

MASTER

Onderzoek naar het realiseren van een twee-dimensionaal electronengas op heliumfilms

Rinkens, R.J.M.

Award date:
1995

[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.

428024

**Onderzoek naar het realiseren van
een twee-dimensionaal electronengas
op heliumfilms**

René Rinkens

Augustus '94

Verslag van een afstudeeronderzoek in de groep Lage Temperaturen van de vakgroep Vaste Stof aan de Technische Universiteit Eindhoven.

Begeleiding : Dr R.W. van der Heijden.

Samenvatting

Electronen op een vloeibaar ^4He oppervlak vormen een twee dimensionaal electronen gas (2DEG). Als men gaat werken met helium films in plaats van bulk helium verkrijgt men een het voordeel van een extra parameter d (= dikte van de film). Hierdoor zijn onder andere hogere electronendichtheden mogelijk waardoor ook quantummechanische effecten binnen bereik komen. Een andere interesse in helium films vindt zijn oorzaak in het maken van één dimensionale structuren waarvoor de afstand van electrodes tot film van belang is.

Tijdens dit afstudeeronderzoek is er gekeken naar de mogelijkheid om een twee dimensionaal electronengas boven een heliumfilm te verkrijgen. Er is een meetopstelling gebouwd waarmee met behulp van een capacitieve koppelings techniek de elektrische transporteigenschappen van electronen boven een heliumoppervlak onderzocht worden. Hiermee kon het beladen van heliumfilms en de invloed van het substraat onderzocht worden. Tevens het realiseren van gewenste filmdiktes.

Het is gelukt om een twee dimensionaal electronengas boven bulk helium te verkrijgen met deze opstelling en het heliumniveau binnen de meetcel op gewenste hoogte in te stellen. Tevens werd er aangetoond dat het mogelijk is om electronen op films te verkrijgen. Dit werd duidelijk door het terugkeren van het signaal nadat het heliumniveau eerst onder de meetcel en daarna erboven gebracht werd. Het signaal verdween op een hoogte van 0.2 mm boven de meetcel. Dit werd verwacht voor het Mylar substraat (23 μm dik), omdat de dikte van de spleet tussen de electrodes ook 0.2 mm bedraagt. Bij het glassubstraat kon dit niet de oorzaak zijn, want dit probleem wordt voorkomen door met een extra glasplaatje de film op minstens 0.5 mm afstand boven de electrodes te brengen. Bij het glassubstraat is de oorzaak hoogstwaarschijnlijk het inkrimpen van de electronenplas als gevolg van onderverzadiging. Er kan dus geen uitspraak gedaan worden over de beweeglijkheid van de electronen op de film.

Inhoudsopgave :

Hoofdstuk I	Inleiding	4
Hoofdstuk II	2DEG op helium en helium-film	6
	II.1 Inleiding	6
	II.2 Het elektrisch transport in het 2DEG	6
	II.3 Electronendichtheidsprofiel	8
	II.4 Heliumfilms	10
	II.4.1 Inleiding	10
	II.4.2 Reden voor het gebruik van heliumfilms	11
	II.4.3 Bestaande experimenten op films	15
	II.4.3.1 Electronendichtheden op films	15
	II.4.3.2 Invloed substraten	16
	II.4.3.3 Mobiliteit	17
Hoofdstuk III	Meetmethodes	22
	III.1 Inleiding	22
	III.2 Analyse	22
	III.3 De meting	27
Hoofdstuk IV	Ontwerp en bouw van de opstelling	29
	IV.1 Inleiding	29
	IV.2 De opstelling	30
	IV.3 Incondenseren	33
	IV.4 Helium hoogte bepaling	36
	IV.5 Bedrading	37
	IV.6 Het beladen van de film	38
	IV.7 ϵ_r - bepaling	39

Hoofdstuk V	Testresultaten	42
	V.1 IJking condensatoren	42
	V.2 Problemen bij het beladen	44
	V.3 De metingen	46
	V.3.1 Inleiding	46
	V.3.2 Mylar substraat	47
	V.3.3 Floated glas	50
Hoofdstuk VI	Conclusies	55
Literatuurlijst		57

Hoofdstuk I Inleiding

Electronen boven een heliumoppervlak bevinden zich in gebonden toestanden als gevolg van een potentiaalput loodrecht op het oppervlak. Parallel aan het oppervlak kunnen ze vrij bewegen. Hierdoor vormen de electronen een 2 dimensionaal electronen gas, 2DEG.

Het onderzoek aan deze 2DEG systemen richt zich vooral op de elektrische transportei-genschappen van het 2DEG. Deze worden bepaald door drie verstrooiingsmechanismen. In het hogere temperatuurgebied ($T > 1$ K) vindt verstrooiing voornamelijk plaats door de He-dampatomen. Bij lage temperatuur ($T < 0.8$ K) overheerst de electron-ripploon interac-tie. Deze ripplonen zijn thermisch aangeslagen gequantiseerde oppervlaktegolven. Het derde verstrooiingsmechanisme, de electron-electron verstrooiing, heeft een gering effect op de elektrische geleiding, omdat het interne impuls-overdrachten betreft.

Indien men het 2DEG op de bulk He vergelijkt met de 2 dimensionale systemen in halfgeleiderstructuren kan men spreken over een klassiek, niet gedegenererd, 2DEG voor electronen op He en over een quantum 2DEG bij de electronen in halfgeleiders. Het verschil zit hem in de Fermi energie, die resp. veel hoger en veel lager is dan de thermi-sche energie kT . Dit komt door het verschil in electronendichtheden en effectieve massa's ($10^5 - 10^9$ elec/cm² en $m \sim 1 m_0$ bij 2DEG op He in tegenstelling tot $> 5 \times 10^{10}$ elec/cm² en $m \sim 0.1 m_0$ bij halfgeleiders, met m_0 is vrij deeltje massa). Verschillend is de verstrooiing aan onzuiverheden die wel bij electronentransport bij halfgeleiders optreedt maar niet bij electronen op vloeibaar He. Een ander belangrijk verschil is dat alle essentiële parameters gevarieerd kunnen worden, zoals het aantal verstrooiers, electronen dichtheid, electron-ripploon interactie. Hierdoor is de 2DEG op He een vrijwel ideaal systeem voor onderzoek naar 2 dimensionaal elektrisch transport.

Als men met helium films gaat werken in plaats van helium bulk krijgt men een verbete-ring in het systeem wat de electronendichtheid betreft (Etz, Leiderer bereikten een dichtheid van $n = 10^{11}$ cm⁻²) [ref. 1]. De van der Waals krachten tussen de He-atomen en het substraat waarop de film ligt, zorgen voor een stijver oppervlak waardoor hogere electronendichtheden bereikt kunnen worden. Deze hogere dichtheden zorgen ervoor dat

een hogere Fermi-energie bereikt kan worden. Het is nu mogelijk om quantummechanische effecten te bestuderen. Verder kan men met behulp van verkleining van de He-dikte de electron-electron en de electron-rippelon wisselwerking beïnvloeden. Tenslotte kan men via een gestructureerde electrode onder de film potentiaalverdelingen opleggen in het vlak van de electronen. Aldus komen lager dimensionale verschijnselen binnen bereik.

Binnen de afstudeergroep wordt al jaren onderzoek gedaan naar electronen op bulk helium. Er is echter nog geen enkele ervaring met electronen op films. Het doel van dit afstudeeronderzoek was om een systeem te maken waarin men electronen op een He-film kan onderzoeken. Met dit systeem werden eerste experimenten gedaan om te testen of er in de toekomst verder mee gewerkt kan worden. Vragen over substraten en het beladen van de film dienden bekeken te worden, alsmede de mobiliteit van de electronen. Deze is van belang om iets te zeggen over de elektrische transport eigenschappen van het 2DEG.

In hoofdstuk 2 zal het 2DEG op helium in meer detail beschreven worden. In het bijzonder wordt ingegaan op electronen op films en de te verwachten interessante effecten, die de motivatie voor dit onderzoek vormden. De gebruikte meetmethode en de analyse van de gegevens, om de informatie over de transport eigenschappen te verkrijgen, worden in hoofdstuk 3 beschreven. De opstelling en de meetcel komen in hoofdstuk 4 aan de orde. Hoofdstuk 5 geeft een overzicht van de testresultaten, waarna in hoofdstuk 6 de conclusies getrokken worden, en eventuele mogelijkheden voor toekomstig onderzoek.

Hoofdstuk II 2DEG op helium en helium-film

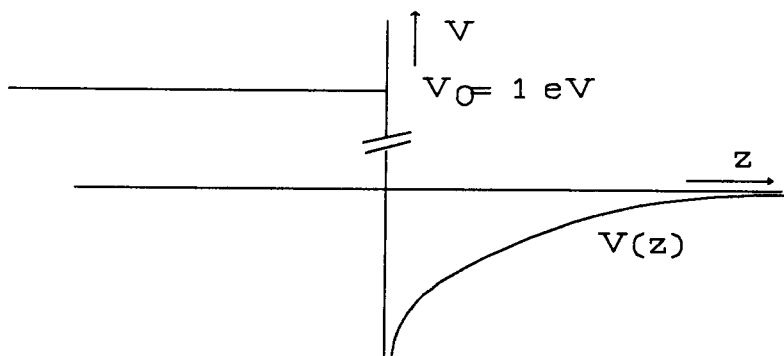
II.1 Inleiding

Nadat in hoofdstuk 1 de voordelen van een He-film in tegenstelling tot bulk He kort werden vernoemd wordt er in dit hoofdstuk dieper op ingegaan. Eerst wordt het 2DEG op helium algemeen besproken in de paragrafen 2 en 3. Heliumfilms zullen dan in paragraaf 4 aan de orde komen. Het verkrijgen van een bepaalde filmdikte wordt besproken in 4.1, daarna de voordelen van films in 4.2. Tenslotte worden in 4.3 bestaande experimenten op films besproken, tevens komen de substraten en de electronenmobiliteit hier aan de orde.

II.2 Het elektrisch transport in het 2DEG

Electronen boven een vloeibaar He-oppervlak worden aangetrokken door de polarisatieladingen in dat oppervlak, $V(z) = e^2/z \{ (\epsilon - 1) / 4(\epsilon + 1) \}$. Hierbij is ϵ de diëlectrische constante van helium, z is de afstand boven het helium oppervlak en e is de elementaire lading. Dichtbij dit oppervlak treedt echter een repulsieve barriere op door het Pauli Principe ($V_0 \sim 1$ eV). Hierdoor kunnen de electronen niet op de helium-atomen gaan zitten tenzij bij hoge energie. Door combinatie van de twee effecten, bevinden de electronen boven een He-oppervlak zich in een potentiaalput (zie figuur 1) [ref. 2]. Voor de beweging loodrecht op het oppervlak kunnen de electronen zich alleen in gebonden toestanden bevinden met discrete energieën. Door de temperatuur voldoende laag (< 2 K) te maken bevinden de electronen zich voornamelijk (~ 95 %) in de grondtoestand. Hierdoor kunnen ze zich alleen nog in een vlak evenwijdig aan het oppervlak bewegen. We spreken van een 2 dimensionaal electronen gas (2DEG).

Het elektrisch transport in het 2DEG wordt bepaald door drie verstrooiingsmechanismen :
-1- electron-electron verstrooiing ten gevolge van coulombinteractie tussen de electronen. Deze verstrooiing heeft slechts geringe invloed op de beweeglijkheid, impulsoverdracht binnen het electronensysteem. Dit mechanisme kan vaak, zeker in de eerste benadering



figuur 1

Repulsieve potentiaal barriere (V_0) en beeldpotentiaal ($V(z)$) als functie van z .

verwaarloosd worden.

-2- electron-He-damp verstrooiing, belangrijk bij $T > 1,1$ K.

-3- electron-rippelon verstrooiing, belangrijk bij $T < 0,8$ K.

De latente warmte voor de gas-damp fase overgang van helium correspondeert met 8 K/atoom; beneden 2 K is de dampdruk van helium dus extreem temperatuur afhankelijk.

De totale botsings-relaxatietijd van een electron kan men als volgt weergeven :

$$\frac{1}{\tau_{tot}} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_v} \quad (1)$$

Met r verwijzend naar electron-rippeloninteractie en v naar electron-He-dampatomen (vapor) interactie. Tijdens de metingen in Hoofdstuk V werd er met temperaturen gewerkt variërend van $T \approx 1,79 - 1,92$ K, dus verstrooiing aan He-dampatomen is de bepalende factor voor het electronentransport.

Meestal wordt de beweeglijkheid μ gebruikt als parameter in het transport :

$$\mu = \frac{e\tau}{m^*} \quad (2)$$

Met e is elementaire lading, m^* de effectieve electronenmassa en τ de botsings-relaxatietijd.

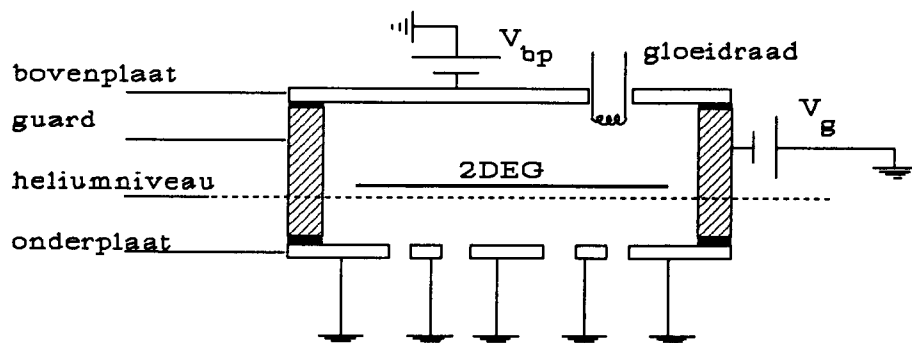
De geleidbaarheid $\sigma_0 = ne\mu$ verbindt de stroomdichtheid en het elektrisch veld via wet van Ohm :

$$J = \sigma_0 E \quad (3)$$

Met de vectoren J de oppervlakte stroomdichtheid en E het elektrisch veld. De inverse van σ_0 , de resistiviteit ρ_0 wordt ook vaak gebruikt.

II.3 Electronendichtheidsprofiel

Het electronensysteem wordt gestabiliseerd door het te omgeven met electrodes op geschikt gekozen potentialen. Deze electrodes compenseren ook de ruimtelading. Het 2DEG bevindt zich tussen twee condensatorplaten (afstand d van elkaar), op een hoogte h boven de onderste. De onderste is verdeeld in drie concentrische electrodes (corbino geometrie). De bovenplaat wordt op een spanning V_{bp} gezet dusdanig dat de electronen op het oppervlak blijven. De ringvormige guard wordt op een spanning V_g gezet, zodat de electronen in een cirkelvormige plas worden opgesloten. De gehele onderplaat is geaard. Een gedetailleerde beschrijving van de meetcel staat in hoofdstuk IV beschreven, een overzicht van de statische situatie staat in figuur 2.



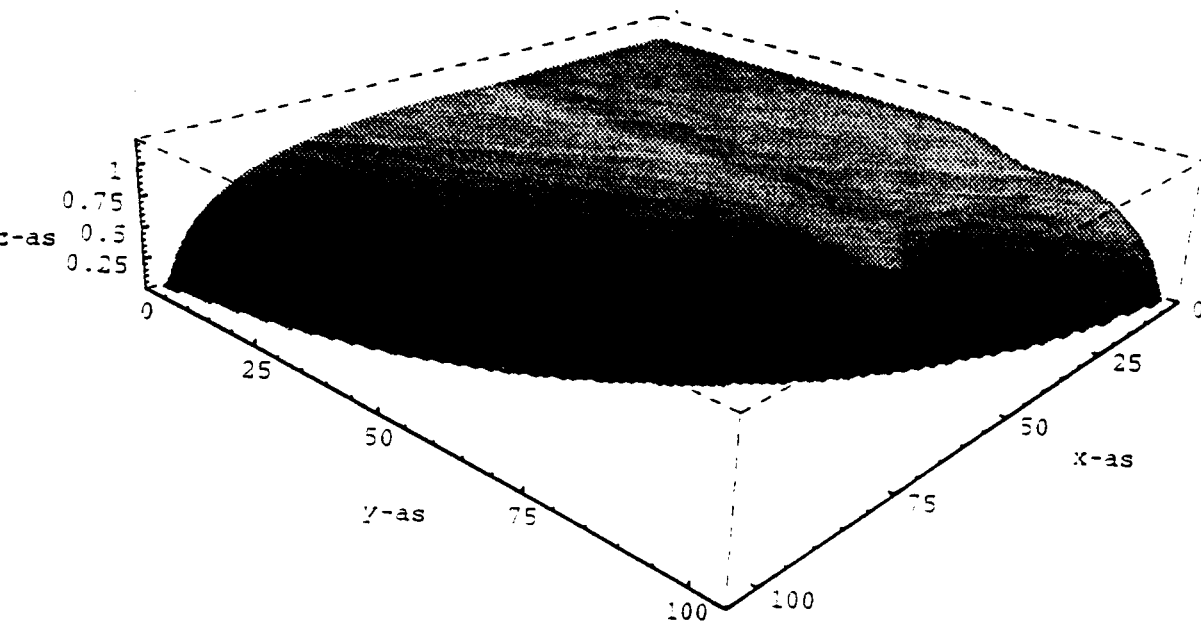
Figuur 2

Situatieschets voor de beschrijving van het statische gedrag.

Indien electronen worden aangebracht, zullen deze zich over het oppervlak verdelen volgens de wetten van de electrostatica (Poisson vgl.). De verdeling ligt vast gegeven de potentialen op de metalen wanden. De maximale electronendichtheid wordt bereikt indien het elektrisch veld tussen electronenlaag en bovenplaat nul is. Deze situatie wordt aangeduid als "verzadigde dichtheid". De electronendichtheid zal homogeen verdeeld zijn tot in de buurt van de rand, waar de invloed van de guardring groter is. Hier gaat de dichtheid geleidelijk naar nul, echter de straal van de electronenplas is kleiner dan de guardstraal. In het homogene gebied is de dichtheid met behulp van de wet van Gauss eenvoudig te bepalen, bij verzadiging van de electronenplas is het potentiaal hiervan (V_e) namelijk gelijk aan V_{bp} , dus de elektrische veldsterkte boven de electronenlaag is nul. De verzadigde electronendichtheid boven het homogene deel is dus :

$$n_0 = - \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{e h} V_{bp} \quad (4)$$

De electronendichtheid aan de rand kan niet zo eenvoudig worden opgelost, dit moet numeriek gebeuren. Het resultaat van een dergelijke berekening staat in figuur 3 [ref. 3].



Figuur 3
Electronendichtheidsprofiel van de electronenplas.

