

Undersökning av plasma-neutralgas växelverkan

Examensarbete i plasmafysik
av Hercules Dalianis
vid Institutionen för Plasmafysik, KTH.
Sommaren 1983

Kap	Innehåll	Sid
1:1	Inledning	1
1:2	Målsättning	2
2:1,2,3	Sammanfattning av de tre delprojekten.	3
3:1	Storleksbestämning av heliumgasmoln.	6
3:2	Molnsymmetri i x-led och z-led.	10
3:3	Kalibrering av gassond.	10
4	<u>Mätningar på plasma i växelverkan med heliumgasmoln.</u>	
4:1	Två teoretiska utredningar bakom uppbromsningsmekanismerna vid plasma-heliumgasväxelverkan.	12
4:2	E-fältssonden	15
4:3	Jontäthetsonden	16
4:4	Optimala placeringen av jontäthets och E-fältssond.	16
4:5	Undersökning av hur mycket plasma som passerar genom ett heliumgasmoln.	17
4:6	Resultat av undersökningarna av hur mycket plasma som passerar genom ett heliumgasmoln.	18
5	<u>4 mm mikrovågsinterferometer</u>	
5:1	Mikrovågor i kontakt med plasma.	21
5:2	Principen bakom 4 mm mikrovågsinterferometern.	22
5:3	Mätning av reflektionskoefficienten.	23
5:4	Balansering av mikrovågsinterferometern	24
5:5	Olika provade cellplastprofiler samt deras placering.	27
5:6	Mikrovågors transmission genom olika cellplastprofiler.	28
5:7	Resultat av undersökningarna av mikrovågornas fasvridning och dämpning vid transmission genom olika cellplastprofiler.	30
6	Referenslista	35

1:1

Inledning

En plasmaströmmning borde, om endast binära kollisioner är av betydelse, kunna passera relativt obehindrat genom ett neutralgasmoln av tillräckligt låg täthet n_n och liten rumslig utsträckning L . (exempelvis $n_n = 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $L = 0,05 \text{ m}$ eller $n_n = 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $L = 0,50 \text{ m}$)

I vissa experiment observeras emellertid en kraftig växelverkan även vid dessa låga tätheter. I dessa experiment bromsas strömmningen upp till den s.k. kritiska hastigheten v_c , vilken ges av sambandet:

$$e \cdot U_i = \frac{m_n \cdot v_c^2}{2}$$

där eU_i = jonisationsenergin hos neutralgasen

m_n = neutralgaspartikelmassan

v_c = kritiska hastigheten

1:2

Målsättning

Detta examensarbete, som består av tre delprojekt, ingår i en längre experimentserie med målsättningen att undersöka kritiska hastighets (v_c) växelverkan mellan ett elektron-proton plasma och ett heliumgasmoln i ett delvis nytt parameterområde.

Några parametrar:

Täthet $n_{\text{He}} = 10^{18} - 10^{20} \text{ m}^{-3}$ och storlek $L = 0,2 - 0,6 \text{ m}$ på heliumgasmolnet.

Plasmafrekvensen större eller av storleksordningen av elektrongyrofrekvensen, $\omega_{pe} \geq \omega_{ge}$.

Transversellt magnetfält $B_T = 0,15 \text{ T}$

Plasmat är i mindre kontakt med experimentanordningens väggar än vid tidigare experiment i samma apparatur.

Frågorna är:

Förekommer någon v_c - växelverkan ?

Hur ser elektronenergifördelningen ut ?

Vilken roll spelar integrerade tätheten, d.v.s. He - gastätheten integrerad i rummet i plasmaströmningens riktning ?

2 Sammanfattning av examensarbetets tre delprojekt:

2:1 Storlek och täthetsbestämning av heliumgasmolnet.

Heliumgasmoln av längderna $2 \cdot L = 0,2$, $0,4$ och $0,6$ m och mitttätheterna n_{mitt} (n_{He} vid $z=0$, se fig 1.), från $4 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ till $2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ frambringades.

Heliumgasmolnet släpptes in av en gasventil vid $z=0$, (se fig 1.) och antogs expandera symmetriskt i axiell led (z -led).

Längden L definierades som det avstånd mätt från $z=0$ till $z=L$, där tätheten har sjunkit med en faktor $1/e$ jämfört med tätheten vid $z=0$.

Molnets storlek L och mitttäthet n_{mitt} bestäms av trycket p i gasventilen, och den tid t , som förflutit sedan dess öppnande.

Tätheten mättes med en gassond och mätresultaten utvärderades i en form som gör det möjligt att välja de kombinationer av gasventiltryck p och tid t , som ger heliummoln av längderna $L = 0,1$; $0,2$ eller $0,3$ m med mitttätheterna, n_{mitt} , från $4 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ till $2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ (se fig. 2 och 3). Reproducerbarheten var god.

2:2 Mätningar på plasma i växelverkan med heliumgasmoln

Ett plasma sköts mot ett heliumgasmoln, så att plasmat nådde gasmolnets mitt, ($z=0$), vid den tidpunkt t då molnets storlek och täthet var känd.

Mätningarna gjordes vid $z=0$ med en kombinerad jontäthets och E-fältssond.

En viktig storhet är den integrerade heliumtätheten, vilken definieras som integralen, $\int_{-\infty}^0 n_{\text{He}} dz$, tagen längs z -axeln.

De integrerade tätheterna låg på mellan $2 \cdot 10^{18}$ och $3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$.

Experimenten indikerade att en given integrerad heliumtäthet gav en växande heliumtäthet (kortare heliummoln) och en större jonisation och därmed kritisk hastighetsväxelverkan (v_c -växelverkan).

2:3 Intrimning, balansering och kalibrering av 4 mm mikro-
vågsinterferometer

Mikrovågsinterferometern mäter tätheten hos plasmat i x-led (se fig 1. och fig.13). Ju större täthet hos plasmat desto större fasvridning får mikrovågorna.

Reflexionsmätningar hos isolatorer, attenuatorer, fasvridare och detektorer samt balansering av mikrovågsinterferometern gjordes.

Vid mätningarna användes en cellplast av en täthet som fasvrider mikrovågorna ungefär lika mycket som det studerade plasmat, men med omvänt tecken.

Mikrovågsmätningar på olika cellplastprofiler gjordes för att simulera olika plasmaformer.

Fasvridning, dämpning och transmission av mikrovågorna mättes.

Själva mikrovågsinterferometern behöver nog förbättras för att ge tillförlitligare värden.

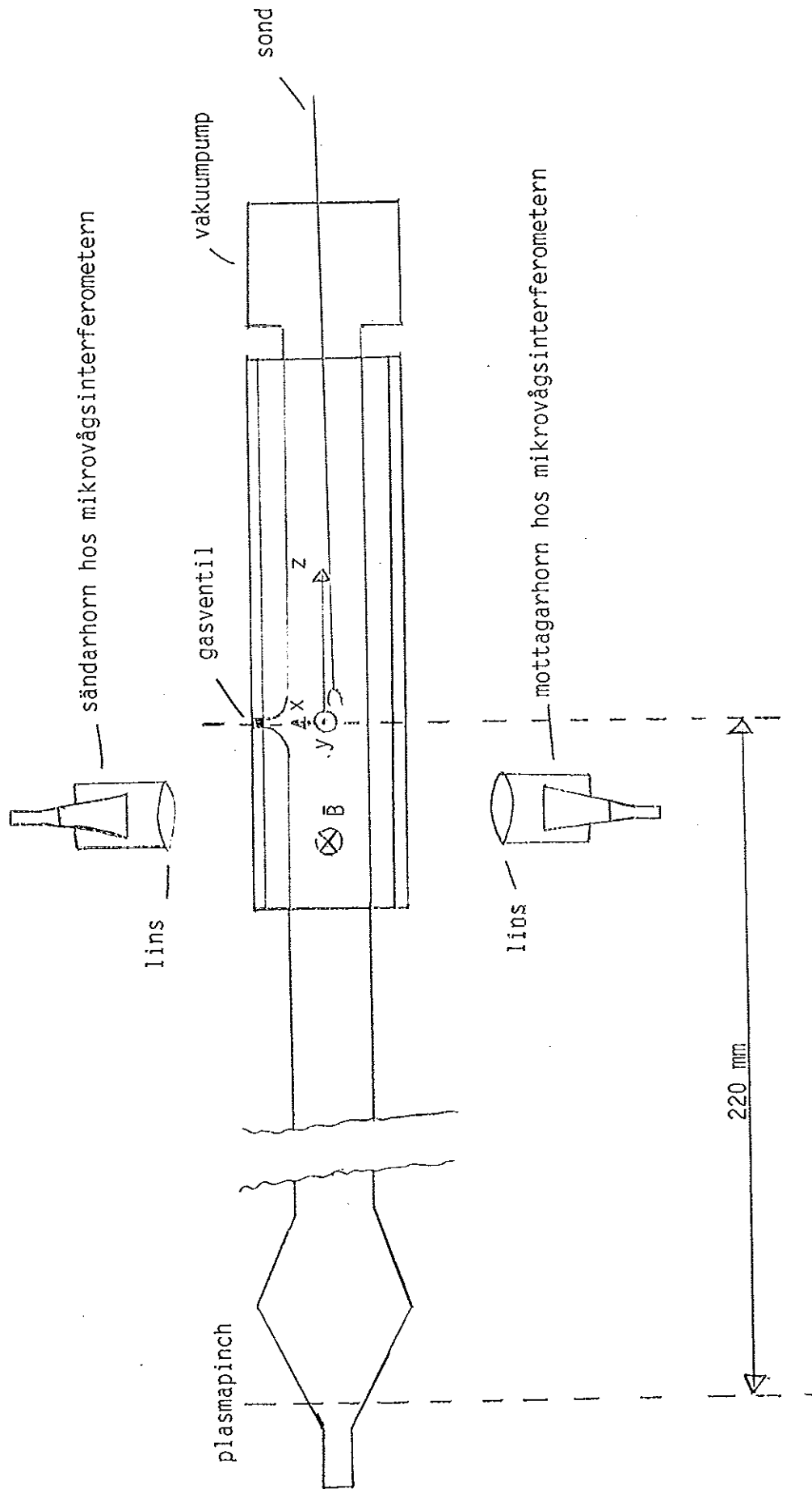


Fig 1. Lilla plasmakanonen

3:1 Storleksbestämning av heliumgasmoln.

Täthetsfördelningen i rummet, x och z-led (se fig.1.), mättes upp för olika gasventiltryck p (mätt i skdelar, skd, på vakuummetern) i gasventilen (se fig.2 och 5)

Täthetsmätningarna gjordes med hjälp av en gassond.

