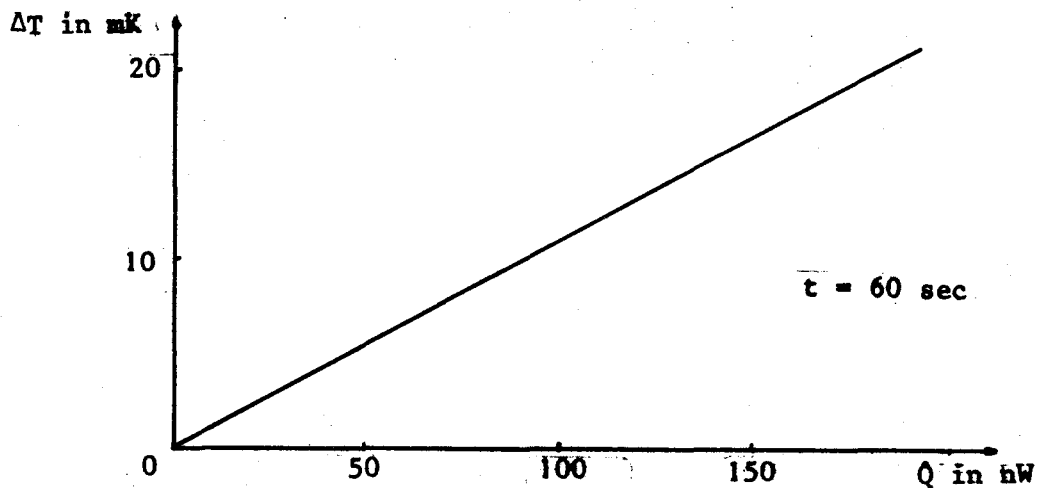
$$T - T_0 = R_{w3} \cdot \dot{Q}_{\text{tot}} \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{c_w R_{w3}} \right) \right) \quad (24)$$

Het onderstaande stel numerieke waarden levert de grafiek van ΔT vs. \dot{Q}_{tot} (figuur 20).

$$c_w = 5 \cdot 10^{-4} \text{ J/K.}$$

$$R_{w3} = 6,1 \cdot 10^5 \text{ K/W (experimenteel bepaald).}$$

$$t = 60 \text{ sec.}$$



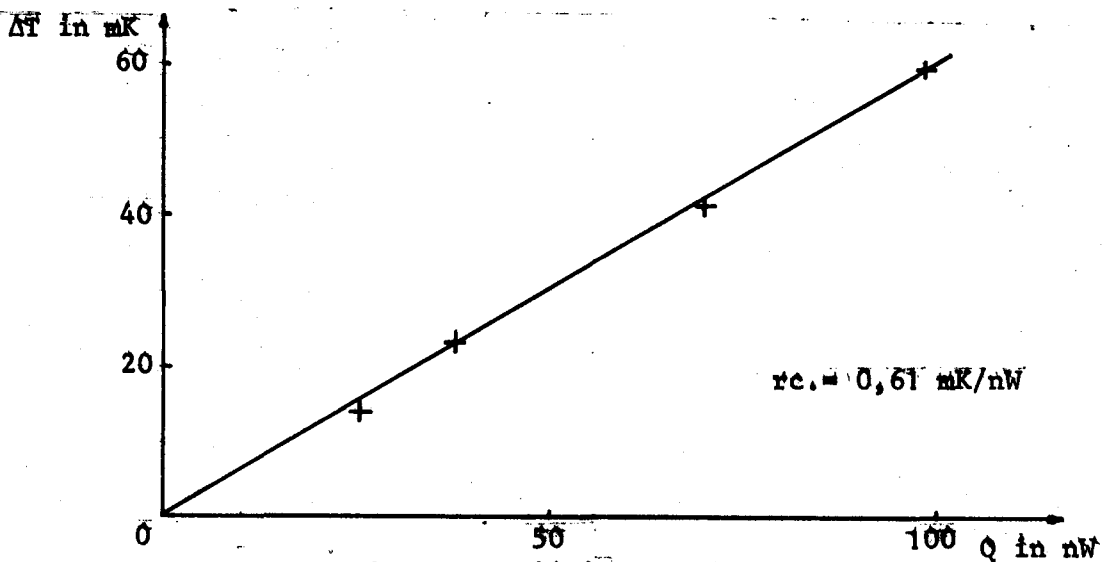
figuur 20.