De afstand waarover de dichtheid afvalt naar 0, is van de orde h , de hoogte boven de onderplaat.

II.4 Helium films

II.4.1 Inleiding

Door te gaan werken met He-films heeft men een extra parameter verkregen, de dikte d_0 van de film, die invloed heeft op de 2DEG. De dikte is regelbaar vanaf enkele monolagen tot 1000 Å door het substraat in contact te brengen met een bulk He-vloeistof. Het helium kruipt dan via de wand naar boven (zie figuur 4). Dit effect treedt op onafhankelijk van het substraatmateriaal (helium is een uniek "wetting agent", hoewel Cs een mogelijke uitzondering is). Tussen de dikte van een dunne verzadigde helium film (< 600 Å) en de afstand tot het He-niveau bestaat de volgende relatie [ref. 4,5] :

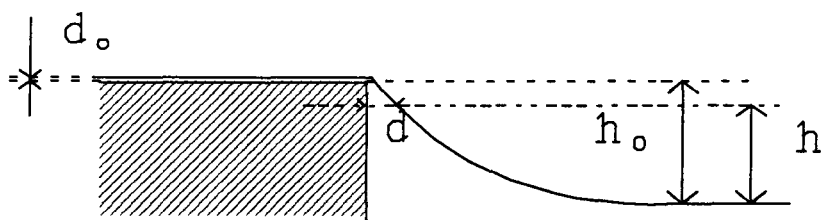
$$d = \frac{\beta}{h^{1/3}} \quad (5)$$

Met d is de dikte van de film, h de hoogte tot het vloeistofniveau en β een constante bepaald door het van der Waalspotentialiaal ($\approx 3,0 \times 10^{-6} \text{ cm}^{4/3}$).

Om een helium filmdikte te verkrijgen van 300 Å, moet het heliumniveau 1 cm lager liggen. Dikkere films van ongeveer 1000 Å zijn moeilijker te realiseren, want men zou een hoogte verschil h moeten maken van 270 μm .

Boven de 600 Å worden retardatie effecten in de interactie tussen het helium en het substraat belangrijk. In formule 5 wordt $h^{1/3}$ dan vervangen door $h^{1/4}$. De van der Waalsconstante verandert dan ook (dimensie wordt $\text{cm}^{5/4}$), maar het verschil is dermate klein dat men bovenstaande waarde kan blijven gebruiken.

Anderson en Sabisky [ref. 6] onderzochten de relatie tussen de afstand h , tussen substraat en bulk He, en de filmdikte d . Zij deden dit theoretisch en kwamen tot de bovenstaande vergelijkingen met $\beta = 2.9 \times 10^{-6} \text{ cm}^{5/4}$ voor dikke films en $\beta = 2.88 \times 10^{-6} \text{ cm}^{4/3}$ voor dunne films. De grens tussen dunne of dikke film ligt ongeveer bij 600 Å.



Figuur 4

Situatieschets van helium film dikte, met $d_0 = d(h = h_0)$

II.4.2 Reden voor het gebruiken van helium-films

De voordelen die heliumfilms met zich meebrengen zijn de hogere electronen dichtheden en de extra parameter d , de dikte van de film.

Bij bulk helium is er een maximale electronendichtheid, 10^9 elec/cm², waarboven het heliumoppervlak instabiel wordt. Dit komt door het externe elektrisch veld dat de electronen op het oppervlak drukt, waardoor er dimples worden gevormd die zich kunnen vullen met electronen totdat de druk zo groot wordt dat het oppervlak vervormt, de electrohydrodynamische instabiliteit. Marty et al. [ref. 7] berekent deze kritische dichtheid met behulp van :

$$n_c = \frac{(\rho g \alpha)^{1/4}}{(2\pi e^2)^{1/2}} \approx 2.25 \times 10^9 \text{ cm}^{-2} \quad (6)$$

Met ρ is de dichtheid van het helium, g de zwaartekrachtversnelling, α de oppervlaktespanning van vloeibaar helium en e de elementaire lading.

Heliumfilms hebben een sterker oppervlak door de van der Waalskrachten tussen het substraat en de helium-atomen, daarom zijn ze bestand tegen hogere electronendichtheden.

De maximale dichtheid bij heliumfilms bedraagt :

$$\text{Maximale dichtheid} = \frac{(3\beta\alpha)^{1/4}}{(2\pi e^2)^{1/2}d} \quad (7)$$

Met β de van der Waals koppelings constante en d de filmdikte.

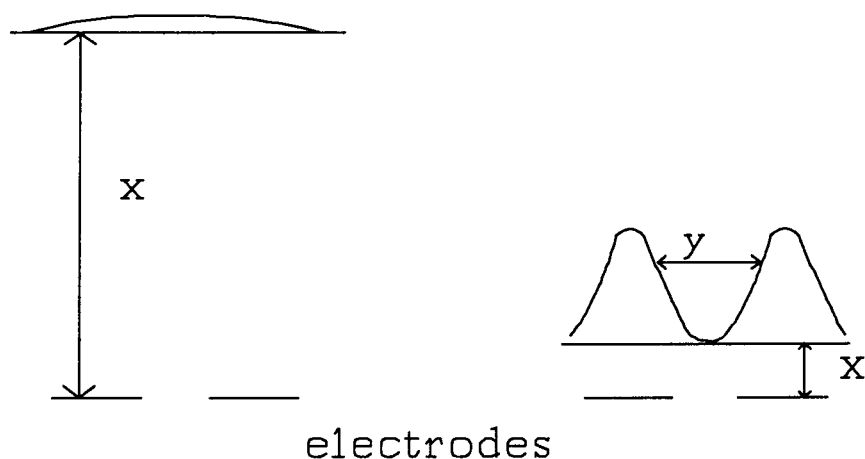
Hogere dichtheden zijn voornamelijk van belang om een hogere Fermi-energie te verkrijgen. Deze komt dan in de orde van, of groter dan, de temperatuur waarin gewerkt wordt, 0.1 - 1 K, waardoor quantummechanische effecten een rol gaan spelen, bijvoorbeeld bij de Wignerkristallisatie [ref. 8].

Meer dan het verkrijgen van hoge dichtheden was de belangrijkste reden voor dit werk de extra parameter (namelijk de dikte d) die verkregen werd. Oppervlakte ruwheid veroorzaakt een variatie in het beeldpotentiaal, dit kan gevarieerd worden door de filmdikte. Naast de invloed die de dikte heeft op de interactie tussen de electronen en de electron-ripploon interactie speelt hij ook een belangrijke rol in het maken van één dimensionale structuren.

De interactie tussen de electronen wordt beïnvloedt door de afscherming van de coulombinteractie tussen de electronen door het substraat. De afstand van de electronenlaag tot het substraat speelt hierbij een belangrijke rol, en deze afstand is juist ongeveer gelijk aan de dikte van de film. Ook de interactie tussen electronen en ripplons wordt groter naarmate de afstand van het electron naar het oppervlak minder wordt, en leidt tot polaronformaties. Een polaron is een electron in een dimple ("druk in vloeistof oppervlak"), de massa hiervan is groter dan de massa van het electron, dus de mobiliteit wordt kleiner.

Met behulp van de electrodes kan men een potentiaal verdeling opleggen in het vlak van de electronen. Als men dit met twee electrodes vlak naast elkaar doet krijgt men bijvoorbeeld een potentiaalverdeling zoals in figuur 5. Van belang is de afstand x van de electrode tot de electronenplas, omdat deze de resolutie bepaalt in de ruimtelijke variatie van de potentiaal.

De uiteindelijke doelstelling is om een electronenlaag te bestuderen wanneer de potentiaal ruimtelijk varieert op een schaal vergelijkbaar met typische lengteschalen in het 2DEG. Een van de belangrijkste is de thermische golflengte, die van de orde 0.1 μm is. Dit betekent dat het nodig is met dunne films te werken.



Figuur 5
Potentiaalverdeling ten gevolge van electrodes.

In plaats van met externe electrodes kunnen ook op een andere manier een-dimensionale structuren gemaakt worden, zoals beschreven door Kovdrya [ref. 9]. Indien een diëlektricum waarvan het oppervlak met groeven bedekt is volgens een periodieke structuur (figuur 6) in een bad van vloeibaar helium gebracht wordt zullen de groeven zich door de capillaire werking vullen met helium. Bij het beladen van het helium gaan de electronen op de toppen zitten ten gevolge van het sterke beeldpotentiaal. Op de top bestaat inderdaad een diepe smalle potentiaalput, zodat gebonden toestanden ver uit elkaar liggen. Toch is dit niet gewenst omdat voor praktische structuren de toppen ruw zijn op een schaal vergelijkbaar met de dikte van de film en dus de electronen gelocaliseerd.

Kovdrya et al. hebben een schatting gemaakt voor de omstandigheden om eendimensionale effecten te kunnen waarnemen. Met een voldoende sterk elektrisch veld kan gezorgd worden dat de electronen in de dalen gaan zitten. Het voordeel hiervan is dat de electronen nu op een grotere afstand van de oppervlakte ruwheden zitten ($z \sim a \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ cm). De kromtestraal van de vloeistof die in de groeven zit bedraagt :

$$r = \frac{\alpha}{\rho g H} \quad (8)$$

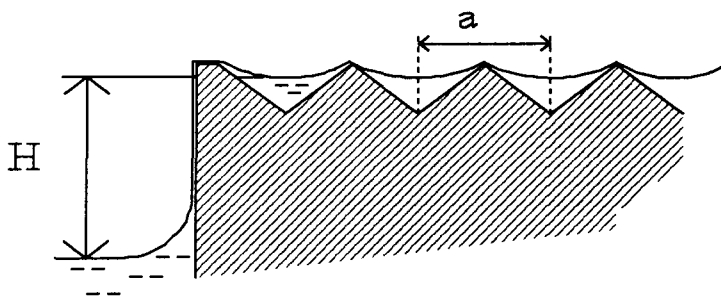
Met α de oppervlaktespanning, ρ de dichtheid van het vloeibare helium, g de valversneling en H de afstand tot het heliumbad. Het assenstelsel wordt dusdanig gekozen dat de x -as langs de groeven ligt, de y -as evenwijdig aan het oppervlak maar loodrecht op de groeven en de z -as loodrecht naar boven. Het electron wordt over een afstand y van het centrum van een groef gebracht, de potentiële energie vermeerderd met de volgende hoeveelheid:

$$U(y) = \frac{eE_{\perp}y^2}{2r} \quad (9)$$

Met e de elementaire lading. Het electron zal in een dergelijke potentiaalput een oscillatoire beweging maken met de volgende frequentie :

$$\omega_0 = \left(\frac{eE_{\perp}}{mr} \right)^{1/2} \quad (10)$$

Met m de massa van het electron, zodat de beweging gequantiseerd is indien $\hbar\omega > kT$. De beweging in de x -richting is vrij. De periodiciteit van de groeven wordt weergegeven door a . Voor bovengenoemde afmetingen van het door hen gebruikte optische tralie worden effecten verwacht voor temperaturen in de buurt van 0.1 K.



Figuur 6
Eendimensionaal electronen systeem op vloeibaar helium.

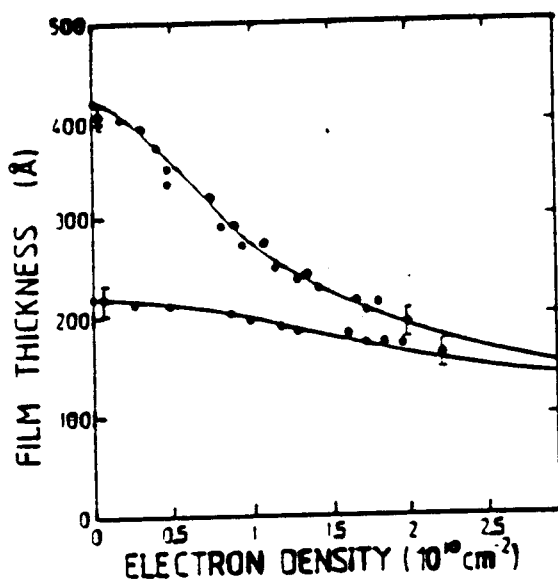
II.4.3 Bestaande experimenten op films

II.4.3.1 Electronendichtheden op films

De eersten die gekeken hebben naar maximaal te bereiken dichtheden op films zijn Etz et al. [ref. 1], zij vonden dat de dikte van de film vermindert als de film beladen wordt volgens :

$$d = \left(\frac{1}{d_0^3} + \frac{2\pi n^2 e^2}{\alpha} \right)^{-1/3} \quad (11)$$

Met d_0 is de dikte van de onbeladen film (zie formule 5). Doordat de film echter dunner wordt, wordt de instabiliteitsgrens verlegd. De film stabiliseert zichzelf. Uit figuur 7 blijkt dat de lijnen convergeren voor hoge electronendichtheden, dus d_0 als beginwaarde is van minder belang (d wordt bepaalt door de electronendruk).



Figuur 7

Helium filmdikte op een glassubstraat ($T = 1,6 \text{ K}$) uitgezet tegen de electronendichtheden op de films. De dikte d_0 van de onbeladen films was respectievelijk 220 en 420 Å.

De vraag rijst: welk proces zorgt voor het afvloeien van electronen, en dus voor n_c . Naast de electrohydrodynamische instabiliteit moet men ook denken aan het tunnelen van

electronen door de film naar het substraat. Indien men geen perfect substraat heeft zal er altijd een zwakke plek zijn (oppervlakteruwheid) waar het tunnelen kan plaatsvinden.

Dahm [ref. 10] vond dat tunnelen bij metaalsubstraten gebeurde bij een filmdikte $d < 35 \text{ \AA}$, dit houdt een electronendichtheid in van $1,5 \times 10^{11}$. In de praktijk zal het door ruwheid van het oppervlak bij lagere dichtheden plaatsvinden.

Door een vast H_2 film op het substraat te leggen kan men het tunnelen tegengaan. De limiet voor electronen op He, Ne of H_2 substraten is $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, deze dichtheid reduceert de film dikte dusdanig dat de electronen direct gaan tunnelen naar het medium eronder.

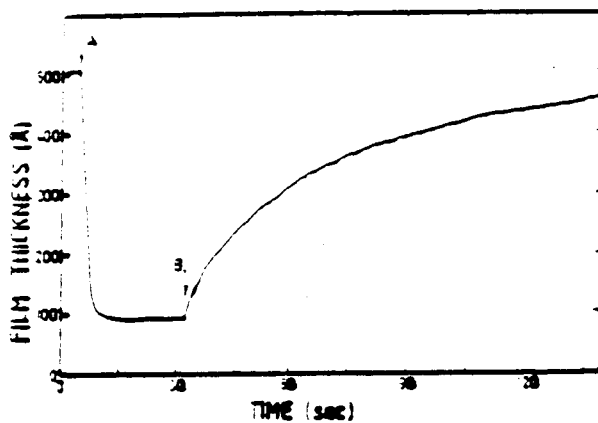
Etz et al. [ref. 1] vonden dat een He film van 300 \AA op een Mylar substraat een electronendichtheid van $0,95 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ verkreeg. Identiek waren de resultaten bij de substraten Kapton en glas (temperatuurgebied $1,3 \leq T \leq 1,9 \text{ K}$). Dit zou in tegenspraak zijn met de theoretisch afgeleide waarde $n_c = 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, maar kan dus met de reducering van de film dikte door de electronendruk verklaard worden.

II.4.3.2 Invloed substraten

De verschillende substraten die gebruikt kunnen worden, kan men al verdelen in twee groepen : geleidend en isolerend.

Hoewel volgens Etz et al.[ref.1] de maximale ladingsdichtheid dezelfde is, is er een belangrijk verschil. Als men een film laadt op een geleidend substraat daalt de dikte eerst als gevolg van de electronendruk (zie figuur 8), dan wordt de electronenbron afgezet en ziet men dat de dikte weer toeneemt tot een waarde $d < d_0$ (d_0 = de onbeladen film dikte). Isolerende substraten vertonen deze verandering niet in een vergelijkbaar tijdsbestek. Dit komt denkkelijk doordat de electronen door het He-oppervlak tunnelen op ruwe plekken van het substraat waar de gemiddelde filmdikte kleiner is. Bij isolatoren worden deze zwakke plekken beladen door de eerste electronen die op de film komen. Deze 'hoopjes' stoten andere electronen af zodat deze niet kunnen tunnelen. Bij geleiders krijgt men echter geen opeenhopingen van electronen, dus kunnen de zwakke plekken niet 'gemaakt' worden en vloeien deze ladingen weg.

Etz et al. trekt de conclusie dat het soort substraat er niet zoveel toe doet, als het maar voldoende vlak is om hoge electronendichtheden te krijgen. Het is echter voor de mobiliteit van de electronen van belang om een substraat te nemen met een lage ϵ , zodat



Figuur 8

Dikte van helium film op Si-substraat uitgezet tegen de tijd. Opstarten begint bij A, en bij B wordt de elektronenbron uitgezet.

de aantrekkingskracht van de polarisatieladingen minder is.

II.4.3.3. Mobiliteit

Instabiliteit is te vermijden door te werken met dunne films die hogere electronendichtheden kunnen bereiken doordat de van der Waalskrachten zorgen voor stabilisering van de film. Een nadeel hiervan is de lage mobiliteit vergeleken met de bulkmetingen door de interactie met onvolkomenheden aan het oppervlak, zoals defecten en ruwheid of positieve ladingen aan het oppervlak.

In 1976 heeft Volodin [ref. 11] het bestaan gedemonstreerd van electronen op een helium film met een lage μ ($\mu < \mu_0 \times 10^{-3}$ met $\mu_0 = 0,5 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{V sec}$ als mobiliteit van de electronen op helium bulk). Als men minder geïnteresseerd is in de elektrische transport eigenschappen van de 2DEG, maar meer zoals Dahm et al. in het bestuderen van oppervlakken met behulp van electronen op helium, dan is bovengenoemd nadeel juist bruikbaar.

