

En studie av plasmavaker i et ionosfærisk miljø

Eirik V. Winness



Masteroppgave i Fysikk
Romfysikk og Teknologi
60 studiepoeng

Fysisk institutt
Det Matematisk-naturvitenskapelige Fakultet

UNIVERSITETET I OSLO

Okt 2021

En studie av plasmavaker i et ionosfærisk miljø
Masteroppgave i Fysikk: Romfysikk og Teknologi
(60 studiepoeng)

Fysisk institutt
Det Matematisk-naturvitenskapelige Fakultet
UNIVERSITETET I OSLO

Okt 2021

© Forfatter Eirik Vetle Winness

År 2021

En studie av plasmavaker i et ionosfærisk miljø

Forfatter Eirik Vetle Winness

<http://www.duo.uio.no/>

Trykk: Reprosentralen, Universitetet i Oslo

Sammendrag

Målet med denne avhandlingen er å studere vaker bak en sylinderformet Langmuir-probe. Slike prober benyttes for å ekstrahere viktige plasmaparametere som for eksempel elektron-tetthet og elektron-temperatur. Studien blir gjennomført i et laboratoriemiljø som skal emulere ionsæren. Laboratoriet miljøet består av et vakuum-kammer med et inosfærisk trykk og plasma av ionisert argongass. Et mål med studien er å definere vakens dimensjoner som lengde og bredde. Observere hvordan vaken eventuelt påvirkes av forskjellige potensialer, og se på eventuelle effekter en vake kan påføre målinger og beregninger. Resultatet av forskningen viser at sylindrerformede Langmuir-prober, produserer vaker av forskjellige størrelser, avhengig av potentialets ladning og størrelse. I studien finner jeg at vaker kan strekke seg opp til flere debye-lengder. For positive ladde prober er det funnet en tydelig ione-vake, men det er også observert et vakelignende fenomen for elektronene. Sammen påvirker disse fenomenene distribusjon av tetthet i plasmakammeret, og måler man i den ion-påførte elektronvaken, vil kneet i I-V kurven blir mye rundere. Dette medfører at plasmapotensialet blir vanskeligere å definere. Flytpotensialet blir også påvirket av vaken og kan medføre feil i karakteriseringen av plasma. Under karakterisering av bakgrunnen ser man tegn til at tettheten synker og elektron-temperaturen stiger fra plasma- kilden, hvor sistnevnte er det motsatte av hva man ville forventet.

Forord

Etter flere år som student ved universitetet i Oslo avsluttes dette kapitlet. Det har vært en utfordrende, men veldig lærerik periode av mitt liv. Masteroppgaven har uten tvil vært min største akademiske utfordring, og dette hadde ikke vært mulig å gjennomføre uten alle som har hjulpet meg på veien. Personlig har det vært mange snubletråder på veien alt fra masterstudent i Canada med en brå hjemreise pga. Covid-19, samt en operasjon av hoft og bein, for så å lære å gå igjen, til å starte på og avslutte mitt masterprogram. Jeg vil takke UIO for et spennende studentmiljø og motiverende turer til både Andøya og Russland. Takk til Forsknings gruppa 4D-space rundt meg, for gode diskusjoner. En stor takk til min hovedveileder Lasse Clausen som har gitt meg muligheten til å utforske og jobbe med dette vake fenomenet og hans veiledning gjennom masteren. En stor takk til Anders Johan Ekelund som satt opp xy-bordet og gjorde det mulig å utføre eksperiment på en effektiv måte og for også å har vært en veileder. En takke til Espen og en takk til Sayan. En takk til Bjørn for et svært godt kontornaboskap. Også må man huske å minnes og takke alle som har jobbet med Langmuier probe teori og vaker før meg, de har «måkt opp veien». En takk retter jeg til problemløserne «*gutta på verkstedet*», som hjelper og lager alle slags nødvendige *utstyr*. Til slutt vil jeg takke min tålmodige mor som hjelper meg med å tyde min skriftlige uttrykksform, da mine lese og skrivevansker skaper store problemer, når formuleringer satt på papiret, fort kan bli noe helt annet enn hva jeg forsøkte å formidle.

Innholdsfortegnelse

Sammendrag	IV
Forord	VI
Innholdsfortegnelse	VIII
Figur liste.....	X
Tabell liste	XII
1 Innledning.....	1
2 Teori og bakgrunn	5
2.1 Plasma i naturen.....	5
2.2 Grunnleggende plasma teori	12
2.2.1 Plasma parameter	14
2.2.2 Enkel partikkel bevegelse.....	21
2.3 Kinetisk teori	24
2.3.1 Ideell gass Lov.....	24
2.3.2 Kinetisk teori	25
2.3.3 Maxwellian distribusjon.....	27
2.4 Langmuir Probe Teori.....	31
2.4.1 Grunnleggende probe teori.....	32
2.4.2 I-V Kurver	36
2.4.3 Orbital limited teori	38
2.4.4 Beta.....	44
2.4.5 Teori i strømmende plasma	45
2.5 Vake teori.....	50
3 Eksperimentell metode	57
3.1 Oppsett.....	59
3.2 Gjennomføring og analytisk metode	62
3.3 Før Analyse.....	67
3.4 Feilanalyse	69
4 Resultater og diskusjon	72
4.1 I-V Karakteristikk.....	72
4.2 Spredning av plasma parametere.....	83
4.3 Vake data	92

5	Konklusjon og fremtidig arbeid	103
	Litteraturliste	107
	Vedlegg	113
	Vedlegg A: Figur.....	114
	Vedlegg B: Kode funksjoner.....	117

Figur liste

Figur 1	4
Figur 2	7
Figur 3	8
Figur 4	10
Figur 5	16
Figur 6	28
Figur 7	29
Figur 8	30
Figur 9	31
Figur 10	35
Figur 11	36
Figur 12	39
Figur 13	43
Figur 14	44
Figur 15	45
Figur 16	46
Figur 17	50
Figur 18	55
Figur 19	56
Figur 20	57
Figur 21	60
Figur 22	62
Figur 23	67
Figur 24	69
Figur 25	72
Figur 26	73
Figur 27	75
Figur 28	76
Figur 29	78
Figur 30	79
Figur 31	80
Figur 32	81
Figur 33	82
Figur 34	83
Figur 35	84
Figur 36	86
Figur 37	90
Figur 38	92
I figur 39	94
Figur 40	96
Figur. 41	98