Tre olika heliummolnstorlekar, $L = 0,1$, $0,2$ och $0,3$ m frambringades, där L definierades som avståndet mätt från gasventilen, $z=0$, till $z=L$ där tätheten n_{He} har sjunkit med en faktor $1/e$ jämfört med tätheten vid $z=0$.

$$\frac{n_{\text{He}}(z=L)}{n_{\text{He}}(z=0)} = \frac{1}{e} \approx 0,37$$

Mitttätheterna n_{mitt} , (tätheten n_{He} vid $z=0$), uppgick från $4 \cdot 10^{18}$ till $2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ (se fig. 2 och 3)

Heliummolnets storlek, L, och mitttäthet, n_{mitt} , bestäms av trycket, p, mätt i skd, i gasventilen och den tid t, som förflutit från gasventilsöppnande till önskad molnstorlek L.

Exempel:

För att få fram ett He-moln med t.ex. $L = 0,20$ m och $n_{\text{mitt}} = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ går man tillväga så här:

Gå in i fig. 3 leta upp $5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ och gå till 20 cm molnskurvskaran se därefter vad för antal skd tryck på gasventilen detta motsvarar.

I detta exempel motsvarar det 70 skd.

För att få fram tiden t från gasventilsöppnande till rätt molnstorlek, gör man så här:

Gå in i fig. 4 leta upp 70 skd och gå till 20 cm molnskurvskaran se därefter vad för antal ms detta motsvarar.

I detta exempel motsvarar det 1,35 ms.

D.v.s. gasventilstryck 70 skd och triggtiden 1,35 ms leder 20 cm moln med mitttätheten $n_{\text{mitt}} = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

OBS ! Inga mätresultat kunde erhållas under 25 skd tryck p.g.a. att mätsignalerna från gassonden då blir för svaga och störningarna för stora.

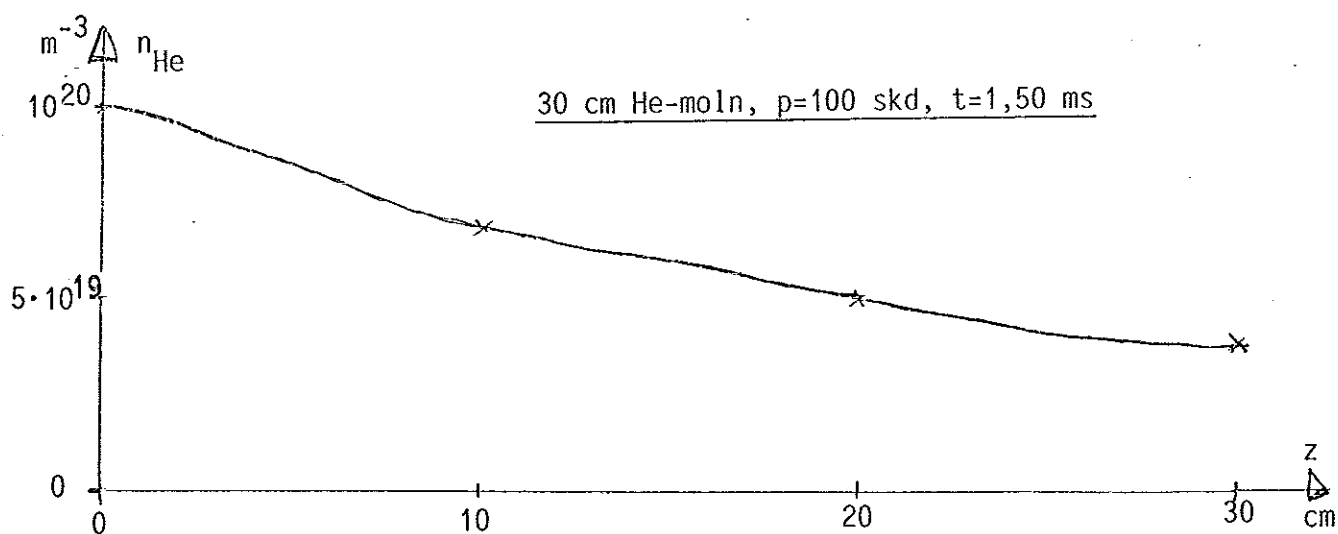
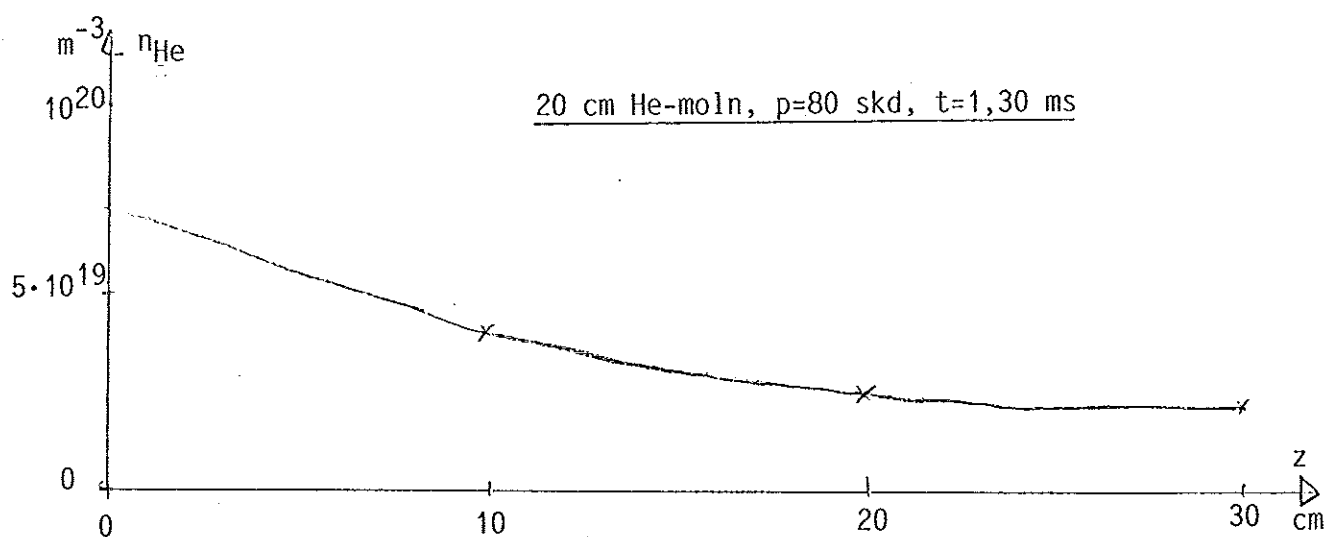
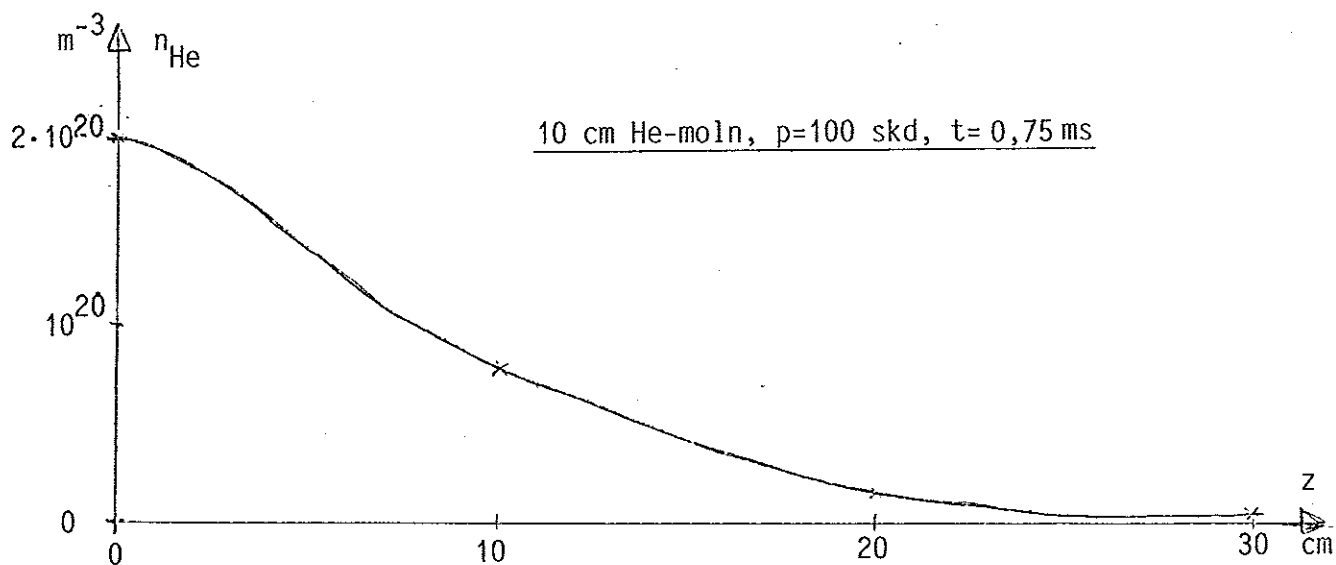


Fig.2 Täthetsprofiler i z-led för några olika He-molnstorlekar och visst inställt gasventiltryck i skd