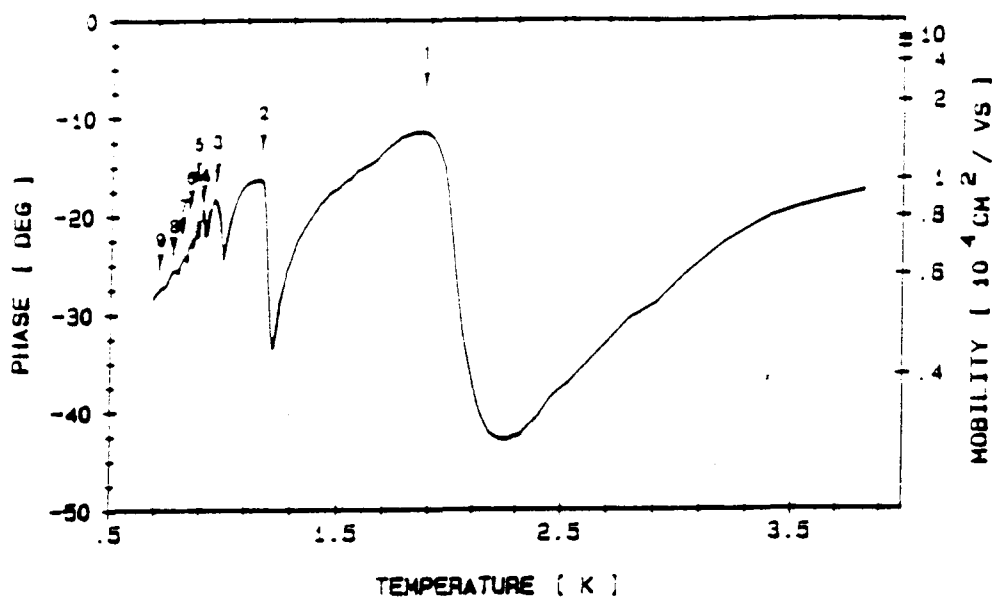
Een manier om de interactie tussen de electronen en het substraat te reduceren, en dus de mobiliteit te verhogen, is het gebruiken van een vast substraat met een ϵ dicht bij 1, dus vast H_2 of Ne. De mobiliteit op zuiver H_2 is $10^4 \text{ cm}^2/\text{V sec}$ als gevolg van verstrooiing aan defecten. Een logische oplossing lijkt een helium film over het substraat om de defecten op te vullen. Er werd echter een daling van de mobiliteit gemeten [ref. 12], een oorzaak hiervan is de extra verstrooiing van electronen aan 2 dimensionale dichtheidsfluctuaties van de heliumlaag. De groei van de dikte d beïnvloedt de mobiliteit echter niet monotoon, maar oscillatorisch (zie figuur 9). Dit heeft te maken met een geheel of half gevulde toplaag helium, waarbij een maximum overeenkomt met een geheel gevulde laag en een minimum met een half gevulde laag. Bij een temperatuur van ongeveer 0,5 K werden op deze manier 10 monolagen zichtbaar.

Meer dan 10 monolagen zullen niet zichtbaar zijn, want bij toenemende dikte wordt de film meer vloeistof waarin men de verschillende lagen moeilijk kan onderscheiden. Als de dikte weer toeneemt zal de mobiliteit ook toenemen doordat de afstand van de electronen naar het oppervlak groter wordt, en dus de koppeling met de film zwakker.

Mobiliteit wordt bepaald door botsingen met oppervlakte ripplons en helium dampatomen. Dahm en Jiang [ref. 13] zijn de enigen die beweeglijke electronen op films op glassubstraten hebben gezien. Hun resultaten kan men als volgt samenvatten. Naarmate de film dikker wordt gaat de experimentele curve van μ^{-1} versus T meer naar de theoretische waarde toe (zie figuur 10). De verstrooiing aan de dampatomen is groter bij dunne films omdat de polarisatieladingen zorgen voor een toename van de koppeling tussen electronen en de film. Er is een mobiliteit gemeten van $10 \text{ cm}^2/\text{V sec}$ op een normale film ($T > T_\lambda$) die bij superfluiditeit 500 \AA dik was.

Dahm en Jiang verrichtten verder samen met Stan [ref. 14] onderzoek aan helium films met een dikte van $200 - 400 \text{ \AA}$ op een glas substraat. De dichtheden waren beneden $2,0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Hun resultaten waren de volgende. Het verschil tussen theorie (Saitoh [ref. 15], en Monarkha [ref. 16]) en experiment voor de inverse mobiliteit vs. T wordt groter bij toenemende dichtheid (of afnemende dikte, zie verband in formule 11), en dit verschil varieert als T^2 voor $n > 5,0 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$. De extra verstrooiing komt denkelijk van neutrale oppervlakte defecten en geladen verstrooiende stukken. Deze geladen stukken zijn mogelijk door electronen in oppervlakte defecten.

Peeters en Jackson [ref. 17] maken onderscheid tussen twee toestanden. Zij spreken van



Figuur 9

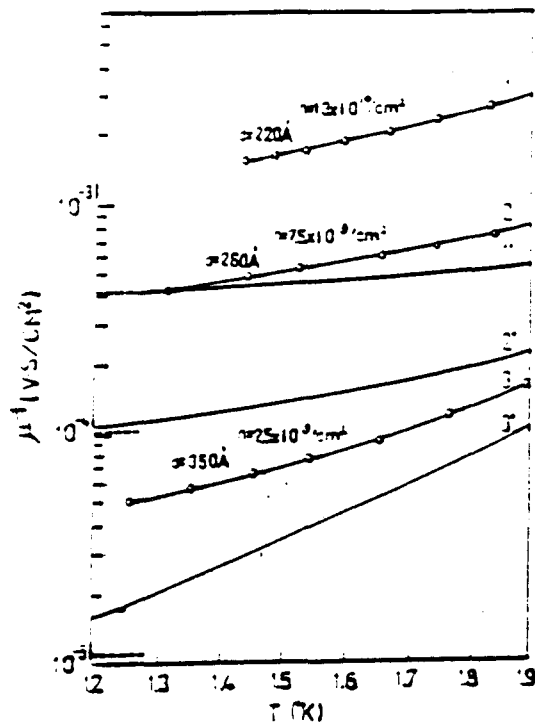
Electronenmobiliteit op bulk vast H_2 , dat bedekt is met een helium film. De figuur geeft het aantal complete monolagen weer bij de respectievelijke temperatuur.

een quasi vrije toestand bij zwakke koppeling. De μ is hoog en daalt bij toenemende temperatuur. De self-trapped toestand treedt op bij sterke koppeling (quasi gelokaliseerd). Electron localisatie veroorzaakt vervorming van de ondergelegen helium film en maakt uithollingen (dimples), dit proces noemt men self trapping.

De effectieve massa van het electron wordt groter door de vorming van een polaron (= electron + dimple). De μ is laag, en stijgt bij toenemende temperatuur. Jackson en Platzman [ref. 18] vonden dat voor een zekere filmdikte de self-trapped toestand ontstond waardoor er een massa toename van 1 naar 10^4 à 10^5 plaatsvond bij $T = 0$.

Er bestaat een claim self-trapped-state experimenteel is waargenomen, de figuur 11 geeft een toename van de conductiviteit (dus ook de mobiliteit) weer in het overgangsgedebied van monolagen tot verzadigde film ($> 100 \text{ \AA}$). De mobiliteit neemt toe omdat de polarisatieladingen minder 'trekken', en de interacties tussen electronen en met oppervlakedefecten en met oppervlakte excitaties minder wordt.

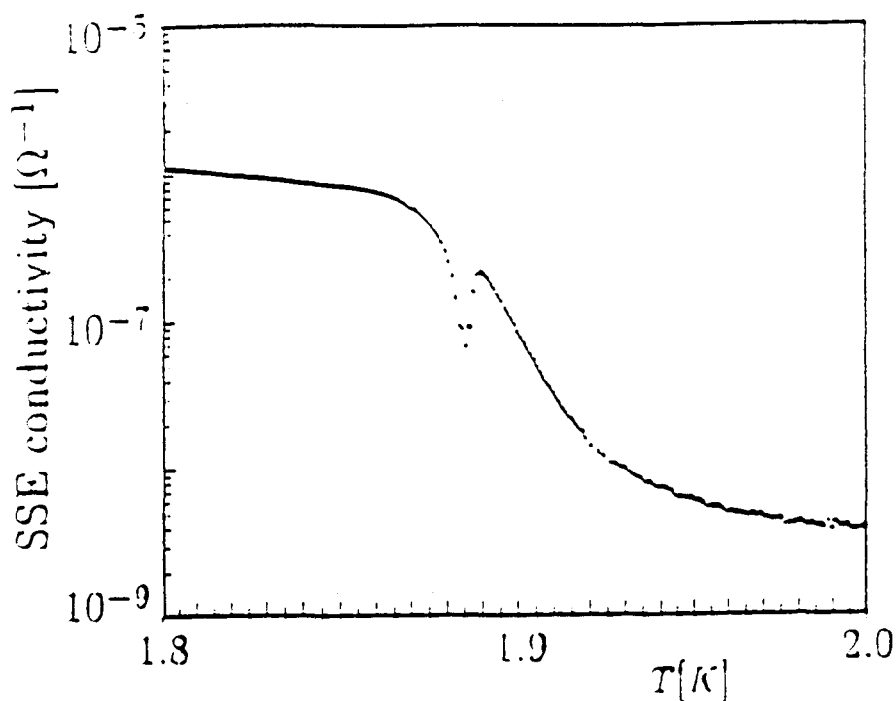
Het is nog onduidelijk waar de dip in de figuur vandaan komt. Andrei, Paalanen en Iye [ref. 5,19] denken aan een gevolg van de electron-ripploon verstrooiing. Deze is namelijk



Figuur 10

Inverse mobiliteit uitgezet tegen de temperatuur. 1', 2' en 3' geven de respectievelijke theoretische curven weer. De stippellijn laat de ripplon bijdrage zien.

klein voor dunne en dikke films en heeft een maximum dichtbij de plaats van de dip. Echter bij 2 K zou deze bijdrage uiterst zwak moeten zijn, en is het onduidelijk waarom er zo'n scherpe piek is. Andrei [ref. 5] vond een hypothese van dimples met veel electronen niet toepasselijk. Terwijl Shikin en Lebedeva [ref. 20] in hun onderzoek tot de conclusie komen dat er wel een verband is tussen de dip en de dimples met veel electronen. Resonantie als oorzaak kan men uitsluiten omdat verandering van de frequentie van de ac conductiviteitsmetingen niets opleverde. Het zou wel mogelijk zijn dat het ontstaan van een zogenaamde polarontoestand de oorzaak is, want de mobiliteit van de polaron is kleiner dan die van het vrije electron. Andrei noemt dit ook als mogelijke oorzaak, de sterke koppeling tussen polaron en ripplon. Tijdens de overgang neemt de massa van de dimple toe en de thermische snelheid v_t neemt af. Tegelijkertijd wordt de dimple dieper en smaller. De ripplons die het meest effectief verstrooien aan de dimple zijn diegene die een golflengte hebben die vergelijkbaar is met hun grootte en hun snelheid v_ϕ neemt toe als de dimple geformeerd wordt. Als $v_t \approx v_\phi$ verwacht men de dip want de dimple kan gemakkelijk energie afstoten door ripplons te exciteren. Dan is er een overvloed aan



Figuur 11

Conductiviteit van de electronen op helium film in het overgangsbied van monolaag naar dikke verzadigde film. De dip is te zien bij een film dikte van 35 Å.

ripples in het systeem.

Cieslikowski [ref. 21] zegt dat de lage μ ook heel moeilijk te meten is. Bij een Sommer Tanner methode, die vergelijkbaar is met onze Corbino methode, kon alleen een μ gemeten worden op een H_2 substraat. De methode is namelijk gelimiteerd aan $\mu > 1 \text{ cm}^2/\text{V sec}$. Bij mylar of glas is μ lager. Met behulp van de ellipsometrie techniek [ref. 1] is er een $\mu < 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{V sec}$ gemeten bij een helium film op glas met $n = 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, $T = 1,5 \text{ K}$. De electronen zijn gelokaliseerd. Redenen voor de lage μ noemt hij de vorming van het polaron (waardoor er een massa vermeerdering optreedt), en vasthechten op onregelmatigheden aan het oppervlak. Dit laatste proces is voornamelijk van belang bij grote dichtheden, waar de electronen sterk gekorreleerd zijn zodat het vasthechten van enkele electronen kan leiden tot complete immobiliteit van de electronenlaag.

Hoofdstuk III Meetmethodes

III.1 Inleiding

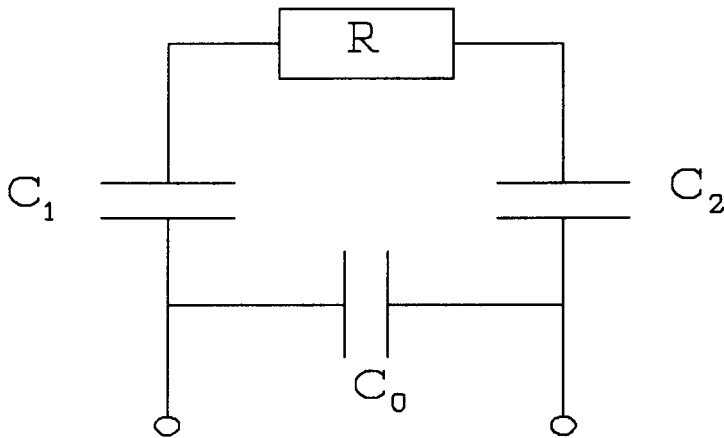
Om informatie te verkrijgen over de transporteigenschappen van de 2DEG wordt een capacitieve meetmethode gebruikt. Men gebruikt ac-technieken, dit komt doordat er geen elektrische contacten gemaakt kunnen worden aan het 2DEG.

Bij de corbino geometrie wordt de buitenste elektrode als excitatie-elektrode gebruikt. Door de capacitieve koppeling tussen de elektronenlaag en de elektrodes wordt er een stroom geïnduceerd in de elektronenlaag, op een andere positie wordt deze stroom gemeten met behulp van een meetelektrode, de binnenste elektrode. Op deze manier verkrijgt men dus informatie over de elektrische transporteigenschappen van de elektronenlaag.

III.2 Analyse

Van de hierboven beschreven meetmethode, die gebruikt wordt om informatie te verkrijgen over de elektronenlaag, kan een vereenvoudigd vervangingsschema worden opgesteld. De impedantie van het 2DEG kan worden weergegeven door een elektrisch circuit. De excitatie-elektrode vormt het begin van het circuit; tussen deze elektrode en de elektronenlaag is er een capacitieve koppeling, C_1 . De elektronen vormen een elektrisch geleidende laag. Aan het eind is er de capacitieve koppeling tussen elektronenlaag en de meetelektrode, C_2 . Dit is te zien in figuur 12. In dit schema wordt de elektronenlaag voorgesteld door een weerstand R_e . Deze zal evenredig zijn met de resistiviteit ρ , maar de evenredigheidsconstante is niet eenvoudig te bepalen. De directe capacitieve koppeling tussen excitatie- en meetelektrode, de strooicapaciteit, wordt door C_0 weergegeven. C_0 wordt verkleind door de tussenring op het corbinoplaatje te aarden. In principe kan er ook nog een parasitaire parallelgeleiding zijn die aangeduid wordt met G_0 .

De capaciteiten C worden door de geometrie bepaald (vergelijkbaar met plaatcondensatoren), terwijl de weerstand R_e een functie is van elektronenmobiliteit, elektronendichtheid en



Figuur 12
Vereenvoudigd vervangingschema voor de electronenlaag.

uiteraard ook de geometrie.

Het equivalente systeem met een C_x en een G_x staat ook in figuur 12. De C_x en G_x worden experimenteel gemeten. Voor de weerstand, R_e en de capaciteit, $C_e = C_1 C_2 / (C_1 + C_2)$ kunnen nu de volgende uitdrukkingen gemaakt worden :

$$R_e = G_e^{-1} \tag{12}$$

$$G_e = (G_x - G_0) + \omega^2 \frac{(C_x - C_0)^2}{(G_x - G_0)} \tag{13}$$

$$C_e = (C_x - C_0) + \frac{(G_x - G_0)^2}{\omega^2 (C_x - C_0)} \tag{14}$$

Dit is een model, de exacte afleiding kan nu als volgt geschreven worden. Voor het dynamische gedrag wordt er op de excitatie electrode een wisselspanning gegenereerd, $V_{ex}(t) = V_{ex} e^{j\omega t}$. Met $f (= \omega/2\pi)$ de frequentie van de aangelegde wisselspanning, en V_{ex} de amplitude van de excitatiespanning. Dit heeft een verstoring in de statische electronendichtheid tot gevolg van $\tilde{n}(x,y,t)$. Op de meetelectrode wordt een stroom geïnduceerd,

$I(t) = I e^{j\omega t}$. De admittantie tussen deze beide electrodes is gedefinieerd als I/V_{ex} en dit kan worden geschreven als $Y = G_x + j\omega C_x$, waarbij G_x de geleiding en C_x de capaciteit is.

Het dynamische gedrag wordt beschreven aan de hand van drie basisvergelijkingen [ref.22]. De eerste vergelijking is de gelineariseerde continuïteits vergelijking voor lading :

$$- e \frac{\partial \bar{n}}{\partial t} + \nabla_2 \mathbf{J} \stackrel{(15)}{=} 0$$

Hierin is ∇_2 de nabla-operator die alleen werkt in de electronenlaag en \mathbf{J} de oppervlaktestroomdichtheid, die gelijk is aan -env met v de driftsnelheid van de electronen.

De tweede vergelijking is de wet van Ohm :

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} = - \sigma \nabla_2 V \quad (16)$$

Met $V(r, \phi, z=0, t)$ de dynamische potentiaal in de electronenlaag.

De derde vergelijking is de Poissonvergelijking :

$$\nabla_3 \cdot [\epsilon_0 \epsilon_r(z) \nabla_3 V] = \bar{n}(x, y, t) \delta(z) \quad (17)$$

Nu werkt de nabla operator in drie dimensies, dus de gehele meetcel. $V(r, \phi, z, t)$ is de dynamische potentiaal in de gehele meetcel en $\epsilon_r(z)$ is boven het heliumoppervlak gelijk aan 1, en eronder gelijk aan 1,0572. De randvoorwaarden bij de Poissonvergelijking zijn :

$$V \Big|_{z=-h} = 0 \quad \nabla V_{ex} e^{j\omega t} \Big|_{z=d-h} = 0 \quad ; \quad V \Big|_{r=R_g} = 0 \quad (18)$$

Met $z=0$ is het heliumoppervlak, dus $z=-h$ is in de vloeistof. Hier ligt de onderplaat met de excitatie-electrode waar de ac-spanning op staat en de andere electrodes hebben $V=0$. De spanning op de bovenplaat ($z=d-h$) en de guard ($r=R_g$) is ook nul.

Bij het oplossen van de drie basisvergelijkingen wordt gebruik gemaakt van de condensator-formule :

$$e \bar{n} = C (V - \gamma V') \quad (19)$$

Hierin is γ een geometrische factor, die ontstaat omdat er een koppeling tussen de electronenplas naar zowel de onder- als de bovenplaat bestaat. V_k heeft de waarde V_{ex} indien gekeken wordt naar een punt boven de excitatie-electrode en nul daarbuiten.