Bij de aanvang van deze paragraaf is $R_{w2} \approx 0$ gesteld. Indien R_{w2} niet te verwaarlozen is, zal het langer duren voordat opwarming te constateren is ter plekke van thermometer 1. Bovendien zal de opwarming een nasleep vertonen bij uitschakeling van de stroom. Hierop wordt nader ingegaan in hoofdstuk V.

V. Resultaten.

V.1 Calibratie van het systeem.

Voorafgaand aan methode A (zie hoofdstuk IV.1) is de warmteweerstand naar het bad bepaald met behulp van een stookweerstand. Uit onderstaande grafiek valt te lezen, dat de warmteweerstand $6,1 \cdot 10^5$ K/W bedraagt bij de gebruikte emittersteun van 20 mm lengte en 1 mm diameter. Bij de gebruikte methode A levert dit bij vermogens van maximaal $0,3 \mu\text{W}$ een temperatuurverschil op van ca. 180 mK.



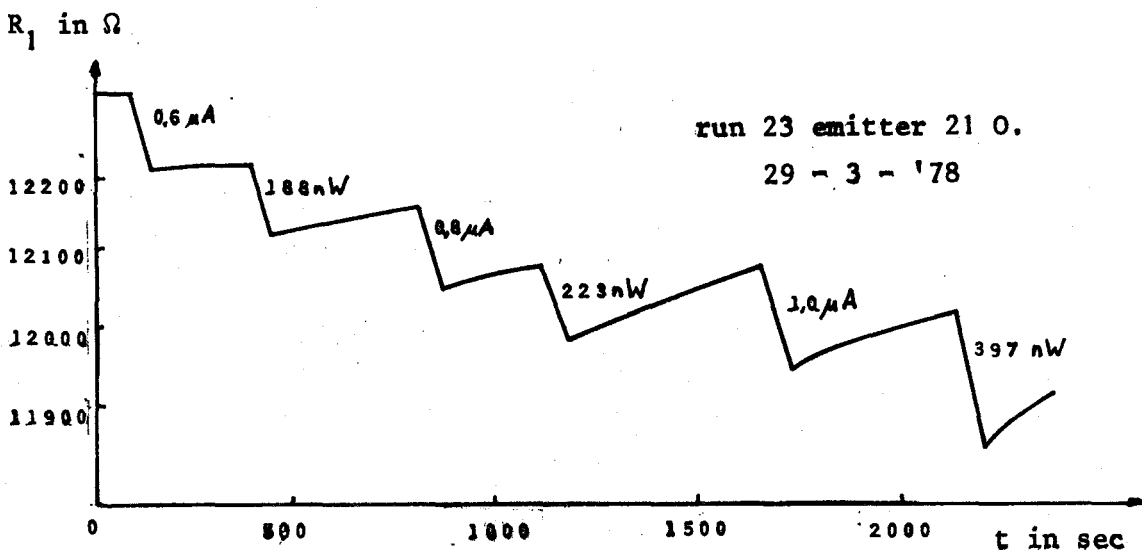
figuur 21. ijkning van het systeem.

Terwille van de duidelijkheid zijn in deze grafiek temperatuurverschillen uitgezet in plaats van weerstandsverschillen, die gemeten zijn. Hiertoe is de ijkgrafiek van de thermometer met behulp van een tweedegraads polynoom benaderd:

$$T = 7,125 - 3,35 \cdot 10^{-4}R + 7,89 \cdot 10^{-9}R^2, \text{ waarin } R \text{ de gemeten weerstand is.}$$

V.2 Metingen volgens meetmethode A.

Bij de uitwerking van de eerste metingen volgens methode A is geconstateerd dat er waarschijnlijk sprake is van secundaire straling vanaf de anode naar de emitter. Deze secundaire straling veroorzaakt extra opwarming, zoals blijkt uit de waarde van $E_f - \bar{E}$ die voor deze metingen 0,8 eV bedraagt, hetgeen een factor 4 te hoog is. Om deze stralingsinvloeden te verkleinen c.q. te elimineren is vervolgens een scherm gemonteerd (figuur 13, no. 10). Hierna volgende metingen leverden iedere keer een waarde tussen 0,2 eV en 0,35 eV op voor $E_f - \bar{E}$, een behoorlijke verbetering.