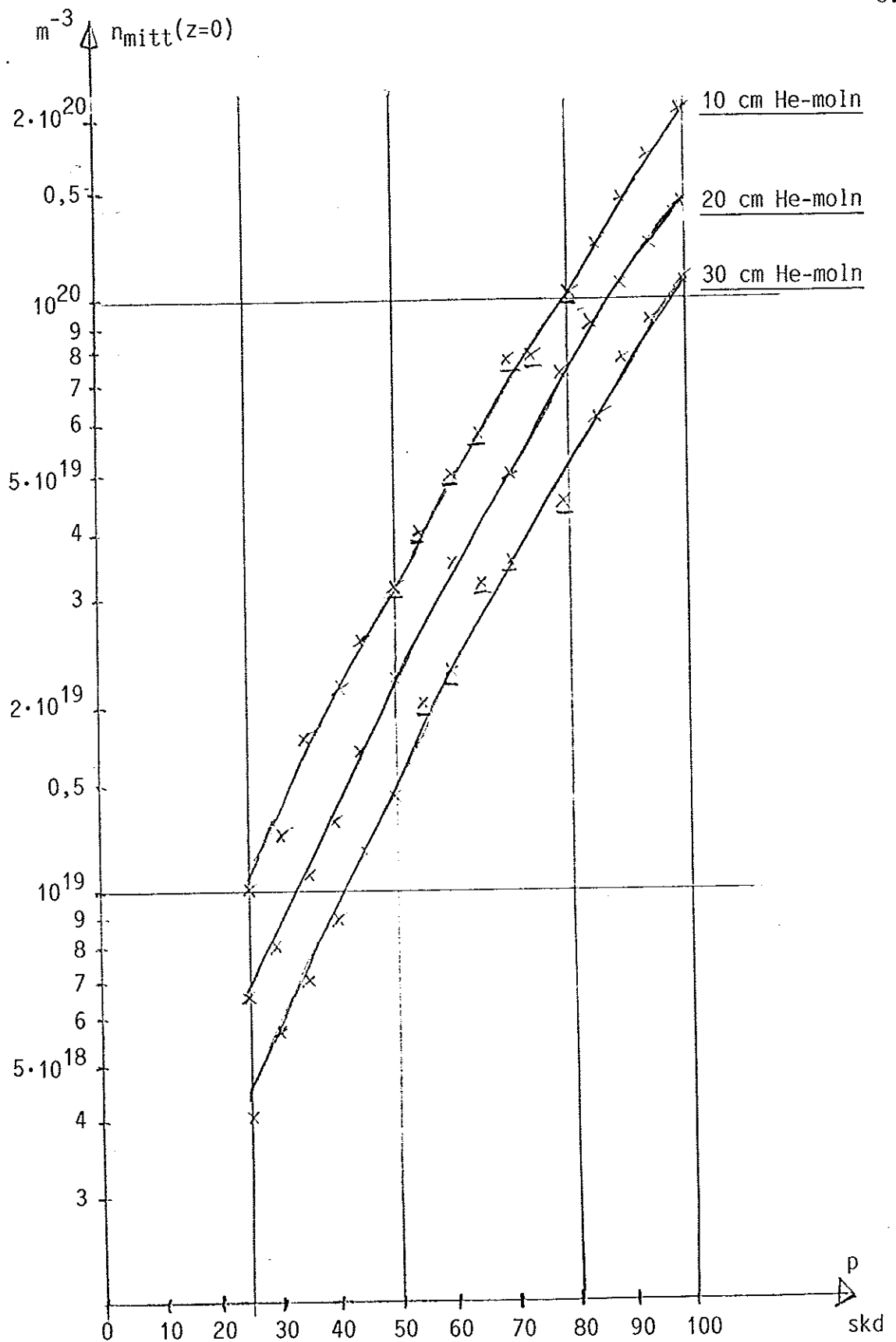


Fig. 3

Antal skd tryck på gasventilen avsatt mot He-molnstorlek
och mitttäthet, $n_{mitt}(z=0)$

Korrigerade värden; x , minskade med 27,5 % p.g.a. felkalibrerat oscilloskop.

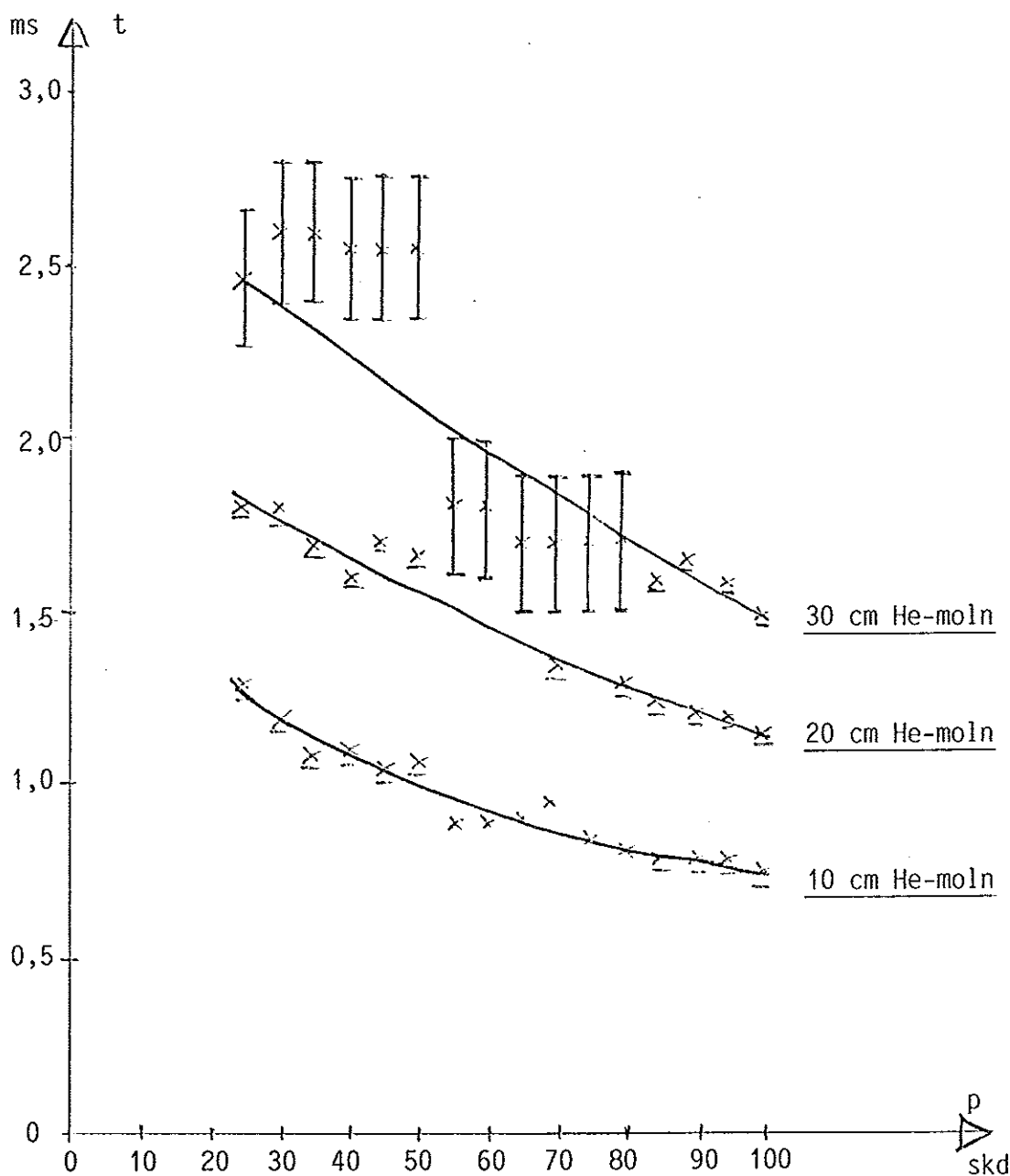


Fig. 4

Antal skd tryck på gasventilen avsatt mot tiden som förflutit från gasventilens öppnande till angiven He-molnstorlek.

Felmarginalerna beror på svaga mätsignaler och stora störningar. Detta gäller speciellt då för 30 cm He-moln vid 25-80 skd.

Korrigerade värden; $\bar{x}$, minskade med 0,05 ms p.g.a. felkalibrerat oscilloskop

3:2 Molnsymmetri i x-led och i z-led

I fig. 5 ser man att, ju större tryck på gasventilen och kortare tid, desto större täthetsasymmetri i x-led för He-molnen.

Nära gasventilen är det störst täthet .

Kortare He-moln än 10 cm är ej att rekommendera p.g.a. detta.

Det är ungefär 10% högre täthet vid $z=10$ cm än vid $z=-10$ cm.

Detta är anmärkningsvärt med tanke på att vakuumpumpen sitter närmast $z=10$ cm .

3:3 Kalibrering av gassond.

Man låter en viss mängd He-gas diffundera ut över hela plasmakanonen, därefter mäter man vad sonden visar i mV, samtidigt som man läser av vad vacuummetern visar i skd.

Via omvandlingstabell skd-torr får man trycket i torr .

Efter ett antal mätningar uppnås ett bra medelvärde på antal mV / torr .

I detta fall blev konstanten = $3,185 \cdot 10^{-5}$ mV / torr.

Vilket enligt allmänna gaslagen $pV = nRT$ ger:

$$1 \text{ mV} = 1,13 \cdot 10^{18} \text{ part/ m}^3$$

D.v.s. 1 mV på gassonden motsvarar $1,13 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$

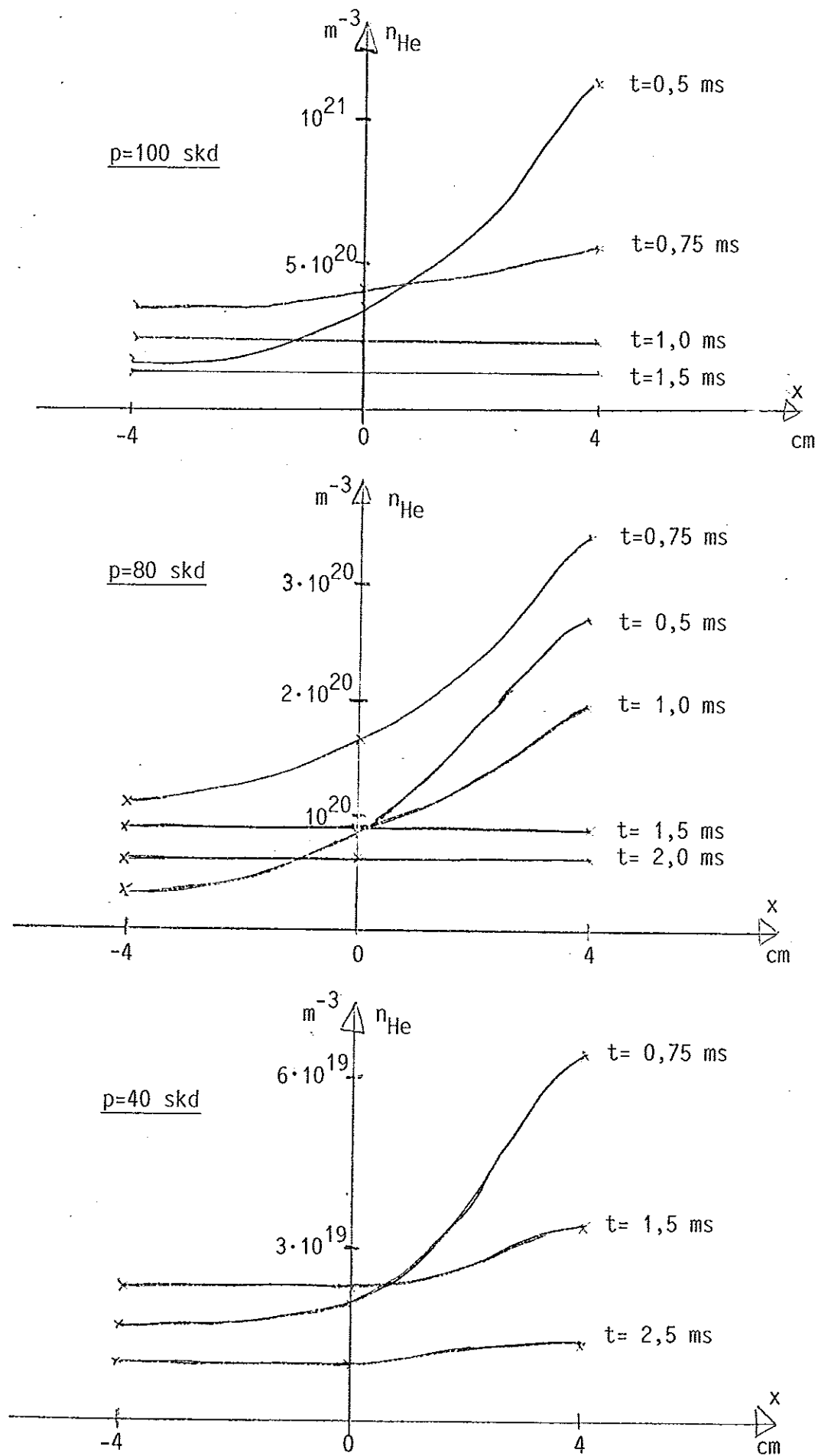


Fig. 5

Täthetsprofiler i x-led, $z=0$, vid några olika tider samt olika gasventiltryck i skd.