De drie samen resulteren in de volgende diffusievergelijking :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = \frac{j \omega C}{\sigma_0} (V - \gamma V') \quad (20)$$

Met

$$C = \epsilon_0 \left(\frac{\epsilon_r}{h} + \frac{1}{d-h} \right) \quad (21)$$

en

$$\gamma = \left(1 + \frac{h}{\epsilon_r (d-h)} \right)^{-1} \quad (22)$$

De oplossing van bovenstaande vergelijking voor de corbino geometrie is afgeleid door o.a. Y. Monarkha, A.J. Dahm en P.K.H. Sommerfeld [ref. 23]:

$$I_{meet} = -j\pi^2 r_3 r_1 \omega C \gamma^2 V' \frac{J_1(z_1)}{J_1(z_2)} [J_1(z_2)N_1(z_3) - J_1(z_3)N_1(z_2)] \quad (23)$$

Hierin zijn J_1 en N_1 eerste orde Bessel- resp. Neumann-functies. De straal van de binnenste electrode is r_1 , r_2 van de electronenplas en r_3 van de buitenste electrode. De parameter z_i ($i=1,2,3$) is gelijk aan ξr_i , waarbij ξ gelijk is aan $(-j\omega C/\sigma_0)^{1/2}$.

De met de meetelectrode gemeten stroom I_{meet} is complex, dat wil zeggen heeft een faseverschuiving ten opzichte van de excitatiespanning. De admittantie Y wordt gegeven door I_{meet}/V_{ex} :

$$Y = \frac{I^{in}}{V_{ex}} + j \frac{I^{uit}}{V_{ex}} = G_x + j\omega C_x \quad (24)$$

In plaats van G_x en C_x worden ook vaak de amplitude en fase gebruikt.

$$A = \sqrt{G^2 + (\omega C)^2} \quad (25)$$

De fase van Y is gedefinieerd als de hoek die Y maakt met het imaginaire deel van Y :

$$\phi = \arctan \left(\frac{G}{\omega C} \right) \quad (26)$$

De hoek is op deze manier gedefinieerd zodat bij $\phi = 0$ een zuiver capacatieve koppeling is, er is dan dus een oneindig goede geleiding. Er kan aangetoond worden dat voor kleine ϕ , de fase ϕ evenredig is met de soortelijke weerstand ρ_0 van het electronengas. Dit vormt de standaardmethode om elektrisch te meten aan het 2DEG op helium (Sommer-Tanner techniek).

Een typisch voorbeeld van vergelijking (23) voor de geometrie van onze gebruikte meetcel is te zien in figuur 13, als functie van de electronengeleidbaarheid σ_0 . Voor de dikte van het helium werd 0,5 mm genomen, de verhouding V_g/V_{bp} bedraagt 3/2, de buitenstraal van de binnenelectrode 3,0 mm en de binnenstraal van de buitenste elektrode 6,6 mm. Voor de berekening van de electronenstraal R_p werd uitgegaan van een voor de helft gevulde meetcel (1.5 mm helium). Deze straal werd bepaald, via onderstaande formule [ref. 24],

$$\sinh^2 \left(\frac{\pi R_g - R_p}{2h} \right) = \left(\frac{V_g - V_p}{2V_p - V_{bp}} \right) = \frac{V_g}{V_{bp}} - 1 = 0.5 \quad (27)$$

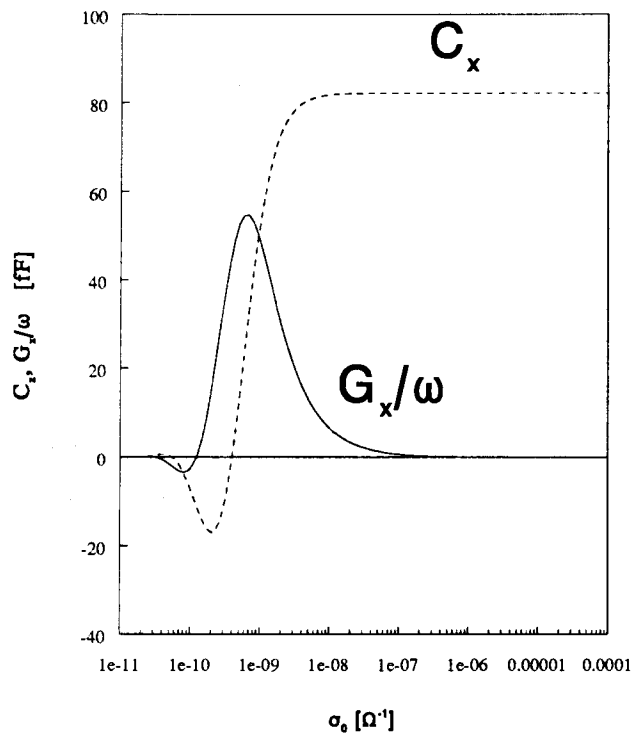
waaruit voor de gepaste parameters volgt $R_p = 7.3$ mm. Op de verticale as in figuur 13 staat C_x en G_x/ω (i.p.v. G_x zodat dezelfde eenheid als C_x verkregen wordt) uitgezet tegen σ_0 op de horizontale as.

Het karakteristieke verloop, te weten de stap in C_x en de piek in G_x volgt ook al uit het equivalente circuit.

Voor zeer hoge σ_0 hebben we een zuivere capacatieve koppeling met een effectieve weerstand $R_e \ll 1/\omega C_e$. Hier hangt C_x niet af van de geleiding, dus van de electronendichtheid of van de beweeglijkheid. C_x is echter direct evenredig met de grootte van de electronenplas en dus evenredig met de electronenstraal.

Voor zeer lage σ_0 (dwz. $R_e \gg 1/\omega C_e$), zijn de excitatie "condensator" en de

meet "condensator" niet verbonden en is er geen signaal (zowel op in- als uit fase). De sprong in C_x (respectievelijk de piek in G_x/ω) treedt op bij $C_x \sim G_x/\omega$. De precieze vorm van de sprong (resp. piek) is model-afhankelijk, dwz. verschilt voor het equivalent circuit-model en het transmissie lijn model, formule 23.



Figuur 13
De admittantie Y als functie van de geleidbaarheid σ_0 .

III.3 De meting

De uiteindelijke metingen die aan het systeem zijn verricht beperkten zich tot het bestuderen van de electronen als de heliumhoogte onder de meetcel werd gebracht (en weer omhoog) en of er lokalisatie optrad bij het bereiken van een film.

De electrode wordt aangedreven door de oscillator ingebouwd in de EG&G Princeton Applied Research Lock-In Amplifier (LIA) model 5210. De geïnduceerde stroom op de meetelectrode wordt met de in de LIA ingebouwde stroomversterker omgezet in een

spanning (10^6 V/A) en de in- en uit fase componenten worden met de LIA gemeten. Via formule 24 kan zo de admittantie bepaald worden. De waarden C_0 en G_0 worden bepaald met een ongeladen oppervlak en vervolgens steeds van de meetwaarden afgetrokken. Deze moeten voor iedere meting opnieuw bepaald worden, omdat deze afhankelijk zijn van de ingestelde frequentie en gevoeligheid van de LIA.

De electronen worden aangebracht door de gloeidraad kort te activeren ("sproeien"). Dit sproeien gebeurde meerdere keren achter elkaar totdat het helium verzadigd was, daarna werd er met een kleine mechanisch vacuümpomp (Edwards ES 50) aan de incondenseerleiding gepompt, dus het vloeistofniveau verlaagd (bij $P_{\text{kryo}} = 18$ mbar wordt er 0.35 mm/uur en bij $P_{\text{kryo}} = 31$ mbar 0.81 mm/uur afgepompt). Aan de hand van de af te lezen C_x en G_x kan men kijken tot welke waarde van de heliumhoogte er nog te meten is, er nog mobiliteit is.

Als het helium beneden de meetcel was gekomen, een cm onder de meetcel komt overeen met een film van 300 \AA , werd er weer helium ingecondenseerd om te kijken of het signaal weer terugkwam. Dit wil zeggen of de electronen niet allemaal op het substraat bleven.

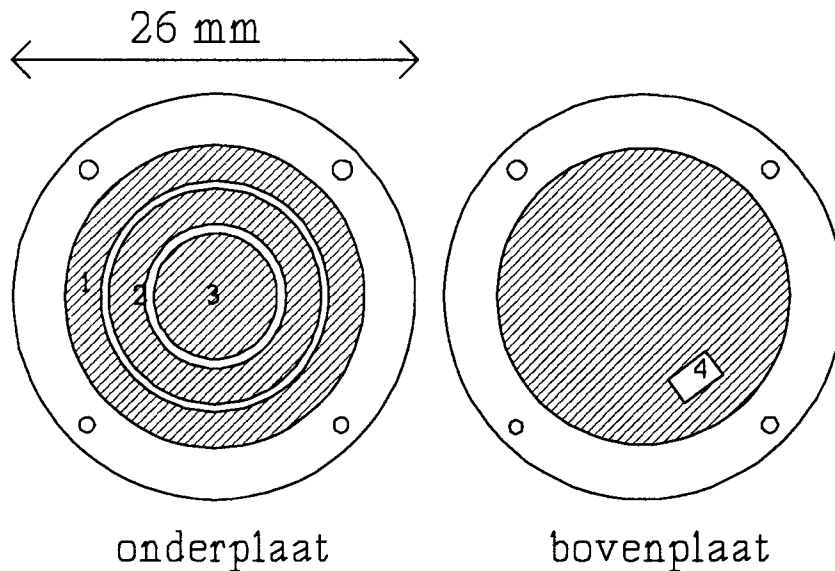
Het 'sproeien' van de electronen op het helium gebeurt met een spanning over een gloeidraad waardoor electronen door thermische emissie gegenereerd worden. Met behulp van een timer wordt ervoor gezorgd dat dit proces maar 300 ms duurt.

De electronendichtheid is moeilijk te bepalen omdat deze niet homogeen is boven het oppervlak, aan de rand van de electronenplas gaat de dichtheid naar 0. Boven het homogene deel van de plas, kan de verzadigde dichtheid met de wet van Gauss worden bepaald (zie formule 4).

Hoofdstuk IV Ontwerp en bouw van de opstelling

IV.1 Inleiding

Het ontwerp van de meetcel werd in een eerder stadium verricht. Bestaande meetcellen, waarmee in de vakgroep eerder werk was verricht, werden aangepast voor het gebruik bij He films. Het systeem moest gemaakt worden met bestaande Corbinoplaatjes waarvan de geometrie vastlag (zie figuur 14). Deze plaatjes vormen de onder- en bovenkant van de meetcel (7 en 6 in figuur 18).



figuur 14

Corbinoplaatjes, met excitatie electrode (1) en meet electrode (3), (2) is geaard. De electronen komen door het gat (4).

In het bovenste plaatje bevindt zich een gat waar het lampje, dat voor de electronen zorgt, doorheen gestoken wordt. Het onderste plaatje is opgebouwd uit 3 cirkelvormige electrodes, de buitenste ring is de excitatie-electrode, de middelste wordt geaard en de binnenste ring is de meetelectrode. Het printplaatje hiervan werd aangepast om het folie substraat beter te bevestigen. Beide printplaatjes hebben electrodes van verguld Cu om het

oxyderen tegen te gaan.

Aangezien er met dezelfde insert gewerkt wordt als bij de experimenten met bulk He komt een groot deel van het ontwerp overeen met eerder ontworpen meetcellen [ref. 22]. Het verschil vloeit zuiver voort uit het werken met films. Deze zorgen namelijk voor enkele moeilijkheden, zoals keuze en bevestiging van het substraat, dikte-bepaling en beladen van de film. Oplossingen hiervan zijn in een eerder stadium behandeld [ref. 25]

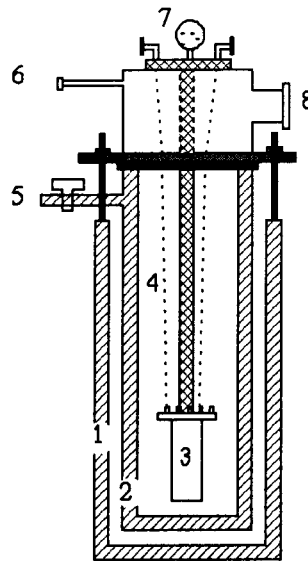
De verdere indeling van het hoofdstuk ziet er als volgt uit, in paragraaf 2 komt de opstelling aan de orde. Paragraaf 3 beschrijft het incondenseren waarna vervolgens in paragraaf 4 de hiermee samenhangende heliumhoogte bepaling beschreven wordt. In paragraaf 5 staat de bedrading beschreven. Het beladen van de film staat in paragraaf 6 en tenslotte in paragraaf 7 de ϵ_r bepaling.

IV.2 De opstelling

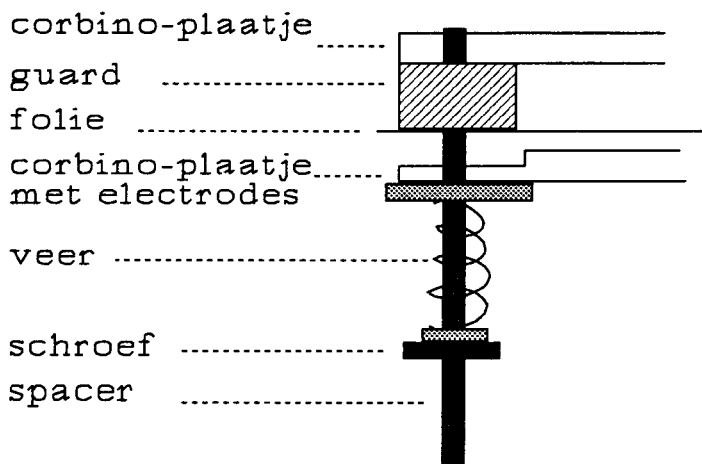
Voor de beschrijving van het ontwerp dat geleid heeft tot de meetcel word verwezen naar referentie 25. De meetcel word gemonteerd in een roestvrijstalen potje, dat wederom aan een insert hangt. Deze insert hangt in een glazen helium-kryostaat (zie figuur 15). In deze figuur zijn ook de twee capillairen te zien, waardoor helium in het potje kan worden ingecondenseerd. Verder zijn er nog twee buizen die als draaddoorvoer dienen, een 9-pins doorvoer voor de koperdraden en een doorvoerpot voor de coax-draden (met een mogelijkheid van 10 coax-draden, er worden er echter maar 5 van gebruikt).

De meetcel zien we in de overzichtstekening (figuur 18). De Corbinoplaatjes (met meetelectrodes 7, bovenplaatje 6) en de guard (8) worden op het onderste gedeelte van de spacer (2) bevestigd. De manier waarop het substraat wordt geplaatst is materiaalafhankelijk. Er is namelijk gemeten met twee verschillende soorten substraten : Mylar-folie en 'floated' glas. Het folie wordt middels een lijmverbinding (Stycast 1266 delen A en B) aan de guard verbonden, het onderplaatje wordt hier verend tegenaan gedrukt (figuur 16). Dit om een strak gespannen folie te verkrijgen. Mylar is als folie genomen omdat het een bekende en relatief lage ϵ (= 3.7) heeft. Het glassubstraat is daarentegen los op het onderplaatje neergelegd, waarbij de afmetingen zodanig gekozen werden dat het precies in de guardring paste. Onder het corbino plaatje met de electrodes worden dan staafjes (10)

- 1 buitenkryostaat
- 2 binnenkryostaat
- 3 potje
- 4 capillairen
- 5 naar N_2 -pomp
- 6 naar gaszak
- 7 draaddoorvoer-
pot
- 8 naar He-pomp



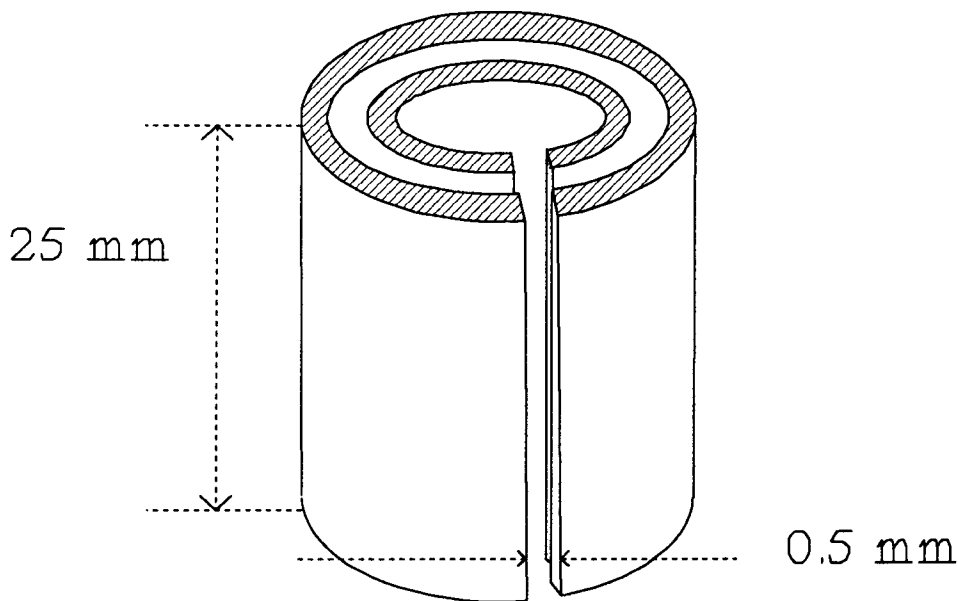
figuur 15
Overzichtstekening van de opstelling.



figuur 16
Bevestiging van de folie.

geschroefd op de spacer, deze worden gebruikt zodat het eenvoudiger is om de corbino plaatjes vast te schroeven. Met behulp van de condensator (9), die bevestigd is aan de onderschijf (4), meet men het vloeistofniveau. In de condensator is een gleuf gemaakt zodat de He vloeistof erin kan en de capillaire werking tussen de concentrische cilindres wordt tegengestaan [ref. 26] (zie figuur 17).