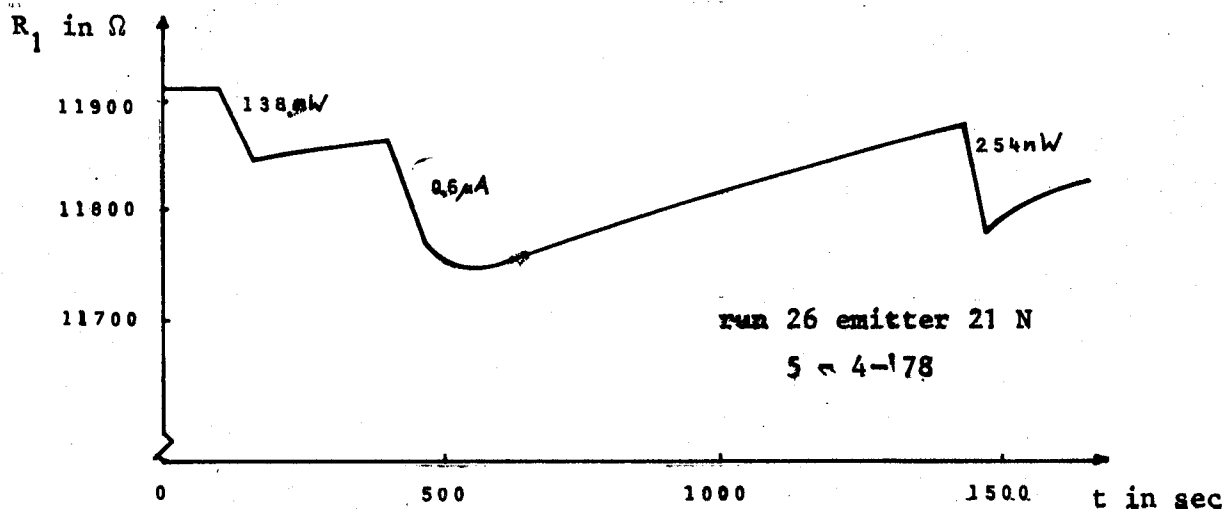


figuur 22. Voorbeeld van een meting volgens A, met afwisselend Nottingham-effect en stookspiraal.

De gemeten temperatuurverschillen stemmen redelijk goed overeen met de berekende waarden. Dat de gemeten waarden voor ΔT kleiner zijn dan de berekende waarden kan zijn oorzaak hebben in de warmteweerstand tussen de thermometers en het meetpunt en/of tussen de emitter en de emitterhouder. (De emitter is door middel van een schroefcontact bevestigd aan de emitterhouder).

De warmteweerstand R_{w2} werkt vertragend, hetgeen bij enkele metingen zeer duidelijk waarneembaar is geweest. Het is waarschijnlijk, dat de weerstand tussen emitter en emitterhouder als oorzaak moet worden aangemerkt, omdat het verschijnsel uitsluitend is op-

getreden bij Nottinghamopwarming en niet bij opwarming met de stookspiraal (zie figuur 23).



figuur 23. Meting met traagheid bij Nottinghamopwarming.

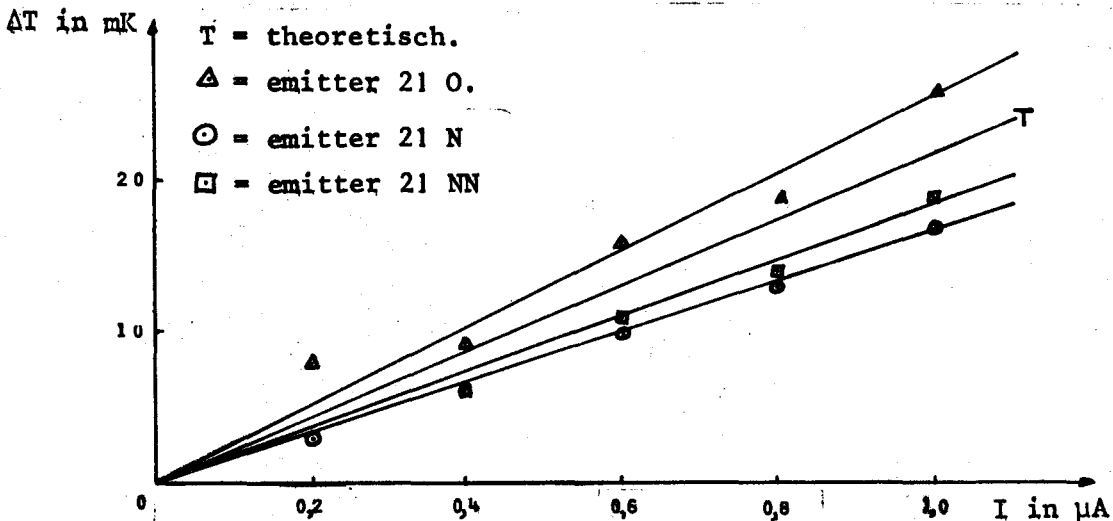
De maximaal gemeten nasleep bedraagt ca. 100 mK, hetgeen zeer goed mogelijk is ondanks de geringe afmetingen van de emitter. De warmtecapaciteit van de emitterhouder bedraagt nl. $5 \cdot 10^{-4}$ J/K. Om een temperatuurstijging van 100 mK op te wekken moet $5 \cdot 10^{-6}$ J aan warmte worden toegevoerd, zodat voor de emitter moet gelden:

$$\int_{4,2}^T mc_p dT = 5 \cdot 10^{-6} \text{ J.} \quad (25)$$

Uit de grafiek van de enthalpie vs. temperatuur voor wolfram, (lit. 11), blijkt dat de met vergelijking (25) corresponderende temperatuur ca. 15 K is.

Vooral vanwege de traagheidseffecten in opwarmings- en afkoelingskromme is na een twintigtal metingen aan methode B de voorkeur gegeven. Hierbij heeft ook de relatief grote instabiliteit van de emissiestroom bij kleine stroomsterkten een rol gespeeld.

Bij de metingen volgens A is ohmse opwarming niet geconstateerd. De spreiding in de resultaten is te groot om een uitspraak te doen. In onderstaande grafiek worden de resultaten van enige metingen vergeleken met de theoretische waarden uit IV,2,2.



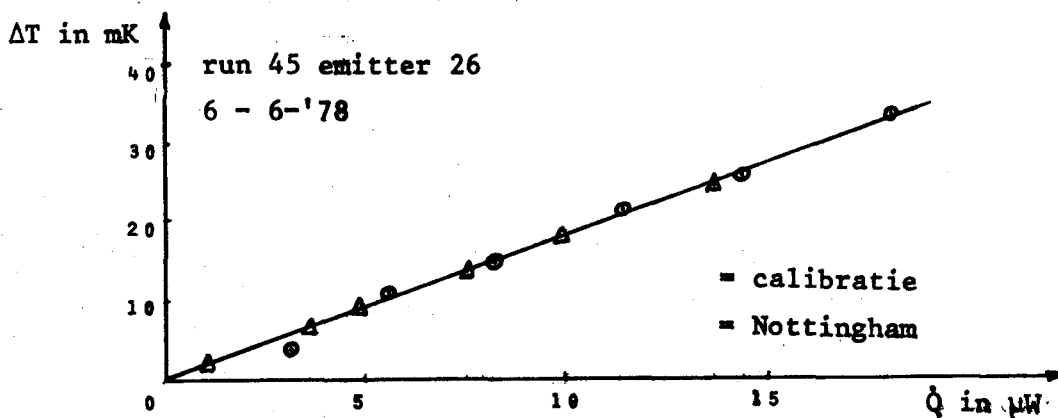
figuur 24. Theoretische waarden en resultaten volgens methode A.

V.3 Metingen volgens meetmethode B.

Zoals in hoofdstuk IV.1 reeds is vermeld is gezocht naar een andere meetmethode (B) i.v.m.