4

Mätningar på plasma i växelverkan med heliumgasmoln4:1 Två teoretiska utredningar bakom uppbromsningsmekanismerna vid plasma-heliumgasväxelverkan.

Det finns två typer av binära kollisioner som kan hindra passagen av plasma genom heliumgasen, dels elastiska kollisioner och dels joniserande kollisioner mellan elektroner och heliumatomer.

Här följer två utredningar, 4:1A och 4:1B, av hur plasmats passage bör påverkas beroende på vilken typ av kollisioner som dominerar.

Jämförelse med experimentella resultat följer i 4:6.

4:1A

Endast elastiska kollisioner beaktas och de protoner som kolliderat betraktas som "förlorade" ur plasmaströmmen.

Hur mycket plasma stoppas vid passage genom He-molnet p.g.a. elastiska kollisioner?

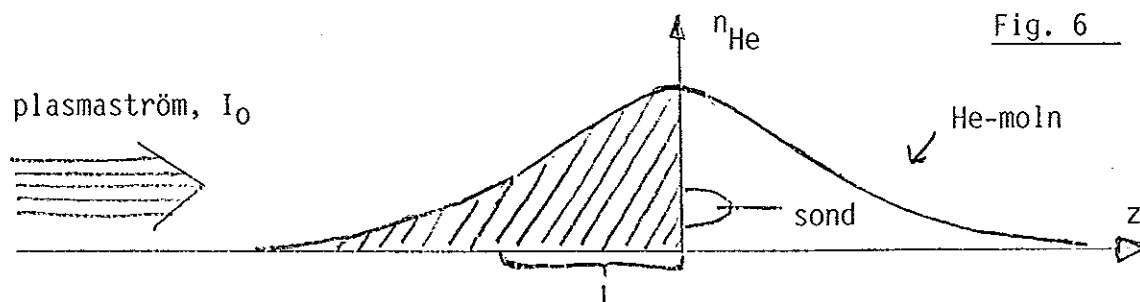


Fig. 6

$$I = I_0 e^{-\frac{z}{\lambda}} \quad \text{där} \quad \lambda = \frac{1}{\sigma n_{\text{He}}} \quad \text{och} \quad I_0 = \text{ursprungliga plasmaströmmen}$$

$L = \text{He-molnlängd}$
 $\lambda = \text{fri medelväglängd}$
 $\sigma = \text{kollisionstvärsnitt}$

Den andel av plasmaströmmen som passerar utan kollisioner med He-molnet, från det att plasmat möter He-molnet tills det att det når sonden vid $z=0$ ges av :

$$I = I_0 e^{-\int_0^L \sigma n_{\text{He}} dz} \approx I_0 e^{-\sigma \frac{2}{3} n_{\text{mitt}} L}$$

Här har den integrerade heliumtätheten uppskattats till

$-\int_{-\infty}^0 n_{\text{He}} dz \approx \frac{2}{3} n_{\text{mitt}} L$, genom en grafisk integrering av de uppmätta He-gasprofilerna, se fig. 2 .

Ett kollisionstvärsnitt på $\sigma = (3 \pm 1) \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}$ antas.

Den teoretiska kurvan, för endast elastiska kollisioner, är inprickad i fig. 11 och 12, som ger uppmätta värden på den andel av plasmaströmmen som passerar genom He-molnet .

4:1B

Endast tillskottet av He^+ -joner beaktas, med antagandet att de plockas upp omedelbart av plasmaströmmningen.

Förlusten av protoner genom elastiska kollisioner försummas.

Hur stor andel He joniserar plasmat vid passage genom He-molnet ?

Jonisation genom elektronstöt



före

efter

s = antal gånger jonisation, d.v.s. Hur många ggr elektronerna joniserar heliumet under sin passage.

	före	efter
jontäthet	n_i	$(1+s)n_i$
masstäthet	$n_i m_H$	$n_i m_H + 4s n_i m_H = n_i m_H (1+4s)$
plasmahast.	v_1	v_2

Om vi antar att nya joner omedelbart dras med plasmat, och att impulstätheten bevaras, erhålles:

$$n_i m_H v_1 = n_i m_H (1+4s) v_2 \Rightarrow \frac{v_2}{v_1} = \frac{1}{1+4s}$$

Jonsonden mäter $n_i v$ = jonflödet

	före	efter
jonsonden mäter	$n_i v_1$	$(n_i + s n_i) v_2 = n_2 v_2$

$$n_i + s n_i = n_2 \Rightarrow \frac{n_2}{n_i} = 1 + s$$

$$\frac{\text{jonflöde efter}}{\text{jonflöde före}} = \frac{n_2 v_2}{n_i v_1} = \frac{n_2}{n_i} \cdot \frac{1}{1+4s} = \frac{1+s}{1+4s} \rightarrow \frac{1}{4} = 0,25$$

,då s stort d.v.s. många ggrs jonisation.

4:2 E-fältssonden

E-fältssonden mäter det elektriska fält som plasmat bildar

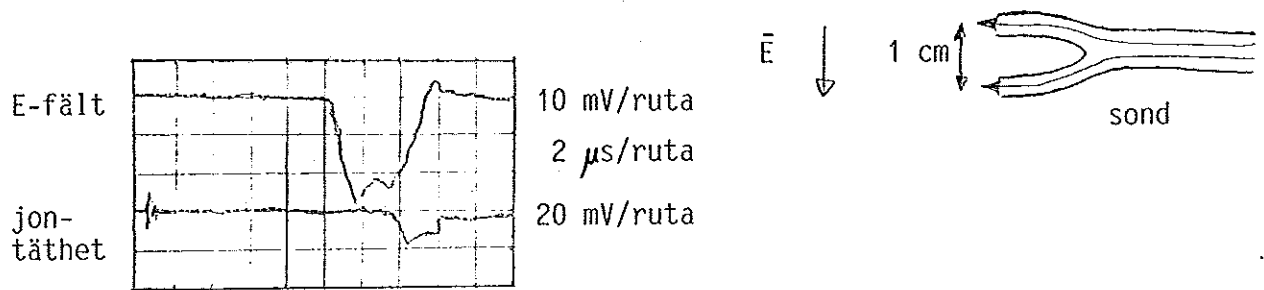


Fig. 7 Oscillogram av plasma som möter 20 cm He-moln.

10 mV/ruta $\Rightarrow \{1 \text{ mV} \equiv 1 \text{ kV/m}\} \Rightarrow$ maximala E-fältet, $E_m = 28 \text{ kV/m}$ (se fig. 7)

transversella magnetfältet $B_T = 0,15 \text{ T}$

Känner man till E-fält och B-fält så kan man lätt räkna ut plasmahastigheten v_p :

$$\vec{E}_m = \vec{v}_p \times \vec{B}_T \quad v_p = \frac{E_m}{B_T} = \frac{28 \cdot 10^3}{0,15} = 1,9 \cdot 10^5 \text{ m/s}$$

v_p uträknad på så sätt att man tagit tiden t_p på plasmats förflyttning från plasmapinchen till sonden, se fig. 1 och 7

tiden t , från triggpunkt till sond: $11 \cdot 10^{-6} \text{ s}$

sträcka s , från plasmapinch till sond : 2,20 m

$$v_p = \frac{s}{t} = \frac{2,20}{11 \cdot 10^{-6}} = 2,0 \cdot 10^5 \text{ m/s}$$

4:3

Jontäthetssonden

Jontäthetssonden mäter jonströmmen, $i = n_i e v_p A$, där $\begin{cases} n_i = \text{jontätheten} \\ v_p = \text{partikelhast.} \\ A = \text{sondarea} = 10^{-6} \text{ m}^2 \end{cases}$

Flödet av laddade partiklar, $n_i v_p$, är proportionellt mot jonströmmen:

$$n_i v_p = \frac{i}{e A}$$

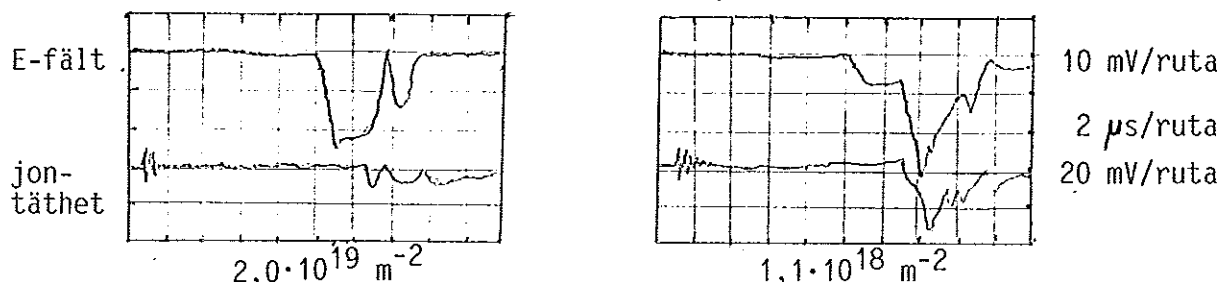


Fig. 8 Två oscillogram med plasma som möter 20 cm He-moln med integrerade tätheterna $2,0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$ resp. $1,1 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$.

$$20 \text{ mV/ruta} \Rightarrow 20 \text{ mA/ruta} = i = \{\text{jonströmmen}\}$$

För den integrerade heliumtätheten, $1,1 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$ mäter jontäthetssonden ett genomsnittligt jonflöde som ges av ,

$$n_i v_p = \frac{i}{e A} = \frac{10 \cdot 10^{-3}}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{-6}} = 6,25 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Vilket motsvarar plasmatätheten ,

$$\frac{n_i v_p}{v_p} = \frac{6,25 \cdot 10^{22}}{2,0 \cdot 10^5} = 3,1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$$

4:4

Optimala placeringen av jontäthets och E-fältssond

Plasmats täthetsprofil i x-led undersöktes med hjälp av jontäthetssond. Maxtätheten visade sig vara vid $x = -3 \text{ cm}$,

Vilket är fördelaktigt eftersom man slipper närheten till gasventilen och därmed He-gasens ev. asymmetriska diffusion, se fig. 5 .