Figur 42 114
Figur 43 115
Figur 44 115
Figur 45 116
Figur 46 116

Tabell liste

Tabell 1 12
Tabell 2 60
Tabell 3 64
Tabell 4: **Feil! Bokmerke er ikke definert.**
Tabell 5 101
Tabell 6 102
Tabell 7 102

1 Innledning

Aurora Borealis (Nordlyset) på den arktiske himmelen har inspirert forskjellige kulturer gjennom tidene, og har vært med på å forme sivilisasjoner på den nordlige halvkule. Nordlys ble tidlig omtalt av alt fra grekere som Aristoteles og Platon, til kinesiske keisere. De eldste skriftene om Aurora kan være eldre enn 2000 år før Kristus. I vår moderne tid ble det observert nordlys, helt ned til 21 grader nord for ekvator, etter en solstorm i år 1859. Aurora, Australias sør-lys sies også å ha blitt observert nær ekvator, opp mot 13 breddegrader.

Norske Kristian Birkeland (1867-1917) var en pioner, og en av de først forskere som stilte spørsmål som: Hvor kom nordlyset fra? Og hva besto nordlyset av? (E. Engwall, 2006) Som professor på Universitetet i Kristiania (i dag Universitetet i Oslo) laget han «grunnmuren» for dagens forskning og kunnskap om Aurora.

Birkeland var en av de første til å utlede de generelle Maxwells ligningene, og med søkelys på eksperimentell fysikk lagde og utførte han Birkeland Terrella-eksperimentet. Han forstod allerede i 1889, at elektriske strømmer i atmosfæren, er grunnen til observasjoner av geomagnetiske forstyrrelser. Ved hjelp av Terrella-modellen (enkel modell av solsystemet) viste han hvordan partikler fra sola kan generere nordlys.

UIO fortsetter å bygge på arven etter Birkeland, og er en ledende part for forsknings insentiver på nordlys og atmosfæriske forstyrrelser. Med satellitter som blant annet NorSat-1 og ICI- *sounding rockets*, forskes det på strømmer i atmosfæren og plasma-tetthet. Et viktig verktøy for å måle strømmer og estimere tetthet, er den kjente Langmuir-proben, som også benyttes i forskningsmiljøene i dag.

Den første som begynte å studere plasma med elektriske prober var sir William Crookes. Han er en av pionerene innen Plasma fysikk, og brukte en elektrode, for å øke forståelsen innen distribusjonen av potensialet i en ionisert gass.

På 1900 tallet utviklet Langmuir og Smith en metode for å studere plasma-parametere: plasma potensialet, tetthet og temperatur til ladde partikler (Langmuir, 1926) Teorien fikk navnet *Orbital motion Limited teori* med forkortelsen OML og er fremdeles i bruk. Teorien bygger på Kinetisk-plasma teori, der det totale antall partikler i fase-rommet «*phase-space*» kan beskrives ved å integrere distribusjon-funksjonen over det totale fase-rommet, bestående av hastighets-rommet og distanse-rommet. Langmuir-prober har

blitt benyttet for å diagnostisere plasma og plasma helt siden tidlig 1900- tallet. Etter hvert har man sett det nødvendig å utvide teorier for korrekt å kunne forutsi og estimer parametere ved miljøer som er forskjellig fra det ideelle miljøet. Teorier som prøver å tilføre probe-teorien noe nytt går ut på kollisjoner og pålagt drift.

Universitetet i Oslo (UIO) har sterke forskningsmiljøer hvor man forsker på plasma i atmosfæren til jorda, og hvor forskningsmiljøet har sendt opp forskjellige sounding-raketter og satellitter (NorSat 1 og 2), for å utøve forskning og samle data på dette temaet. Langmuir-prober benyttes for å ekstrahere viktige parametere som elektron-tetthet og elektron-temperatur i atmosfæren. For å samle inn data kan man benytte en eller flere prober med lik eller forskjellig geometri.

Probene er ofte satt sammen i system, hvor 2 og 4 stykker står i nærheten av hverandre. Det er av stor interesse å få undersøkt effekten probene kan ha på hverandres målinger.

Dersom probene påvirker hverandres målinger, må dette tas hensyn til ved beregninger av forskjellige parametere, og derav hvordan probene festes ved bygging av plattformene.

Vaker er et kjent fenomen som oppstår mellom objekter og gasser eller vesker, ved relativ hastighets forskjell. Det har vært en del simuleringer og eksperimenter for negative ladde objekt-prober, men færre for positive ladde objekt-prober. Hvor det siste er mest relevant for målinger i ionosfæren, fordi metoden som brukes går ut på å utrede parametere fra elektron-strømmen. Vaker er kjent for å oppstå i vann, og for å skape turbulenser med lavere tetthet nedstrøms for objekter. Hvor sist nevnte danner et bilde på hvordan effekten av vaker i plasma kan påvirker målinger til prober. For plasma blir effekten noe annerledes etter som den reagerer på et elektriske felt som strekker seg langt ut fra objektet og inn i rommet. Vake-produksjon er ikke lenger bundet til objektets geometriske faste form. Slik at det kan forventes at en tynn probe kan produsere større effekter enn ventet ved ionosfærisk miljøer.

Målet med denne avhandlingen er å studere hvordan prober kan påvirke hverandres målinger i et laboratorium under ionosfæriske forhold.

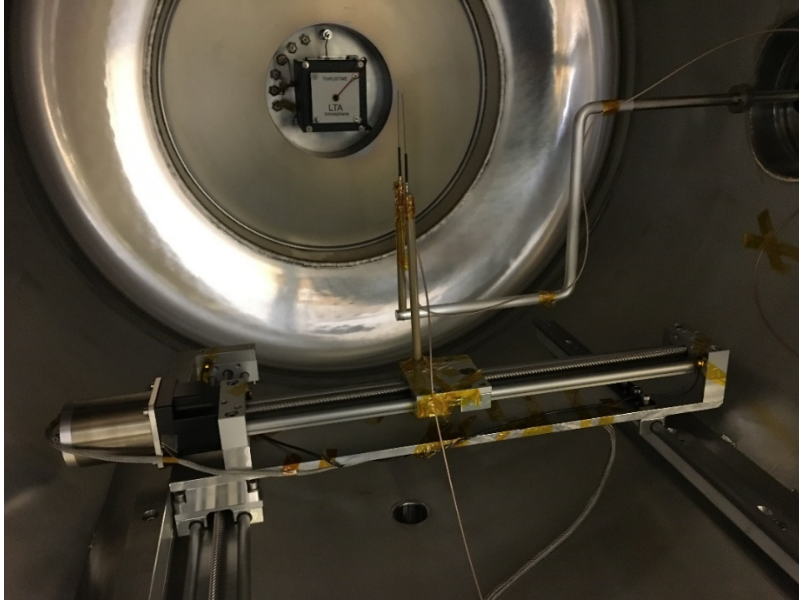
Det er kjent at prober kan produsere vaker. Gitt at vaker blir funnet så kan jeg sammenligne dette med andre studier og finne ut om dette kan ha en betydning for fremtidige undersøkelser.