Bij het ontwerp van de condensator is gekozen voor een lengte van 25 mm, zodat er



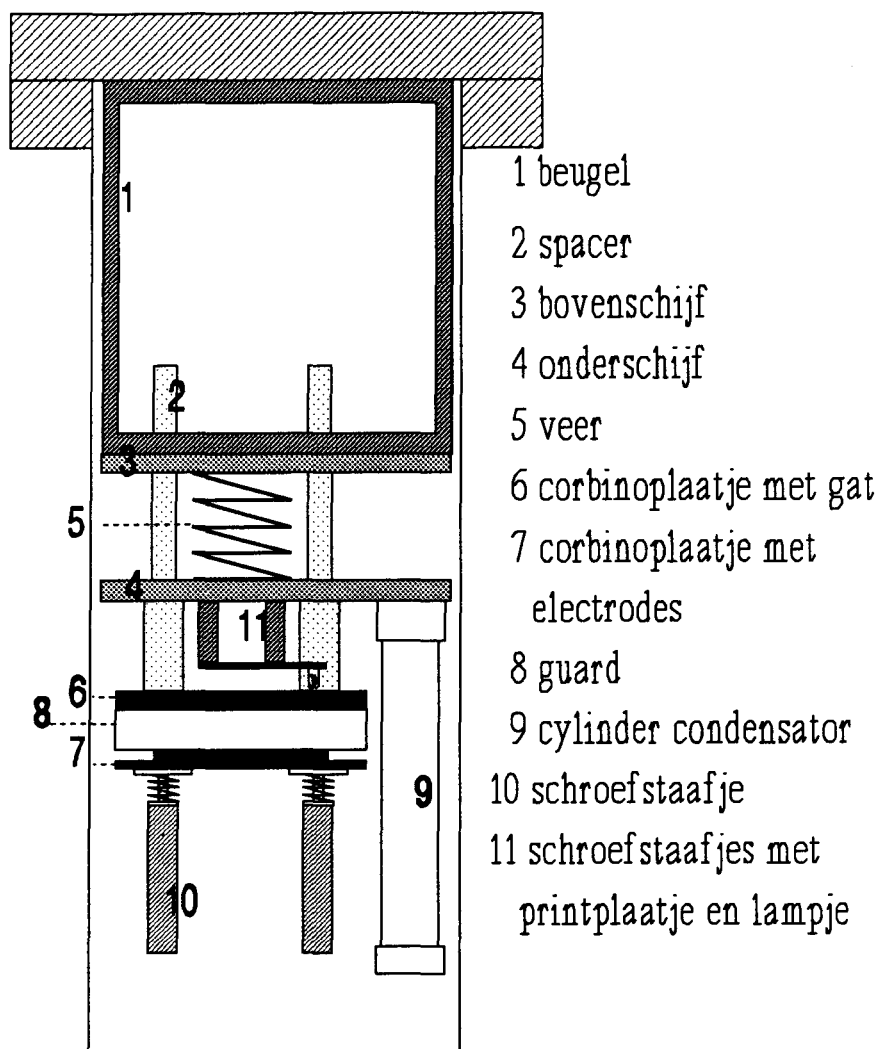
figuur 17
Cylindercondensator voor helium vloeistofstand.

gemeten kan worden als het vloeistofniveau minstens 10 mm onder het meetplaatje ligt (dit komt overeen met $d = 300 \text{ \AA}$).

De veer (5) tussen boven- en onderschijf (3, 4) dient voor het horizontaal positioneren van de Corbinoplaatjes. Hiervoor werd de meetcel tot aan de guard ondergedompeld in alcohol, en met behulp van de vloeistofspiegel kan er gezien worden aan welke spacer er nog geschroefd moet worden om de plaatjes evenwijdig met het vloeistofoppervlak te krijgen. Het installeren kan pas na een bepaalde tijd, eerst moeten de alcoholdruppels die aan de meetcel blijven hangen verdampen zijn. De alcohol die tussen de folie en het corbino plaatje ligt kan namelijk moeilijk weg verdampen en bij een vroegtijdige installatie zou dit tot "kortsluiting" (dwz. een te grote G_0) van de electrodes leiden.

Het uitlijnen van meetcel, dwz. horizontaal positioneren, is vooral van belang bij het werken met bulk helium. De symmetrie van de corbino plaatjes dient behouden te blijven, zodat alleen de radiale component van belang is.

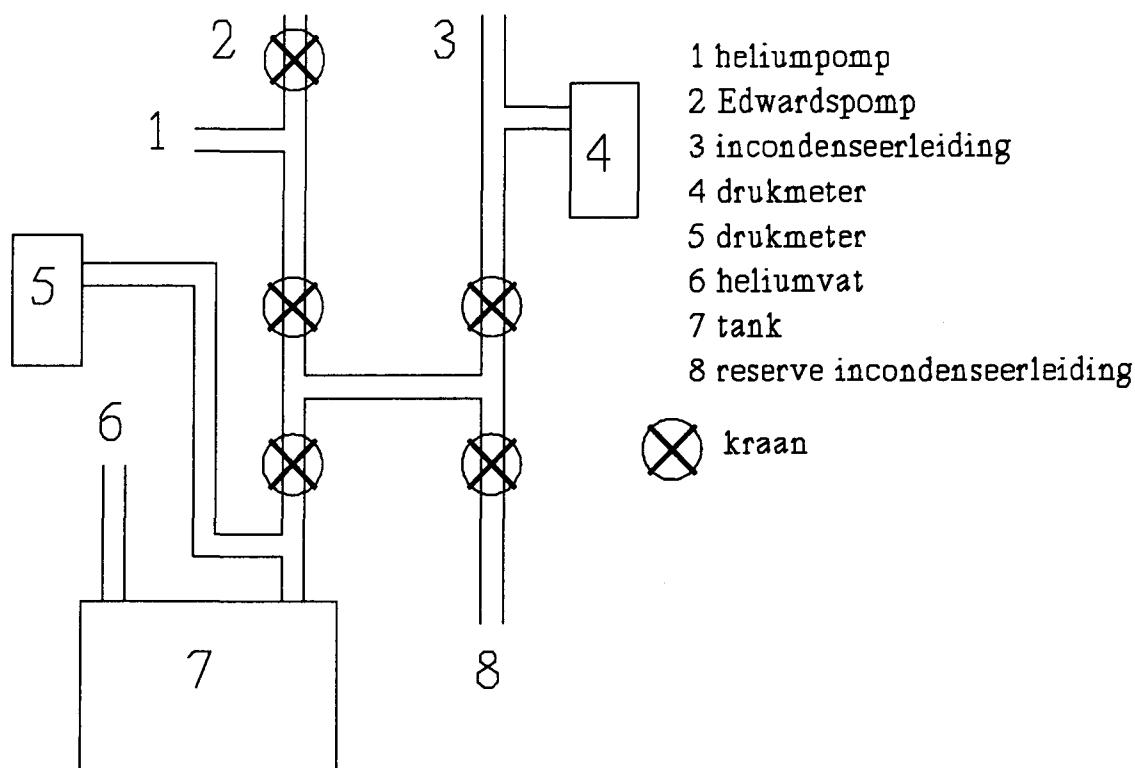
Het geheel is middels ophangbeugel (1) aan de deksel van het potje geschroefd. De draadstangetjes (11) dienen voor het verstellen van het lampje boven het Corbinoplaatje.



figuur 18
Overzichtstekening van de meetcel.

IV.3 Incondenseren

Nadat de incondenseerleidingen en de voorraadtank een aantal malen met heliumgas geflusht zijn (d.w.z. het spoelen van de leidingen middels het inbrengen en afpompen van schoon heliumgas) wordt de binnenkryostaat gevuld met vloeibaar helium. Er wordt met de heliumpomp aan de kryostaat gepompt tot er een druk heerst van ongeveer 20 mbar, dit komt overeen met een temperatuur van 1,86 K. Nu kan er heliumgas in het potje gebracht worden. Dit condenseert meteen aan alle wanden tot een vloeibare film. Voor het incondenseren zijn er twee leidingen gemaakt (3 en 4 in figuur 19), die echter niet tegelijkertijd gebruikt worden. Een leiding wordt dichtgedraaid en dient als reserve, want



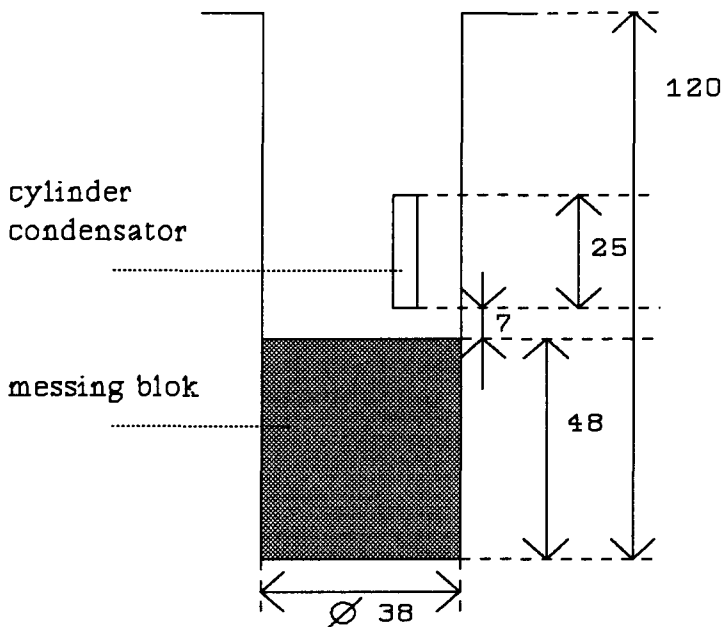
figuur 19

Paneel voor het incondenseren.

het kan namelijk gebeuren dat er geen schoon heliumgas in het potje wordt gebracht. Dit gas gaat middels dunne leidingen door een heliumbad van plusminus 2 K, waardoor de leidingen kunnen dichtvriezen door de verontreinigingen. Indien dan het heliumniveau in de kryostaat zakt beneden het potje expandeert de vloeistof in het potje en is er een reserve leiding nodig om dit gas af te pompen. Deze leidingen worden ook nog vóór het afkoelen met helium geflusht om verontreinigingen te voorkomen.

Met drukmeter 5 kan de hoeveelheid gas die naar het potje gaat uitgedrukt worden in mbar, drukmeter 4 geeft de druk weer in het potje, en indien deze gelijk is aan de druk in de binnenkryostaat (20 mbar) betekent dit dat het helium vloeibaar is.

Om de hoeveelheid helium die zou moeten worden ingecondenseerd te beperken is er een messing cylinder gemaakt als vulling voor in het potje. Daarom moet er ook contactgas in het potje zijn omdat er anders bij het vullen van het potje met het koude helium zoveel warmte vrijkomt dat er een grote hoeveelheid helium in de kryostaat verdampt. Dit betekent een kortere experimenteertijd. Om dezelfde reden worden de incondenseerleidingen eerst afgekoeld in het heliumbad.



figuur 20

De maten in het potje in mm.

Eén cm^3 vloeibaar helium, met een temperatuur kleiner dan 2 K, komt overeen met 872 cm^3 gas (1000 mbar, 293 K). Dus 1 cm^3 vloeistof = $872 \text{ mbar} \times \text{l}$ gas. De hoeveelheid vloeibaar helium in een gedeelte van het potje met een hoogte van één cm bedraagt $11,3 \text{ cm}^3$, dit komt overeen met $9853,6 \text{ mbar} \times \text{l}$. Het vat (7) heeft een volume van 11 dm^3 , dus 1 cm hoogte in het potje komt overeen met $895,8 \text{ mbar}$ (1 mm hoogte $\approx 90 \text{ mbar}$). Dit zou betekenen dat er $2877,6 \text{ mbar}$ helium gas moet worden ingecondenseerd om het potje met messing blok te vullen tot bovenaan de cylindercondensator. In werkelijkheid bedraagt het maar ongeveer 2600 mbar, dit verschil komt doordat er bij de berekening hierboven geen rekening gehouden is met het volume van het potje dat reeds gevuld is met spacers, corbinoplaatjes, draden enz.

Het vullen van het potje gebeurt in etappes waarbij de tank niet boven de 1000 mbar wordt gevuld. Er is namelijk zeer zuiver gas nodig. Dit gas wordt onttrokken aan een vloeibaar helium voorraadvat.

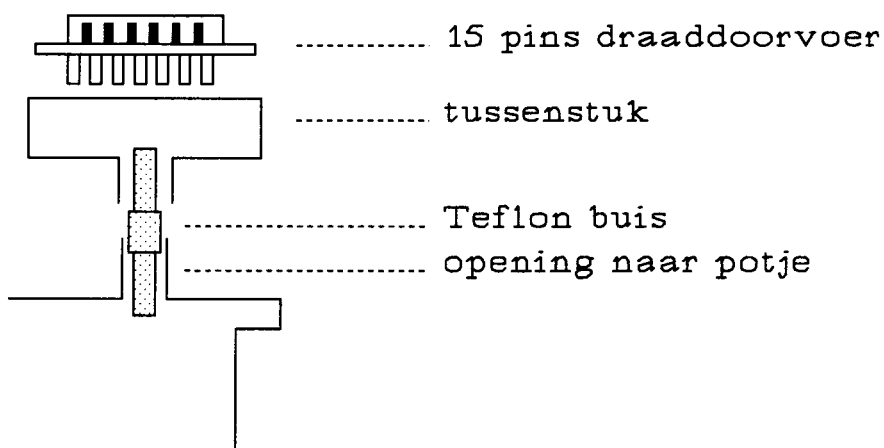
IV.4 Heliumhoogte bepaling

Het meten van de heliumhoogte gebeurt met een capaciteitsmeting, in dit geval met een cilindercondensator. De diëlectrische constante van heliumvloeistof ($\epsilon_r = 1,0572$) verschilt van die van gasvormig helium ($\epsilon_r \approx 1$), dus de capaciteit is afhankelijk van de heliumhoogte. Een stijging van het helium in de condensator heeft een toename van de capaciteit tot gevolg. Indien de capaciteitswaarden van een geheel gevulde en een lege condensator bekend zijn, dan kan de heliumhoogte d in de cilindercondensator op de volgende manier berekend worden :

$$d = \frac{C_{meet} - C_{leeg}}{C_{vol} - C_{leeg}} h \quad (28)$$

Met h is de lengte van de condensator, en C_{meet} de gemeten capaciteit bij de hoogte d .

De capaciteitsmetingen gebeuren met behulp van een Capaciteitsbrug van het type General Radio 1615-A, met een meetfrequentie van 1,01 kHz en een spanning van ongeveer 30 V. Op deze manier is het mogelijk hoogteverschillen tot 0,005 mm te meten, corresponderend met een capaciteitsverschil van 1×10^{-1} fF.

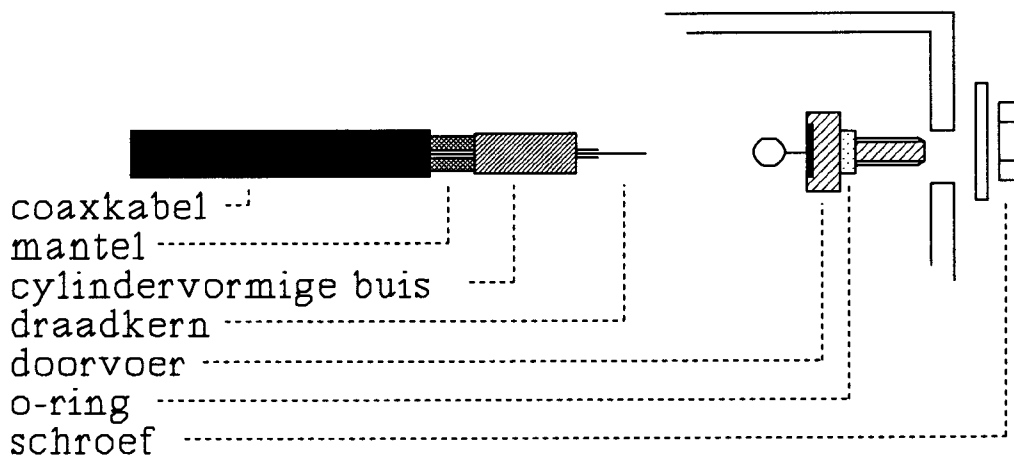


figuur 21

Draaddoorvoer naar potje.

IV.5 Bedrading

De Cu- en coaxdraden in het potje worden door een Teflon buis geleid naar twee 15-pins draaddoorvoeren. De Teflon dient voor het beschermen van de bedrading bij het solderen. De coaxdraden worden op de doorvoeren zover mogelijk van elkaar gescheiden ter voorkoming van strooicapaciteiten. De draadcontacten worden in Teflon tape gewikkeld omdat de doorvoer op de insert wordt gesoldeerd (zie figuur 21). Aan het einde van de insert worden de Cu-draden en de coaxdraden gescheiden naar buiten gebracht. De Cu-draden gaan via een 9-pinsdraaddoorvoer naar kamertemperatuur, terwijl de coaxdraden naar een doorvoerpot worden gebracht. De constructie hiervan staat in figuur 22 beschreven.



figuur 22

Overzicht van montage van draden in doorvoerpot.

De coaxdraden worden gebruikt voor de metingen. Twee zijn bevestigd aan de cylindercondensator, een aan de bovenplaat van de corbinoplaatjes en tenslotte twee naar de onderplaat. Een voor de meetelektrode en de ander voor de excitatie-elektrode. De Cu-draden gaan naar de guard, aarde, heater onder het potje en het lampje.

Bij de doorvoer wordt de draad van de coaxkabel met een soldeerverbinding aan een

connector bevestigd. Om deze draad wordt eerst teflon tape gewikkeld, ter bescherming tegen de hitte als de cilindervormige buis aan de connector wordt gesoldeerd. Deze buis dient als extra versteviging. Indien de contacten schoongemaakt worden van het soldeervet met alcohol moet er voor gezorgd worden dat alle alcohol weer verdampt, omdat dit "kortsluitingen" kan veroorzaken.