4:5 Undersökningar av hur mycket plasma som passerar genom ett heliumgasmoln.

Ett antal skott sköts mot 10, 20 och 30 cm He-gasmolnen.

Tre skott sköts per molnstorlek och täthet.

Jontäthet och E-fält registrerades på oscilloskop och fotograferades.

För att få fram hur stor andel plasma i procent*, (* Det relativa plasmaflödet, d.v.s. plasmaflöde i förhållande till plasmaflödet utan heliumgas) som passerar genom heliumgasmolnet, räknades integrerade jonflödet fram genom grafisk integrering på oscillogrammen.

Integrerade jontätheten = $\int_{t_1}^{t_2} n_i v_p dt$ där tiden, $t_2 - t_1$, är en så pass

kort tid att endast första maximet i jontätheten kommer med, se fig. 9.

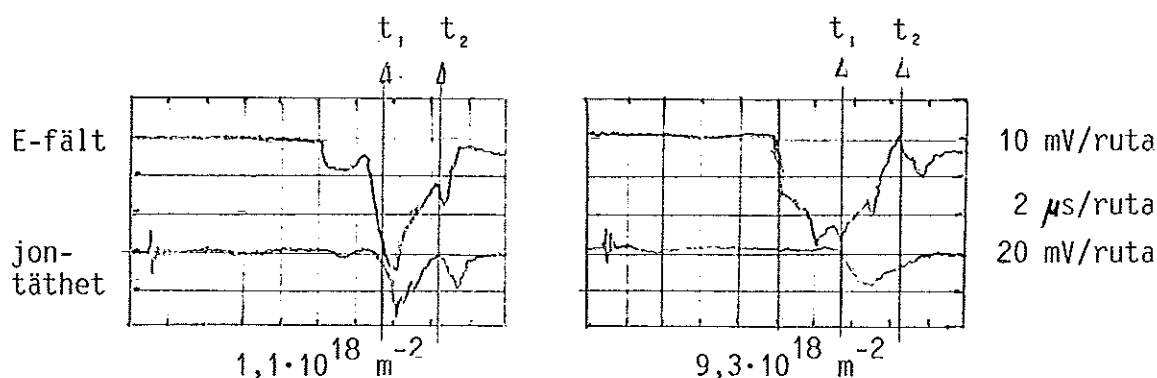


Fig. 9 Två stycken oscillogram på 20 cm He-moln med integrerade heliumtätheterna på $1,1 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$ resp. $9,3 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$, mötande plasma och med tiderna t_1 och t_2 utsatta .

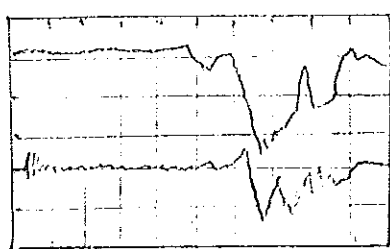
4:6

Resultat av undersökningarna av hur mycket plasma som
passerar genom ett heliumgasmoln.

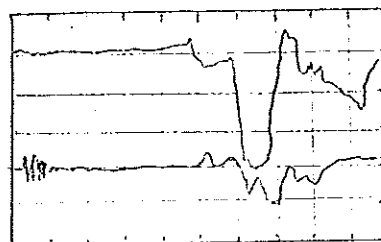
I fig. 11 och 12 redovisas relativa plasmaflödet, (jonflödet), avsatt mot integrerade heliumtätheten för 10, 20 och 30 cm He-molnstorlekar. Felstaplarna är variationerna från skott till skott av tre skott. Kryssen, x, är medelvärde av tre skott.

I fig. 11b, har en urvalsprocess gjorts av samma skott som i fig. 11a. Denna urvalsprocess gick ut på att ta bort de skott där plasmat var så tunt att E-fältet gick ner till noll under passagen. Ungefär en tredjedel av skotten avvek på så sätt. Exempel på ett sådant skott visas i fig. 10b. Fig. 10a visar ett skott med tillräckligt kraftigt plasma.

Observera att endast en sond användes vid undersökningen och att plasmat ibland kan tänkas gå vid sidan om sonden ibland.



10a



10b

E-fält

jon-
täthet

Fig. 10 Två oscillogram på 20 cm He-moln med integrerade He-tätheten $2,7 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$, mötande plasma.

Vid betraktandet av relativa plasmaflödet i fig. 11b (och möjligen fig. 11a) ser vi att vid låga integrerade heliumtätheter, $< 10^{19} \text{ m}^{-2}$ så överensstämmer den experimentella med den inlagda teoretiska kurvan för elastiska kollisioner, väl. (Enligt 4:1A)
Vid ökande integrerade heliumtätheter, $> 10^{19} \text{ m}^{-2}$, så går den experimentella kurvan mot gränsvärdet 25%, vilket överensstämmer med teorin för jonisation, enligt 4:1B, förutsatt många ggr:s jonisation.

Därefter gjordes även en undersökning av 10 cm, 30 cm samt 20 cm heliummoln i växelverkan med plasma, se fig. 12.

I fig. 12c, för 30 cm heliummoln, ses en god överensstämmelse med den inlagda teoretiska kurvan för elastiska kollisioner i hela det undersökta området av den integrerade heliumtätheten.

Medan i fig. 12b, för 20 cm heliummoln, ses en förhållandevis större uppbronsning av plasmat för högre värden på den integrerade heliumtätheten, $> 10^{19} \text{ m}^{-2}$.

Slutligen i fig. 12a, för 10 cm heliummoln, ses stora skott till skott variationer som tyder på en kraftig men irreproducerbar växelverkan.

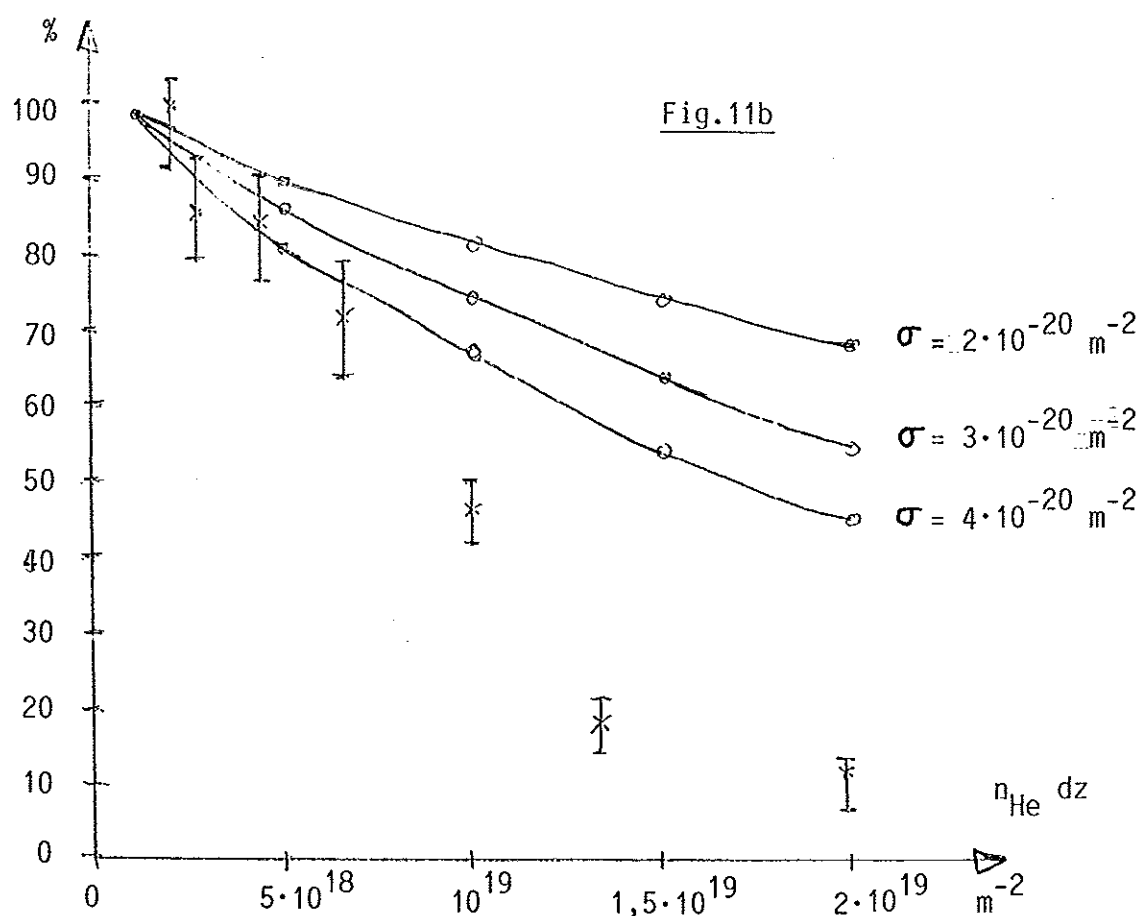
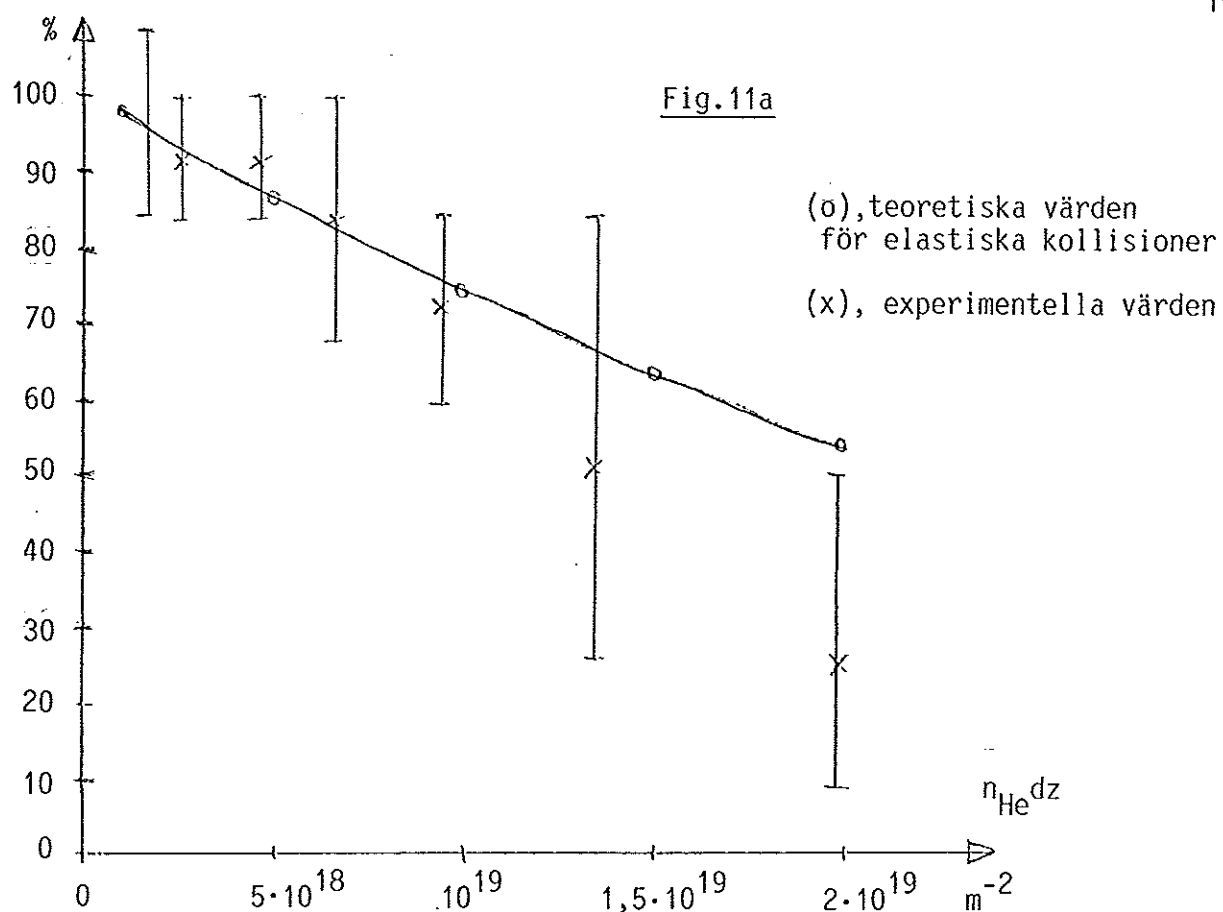