Punkter for belysning:

- Estimere lengde og bredde hvis det lar seg gjøre
- Karakterisere miljøet som vaker oppstår i, som vil si å finne parametere
- Finne mulige teoretiske forklaringer på eventuelle fenomener som dukker opp
- Identifisere eventuelle feilkilder til resultat, som kan påvirke fenomenet, data og parametere.

Avhandlingen består av 5 hoved deler:

- Del 1: **Introduksjon**
- Del 2: **Teori og bakgrunn**, en innføring i bakgrunnen for avhandlingen og grunnleggende teori resultatene bygger på.
- Del 3: **Eksperimentoppsett og gjennomføring**, en gjennomgang av hvordan forsøke blitt utført.
- Del 4: **Evaluering av resultater og diskusjon**, med bakgrunn i resultater sett i sammenheng med hva jeg har gjort og hva andre har gjort av tidligere studier og teorier
- Del 5 **Konklusjon og ev. videre arbeide**



Figur 1 illustrerer/ viser hvordan probene står ovenfor hverandre i løpet av et eksperiment. Den svarte boksen (med hvit plate med bokstavene LTA) er kilden hvor gassen blir ionisert. Probene er festet med kaptonteip til peek staver. Den tykke del på probene er garden, mens den tynne delen er sanse-elementet. Objekt proben nærmest kilden er feste til en forlenger av metall.

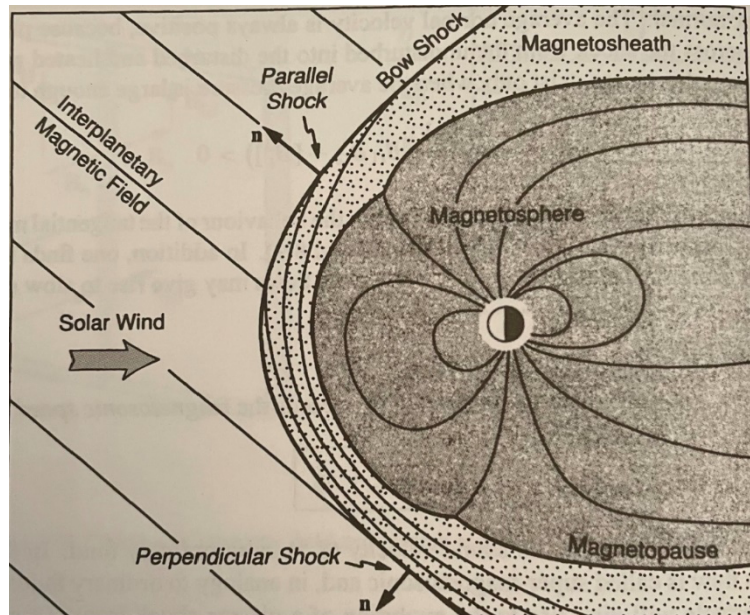
2 Teori og bakgrunn

I dette kapitlet vil jeg gjennomgå grunnleggende kunnskap for å forstå plasma, og hvordan man kan analysere plasma ved bruken av Langmuir prober ved hjelp av I-V kurver. Jeg vil ta for meg hvor man finner plasma og hvorfor det er viktig og kunne øke kunnskapen om plasma. Her blir man kjent med begreper som plasma-parameter, tetthet, debye-lengder, distribusjoner og vaker. Oppførselen til plasma bygger på teorier som en partikkel bevegelsen, partikler kinetisk teori, og Magnetohydro-dynamikk. Partikkel-bevegelse og kinetisk teori er sentrale for denne avhandlingen.

2.1 Plasma i naturen

Plasma er estimert til å utgjøre 99.9 prosent av det synlige universet. På jorda eksisterer plasma både naturlig (lyn) og som menneskeskapt. Naturlig eksisterer det i ionosfæren og magnetosfæren. Alle stoffer blir til plasma hvis de utsettes for tilstrekkelig energi. Da vil de negative elektronene løsne fra de positive atomkjernene, og man får elektrisk ledende plasma, der ionene og elektronene beveger seg fritt rundt hverandre. Plasma er i en tilstand av materie der atomene eller molekylene har blitt fullstendig eller delvis ionisert. Plasma blir definert som den fjerde aggregattilstanden. Med nok energi tilført, går alle stoffer fra fast form til flytende, gass og til slutt plasma, der atomene splittes i kjerner og elektroner. Slik som gasser har plasma ingen fast form eller volum, og har mindre tetthet enn faste stoffer og væsker. Men i motsetning til vanlige gasser, består plasma av atomer der noen eller alle elektronene er fjernet, og positivt ladede kjerner kalt ioner streifer fritt. På grunn av de frie ladde partiklene i plasma, vil plasma bli påvirket av elektriske og magnetiske felt, [likning 67](#). Ved hjelp av magnetiske felt kan man forme og fokusere partiklenes retning. Utsetter man plasma for et elektrisk felt vil man kunne lede strøm. Nøytrale gasser er hovedsakelig påvirket av nære krefter som friksjon eller kollisjon, mens plasma og ioniserte gasser påvirker langtrekkende krefter ([Bhattacharjee, 2005](#)).