IV.6 Het beladen van de film

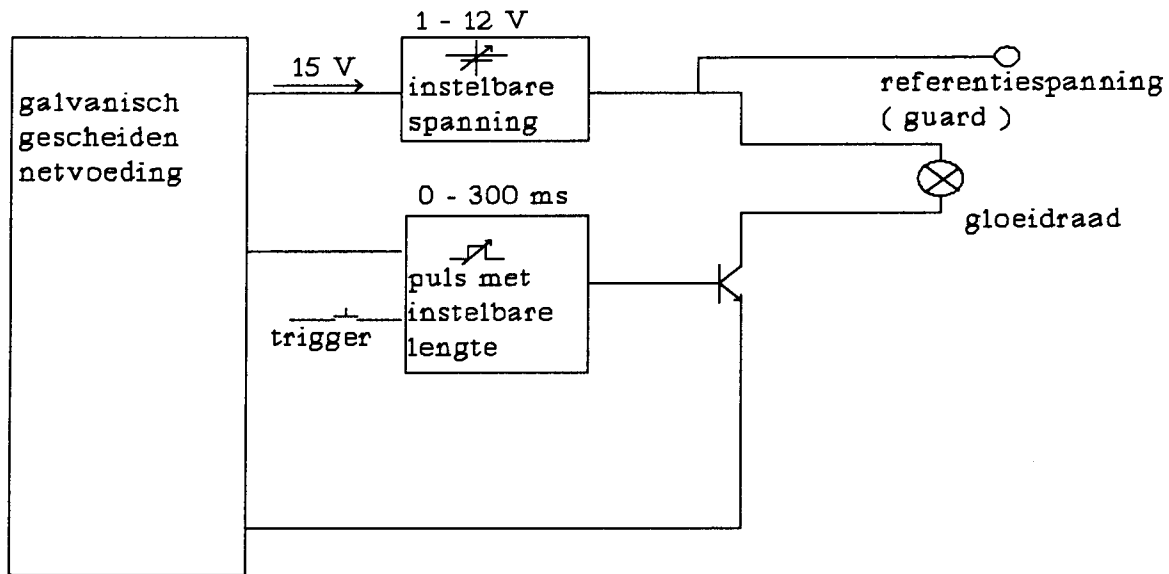
Het beladen van de film kan met behulp van een gloeidraadje (of "lampje") of een veld-emissie tip. De tip heeft als voordeel dat er geen warmte vanaf komt die de film kan verdampen, maar hij heeft ook enkele nadelen. De electronen komen met een hoge energie op het oppervlak en kunnen de vloeistof binnendringen. Bij deze opstelling is er daarom uitgegaan van een wolframdraad, waarbij is uitgegaan van bestaande lampjes (60 mA, 5 V) met een vermogen van 0,3 Watt, die gebruikt werden in de opstelling met bulk helium. Het nadeel hiervan is dat dit lampje de He film verdampt door de geleverde warmte. Dit was duidelijk zichtbaar bij de metingen. Bij het sproeien daalde de capaciteit in de cilindercondensator ongeveer 0,0001 pF dat overeenkomt met 5×10^{-6} m, duidelijk dikker dan de films waarmee in deze opstelling gewerkt zal worden.

Dit probleem kan worden opgelost door het lampje een stuk boven de Corbinoplaatjes te plaatsen, in dat geval kan hier de meeste warmte al wegvloeien. Verder kan de opening in het bovenste Corbinoplaatje ook verkleind worden om de warmte instroom tegentegaan. Om de electronen toch op de He film te krijgen moet er dan met versnelspanningen worden gewerkt.

Een andere mogelijke oplossing is het gebruiken van ultra micro gloeilampjes (1.2 V, 12 - 15 mA). Dit zijn lampjes die onder andere in digitale horloges zitten. Deze zouden goed werken volgens Kovdrya, die hiermee ook resultaten heeft gehad [ref. 27]. Deze lampjes kwamen pas op een later tijdstip beschikbaar waardoor er hierover geen resultaten op dit moment beschikbaar zijn.

Het blokschema van de aansturing van het lampje staat in figuur 23 weergegeven. De galvanisch gescheiden netvoeding is noodzakelijk om het systeem te laten zweven zodat er met een voor-spanning V_g kan worden gewerkt. Deze koppeling is nodig om de electronen naar het heliumoppervlak te krijgen. De gloeispanning is instelbaar van 1 - 12 V, de

maximale spanning die gebruikt werd was 6.97 V. Met de trigger wordt er een puls gestuurd met een lengte die instelbaar is, en tot 300 ms kan worden opgevoerd.



figuur 23
Blokschema voor de aansturing van het gloeidraadjie.

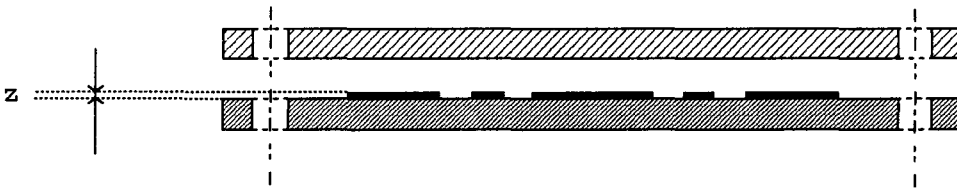
IV.7 ϵ_r - bepaling

Indien men μ wil meten is het van belang dat er een kleine wisselwerking is tussen de electronen en het substraat. De beweeglijkheid van de electronen wordt namelijk beperkt door substraten met een hoge ϵ_r . 'Er wordt harder aan de electronen getrokken'. Het werken met films zorgt al voor een grotere electronendruk, dus lage μ , vandaar de noodzaak om substraten te nemen met een lage ϵ_r . Substraten zoals Mylar of Teflon folies hebben een ϵ_r van $\approx 3,1$ resp. $2,1$. Kovdrya kwam met een folie, polyethylene terephthalate (\sim Mylar), die een ϵ_r van $1,7$ had, bij $T = 2$ K. Aangezien dit dus een uitstekende folie voor onze doeleinden zou zijn werd besloten om deze ϵ_r - meting te verifieëren.

Tijdsduuroverwegingen waren er de oorzaak van dat er van een eenvoudig systeem werd uitgegaan, bestaande uit een corbinoplaatje en een evengroot Cu-plaatje waartussen de folie geklemd zou worden. De plaatjes werden op de spacers tegen elkaar geschroefd. Met behulp van een capaciteitsbrug en een Lock-in werd er aan de plaatjes gemeten.

$$\epsilon_r = \frac{C_{\text{exp.}} d}{\epsilon_0 A} \quad (29)$$

Met $\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12}$ F/m, A is het oppervlak van de binnenste corbino-ring ($= \pi r^2 = \pi (3 \times 10^{-3})^2 = 2,83 \times 10^{-5}$ m²), d is de dikte van de folie en $C_{\text{exp.}}$ de gemeten capaciteit met de capaciteitsbrug.



figuur 24

Hoogteverschil z op onderste corbino plaatje.

Aan de resultaten kan geen waarde gehecht worden omdat het geen precieze meting was. Het probleem is namelijk dat de electrodes boven op het printplaatje liggen zodat er een hoogteverschil z is. Hierdoor zal er altijd een lichte kromming ontstaan als beide plaatjes tegen elkaar worden aangedrukt, in figuur 24 staat dit weergegeven. Er ontstaat een vacuüm gedeelte boven de folie, met dikte d_1 , waarvan de grootte wordt weergegeven met d_2 . De capaciteit die gemeten wordt ziet er als volgt uit :

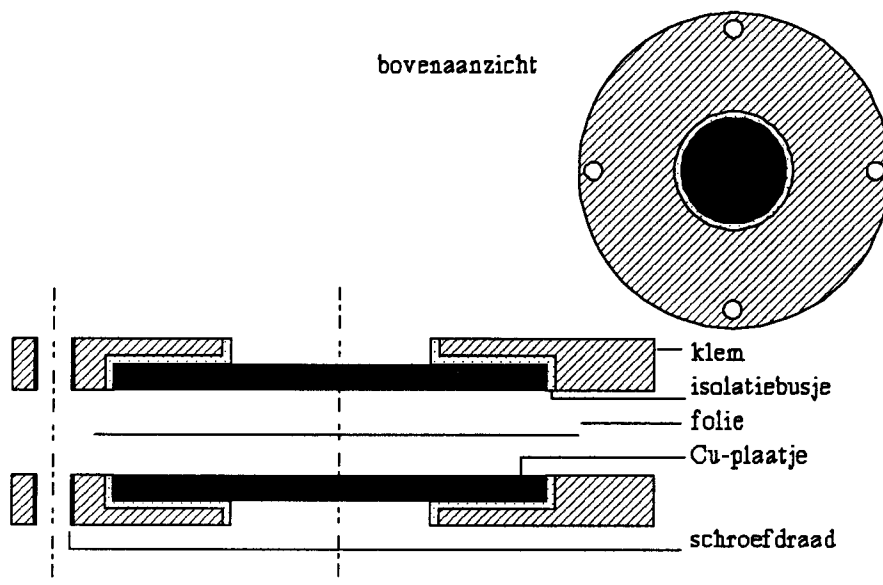
$$C = \frac{\epsilon_0 A}{\frac{d_1}{\epsilon_{r1}} + \frac{d_2}{\epsilon_{r2}}} \quad (30)$$

Met $\epsilon_{r2} = 1$ (vacuüm).

Indien d_1 dun is, in de orde van d_2 , zal het vacuüm gedeelte een te grote rol spelen. Alleen bij dikke folies zijn de metingen bruikbaar. Er zijn alleen maar dunne folies

voorhanden, het stapelen van deze dunne folies zou ook problemen kunnen opleveren omdat de verschillende lagen niet precies op elkaar aansluiten.

Er is een ander systeem ontworpen waarbij het bovenstaande probleem verholpen is, maar dit is niet getest wegens tijdgebrek, dit ontwerp staat in figuur 25.



figuur 25

Ontwerp van systeem om ϵ_r te bepalen.

Hoofdstuk V Testresultaten

V.1 IJking condensators

Om het vloeistofniveau in de meetcel te bepalen zijn er twee mogelijkheden met behulp van een condensator. Op de eerste plaats kan er natuurlijk gemeten worden tussen de corbinoplaatjes, waarbij de spanning op de bovenplaat gezet wordt en er gemeten wordt aan het plaatje met de ringelectrodes. Dit om een homogeen veld te verkrijgen (als het andersom wordt aangesloten zouden er teveel parasitaire capaciteiten een rol spelen). Aangezien er gestreefd wordt naar een systeem met heliumfilms moet er echter een niveaubepaling zijn die ook ongeveer een centimeter onder de corbinoplaatjes kan plaatsvinden. Een hoogteverschil van een centimeter komt namelijk overeen met een film van 300 Å. Er is ook een praktische reden, want als er elektronen op de film zijn moet er een spanning op de bovenplaat aangelegd worden zodat er tijdens een meting geen niveaubepaling tussen de corbinoplaatjes kan plaatsvinden. Daarom is er ook een cylinder condensator in de meetcel geplaatst, waardoor er dus ten alle tijde het heliumniveau kan worden afgelezen.

De capaciteit van een cylinder condensator kan als volgt worden uitgedrukt :

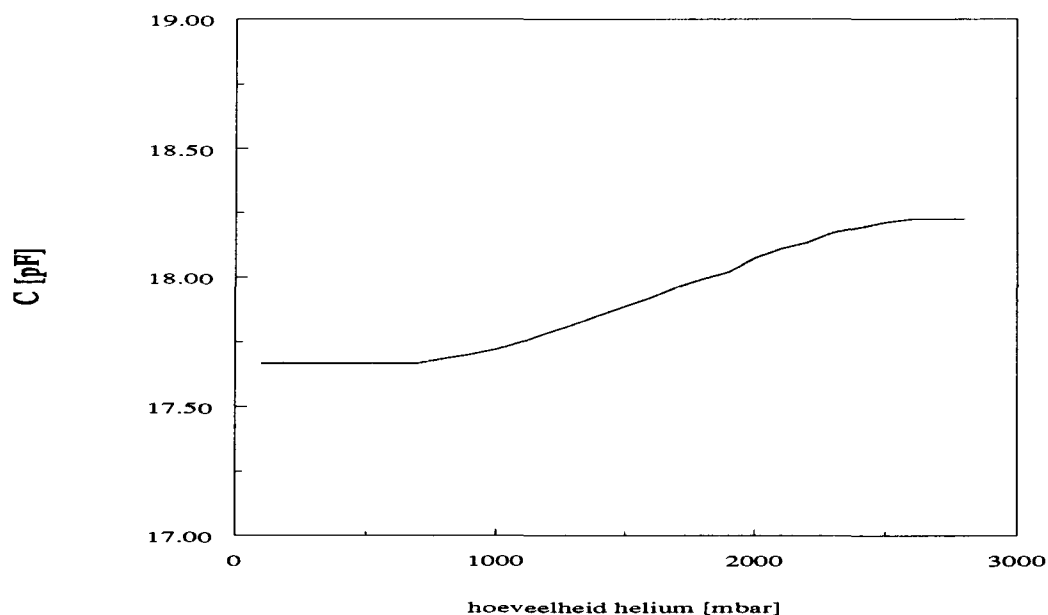
$$C = \frac{l 2\pi \epsilon_0 \epsilon_r}{\ln\left(\frac{a}{b}\right)} \quad (31)$$

In onderstaande tabel staan de waarden van C_{vol} en C_{leeg} voor beide condensatoren, zodat het aantal picoFarad dat overeenkomt met de stijging van de vloeistof kan worden berekend. In figuur 26 is het verloop van de capaciteit van de cylindercondensator te zien bij toenemende heliumhoogte. De hoeveelheid ingecondenseert helium wordt uitgedrukt in het aantal mbar heliumgas dat uit de tank (figuur 19) komt (zie IV.4). Voor de 'corbinocondensator' zijn er twee verschillende waarden, omdat er zowel een folie als een glasplaatje als substraat gebruikt is.

	C_{vol} [pF]	C_{leeg} [pF]	$\Delta C/l$ [pF/mm]
Cyl. cond.	18,224	17,669	0,0222
Meetcel Mylar	0,1112	0,1053	0,002
Meetcel glas	0,1438	0,1365	0,00292

Met h is de hoogte van de condensator, deze is voor de cylindercondensator gelijk aan 25 mm, voor de meetcel met Mylar substraat 3 mm en met glas substraat 2,5 mm.

De eerste fase van het onderzoek is voltooid, er is een opstelling waarin iedere gewenste hoogte van het heliumniveau kan gemaakt worden. Er kan dus gewerkt worden met zowel helium bulk als heliumfilms.



figuur 26
Capaciteit uitgezet tegen hoeveelheid ingecondenseerd helium.

V.2 Problemen bij beladen

De volgende stap is het om te kijken of het helium beladen kan worden. Dit gebeurt bij bulk helium, omdat de verwachting is dat het beladen van heliumfilms in deze opstelling niet mogelijk is. Het lampje levert namelijk zoveel warmte dat de film verdampt, eventuele oplossingen hiervoor staan in hoofdstuk IV beschreven, toepassing van deze oplossingen is echter voor toekomstig onderzoek. Beladen heliumfilms worden verkregen door helium in het potje te verdampen indien de bulk beladen is. Het voordeel om te werken met hogere electronendichtheden vervalt nu echter.

Het beladen van het helium vormde in eerste instantie geen probleem, op het lampje werd een blokspanning gezet, gedurende 300 ms, van 6,5 V. Er werd zolang gesproeid totdat er in de electronenlaag boven het helium verzadiging optrad, dus er geen verandering meer te zien was in het uit-fase signaal, I^{uit} .

Er is begonnen met een Mylar folie als substraat. Nadat de bulk helium verzadigd was werd het heliumniveau verlaagd. Bij het bereiken van filmdiktes (dwz. bulk niveau beneden de meetcel) kan er gekeken worden of er nog een signaal gemeten wordt. Dit was niet het geval. Er kan echter geen overhaaste conclusie getrokken worden dat er dus geen mobiliteit van de electronen op de film is. De oorzaak hier is namelijk heel anders, het blijkt dat de afstand tussen de electrodes (≈ 0.2 mm) veel groter is dan de afstand tussen de electrodes en de electronen (folie : 23 μm en de film : 1000 Å). De afstand x is geïsoleerd dus daar zitten geen electronen (zie figuur 27), in de electronenlaag wordt de afstand te groot voor wisselwerking tussen de electronen. Dit probleem kan opgelost worden door een dikker substraat te nemen, glas, of een printplaatje tussen de folie en de electrode te plaatsen, waardoor de afstand vergroot wordt. Er is gekozen voor de eerste oplossing omdat deze ook het voordeel van glad oppervlak heeft, meer hierover als het glassubstraat besproken wordt.

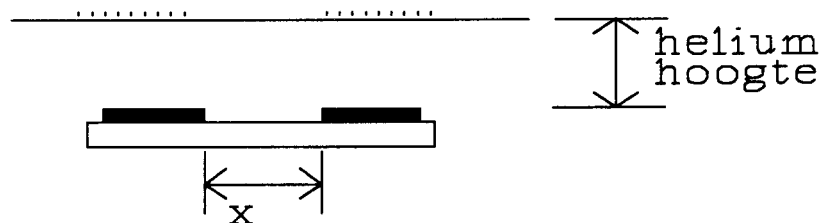
Indien er nu weer helium ingecondenseerd wordt stijgt het helium uiteraard, maar de vraag is of de electronen weer terugkomen. Inderdaad wordt weer een uit-fase (capacitief) signaal gemeten, maar de oorspronkelijke waarde werd niet helemaal gehaald. Blijkbaar blijven niet alle electronen op de film zitten, maar hechten er ook electronen aan het substraat. Deze conclusie wordt ondersteund doordat het beladen bij volgende experimenten steeds moeilijker werd, er moest vaker en langer gesproeid worden en het maximale

meetsignaal werd steeds kleiner.

Het beladen van de glasplaat leverde meer problemen. Bij dezelfde instellingen als voorheen bij het folie-substraat lukte het niet om het helium te beladen. Het lampje werkte wel nog omdat te zien was dat de capaciteit van de cylindercondensator kleiner werd, dus er verdampte helium. Aan de blokspanning kon niet veel meer veranderd worden omdat die al aan zijn maximale spanning zat, anders brandt hij denkkelijk door, toch werd hij nog een keer verhoogd naar 6,97 V. Als volgende stap werd V_{bp} en V_g verhoogd, maar de verhouding van $2/3$ wel intact gehouden. Toen daarmee een signaal gemeten werd, kon V_{blok} weer naar 6,5 V teruggebracht worden.

Eerst werd er wel een klein signaal gemeten bij $V_{bp} = 15$ V, maar er van uitgaande dat er nog geen verzadiging opgetreden was werd er nog eens gesproeid maar in plaats van een stijging, daalde C weer naar C_0 . De reden hiervan is nog onduidelijk. Een mogelijke reden kan zijn dat de bulkhelium nu dichterbij het lampje ligt, dus tijdens sproeien verdampt meer helium en neemt de straal van de electronenplas af en er treedt een vermindering van het signaal op.

Voortaan werd er maar een keer gesproeid en hiermee gemeten. Na het afpompen en het opnieuw incondenseren kwam het signaal weer terug, dus de electronen blijven op film zitten.



figuur 27

Spleet tussen electrodes.

V.3 De metingen

V.3.1 Inleiding

Nadat er gesproeid is wordt er gemeten hoe C_x en G_x zich gedragen bij afnemende heliumhoogte. Er wordt bepaald tot op welke hoogte van het helium er nog sprake is van een signaal, en of het signaal terugkomt bij opnieuw incondenseren met andere woorden blijven de electronen op de film of hechten zij aan het substraat. Dit onderzoek is gedaan voor twee verschillende substraten, Mylar en floated glas. Mylar is gebruikt bij hoog frequent experimenten (Lehndorf, Kovdrya). Omdat het een folie is dat gespannen wordt, zou je hiervan een mooi glad oppervlak mogen verwachten. Bovendien heeft het een behoorlijk lage ϵ_r (~ 1.7 volgens Kovdrya) bij lage temperaturen. Ook floated glas is eerder gebruikt (Dahm, Leiderer). Dit kan heel dun geleverd worden ($80 \mu\text{m}$) en is op microscopische schaal heel glad, op Å-schaal. Macroscopisch zit er wel een golfing in, maar dat is in ons geval niet van belang. Een nadeel is de hoge ϵ_r , die tussen de 6 en 7 ligt.