Fig. 11 Relativa plasmaflödet avsett mot integrerade heliumtäteten
för 20 cm He-moln, 11a utan urvalsprocess, 11b med urvalsprocess.
(film 830623 ①)

Fig. 12a

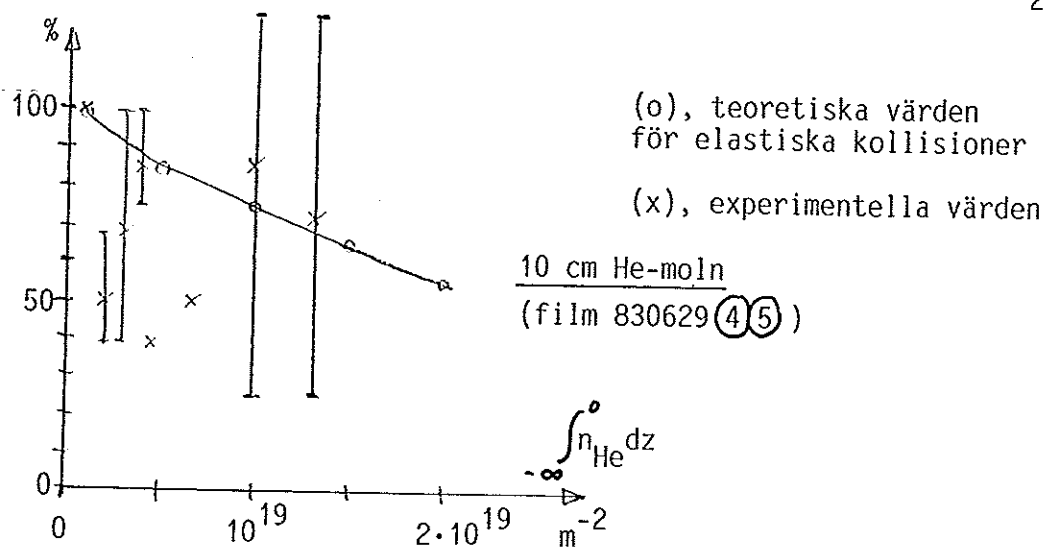


Fig. 12b

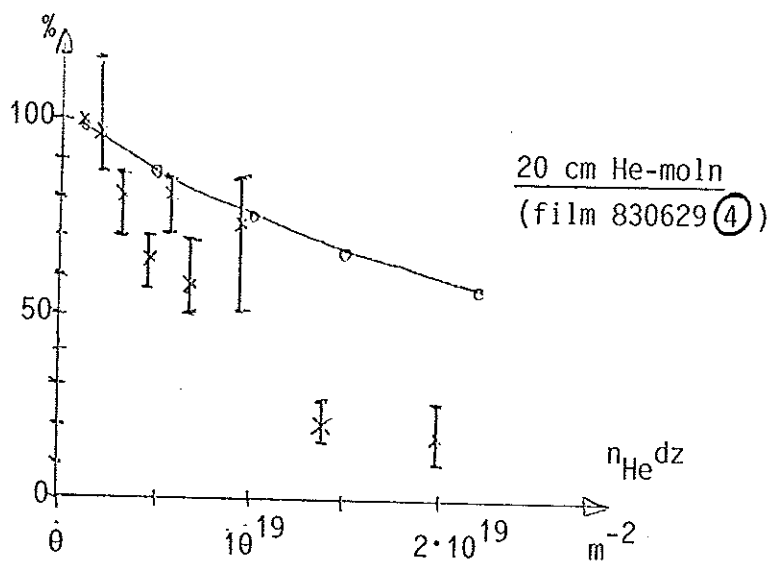


Fig. 12c

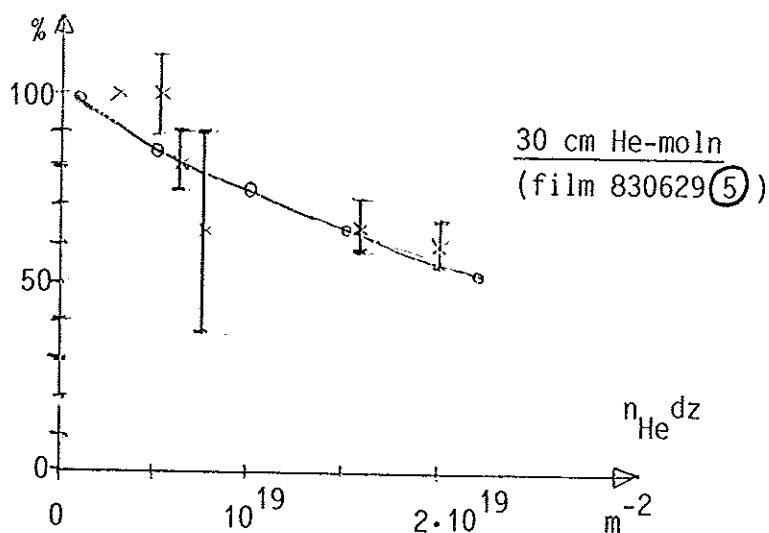


Fig. 12

Relativa plasmaflödet avsett mot integrerade heliumtäteten
för 10, 20 och 30 cm He-moln.

5:1

Mikrovågor i kontakt med plasmaTeori:

Plasmafrekvensen:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e}} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \sqrt{n_e}}{\sqrt{\frac{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 10^{-9}}{36}}} = 56,4 \sqrt{n_e}$$

för plasmat gäller $n_e \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$

$$\Rightarrow \omega_p = 56,4 \sqrt{3 \cdot 10^{17}} \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$$

4 mm mikrovågorers vinkelfrekvens, ω_μ

$$\omega_\mu = 2\pi \nu = 2\pi \frac{c}{\lambda} = 2\pi \frac{3,0 \cdot 10^8}{4,0 \cdot 10^{-3}} = 4,7 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$$

"Cut off" för mikrovågorna, d.v.s. den täthet hos plasmat, som motsvarar den plasmafrekvens, där mikrovågorna ej kan passera och mikrovågsinterferometern upphör att fungera, ges av $\omega_p = \omega_\mu$:

$$\omega_p = 56,4 \sqrt{n_e} = 4,7 \cdot 10^{11} \Rightarrow n_e = 7,0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$$

Vid plasmatätheten $7,0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ blir det "cut off" för mikrovågorna. I vårt fall har vi en plasmatäthet på $3 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, så det föreligger ingen risk för "cut off".

5:2

Principen bakom 4 mm mikrovågsinterferometern

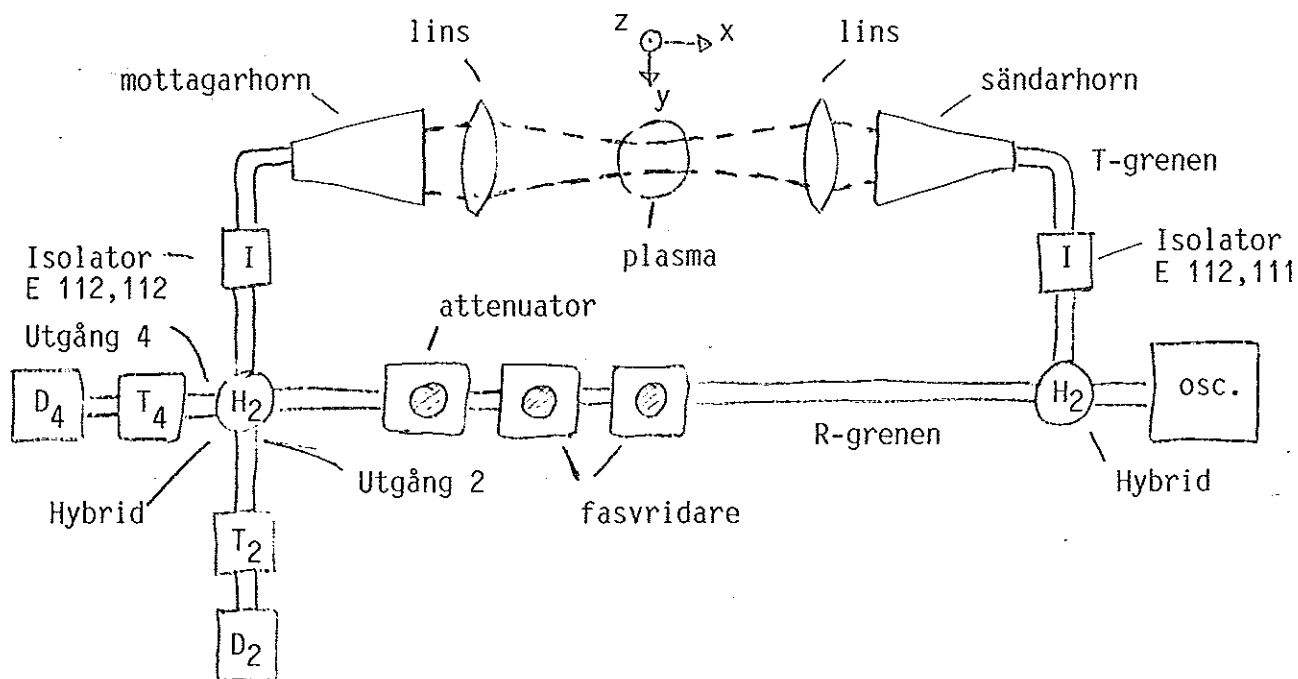


Fig. 13 Principskiss av mikrovågsinterferometer

Utgång 2 : T_2 , D_2 Tuner Detektor , E 979-154

Utgång 4 : T_4 , D_4 Tuner Detektor , E 970-155

Mikrovågsinterferometern fungerar på så sätt att mikrovågsoscillatorn genererar mikrovågor, som sänds dels genom Referensgrenen och dels genom Transmissionsgrenen.