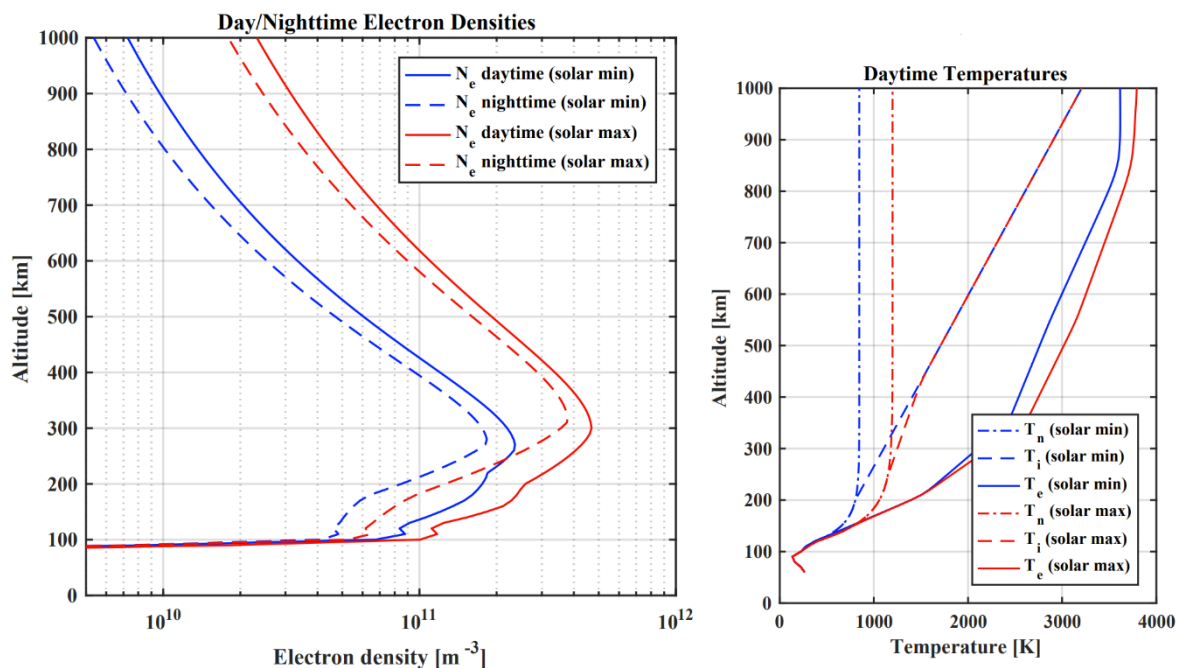
I sentrum av vårt solsystem ligger sola. Den har en masse på 1.99×10^{30} kg (Stix, 2004) og består av 72 prosent hydrogen, 26 prosent helium og 2 prosent tyngre elementer. I kjernen til sola er gravitasjonen så sterk at hydrogen fusjoneres til helium gjennom proton-sykluser. Under fusjonen løsner elektroner fra atomets kjerne, hvor temperaturen kan komme opp i nær 15 millioner kelvin, med en tetthet på rundt $5 \times 10^{31} \text{ m}^3$. Koronaen utgjør det utstrakte og ytterste region i solatmosfæren. Her kommer temperaturen opp i 2×10^6 K (C. T Russel, 2016). Her er det så høy termisk energi at hydrogen og helium eksisterer i ionisert tilstand med elektroner og alpha-partikler. Fra sola strømmer det ut elektromagnetisk stråling og ioniserte partikler, i det interplanetare rom også kalt solvind. Man kan si at sola «bader» jorda i elektromagnetisk stråling. Solvinden består for det meste av elektroner og protoner, i tillegg heliumioner $\approx 4\%$, samt tyngre ioner som karbon, nitrogen oksygen, jern og silikon ($\approx 0,5\%$). Hastigheten er varierende, men supersonisk og ved hjelp av jordens avstand til sola måles hastigheten til mellom 300-800 km/s (C. T Russel, 2016). Partikkeltettheten er på $1-7 \text{ cm}^{-3}$. De ladete partiklene i plasma bringer med seg et magnetfelt fra sola, som kalles interplanetarisk magnetisk felt (IMF). Dette feltet har en styrke på om lag 5 nT (nanotesla). Solvinden kan beskrives som kollisjonsfri, ledende og magnetisert. Når elektronene nærmer seg jorda har de en temperatur på ca. 11,600 K, som tilsvarer i elektronvolt 1 V. Naturlige hendelser som knyttes til solvinden er : «*corona mass ejection (CME)* og *flaers*». Hvor førstnevnte er en forsterkning av solvinden. Under CME vil det bli dannet ekstra mye nordlys og forlenge de geomagnetiske stormene (GMS).



Figur 2 er illustrasjonen tatt fra Treumann (Treumann, 1997). Og illustrer jordas magnetfelt i møte med solvinden.

Etter hvert vil solvinden treffe jordas magnetfelt, som har en utstrekning mange ganger større enn radiusen til jorda. Avhengig av retningen på IMF's z-komponent avgjør hvordan magnetfeltet vil reagere med det planetariske magnetfelt PMF. Gitt at IMF og PMF har motsatt rettet z-komponenter vil dette øke styrken på geomagnetiske stormene. Som tidligere nevnt er solvindens hastighet supersonisk og det vil danne seg sjokkfront Bow Shock, som defineres som rask endring i trykk, temperatur, tetthet og hastighet. IMF's reise gjennom det PMF ble først beskrevet av Dungey med den velkjente Dungey-syklusen (Hins, 1961) (DESSLER, 1964). Grensen mellom jordas PMF og IMF kalles Magnetopause se figur 2. Område på innsiden av Magnetopausen kalles magnetosfæren. Magnetosfæren er igjen oppdelt i flere områder: strålingsbeltene, plasmasfæren, plasmasjiktet og magnet-halen. I disse områdene har plasma-parameterne forskjellige verdier. Ladde partikler fra solvinden vil følge magnetfeltet og vil føres ned til nordlige regioner og sørlige regionen. På det geomagnetiske Nord og Sørpolen er magnetiske feltet sterkest og er åpninger for ladde partikler inn til atmosfæren. I ionosfæren vil kollisjoner føre til eksiterende lys som har fått navnet nordlys. (C. T Russel, 2016)

Ionosfæren kan kategoriseres i tre lag: D, E og F som strekker seg fra 90 km over jordoverflaten til 1000 km over jordoverflaten. Se Figur 2



Figur 3. er hentet fra Hoang (Hoang, 2019) ra. Den viser to figurer for: elektron-tetthet til venstre og elektron-temperatur til høyre. Figuren til venstre har tetthet per kubikkmeter på vertikale aksene og høyde i kilometer på den vertikale linjen. Blå linjene er for solarminimum og rød linjen er for solarmaksimum. Tettheten er estimert med IRI-modellen. Stiplede linjer er nattetid og hele linjene er dagtid. Figuren til høyre viser temperaturen i kelvin på den vertikale linjen og lodrette linjer er høyde i kilometer. Her vises temperaturen for elektroner, ioner og nøytrale for dag tid.