Het gedrag wordt met behulp van een xy-schrijver, BBC goerz Metrawatt SE 790, weergegeven. Langs de y-as is respectievelijk C en G uitgezet en langs de x-as de heliumhoogte, afgeleidt van de uitlezing van de cylindercondensator.

De waardes die afgelezen worden zijn de waardes van I^{in} , of I^{uit} in het geval van G_x , op de Lock-In uitgedrukt in mV. De te lezen waarde kan vertaald worden naar een capaciteit, of geleiding, door eerst de omrekeningsfactor te gebruiken om deze stromen te vertalen naar werkelijke capaciteit, of geleiding. De omrekeningsfactor bedraagt 1×10^6 V/A, verder werd er gemeten bij een frequentie van 1 kHz en een excitatiespanning van 0.15 V.

Er wordt eerst ingecondenseerd tot een bepaalde hoogte. Deze hoogte wordt zeer nauwkeurig (beter dan 0.1 mm) bepaald ten opzichte van de onderplaat van de cel met behulp van de capaciteit tussen onder- en bovenplaat van de cel. Vervolgens wordt de cylindercondensator als relatieve hoogte-meter gebruikt. Als absolute hoogte-meter ten opzichte van de onderplaat van de cel is deze uiteraard niet zo nauwkeurig.

Paragraaf 2 laat de resultaten zien die met het folie verkregen zijn, en paragraaf 3 behandelt het glassubstraat.

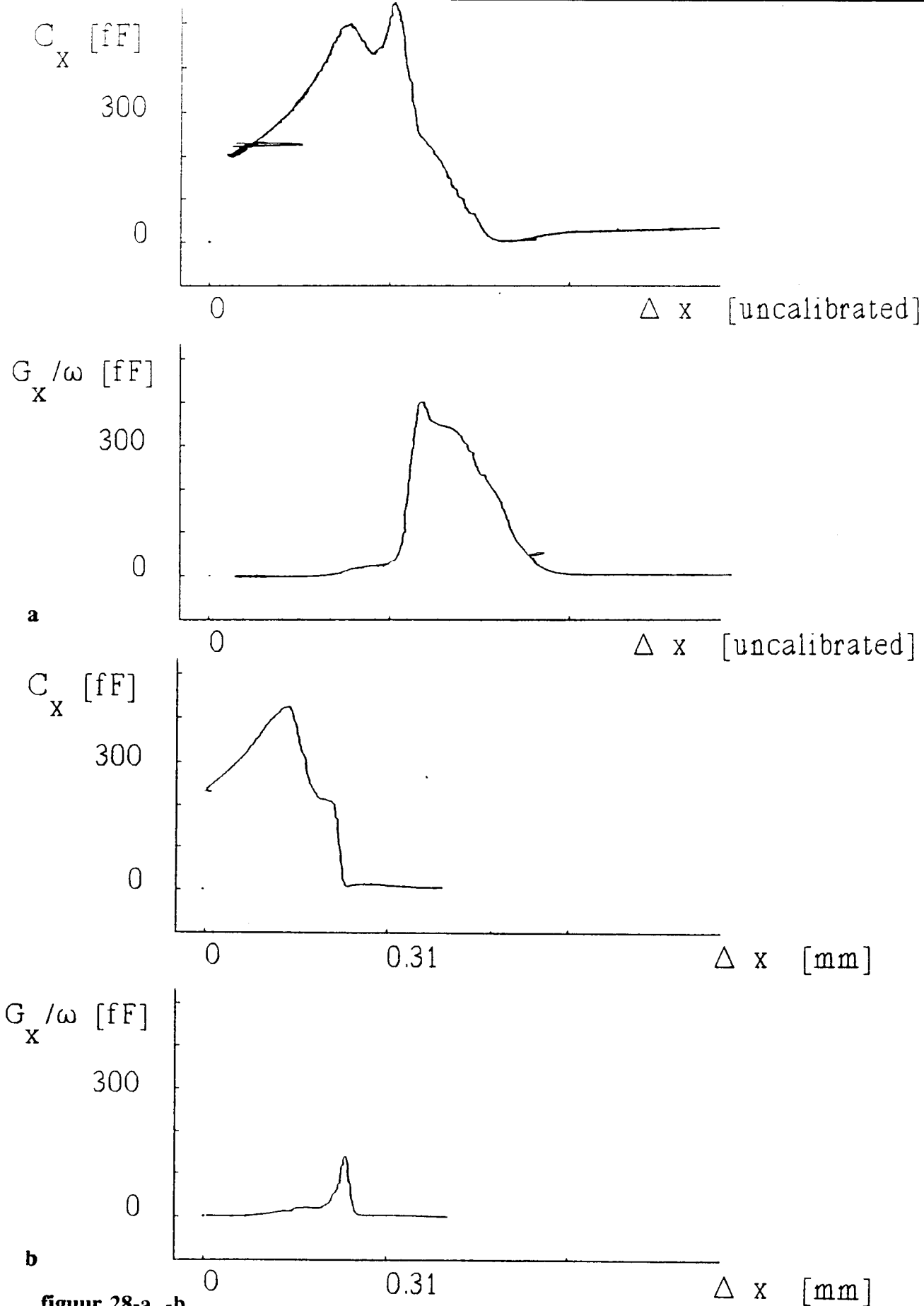
V.3.2 Mylar substraat

De metingen die verricht zijn aan de Mylar folie zijn op vier achtereenvolgende dagen gedaan, op deze manier wordt er ook een beeld verkregen over wat de invloeden van het beladen op den duur zijn voor het substraat. De metingen van C_x en G_x voor verschillende runs zijn weergegeven in figuur 28 en 29.

Wat direct opvalt is dat alle metingen globaal hetzelfde verloop hebben. De punt linksonder in ieder figuur is de beginwaarde C_0 resp. G_0 . Deze waarde was, evenals bij G_0 , bij iedere meting gelijk. De verschillende runs beginnen bij een bulk hoeveelheid van ≈ 0.55 mm helium. Bij het begin wordt het oppervlak geladen tot verzadiging. Hierna wordt het niveau verlaagd, door te pompen aan de capillairen bij een druk van ca. 18 mbar ($T \sim 1.83$ K). De capaciteit zal aanvankelijk stijgen omdat de dikte kleiner wordt (zie formule 21). Bij het dalen van het niveau met gelijkblijvend aantal electronen raakt het oppervlak steeds meer onderverzadigd (zie formule 4). Dit zal resulteren in een verkleining van de plasdiameter en dus een vermindering van C_x .

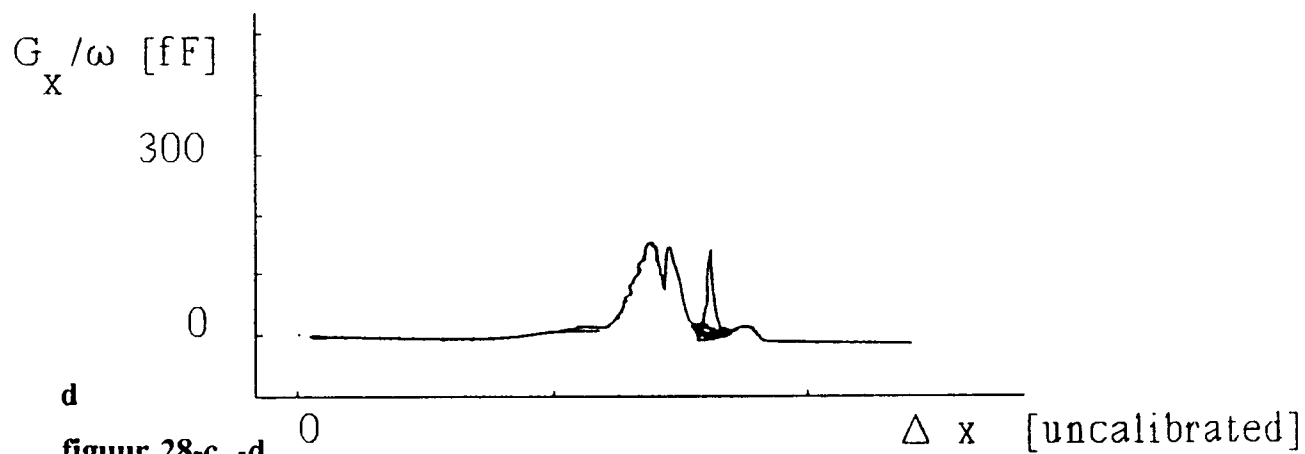
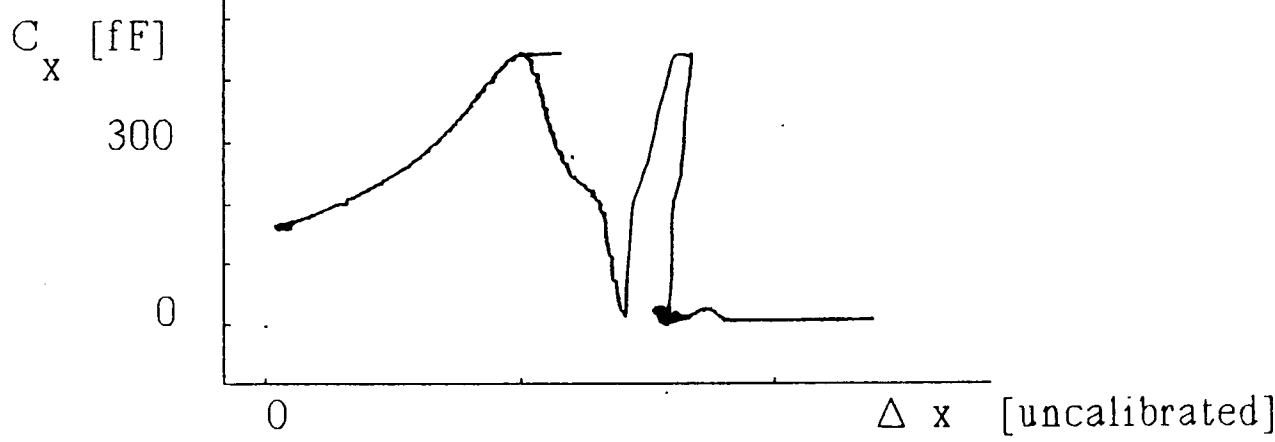
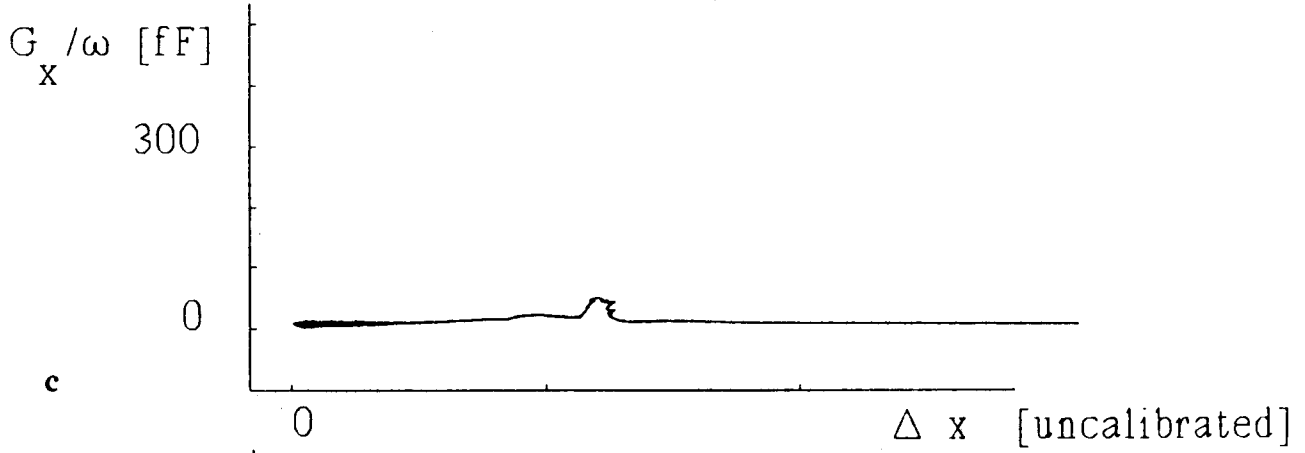
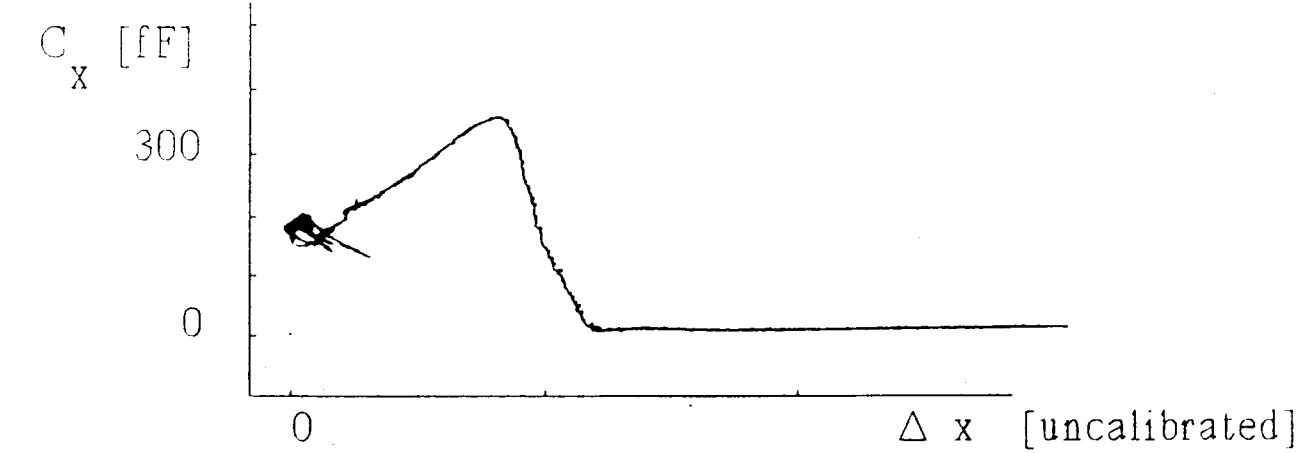
Wanneer de hoogte van het helium tot de electrodes vergelijkbaar wordt met de spleetbreedte, zal de electronendichtheid boven de spleet sterk dalen. De excitatie- en meet-electrode worden dus ontkoppeld. Qualitatief komt dit overeen met een geleidelijke verlaging van de geleiding. We verwachten dus dat de C_x en G_x kwalitatief de karakteristieke responscurves als functie van σ doorlopen (zie figuur 13, deze wordt dus doorlopen van rechts naar links). Dit gebeurt inderdaad, C_x gaat naar 0, G_x doorloopt een maximum, en is zowel aan begin als eind 0. Net zoals het theoretische plaatje (figuur 13) voorspelt, valt de piek in G_x samen met de dalende flank in C_x . Merk op dat voordat de eindwaarde bereikt wordt, C_x nog even licht negatief wordt (alleen bij a), net als in de theoretische figuur.

De conclusies die over het Mylar substraat mogen worden getrokken kunnen alleen betrekking hebben op het globale verloop wegens een onzekere instelling op de x-as, die het verloop van de heliumhoogte weergeeft. Alleen voor 28-b is bekend dat het niveau is gedaald over 0.41 mm, dus nog geen film. De maximale waarde van C_x is 42 pF en wordt bereikt bij een heliumhoogte van 0.35 mm, waarna hij daalt tot de waarde C_0 bij een heliumhoogte van 0.25 mm, dus dicht bij de spleetdikte van 0.2 mm.



figuur 28-a, -b

Het C_x en G_x verloop bij dalend heliumniveau, Δx (Mylar substraat).



figuur 28-c, -d
Het C_x en G_x verloop bij dalend heliumniveau, Δx (Mylar substraat).

Het signaal, dus C_x en G_x , zijn al lang nul geworden voordat er heliumfilms bereikt konden worden, door het al eerder vernoemde feit dat de spleet tussen de electrodes te groot is. Het is dus niet mogelijk na te gaan of er beweeglijke electronen op de film zijn.

Nadat er geen verandering in C_x en G_x meer te zien was werd er opnieuw ingecondenseerd om te verifiëren of alle electronen terug kwamen. Dit kon niet via de xy-schrijver getoond worden omdat er geen constante flow kon worden afgeregeld. Er komt geen vloeiende lijn, maar losse punten bepalen het signaal na een bepaalde hoeveelheid helium. De tweede piek bij figuur 28-d is het gevolg van een plotselinge stijging van P_{kryo} doordat ergens anders gebruik werd gemaakt van de heliumpomp.

Nadat de helium weer op bulk hoeveelheid is ingecondenseerd blijkt dat C_{begin} , de waarde na het sproeien tot verzadiging, niet meer gehaald wordt. Er werd gepoogd deze waarde weer te verkrijgen door opnieuw te sproeien, maar C bleef nu toch kleiner. De afname van C_{begin} varieerde van 4.2 tot 24 procent. Niet alle lading blijft dus behouden. Zeer vermoedelijk is het niveau bij a,c en d gedaald tot beneden de cel. De onzekerheid komt door de onzekerheid in de ijking van de hoogte condensator.

De waarneming van het verlies aan lading wordt ondersteund door het verminderen van het signaal na enkele dagen, met name voor G . Denkelijk wordt het substraat opgeladen waardoor het moeilijker wordt om het helium te beladen. Het opgeladen folie schermt mogelijk de electrodes af, zodat de dichtheid boven de spleten minder sterk inzakt. Dit zou de reden kunnen zijn voor de steeds kleiner wordende G_x . Het opladen van het substraat wordt ook ondervonden aan het sproeien, want dit moet de volgende dag steeds langer gebeuren dan de dag ervoor. De curve in figuur 28-d vertoont echter weer een groot signaal, terwijl er geen veranderingen van instellingen hebben plaats gevonden. Mogelijk heeft het folie zich hier om een of andere oncontroleerbare reden ontladen. Misschien is de kryostaat net iets meer opgewarmd dan de eerdere dagen.