T-grenens $\vec{E}$ -vektor fasvrids av plasmat beroende på dess täthet och utsträckning

När T-grenens $\vec{E}$ -vektor jämförs med R-grenens $\vec{E}$ -vektor, så ser man hur stor fasvridningen, $\Delta\phi$, blir och därmed plasmats kolumntäthet.

5:3

Mätning av reflektionskoefficienten, R.

Isolator E 112,112; R= 3,1 %

Isolator E 112,111; R= 3,4 %

1 st. attenuator + 2st. fasvridare; R= 5,2 %

Tuner Detektor E 970,154; R= 0,6 %

Tuner Detektor E 970,155; R= 1,7 %

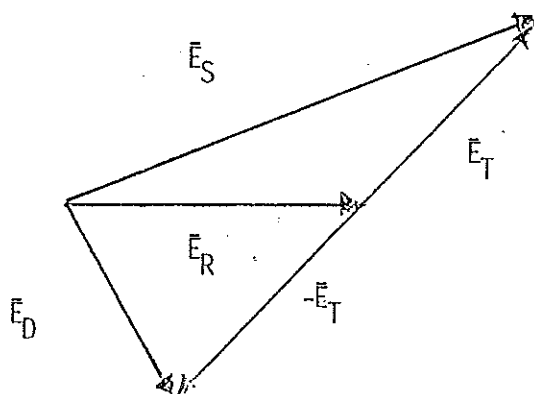
 Tuner Detektor E 970,154 , har mycket större känslighet än T.D. E 970,155 .

 OBS ! T.D. E 970,154:s hållare för koaxialkabel är mycket känslig för vridning av kabeln. Då detta sker ändras den detekterade signalen kraftigt.

5:4

Balansering av mikrovågsinterferometern

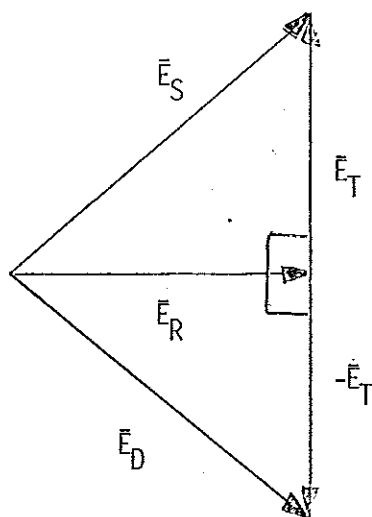
Hybriden H_2 , bildar dels summasignal E_S dels skillnadssignal E_D på utgång 2 resp. 4, av den transmitterade signalen E_T och av referenssignalen E_R .



$$E_S = E_R + E_T$$

$$E_D = E_R - E_T$$

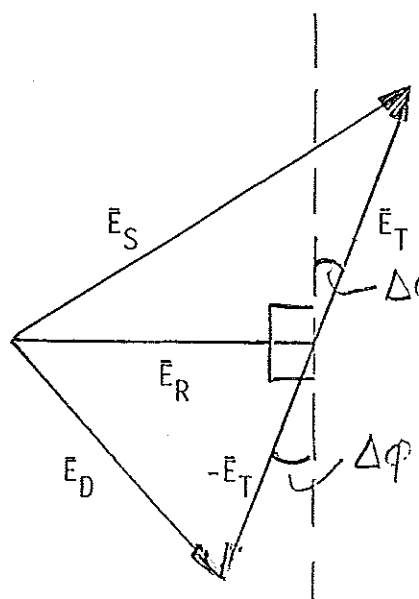
Det optimala är att ställa in referenssignalen och den transmitterade signalen $\pi/2$ i förhållande till varandra. (L.Lindberg och A.Eriksson 1982)



$$E_S = E_R + E_T$$

$$E_D = E_R - E_T$$

För att räkna ut fasvinkeln $\Delta\varphi$, använder man sig av cosinusteoremet.



$$E_S^2 = E_R^2 + E_T^2 - 2E_RE_T \cos\left(\frac{\pi}{2} + \Delta\varphi\right)$$

$$E_D^2 = E_R^2 + E_T^2 - 2E_RE_T \cos\left(\frac{\pi}{2} - \Delta\varphi\right)$$

$$\Rightarrow \Delta\varphi = \arccos\left(\frac{E_R^2 + E_T^2 - E_S^2}{2E_RE_T}\right) - \frac{\pi}{2}$$

eller

$$\Rightarrow \Delta\varphi = \frac{\pi}{2} - \arccos\left(\frac{E_R^2 + E_T^2 - E_D^2}{2E_RE_T}\right)$$

Både summasignalen E_S , och skillnadssignalen E_D behövs därför att fasvridningen $\Delta\varphi$ och amplituden E_T i den transmitterade signalen varierar.

Detektorerna antas ge kvadratiska ut signaler;

$$U_S = a_S E_S^2 \quad \text{sam} \quad U_D = a_D E_D^2$$

där a_S och a_D är resp. detektors känslighet.

Fasvridningen $\Delta\varphi$, är oberoende av känsligheterna a_S och a_D hos resp. detektor, vilket visas nedan.

$$\Delta\varphi = \arccos\left(\frac{\frac{U_R}{a_S} + \frac{U_T}{a_S} - \frac{U_S}{a_S}}{2 \frac{U_R U_T}{a_S}}\right) - \frac{\pi}{2} = \arccos\left(\frac{U_R + U_T - U_S}{2U_R U_T}\right) - \frac{\pi}{2}$$

p.s.s.
$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{2} - \arccos\left(\frac{U_R + U_T - U_D}{2U_R U_T}\right)$$

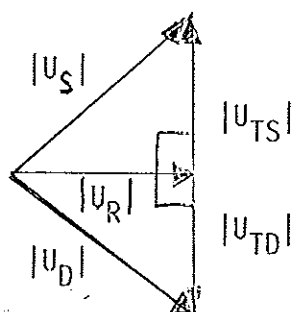
Balanseringen av mikrovågsinterferometern sker genom mätning av varje gren för sig på en digital voltmeter.

Referensgrenen släcks ut genom att ställa in attenuatorn på maximal dämpning.

Transmissionsgrenen släcks ut genom att ställa en plåtskiva i 45° vinkel i strålgången, för maximal reflektion.

När man gjort detta för båda detektorerna, så ställer man in E_R och E_T i 90° vinkel

För kvadratiska detektorerna erhålls detta enkelt genom inställning enligt;



$$E_S^2 = E_R^2 + E_T^2 \Rightarrow \frac{U_S}{a_S} = \frac{U_R}{a_S} + \frac{U_{TS}}{a_S}$$

$$\Rightarrow U_S = U_R + U_{TS} \quad \text{p.s.s} \quad U_D = U_R + U_{TD}$$

Detta går till så här :

Man ställer in U_S genom att vrida på attenuatorn och fasvridarna omväxlande tills U_S visar exakt $U_R + U_{TS}$. Då har man 90° vinkel mellan U_R och U_{TS} , vilket automatiskt bör ge 90° vinkel också mellan U_R och U_{TD} .

Men när detta sedan gjordes i praktiken, så visade det sig att man fick ett fel på 8 % mellan värdet på U_D och värdet på $U_R + U_{TD}$, och gjorde man tvärtom, d.v.s. balanserade U_D och $U_R + U_{TD}$ först och därefter kontrollerade U_S och $U_R + U_{TS}$, så upptäckte man också ett fel på 8 % mellan U_S och $U_R + U_{TS}$.

Detta berodde antagligen på reflektion i hybriderna H_2 eller på att detektorerna ej gav helt kvadratiska ut signaler.

Vi valde här att balansera mikrovågsinterferometern så att U_S och U_D visar 4 % fel var, man sprider ut felet på båda detektorerna.

5:5

Olika provade cellplastprofiler samt deras placering

Fyra cellplastprofiler provades mellan mottagarlinsen (se fig.1 och 13) och plasmakanonens rör d.v.s. på negativa x .

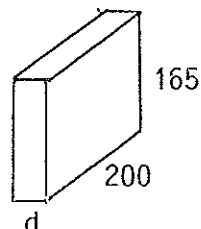
De kombinerades i tjocklekarna d , på mellan 7 och 100 mm .

Skiva nr: 1 = 63 mm

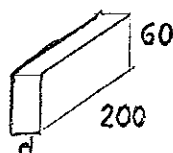
Skiva nr: 2 = 17 mm

Skiva nr: 3 = 13 mm

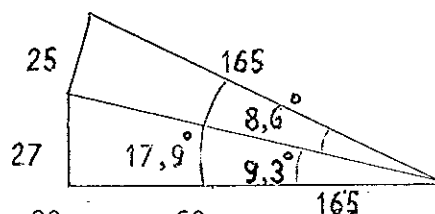
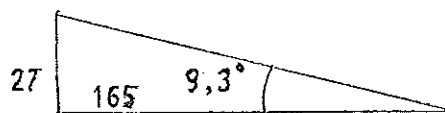
Skiva nr; 4 = 7 mm



Skivorna, 1 - 4, provades avkapade inuti plasmakanonen utan vakuum.



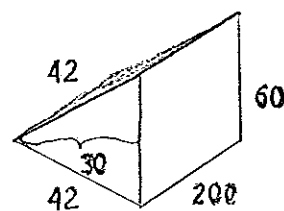
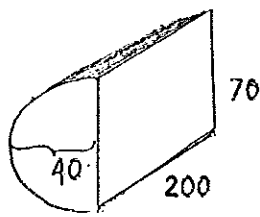
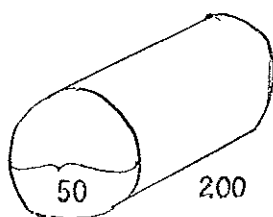
Två olika cellplastkilar med vinklarna $\vartheta = 8,6^\circ$ och $9,3^\circ$, användes och kombinerades i vinklarna $\vartheta = 9,3^\circ$ och $\vartheta = 8,6^\circ + 9,3^\circ = 17,9^\circ$



Tjockleken, mitt på kilarna var ungefär 20 resp. 60 mm .

Kilplanet var parallellt med y-z planet och kilspetsen vreds i riktningarna positiv y-led, pos.z-led, negativ y-led och neg. z-led, se fig. 1 och 13 .

Dessutom provades tre olika cellplastprofiler inuti plasmakanonen utan vakuum.



profil
nr.