D. ligger lavest og er svakest ionisert. Dette laget oppfyller ikke det tredje kriteriet for plasma ($f_{ei} \ll f_{en}$). Her kolliderer elektroner oftere med nøytrale partikler enn de gjør med ioniserte partikler.

E. strekker seg fra 100 km til cirka 190 km over jordoverflaten. I dette laget oppstår det forskjellige strømmer som Hall og Pedersen. De oppstår fordi elektroner og ioner har forskjellige syklotronfrekvenser. Elektronene kan bevege seg mer fritt enn ionene slik at banen deres blir mindre påvirket. Fordi elektronene kolliderer mindre enn ionene så vil elektronene oppleve en drift $\frac{E \times B}{B^2}$. Derfor oppstår det Hall og Pedersen strømmer fra elektronene og ionene.

F regionen er delt opp i to regioner F1 og F2. Høyden er 200 km og 300 km. Antall partikler i E og F region har en tetthet av elektroner på 10^5 cm^{-3} . F2 region kan oppnå en tetthet på 10^6 cm^{-3} på dagtid.

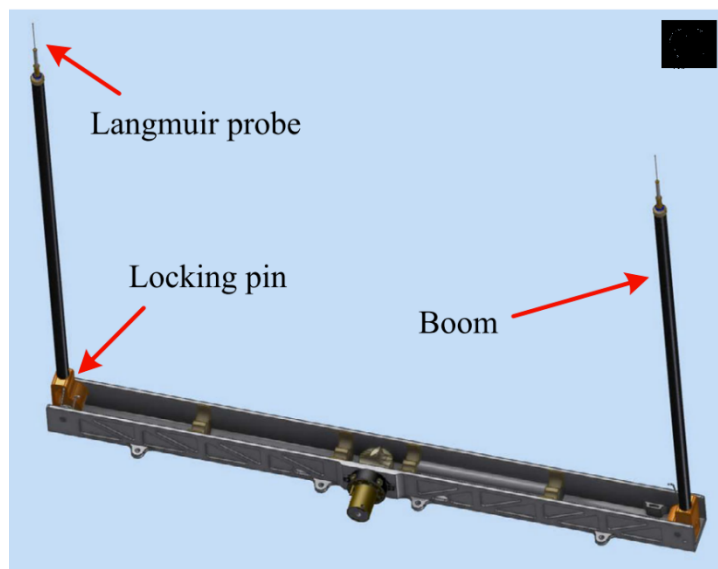
Sola bestråler jorda kontinuerlig. Strålingen penetrerer jordas atmosfære ned til ca. 100 km over jordoverflaten. På veien blir energien fra strålingen overført til partikler i atmosfæren og ioniserer dem. Elektrontettheten er høyest 200 - 300 km over jordoverflaten se [figur 3](#). Her kan tettheten komme opp mot $5 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$, men signaler fra systemer kan bli påvirket helt ned til 50 km over jordas overflate. Plasmaene oppstår av to hovedgrunner i ionosfæren. Ionisering fra ultrafiolett stråling og høyenergipartikler. De ionosfæriske regionene er meget komplekse. Antall ladde partikler avhenger av produksjonsrate, type molekyler og høyde. Tettheten er høyest hvor balansen mellom EM-stråling og nøytrale partikler er gunstig. Konsentrasjonen og innhold avhenger av solas rytme (dag og natt), solsyklusen. Variasjonen i syklusene endrer tilstrømningen av Elektromagnetisk-stråling (EM-stråling). Ved høye breddegrader, der det er mindre stråling, er plasma-konsentrasjoner hovedsakelig påvirket av energien fra magnetosfæren.

Ionosfæren er i stadig endring grunnet nøytrale vinder og diffusjon. Variasjon av tetthet i atmosfæren, kan føre til scintillasjoner. Scintillasjoner er definert som raske endringer av amplitude og fasen til signalet. Medier hvor scintillasjoner oppstår i signaler kalles dispersive medier. Et eksempel på romlig dispersjon er fenomenet regnbue. Hvor de forskjellige bølgelengdenes lys blir spredt utover og man ser hele farge spekteret. Scintillasjoner oppstår hovedsakelig fra nedringer i brytnings indeksen. I ionosfæren kan endringer i brytnings indeksen komme fra endringer i tetthet og magnetiske felt. Lokale endring i plasma-tetthet kan kom som gjennom såkalte «*plasmabobler*». Plasmafrekvensen avhenger av tetthet, og ettersom brytningsindeksen avhenger av plasma-frekvensen, vil fluktuasjoner i tettheten medføre endringer av brytningsindeksen. Brytningsindeksen kan beregnes gjennom Appelton-Hartree likningen ([Pe'csel, 2013](#)). Scintillasjoner føre til lavere effekt av moderne kommunikasjonsutstyr. Systemer som kan blir påvirket er mobilkommunikasjon og navigasjonsutstyr ([\(Hargreaves, 1995\)](#)).

For å studer plasma-tettheter og scintillasjoner ble satellitten NorSat-1 skutt opp i juli-2017, og har som formål å studere solstråling og romvær. Samtidig ble NorSat-2 skutt opp for å overvåke skipstrafikken. For å måle romvær benytter NorSat-1 ([Moen1, 2018](#)) et instrument som kalles «*multy needle Langmuier-probe*» (m-NLP). Med dette instrumentet kan NorSat-1 gjøre målinger av ionosfærisk strøm og videre kan man bruke disse data for å beregne plasma- tetthet ved høye breddegrader og lave breddegrader. På NorSat-1 er det totalt fire Langmuir-pober i systemet m-NLP. Data fra NorSat-1 og 2 gir muligheter for å bygge opp

scintillasjons prognoser, som videre brukes i en Global navigasjons satellitt system (GNSS), for å levere elektromagnetisk stråling som går gjennom ionosfæren (trans-ionosperc radio waves). Etter hvert som havisen smelter i nord, åpnes nye ruter for skipstrafikken. Dette system har stor nytteverdi og kan f.eks. redusere ulykker på havet, forhindre tap av menneskeliv eller forhindre forurensing av olje osv.