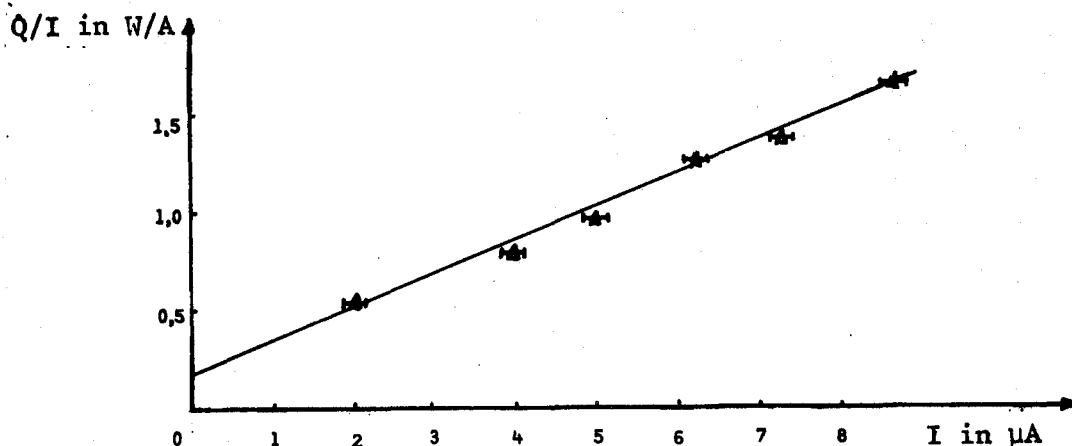
- problemen rond bovengenoemde traagheid
- fluctuaties van de emissiestroom
- het eventueel zichtbaar maken van ohmse opwarming.

Bij metingen volgens methode B is aan het begin van iedere meting de opstelling gecalibreerd met de stookspiraal. De resultaten daarvan zijn uitgezet in een grafiek van ΔT tegen \dot{Q} (zie figuur 25).



figuur 25.

Door interpolatie is vervolgens het Nottinghamvermogen bepaald en uitgezet in een grafiek van \dot{Q}_N/I_N tegen I_N (zie figuur 26).



figuur 26.

De getrokken lijn in figuur 26 is met behulp van de methode der kleinste kwadraten bepaald. Het snijpunt met de Y - as ligt bij $(0,17 \pm 0,05)$ W/K, hetgeen betekent dat de gemiddelde energieoverdracht per elektron $(0,17 \pm 0,05)$ eV is. Dit stemt binnen de meetnauwkeurigheid overeen met de theoretisch gevonden waarde van 0,19 eV.

De grootte van de fout wordt voornamelijk bepaald door de temperatuuraflezing, die op ca. 0,5 mK nauwkeurig is. De correlatiecoëfficiënt bedraagt 0,99. De helling van de grafiek is $1,7 \cdot 10^5 \Omega$ en is gelijk aan de effectieve elektrische weerstand, die de stroom in de emitter ondervindt.

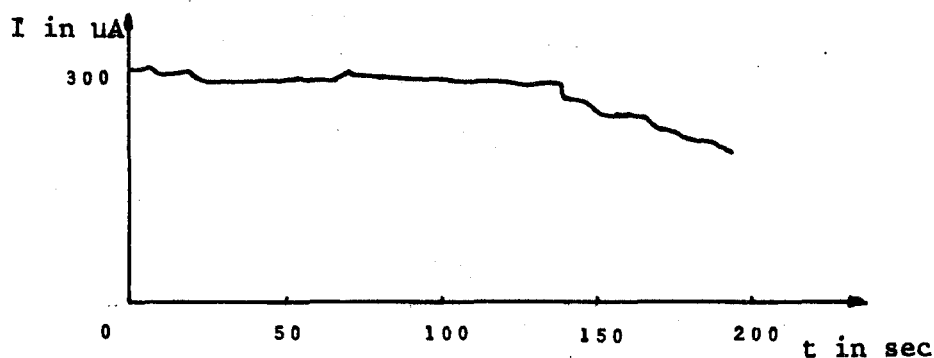
Deze waarde is niet in verband te brengen met de in IV.2 berekende waarde van $0,18 \Omega$. De vermoedelijke oorzaak van deze onverwacht hoge weerstand is gelegen in het feit dat tijdens het etsen in NaOH op het oppervlak een laagje wolframoxide en wolframhydroxide is gevormd (ca. 100 Å dik). Dit laagje werkt als een isolator en verhoogt de potentiaalbarriere. In dit laagje wordt warmte gedissipeerd ($\dot{Q} = \Delta V \cdot I$), die voorgesteld kan worden als de warmte die ontwikkeld wordt in een weerstand van $1,7 \cdot 10^5 \Omega$.