V.3.3 Floated glas

De floated glassubstraten hebben een dikte van 0.08 mm en om niet weer bovenstaand probleem met de onderlinge afstand tussen de electrodes te verkrijgen werd dit substraat opgehoogd door een glasplaatje met een dikte van 0.5 mm tussen electrodes en float glas

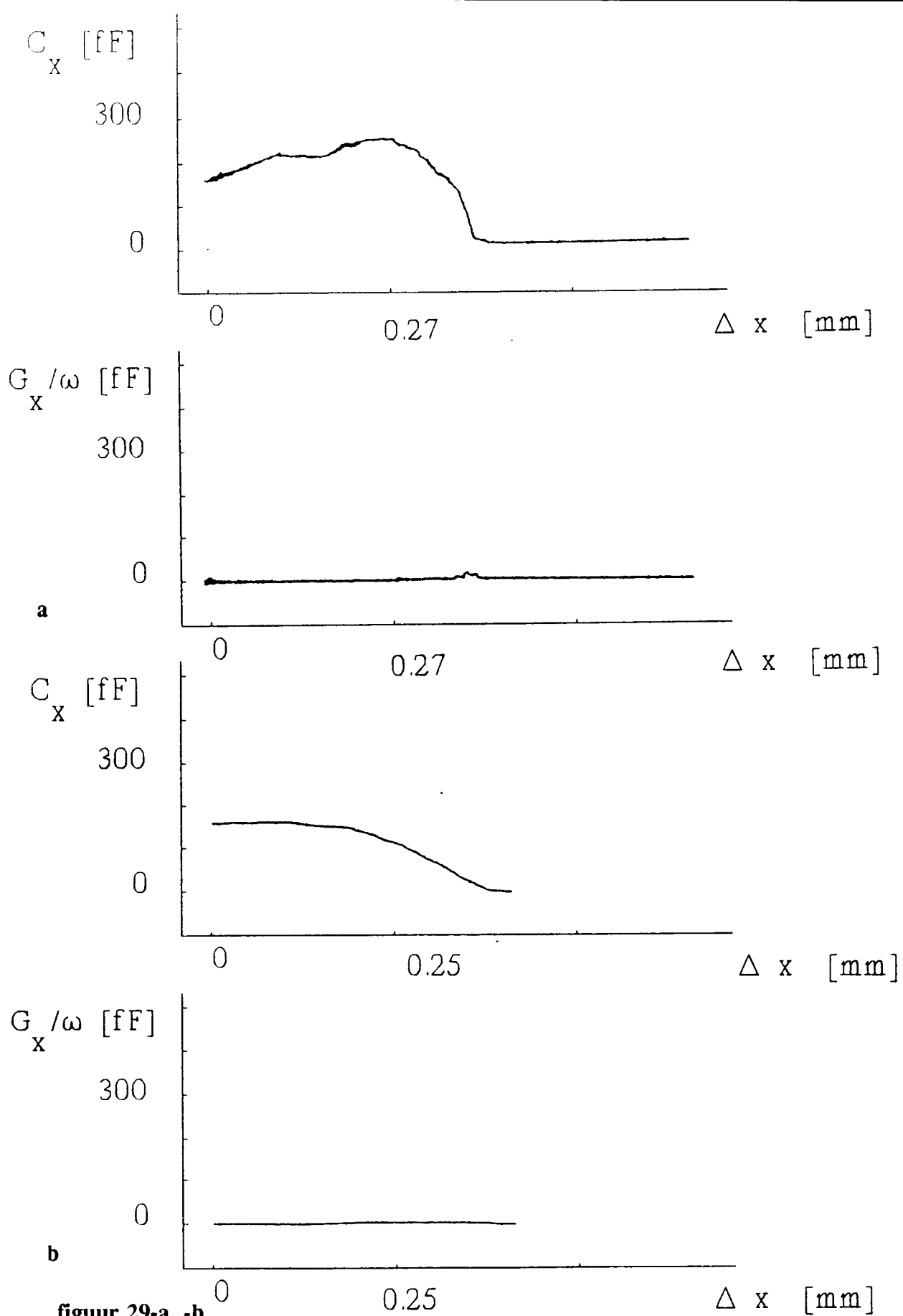
te leggen. Een bulk helium dikte variërend van 0.62 - 0.65 mm werd gebruikt.

Figuur 29 laat C_x en G_x als functie van een afnemende heliumhoogte zien. Aanvankelijk lukte het beladen van het helium niet, het lampje moest echter nog werken omdat er een verlaging in de capaciteit van de cylindercondensator te zien was, dus er verdampte helium. Een grotere gloeispanning op het lampje had geen resultaat, dus werd geprobeerd met een verandering van het elektrisch veld alsnog het helium te beladen. Hoewel de verhouding V_{bp}/V_g bij alle drie de metingen dezelfde was moesten bij 29-a en c de spanningen verdubbeld worden in vergelijking met 29-b en de metingen met Mylar, om het helium te beladen. Er moest een groter elektrisch veld gemaakt worden om de electronen op het helium te drukken. De meting van 29-b werd verricht nadat de kryostaat eerst opgewarmd was geweest, misschien dat dit een ontlading van het substraat tot gevolg heeft waardoor er geen sterker elektrisch veld nodig is om de electronen op het helium te drukken.

Een ander probleem dat op het beladen betrekking had was het aantal keren sproeien. Na de instellingen veranderd te hebben en het beladen lukte na de eerste keer sproeien, verdween die lading weer bij een tweede keer sproeien. Blijven sproeien had geen resultaat. Daarom werd er al na een keer sproeien gemeten, waardoor er dus geen sprake is van verzadiging. De reden voor dit probleem is niet duidelijk. Een verschil met Mylar is dat het oppervlak hier hoger staat, dichter bij het lampje. Wellicht wordt teveel helium verdampt en laadt de glasplaat zich direct op. Ook elders wordt gemeld [ref. 4] dat een eenmaal geladen diëlectricum zich vrijwel niet meer ontladst zolang de temperatuur laag blijft.

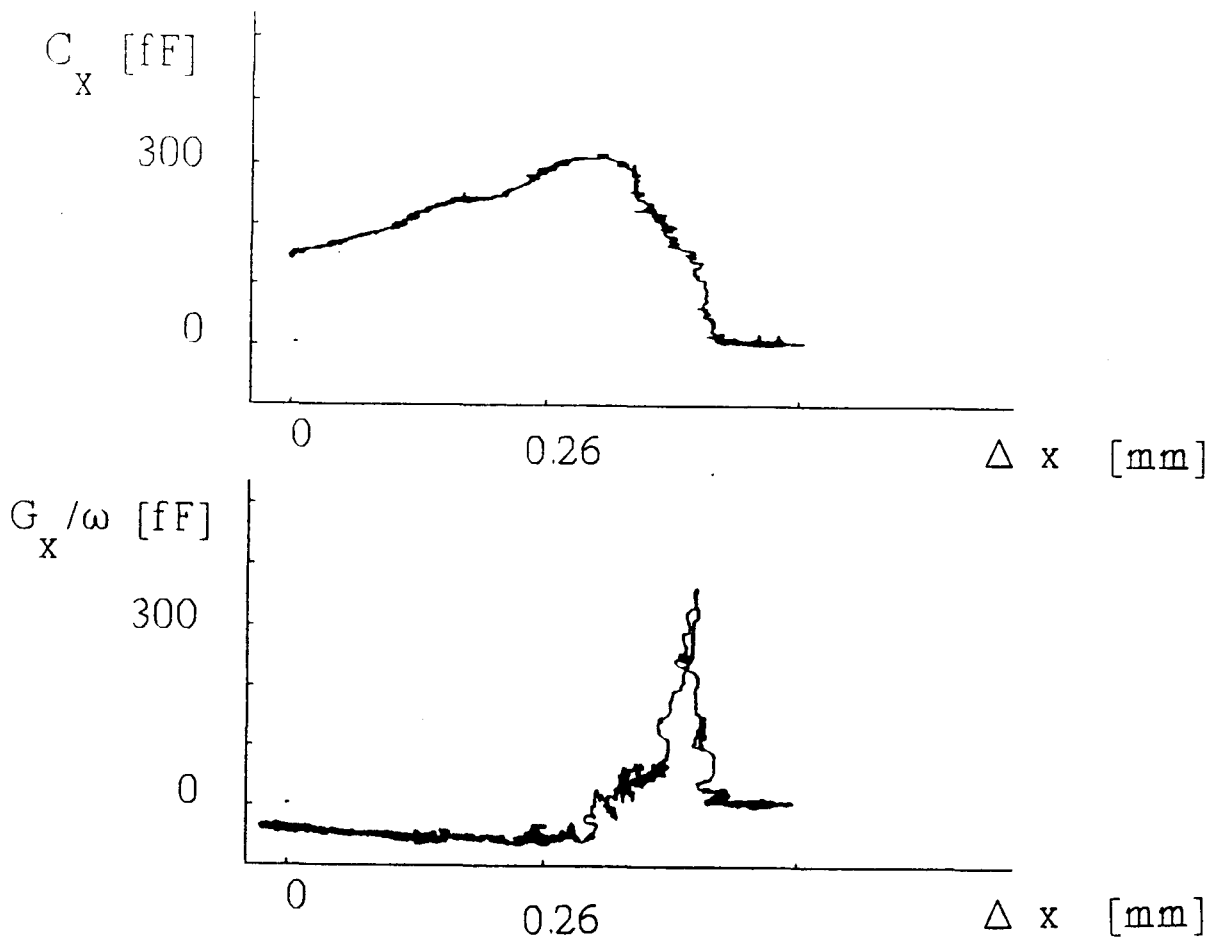
Om dezelfde reden als hierboven bij het Mylar substraat kan het opnieuw incondenseren niet worden getoond. Het signaal keerde echter wel terug, en beter overeenkomend met de beginwaarde als bij Mylar. Dat de electronen ook op de film blijven zitten toont figuur 29-a waarbij het heliumniveau onder de meetcel was. Bij de andere metingen werd er eerder gestopt omdat er toch geen signaal meer te zien was, de electronen zijn niet meer mobiel.

In figuur 29-a,b is te zien dat een daling van de capaciteit gepaard gaat met onveranderde (29-b) of nauwelijks veranderde (29-a) geleiding in contrast met de waarneming voor Mylar. Dit zou erop kunnen wijzen dat de electronenplas kleiner wordt naarmate het heliumniveau afneemt, je verwacht dan inderdaad een kleiner wordende C_x , maar geen signaal voor G_x . Om dit tegen te gaan zou er tussendoor ook gesproeid moeten worden,



figuur 29-a, -b

Het C_x en G_x verloop bij dalend heliumniveau, Δx (glassubstraat).



figuur 29-c

Het C_x en G_x verloop bij dalend heliumniveau, Δx (glassubstraat).

zodat er steeds verzadiging heerst. Dit laatste kon om de eerder genoemde reden hier niet gebeuren.

Meting 29-a is de enige die verricht werd met een heliumhoogte beneden de meetcel, het maximum $C_x = 15.9$ pF ligt op een heliumhoogte van 0.38 mm. De capaciteit daalt tot de waarde C_0 bij een heliumhoogte van 0.24 mm. Bij meting 29-b resp. -c ligt deze hoogte bij 0.23 resp. 0.2 mm. Het is opmerkelijk dat het signaal ook nu weer verdwijnt terwijl het niveau nog ruimschoots boven de onderplaat staat en de spleten geen rol meer kunnen spelen. Een redelijke verklaring zou kunnen zijn dat bij het verdwijnen van het signaal de elektronenplasm geen overlap meer heeft met de buitenste elektrode.

Berekeningen van de profielen voor verschillende hoogten (die overigens tamelijk tijdrovend zijn, zeker voor onverzadigde dichtheden) viel buiten het kader van dit werk. Hetzelfde geldt voor het variëren van de potentialen op plaat en guard om de elektronenstraal weer groter te maken.

Het grillige verloop meting c kan niet verklaard worden, de enige afwijking van a en b is de lage P_{kryo} van 16 mbar integenstelling tot 18 mbar. Bij die druk gaat het pompen uiterst langzaam. Ook is niet duidelijk waarom hier wel een sterk G_x signaal is.

Een interessant verschijnsel zijn de dubbele maximums bij a en min of meer ook bij c, die ook zijn waargenomen bij het Mylarsubstraat (vooral bij a). Een verklaring hiervoor kan echter niet gegeven worden, het moet ook meer onderzocht worden op reproduceerbaarheid.

Hoofdstuk VI Conclusies

Op de eerste plaats is het gelukt om een systeem te maken dat metingen kan verrichten aan electronen op bulk helium, en het is mogelijk om gecontroleerd van bulk helium naar heliumfilms van gewenste dikte te gaan. De metingen zijn verricht voor zowel Mylar als glas als substraat. Het is echter in dit stadium niet mogelijk gebleken om mobiliteit van electronen op films te meten, omdat het signaal wegvalt reeds bij een dikte van het helium waarbij nog geen sprake is van films. Dit was verwacht voor het Mylar substraat vanwege de grote spleetbreedtes tussen de electrodes, maar niet voor het glas. Omdat de waardes van de heliumhoogte waarbij het signaal wegvalt met het glassubstraat dicht in de buurt komen van de waarde bij de ene meting aan Mylar (figuur 28-b), is misschien de spleetdikte ook bij Mylar toch niet de bepalende faktor. Het verdient aanbeveling opnieuw metingen aan Mylar te doen waarbij het folie op afstand gehouden wordt van de electrodes met behulp van een 0.5 mm dik printplaatje.

Bij het voortzetten van metingen aan glas is het aan te bevelen om een ander systeem te bedenken om de glassubstraten in de meetcel te krijgen, dit systeem werd namelijk ontworpen om met folies te werken. Het glas wordt nu in de meetcel gelegd waarna deze vastgeschroefd wordt op de spacers en daarna gekanteld om in de kryostaat geplaatst te worden, dit kantelen kan problemen veroorzaken aan een dun (0.08 mm) glassubstraat. Een oorzaak voor het probleem van het beladen bij de glasplaatjes is niet gevonden, maar er moet gedacht worden aan het ontladen van de substraten tussen de metingen. Dit ontladen kan misschien door simpelweg de kryostaat op te laten warmen. Als dit probleem opgelost is kan gekeken worden naar mogelijkheden om dunne lagen of films te laden of tussentijds bij te laden.

Het inbouwen van een flowregulaar is aan te raden om op deze manier metingen te kunnen verrichten als er opnieuw ingecondenseerd wordt, waarbij er geen punten geregistreerd worden maar het gehele verloop.

Het werken bij dezelfde temperaturen was een probleem, omdat deze middels de af te lezen druk in de binnenkryostaat werden geregeld. Er is echter geen fijnafstelling mogelijk

met de kraan waarmee de druk werd geregeld.

Zowel bij Mylar als bij glas komen signalen terug als het niveau weer verhoogd wordt. Dit betekent dat er electronen op de film gebleven zijn. Met het Mylar lijken er echter meer op het substraat achter te blijven dan op het glas. Dit zou kunnen betekenen dat het Mylar microscopisch minder vlak is, zodat electronen ter plaatse van scherpe punten door de film op het diëlectricum tunnelen.

Literatuurlijst

- 1. Phys. Rev. Lett. Vol.53 n° 27 (1984) 2567
: H. Etz, W. Gombert, W. Idstein, P. Leiderer.

- 2. Laagveld Magnetoweerstandsmetingen aan electronen-op-helium met een nieuw
gebouwde meetopstelling.
:P.J.M. Peters (1990).

- 3. Numerieke berekeningen aan het 2 dimensionaal electronengas in de statische
toestand.
: P. Op de Beek (1992).

- 4. Zweidimensionale elektronen auf heliumfilmen : transporteigenschappen im
microwellenbereich.
: Beate Lehdorff (1988).

- 5. Phys. Rev. Lett. Vol. 52 n° 16 (1984) 1449
: E.Y. Andrei.

- 6. Phys. Rev. A7 (1973) 790
: E.S. Sabiski, C.H. Anderson.

- 7. J. Phys. C : Solid State Phys. 19 (1986) 6097-6104
: D. Marty .

- 8. Electrons on a liquid helium film.
Physics of the two dimensional electron gas (Plenum, New York 1987).
: J.T. Devreese, F.M. Peeters.

- 9. Sov. J. Low. Temp. 12 (1986) 571
: Yu.Z. Kovdrya, Yu.P. Monarkha.

- 10. Phys. Rev. B Vol.42 no 4 (1990) 2010
: X.L. Hu, A.J. Dahm.

- 11. JETP Lett. Vol. 23 n° 9 (1976) 478
: A.P. Volodin, M.S. Khaikin, V.S. Edel'man.

- 12. J. Low Temp. Phys. Vol. 87 nos 3/4 (1992) 247
: P. Leiderer.

- 13. Jap. J. of Applied Phys. Vol. 26 (1987) Supplement 26-3
: H. -W. Jiang, A.J. Dahm.

- 14. Surf. Sci. 196 (1988) 1-7
: H.-W. Jiang, M.A. Stan, A.J. Dahm.

- 15. J. Phys. Soc. Japan 42 (1977) 201
: M. Saitoh.

- 16. Sov. J. Low Temp. Phys. 2 (1976) 600
: Yu. P. Monarkha.

- 17. Phys. Rev. B Vol. 34 n° 3 (1986) 1539
: F.M. Peeters, S.A. Jackson.

- 18. Phys. Rev. B 24 (1981) 499 and Surf. Sci. 113 (1982) 401
: S.A. Jackson, P.M. Platzman.

- 19. Phys. Rev. Lett. Vol. 55 n° 17 (1985)
: M.A. Paalanen, Y.Iye.

- 20. Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 57 n° 2 (1993) 126-129
: V.B. Shikin, E.V. Lebedeva.

- 21. Can. J. Phys. Vol. 65 (1987) 1525
: D. Cieslikowski.

- 22. Magneto-transport in een ring- en cirkelvormig 2 dimensionaal electronengas op vloeibaar helium.
: S. van den Berg.

- 23. Afleiding uitdrukking γ voor corbino van Y. Monarkha en vergelijkingen met uitdrukkingen van A.J. Dahm.
: privé notities (niet gepubliceerd).

- 24. Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 1710-1713
: D.C. Glatli, E.Y. Andrei, G. Deville, J. Poitire and F.I.B. Williams.

- 25. Onderzoek naar electronen op ^4He films.
: R. Rinkens (1993).

- 26. Flow properties of ^3He in dilute ^3He - ^4He mixtures at temperatures between 10 and 150 mK.
: C.A.M. Castelijns.

- 27. Persoonlijke conversaties met Yu.Z. Kovdrya.

Dankwoord

Op deze plaats laat ik graag nog enkele illustere namen de revue passeren. Rob en Fons, maar ook Loek, Peter S., Peter p., Ton, Jos, Leo en zelfs Wil. Zowel hun als ook lotgenoten Heli, Peter-Paul en al die anderen van de groep Lage Temperaturen wil ik bedanken voor de fysische én niet-fysische debatten in een afstudeerperiode waarin ik met plezier gewerkt heb. Tenslotte wil ik ook mijn steun en toeverlaat in bange dagen, Mascha bedanken.