Langmuir-pobene har et sanseelement med lengde 15 mm og diameter på 0.5 mm. Probene er plassert på lange booms. Lengden på disse blir begrenset av selve satellittens størrelse. Boomen har en legde på 370 mm, som også inkluderer selve probene, dette kan bli sett på figur 4. Når probene er utspent står de normal på pin puller listen som er 400 mm (40 cm) lang. Siden de er designet slik at de står på linje, kan de derfor bli utsatt for hverandres vake. Eventuelt kan probene også bli påvirket av boomens vake avhengig av materialet de er laget av.



Figur 4 Tatt fra (Hoang, 2019) Probe og boom systemet til Nordsat 1. Lengden er 400 mm, Bredden er 25 mm og høyden er 23 mm. Boom og proben sammen har en lengde 370 mm. Proben har en diameter på 0.5 mm og lengden er 15 mm.

Gjennom et initiativ på engelsk kalt «Investigation of cups irregularities» har UIO fra 2008 og frem til i dag sendt opp flere raketter. De fleste av rakettenes har vært planlagt og sendt opp i 2019 og 2020 i et større prosjekt Grand Challenge Initiative (GCI). (A. Spicher1, 2016) Et

eksempel på dette er ICI-3. ICI-3 startet sin ferd fra Ny-Ålesund (78.9 N, 11.9 E) ved tidspunktet 07:21:31 UT på 3 desember 2011. Om bord var det 5 sylindriske needle Langmuir prober (m-NLP system) og 4 sfæriske Langmuir prober. Konfigurasjonen er gjort slik at alle probene står i samme plan. En annen konfigurasjon kan være at fire sylindriske prober festes i en avstand fra hverandre på 5-10 cm, på enden av en arm, som igjen er festet til raketten. Under flyvning snurrer armen rundt raketten. Med en slik konfigurasjon kan probene oppleve hverandres vake.

Instrumentet m-NLP ble utviklet for å måle den absolutte elektron-tettheten med en svært høy dataoppsamlings frekvens. Oppløsningen kan komme helt ned til en meter. Den svært ettertraktede egenskap til dette instrumentet er å kunne finne elektron-tettheten uten å vite plasmapotensialet.

Ved vanlige metoder sweeper man fra for eksempel fra: -30 til 30 Volt. Raketten har en høy hastighet, derfor vil bruk av «sveipe metoden» ikke gi meningsfull data, ettersom datapunktene fra sveipen vil være for langt unna hverandre. Derfor har man utviklet m-NLP målings prinsipp, for å kunne estimere tettheten med en høyere romlig nøyaktighet i atmosfæren (K S Jacobsen, 2010). For å estimere tettheten gjennom strømmen, måles strømmen med flere prober. For eksempel med forskjellige bias potensialer [4,6,9,13] V. Da kan man tilpasse en linje til punktene, og estimere tettheten. En annen måte er å utnytte differansen i strøm for to potensialer. Med flere prober kan man finne bedre tilpasninger og kontrollere for systematiske feil.

$$I_{c2}^2 - I_{c1}^2 = \frac{2q}{me} (n_e q 2rl)^2 \Delta V \quad (1)$$

$$n_e = \sqrt{\frac{m_e}{(n_e r l)^2 (q 2)^3} \frac{\Delta(i_c^2)}{\Delta V}} \quad (2)$$

Etter som man bruker 2 eller flere prober, kan det oppstå en ulempe ved bruk av likning. Konfigurasjonen probene får, gjør at det finnes mulighet for, at en eller flere prober havner i hverandres vaker, som fører til økt usikkerhet i elektrontettheten.

Industrien utnytter plasmaets egenskaper på mange forskjellige måter. Benyttes også ved forskning for å produsere energi og forming av andre stoffer. En kjent forsknings fusjon-reaktor er den Internasjonale termisk eksperimentelle reaktor (ITER) hvor plasma er til stedet. Plasmaets egenskaper blir også benyttet i produksjon av halvleder og gass-lasere. Mer og mer blir plasma brukt i romindustrien, spesielt brukes plasma i fremkomstmidler, ettersom de har en høy spesifikk impuls (I_{sp}) Typiske verdier for forskjellige plasmamiljøer, som referanse tilsvarer 0.02 [V] og en termisk temperatur tilsvarende 20 [C].

T_{ev} [V]	Plasma Tetthet [m^{-3}]	Miljø
0.2-0.5	$10^{10} - 10^{12}$	Ionosfæren
0.2	10^{15}	Q-maskin
2	10^{17}	Lab plasma
100	10^{21}	Fusjon
10^3	10^{27}	Laser

Tabell 1 viser forskjellige miljøer med typiske elektron-temperatur og elektron-tettheter (Chen, 2018)

2.2 Grunnleggende plasma teori

Plasma kan kategoriseres på forskjellige måter. En vanlig måte å gjøre dette på er gjennom tetthet størrelsesordener: lav tetthet, medium tetthet og høy tetthet. Jeg skal studere plasma med lav tetthet på størrelsesorden 1.0×10^{11} eller mindre, lik atmosfæren til jorda se figur 3. Man definerer plasma også ut ifra hvilke felter det blir utsatt for: $E \neq 0$ eller $B \neq 0$, for $B = 0$ eller $E = 0$. Disse kan kombineres i forskjellige tilstander og retninger. forskjellige kombinasjoner påvirker plasma og ioniserte gasser, men dette påvirker ikke nøytrale gasser. Tre hoved krav som må være oppfylt som skiller plasma direkte fra gass.