5

6

7

5:6

Mikrovågors transmission genom olika cellplastprofiler

I tabell 1 redovisas mätningarna av transmissionen av mikrovågor genom cellplastskivor av tjocklekarna d , 7, 63 och 100 mm .

Skivorna placerades vid både positiva och negativa x (se fig.1 och 13) d.v.s. mellan sändarlins och plasmakanonrör.

position i x-led	$d(\text{mm})$	transmission av $U_T(\text{rel})$
pos	7	1.00
neg	7	1,00
pos	63	1,14
neg	63	0,86
pos	100	0,96
neg	100	0,92

tabell 1

Mätningarna av U_T 's transmission , går till på så sätt, att först släcks referensgrenens signal ut, genom att vrida på attenuatorn på maximal dämpning. Därefter mäts värdet på U_T , utan cellplast och sedan värdet på U_T med cellplast och därefter beräknas kvoten mellan de två värdena och då fås den relativa transmission av U_T .

Transmissionen var relativt god för alla tjocklekar.

Det faktum att för 63 mm skivan, både ökning och minskning av signalen observerades, tyder på att även diffraktion påverkar signalen U_T 's amplitud och inte endast dämpning.

I tabell 2 redovisas hur mycket mikrovågorna transmittades genom två olika cellplastkilar, med vinklarna $9,3^\circ$ resp. $17,9^\circ$, som placerades i olika positioner på båda sidor om plasmakanonen och med kilspetsen i fyra olika riktningar i y-z planet. (se fig. 1 och 13)

Det anmärkningsvärda här; var en mycket dålig transmission och speciellt för cellplastkilen med störst vinkel ($17,9^\circ$).

Detta beror antagligen på en mycket kraftig brytning av mikrovågorna.

θ (grader)	position i x-led	riktning av kilspets	d(mm) mitt i kilen	transmission av U_T (rel)
9,3	positiv	pos y-led	20	0,49
9,3	pos	pos z-led	20	0,45
9,3	pos	neg y-led	20	0,37
9,3	pos	neg z-led	20	0,42
9,3	negativ	pos y-led	20	0,42
9,3	neg	pos z-led	20	0,37
9,3	neg	neg y-led	20	0,32
9,3	neg	neg z-led	20	0,38
17,9	positiv	pos y-led	60	0,00
17,9	pos	pos z-led	60	0,03
17,9	pos	neg y-led	60	0,03
17,9	pos	neg z-led	60	0,01
17,9	negativ	pos y-led	60	0,03
17,9	neg	pos z-led	60	0,03
17,9	neg	neg y-led	60	0,04
17,9	neg	neg z-led	60	0,05

tabell 2

5:7 Resultat av undersökningarna av mikrovågors fasvridning
vid transmission genom cellplastprofiler.

Fasvridningen per mm (grader/mm) för plana cellplastskivor bör vara konstant. I tabell 3 redovisas, uppmätt fasvridning $\Delta\phi$, och fasvridning per mm beräknad för varje detektor för sig under antagandet om försumbar dämpning.

Man ser att fasvridningen per mm (grader/mm) varierar ganska mycket beroende på hur tjocka cellplastskivor som används.

Variationerna antas bero på dämpningen av U_T .

För att göra fasvridningsberäkningarna korrekta så bör man ta hänsyn till dämpningen av U_T och kompensera för detta; fasvridning per mm kompenserad, (grader/mm komp.) Se tabell 4

Mätningarna i tabell 4 gjordes med den bästa detektorn d.v.s. detektor, E 970,155 . sittande på utgång 4 .

Kompensering för dämpförlusterna gjordes på så sätt att U_T 's transmission först mättes för varje skivtjocklek. När sedan fasvridningen per mm komp. beräknades togs det hänsyn till att U_T dämpades och kompensering gjordes för detta.

I tabell 4 ser man att kompensation för dämpningen ej hjälpte så mycket för att få bort variationerna på (grader/mm)

En orsak till detta kan vara reflektioner i hybriderna H_2 .

I tabell 5 redovisas hur mycket mikrovågorna fasvrids och dämpas vid transmission genom avkapade cellplastskivor placerade inuti plasma-kanonen.

Inte heller här hjälpte dämpkompensationen särskilt mycket.

I tabell 6, slutligen, redovisas hur mycket mikrovågorna fasvrids och dämpas vid transmission genom cellplastprofilerna nr 5, 6 och 7 placerade inuti plasmakanonen.

Dessa profiler skall simulera olika plasmaformer.

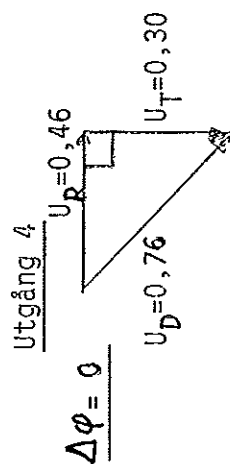
Det enda anmärkningsvärda här är resultaten för profilerna nr 6 och 7, där det ej har betydelse för fasvridningen och dämpningen, om de vrids 180° runt sin egen längsaxel (z-axeln).

	1+2+3+4	1 + 2	1 + 4	4	2+3+4	2 + 3	3	4	skiva nr.
Utgång	100	80	70	63	37	30	13	7	d (mm)
2	18,4	23,5	25,1	25,9	26,5	25,3	20,8	18,7	U_T (mV)
4	0,50	0,17	0,074	0,040	0,078	0,146	0,432	0,572	U_T (mV)
2	(14,63) 165,37	(36,85) 143,15	(45,13) 134,87	(49,74) 130,26	51,59	46,24	24,58	15,84	$\Delta\varphi$ (grader) $\Delta\varphi + 2(90 - \Delta\varphi)$
4	(20,48) 159,52	(52,57) 127,43	(67,42) 112,58	(75,72) 104,28	66,63	55,73	26,20	14,66	$\Delta\varphi$ (grader) $\Delta\varphi + 2(90 - \Delta\varphi)$
2	1,67	1,82	1,92	2,08	1,41	1,54	1,92	2,27	grader/mm
4	1,59	1,59	1,61	1,67	1,82	1,89	2,00	2,09	grader/mm

$\Delta\varphi = 0$
 $U_S = 15,70$
 $U_T = 7,28$
 $U_R = 7,41$

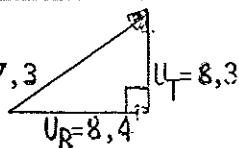
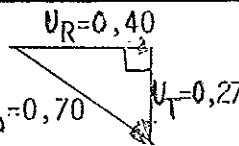
$\Delta\varphi = 0$
 $U_D = 0,76$
 $U_R = 0,46$
 $U_T = 0,30$

tabell 3. Undersökning av mikrovågers fäsvridning vid transmission genom cellplastskivor.

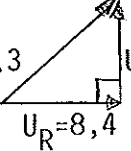
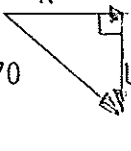


1+2+3+4	1 + 2	1 + 4	4	2+3+4	2 + 3	3	4	skiva nr.
100	80	70	63	37	30	13	7	d (mm)
0,50	0,17	0,074	0,04	0,078	0,146	0,432	0,572	U_T (mV)
0,9	0,85	0,85	0,85	0,92	0,92	0,98	1,00	transmission av U_T (rel)
(19,02)	(52,72)	(69,36)	(80,21)	67,42	55,89	25,46	14,66	$\Delta\varphi$ (grader)
160,95	127,28	110,64	99,79					$\Delta\varphi + (90 - \Delta\varphi)$
1,59	1,59	1,61	1,67	1,82	1,89	2,00	2,09	grader/mm
1,61	1,59	1,58	1,58	1,82	1,86	1,99	2,09	grader/mm komp.

tabell 4 . Undersökning av hur mycket mikrovågor fasvrids och dämpas vid transmission genom cellplastskivor.

		1	2	4	Skiva nr.
	Utgång	63	17	7	d (mm)
$\Delta\phi=0$  $U_S=17,3$ $U_T=8,3$ $U_R=8,4$	2	26,6	24,1	20,8	U_T (mV)
$\Delta\phi=0$  $U_R=0,40$ $U_D=0,70$ $U_T=0,27$	4	0,05	0,30	0,50	U_T (mV)
	2	0,72	0,88	0,99	transmission av U_T
	4	0,67	0,89	1,00	transmission av U_T
	2	(36,36) 143,64	26,30	14,21	$\Delta\phi$ (grader) $\Delta\phi+2(90-\Delta\phi)$
	4	(70,61) 109,39	34,26	14,99	$\Delta\phi$ (grader) $\Delta\phi+2(90-\Delta\phi)$
	2	(59,22) 120,38	32,41	14,58	$\Delta\phi$ (grader) komp.f.dämp.
	4	(80,68) 99,32	33,29	14,99	$\Delta\phi$ (grader) komp.f.dämp.
	2	2,28	1,54	2,03	grader/mm
	4	1,73	2,02	2,14	grader/mm
	2	1,91	1,91	2,08	grader/mm komp.f.dämp.
	4	1,58	2,37	2,14	grader/mm komp.f.dämp.

tabell 5. Undersökning av hur mycket mikrovågorna fasförskjuts och dämpas vid transmission genom cellplastskivor placerade inuti plasmakanonen.

	Utgång	5	6	7	profil nr.
					d_{mitt} (mm)
$\Delta\phi = 0$ 	2	23,0	21,6	20,5	U_T (mV)
$\Delta\phi = 0$ 	4	0,05	0,11	0,16	U_T (mV)
	2	0,72	0,72	0,64	transmission av U_T (rel)
	4	0,62	0,67	0,63	transmission av U_T (rel)
	2	(40,90) 139,1	(33,64) 146,36	(28,35) 151,65	$\Delta\phi$ (grader) $\Delta\phi + 2(90 - \Delta\phi)$
	4	(71,22) 108,78	(58,94) 121,06	(51,39) 128,61	$\Delta\phi$ (grader) $\Delta\phi + 2(90 - \Delta\phi)$
	2	(69,29) 110,71	(54,75) 125,25	(54,78) 125,22	grader/mm komp.f.dämp.
	4	90,00 116,87	(63,13) 116,87	(52,69) 127,31	grader/mm komp.f.dämp.

tabell 6.

Undersökning av hur mycket mikrovågor fasvrids vid transmission genom olika cellplastprofiler placerade inuti plasmakanonen.

Observera att profil nr 6 och 7 var oberoende om man vred dom 180° runt sin egen längsaxel (z-axeln).

L.Lindberg and A.Eriksson

Optimum design of a mikrowave interferometer
for plasma density measurements.

J.Phys.E.Sci.Instrum. Vol 15, 1982

För fruktbara diskussioner med Ingvar Axnäs, Nils Brenning och
Lennart Lindberg samt stor teknisk assistans av Jan Wistedt och
Bengt Johansson framför författaren ett stort tack.