Voordat dit reproduceerbare resultaat bereikt werd, waren er een tiental metingen met wisselende uitkomsten uitgevoerd. Het aange-

brachte scherm rond de emitter bleek niet voldoende te zijn, hetgeen tot onverklaarbaar gedrag van de thermometers leidde. De meest waarschijnlijke verklaring luidt, dat de thermometers onder invloed van secundaire straling, die terecht kwam op de meetdraden, opgewarmd werden. Het isolerende kool rond de thermometers verhindert nl. een goede warmteafgifte naar de omgeving. Een tweede scherm (niet in tekening, wel op foto), aangebracht boven de anode ter afscherming van de thermometers op de warmteweerstand naar het bad, leverde het gewenste resultaat: een stabiele, reproduceerbare meting.

Tijdens de metingen zijn twee soorten veranderingen waargenomen aan de wolfram emitters:

- Het langzaam afnemen van de emissiestroom bij gelijkblijvende spanning (zie figuur 27).
- Het plotseling toenemen van de emissiestroom bij gelijkblijvende spanning (zie figuur 28).

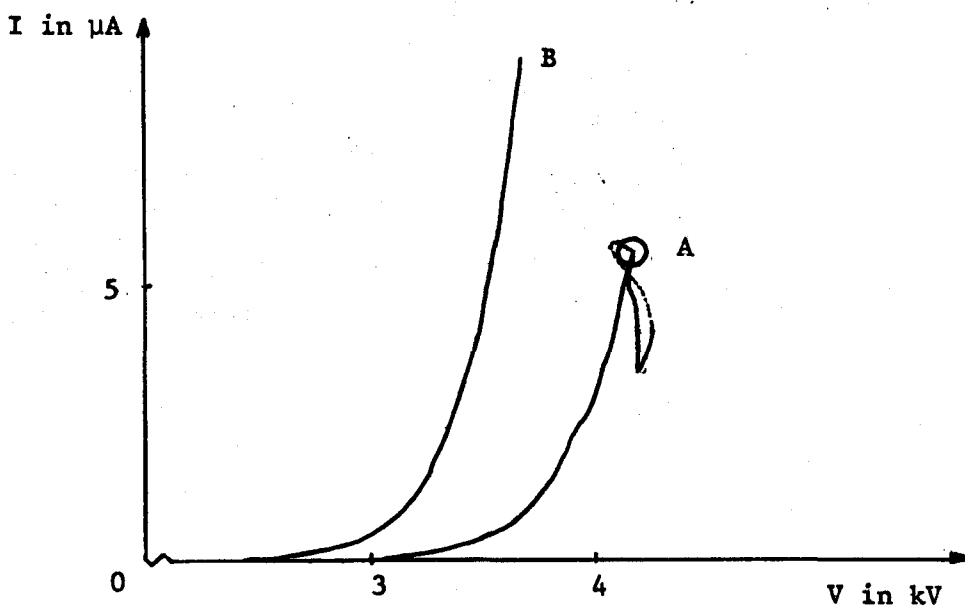


figuur 27. Afname van de emissiestroom in de tijd.

Het langzaam afnemen van de emitterstroom is niet eenvoudig te verklaren. Veel onderzoekers (lit. 8) constateren het tegengestelde effect: het scherper worden van de emitter in de tijd - dus een grotere stroomsterkte - o.i.v. aan de anode geadsorbeerde restgassen, die door de elektronen losgeslagen worden en vervolgens de emitter treffen.

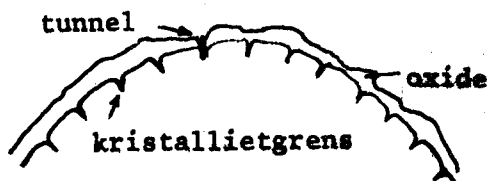
Diffusieprocessen zijn met betrekking tot dit effect niet waarschijn-

lijk vanwege de lage temperatuur. Een mogelijke verklaring is, dat oxidedeeltjes, die opgeladen worden, onder invloed van het elektrisch veld naar de top van de emitter bewegen en zodoende de factor β wijzigen. Deze factor heeft een grote invloed op de stroomsterkte, zodat kleine veranderingen al merkbaar zijn. Ter illustratie: bij een veldsterkte van $5 \cdot 10^7$ V/cm en een uitree-energie van 4,5 eV, resulteert een verandering van 1% in β in een verandering van 15% in de stroomsterkte.



figuur 28. Plotselinge toename van de emissiestroomsterkte. Kurve A is vóór de verandering opgenomen, kurve B erna.