1. Antall partikler N_d må være større enn $N_d \gg 1$. Dersom dette kravet ikke er oppfylt vil kollisjonskreftene ha mindre innflytelse på partiklene enn langdistanserekreftene.
2. Plasma må oppfylle kravet om nesten-nøytralitet. Antall elektroner og ioner skal være det samme, men lokale polariseringer kan oppstå. Som betyr i praksis at $\frac{n_e - n_i}{n_e} \ll 1$. Kravet for at plasma skal være nesten-nøytral er som regel oppfylt når den fysiske størrelsen $L \gg \lambda_d$ er oppfylt. Hvor L er størrelsen på systemet vi undersøker. Antar man at kravet er

oppfylt kan man se på plasma som et helhetlig objekt hvor plasmatetthet $n(\mathbf{r}, t)$ endres i rom-tid. Dette er mye mer praktisk enn enkeltpartiklers bevegelse. (Pe'csel, 2013)

3. I et plasma er kollisjonsfrekvensen mellom elektroner og ioner f_{ei} mye større enn kollisjons frekvensen mellom elektroner og nøytrale f_{en} . ($f_{ei} \gg f_{en}$). En gass om ikke oppfyller dette kriteriet kalles for ionisert gass.

Elementærladning

Elementærladning blir sett på som den minste ladningen som finnes. Elementærladningen blir ofte notert som e . protoner har ladningen $q = e$ og elektroner har ladningen $q = -e$. Hvor en elementær lading e er satt til $1.602176565 \times 10^{-19}$ [C]. Hver type forskjellige ladninger produserer forskjellige felt. To ladninger av samme lading frastøter hverandre, mens motsatte ladninger blir tiltrukket av hverandre. I denne teksten blir det snakke om ioner, og her blir det hovedsakelig snakke om argon ioner av positiv lading.

Elektrisk felt:

$$\phi_c(x) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{x^2} \hat{x}$$

Elektrisk felt kan defineres som kraft per elementærladning (Griffiths, 2017). Her er q definert som elementærladning, ϵ_0 fre premitiviteten for fritt rom. I likningen over er x notert som avstanden og \hat{x} er retningen. Overflate arealet til en kule er $A_s = 4\pi r^2$. Hvor det totale potensialet er summen av antallet elementærladninger.

For en uendelig lang sylinder med et innvendig uniformt potensial, faller det elektriske feltet med potensialet med $1/x$ (Griffiths, 2017)

$$\phi_s(x) = \frac{\phi_0}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{x}$$

I likning er ϕ_0 potensiale som er uniformt fordelt i en sylinder. Omkretsen av en sirkel er $O_s = 2\pi r$

2.2.1 Plasma parameter

For å karakterisere plasma med en Langmuir probe, er det spesielt fire parametere som blir brukt: temperaturforholdet mellom ionene og elektronene $\frac{T_e}{T_i}$, distansen et elektron kan legge bak seg før det har kollidert med en partikkel λ_m/r_p , avstanden som plasma isolerer ladninger λ_D/r_p og den magnetiske beta β_m/r_p . I de kommende kapitlene vil jeg gå gjennom teorien bak disse parameterene og hvorfor disse er viktige.

Debye isolering og sfæren

I denne teksten blir potensial referert til som elektrisk potensial. Elektrisk potensial er definert som mengden arbeid som trengs for å flytte en partikkel. Hvis et plasma blir tilført et potensial vil frie ladde partikler med motsatt ladning strømme til og nøytralisere potentialet. Denne egenskapen kalles debye-isolering og avstanden isoleringen gir, blir kvantisert til debye-lengden λ_d . Gitt at plasma har en temperatur lik null, det vil si ingen termisk aktivitet. Da vil isoleringen være perfekt. Dersom temperaturen er større enn null, vil denne termiske energien føre til at partikler unnslipper isoleringen. Dette skjer hvor den termiske energien tilsvar energien gitt ved det utsatte potentialet.

For å beregne denne avstanden tar man utgangspunkt i Poisson [likningen 4 \(Chen, 2018\)](#). Løsningen til likningen kan være ladning til en partikkel eller massetetthets distribusjon sett nedenfor. Hvis man finner det potensielle feltet, kan man bruke dette til å beregne andre krefter:

$$\epsilon_0 \frac{d^2 \phi}{dx^2} = -e(n_i - n_e) \quad (3)$$

Her er ϕ potensialet, x er avstanden, $n_i = n_\infty$ er tettheten og e er elementærladningen, til de gjeldene partiklene. Man går ut ifra at ioner er stasjonære, sammenlignet med elektroner. Antar man at elektronene har en Maxwell- Boltzmann hastighets distribusjon, er løsningen som man kommer frem til for et 1-dimensjonalt tilfelle: $\left| \frac{e\phi}{kT_e} \right| \ll 1$. Gitt at det er en positiv partikkel som er satt ut i plasmaet, vil den nærmeste avstanden til partikkelen være Coulomb potensialet ϕ_c :

$$\phi_a = \phi_{s,c} \exp\left(-\frac{|x|}{\lambda_D}\right); \quad (4)$$

Løsningen av Poisson [likningen \(4\)](#) beskriver utviklingen av potensialet etter man endrer avstanden og at denne utviklingen har en eksponentiell form. Når en gitt avstand x er nådd, kalles avstanden debye-lengden. Når $x > \lambda_D$ blir den eksponentielle delen mer avgjørende enn Coulomb -potensialfeltet. Etter at avstanden x har nådd en lengde 2 til 3 ganger større enn debye-lengden, vil potensialet være tilnærmet null:

$$\lambda_D^2 = \frac{\epsilon_0 k T_e}{n_e e^2} = v_{th} \sqrt{\frac{m_e}{2\omega_p}} \quad (5)$$

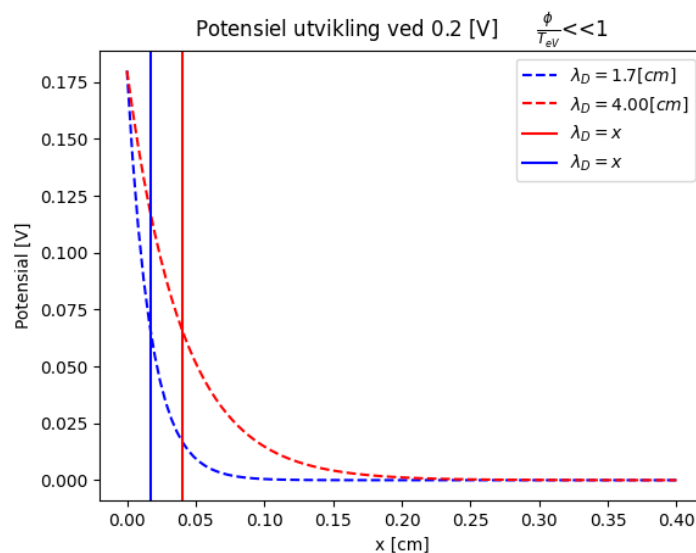
I [likning 5](#) går man ut ifra at ioner er trege, men et mer realistisk bilde er at ioner har en tilsvarende fordeling som mobile elektroner, med andre ord ioner har en Isoterm Boltzmann distribusjon. Ved å løse Poisson likningen med Debye-Hückel potensial, oppnår man at potensialet avtar med den lineariserte debye-lengden ([Klindworth, 2004](#)), som resultere til [likning 6](#). I laboratoriske plasmaer har elektroner som regel høyere energi, og høyere temperaturer enn ioner $T_e \gg T_i$. En konsekvens av dette er at første term (elektronets del) på HSL vil bli veldig liten. Slik blir debye-lengden i plasma med mobile ioner, styrt av ione-temperaturen.