Het tweede effect is mogelijk verklaarbaar uit de opbouw van de oxide laag op de wolframemitter. Wolfram is een polykristallijne stof. Ter plekke van de kristallietgrenzen is de opbouwsnelheid van de oxidelaag hoger dan op andere plaatsen. Dientengevolge heeft de oxidelaag daar een opener structuur, waardoor ionenmigratie eerder optreedt.



Zodoende kan er een tunnel of pinhole ontstaan voor elektronen die geëmitteerd worden. Dit "doorslaan" van de oxidelaag treedt plotseling op en geeft het effect van fig. 28.

figuur 29.

VI. Conclusie en suggesties.

De gemeten warmteproductie is in overeenstemming met de in dit verslag vermelde theorie over het Nottingham-effect. Helaas is de onnauwkeurigheid te groot om een uitspraak te doen over eventuele afwijkingen van deze theorie.

Suggesties voor het verbeteren van de bestaande opstelling zijn o.a.:

- Het aanbrengen van een warmtebron om de emitter schoon te stoken (tot 2000 K) vóór iedere meting. Dit kan gebeuren met behulp van een condensator, die wordt ontladen over een deel van de emitterschacht.
- De emitter puntlassen aan de emitterhouder om warmteverstanden te vermijden.
- De hoogspanning stabiliseren, zodat bij kleinere stroomsterkte nauwkeuriger gemeten kan worden.

Om na te gaan of oxidelaagjes verantwoordelijk zijn voor de grote dissipatie kan het gebruik van een supergeleidende emitter (bijv. niobium) worden overwogen.

VII. Lijst van gebruikte symbolen.

a	geometrische factor.
c	constante in Fowler-Nordheimvergelijking.
c_p	soortelijke warmte.
c_w	warmtecapaciteit.
d	constante in Fowler-Nordheimvergelijking.
e	lading van het elektron.
$g(E)$	toestandsfunctie
h	constante van Planck.
j	stroomdichtheid.
j_0	stroomdichtheid bij $T = 0$ K.
k	constante van Boltzmann.
l	lengte.
m	massa.
r	straal van emitterschacht.
r_0	straal van emittertip.
t	tijd.
z	plaatscoördinaat.
A	oppervlakte.
E	energie.
\bar{E}	gemiddelde energie.
E_f	Fermi-energie.
E_0	nulpuntsenergie.
E_p	potentiële energie.
E_z	z-component van de energie.
F	elektrische veldsterkte.
I	stroomsterkte.
O	doorsnede.
$P(E)$	verdelingsfunctie van geëmitteerde elektronen.
Q	hoeveelheid warmte.
\dot{Q}	vermogen.
\dot{Q}_J	ohms vermogen.
\dot{Q}_N	Nottinghamvermogen.
\dot{Q}_{tot}	totaal vermogen.
R_Ω	elektrische weerstand.
R_w	warmtevermogen.

T	temperatuur.
T_i	inversietemperatuur.
T_o	temperatuur van het heliumbad.
T_1	temperatuur van thermometer 1.
V	potentiaal.
β	geometrische factor.
λ	warmtegeleidingscoëfficiënt.
ρ	soortelijke massa, soortelijke weerstand.
Φ	uittree-energie.

VIII. Geraadpleegde literatuur.

- 1) A. van Oostrom, Philips Technical Review 33 (1973) 277.
- 2) R.D. Young, E.W. Müller, Physical Review 113 (1959) 115.
- 3) W.P. Dyke, W.W. Dolan, Shell, intern rapport.
- 4) R.H. Good, E.W. Müller, Handbuch der Physik (Springer Verlag, Berlin 1956) vol. 23 p. 181.
- 5) R.D. Young, Physical Review 113 (1959) 110.
- 6) F.M. Charbonnier, R.W. Strayer, L.W. Swanson, E.E. Martin, Physical Review Letters 13 (1964) 397.
- 7) M. Drechsler, Z. Naturforsch. 18a (1963) 1367.
- 8) W.W. Dolan, W.P. Dyke, J.K. Trolan, Physical Review 91 (1953) 1054.
- 9) E.E. Martin, J.K. Trolan, W.P. Dyke, Journal of Applied Physics, 31 (1960) 782.
- 10) L. W. Swanson, L.C. Crouser, F.M. Charbonnier, Physical Review, 151 (1966) 327.
- 11) F.H. Schwartzberg et. al., Cryogenic Materials Handbook (revised), (Nat. Techn. Information Service, Springfield 1970).