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{1}{\lambda_{De}^2} + \frac{1}{\lambda_{Di}^2} \quad (6)$$

Det finnes enda et tredje tilfeller som oppstår i situasjoner der ioner har pålagt drift. Dette blir demonstrert av Klindworth ([Klindworth, 2004](#)). Her blir den kinetiske energien satt sammen av både elektrontemperaturen og ioner med drift-hastighet. Den totale debyelengden blir da gitt som:

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{1}{\lambda_{De}^2} + \frac{1}{\lambda_{Di}^2} \frac{1}{\left[1 + \frac{u_{di}^2}{u_{ti}^2}\right]} \quad (7)$$

Hvor u_{di} er drift hastighet og u_{ti} er den termiske hastigheten. En konsekvens av [likning 7](#) oppstår i tilfeller ved $u_{ti} < u_{di} < u_g$ og hvor hastighet g representerer hastigheten i pre-isoleringsfæren. Om driftshastigheten til ionene er større enn hastigheten i pre-isoleringsfæren $u_g \leq u_{di}$, kan dette medføre at debye-lengden igjen blir styrt av elektronene ([S.A. Khrapak, 2002](#)). Slik som vises ut av [likning 5](#) for ikke mobile ioner.



Figur 5 viser den potensielle utviklingen for en probe med 0.2 V. To grafer, blå og rød med forskjellige debye-lengder, med en elektron-temperatur som tilsvarer $2.0 T_{ev}$. Hvor rød graf har en debye-lengde på 4, mens blå har en debye-lengde 2

Som man ser på [figur 5](#) i begge grafene, er effekten av potensialet sunket til 10 prosent ved både 1.7 og 4 cm debye-lengder. Dette demonstrerer at partiklenes bane kan bli påvirket utenfor en debye-lengde. For verdier som er høyere eller lik 1, altså ved $\frac{\phi}{T_{ev}} \geq 1$ vil potensialet falle raskt, gitt ikke lineære egenskaper. Som igjen betyr at denne grensen vil kunne bli flyttet lenger ut. Retorisk spørsmål: Hva skjer hvis potensial som er utsatt har en størrelse 5-20 V?

Isolering sfæren er navnet på fenomenet hvor motsatt ladde partikler prøver å isolere eller nøytralisere potensialet fra proben. Det legger seg som et lag over proben og etter en debye-lengde vil potensialet være mindre enn 10 prosent gitt at $V = \frac{e\phi\sigma}{T_e k_b} \ll 1$. I ikke drift-tilstander er sløret til Langmuir-proben vanligvis proporsjonalt og symmetrisk med debye-lengden. Slørets radius r_s avhenger også av størrelse på potensialet pålagt proben. Det kan deles inn i fire soner nært et objekt: lengst fra proben har vi den omkringende plasmaen, pre-sløret, debye-sfæren her faller potensialet eksponentielt sammen med tettheten, og innerst Child-langmuier sløret hvor man kan se bort fra elektroner for en positiv ladd test ladning (Chen, June 5, 2003). Ved en negativt ladd probe kan man karakterisere sløret som den delen hvor det er markant færre elektroner til stede, enn ionene. En konsekvens av dette, er at denne regionen er visuelt mørkere. Ettersom det ikke er elektroner til stede og kan eksitere.

Karakteristikken for pre-sløret er at antall ioner og elektroner er tilnærmet likt. Men her eksiterer det et lite elektrisk felt som kan akselerer partikler. En ladd partikkel som står på enden av sløret, og har gitt at energien som er konservert og det er fravær av kollisjoner:

$$E_x = E_d \quad (8)$$

$$mu_2^2(x) = mu_1^2(d) + 2q[\phi_p(d) - \phi_p(x)] \quad (9)$$

Hvor x avstand fra proben og hvor d er avstanden fra proben ved enden av sløret. Når partikkelen beveger seg mot proben kan endringen av energi E_i bli beskrevet i likningene over. Hvor ϕ_p potensialet som partikkelen kjenner ved en distanse x mellom isolering sfæren og proben. ϕ_d er potensialet en partikkel utsettes for ved kanten av isoleringsfæren. Hvor rasket plasma reager på forstyrrelser beskrives gjennom variablene plasma frekvens ω_p .

Plasma frekvens

$$\omega_p = \sqrt{\left(\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}\right)^2 + \left(\frac{e^2 n_i}{\epsilon_0 m_i}\right)^2} \quad (10)$$

Som vist på [likning 10](#) over bestemmes plasma-frekvensen av flere typer partikler. Gitt at vi har en monogass vil plasma-frekvenser bli styrt av ionet og elektronet. Dersom kriteriet nesten-nøytralitet er oppfylt, kan man se at det er elektronet som styrer plasmafrekvensen. Etter som massen til Ar-ionet er mye større enn elektronets masse $m_i \gg m_e$. Så vi får at $\omega_p \approx \omega_{pe}$. En ion-plasmaperode kan bli sett på som hvor langt ionet har reist, multiplisert med frekvensen delt på drift-hastigheten. $\frac{\omega_p x}{u_d} = 2\pi$. Vi vet at en periode tilsvarer 2π , og kan da finne distansen ionet har beveget seg med en viss hastighet.

Kollisjoner

Frie ladninger kan ha tre forskjellige kollisjons situasjoner ([Chen, 2018](#)): Kollisjoner der ladde partikler som kolliderer med nøytrale partikler, partikler kolliderer med motsatt ladning eller kollisjoner med partikler av samme lading.

For å finne ut hvordan kollisjoner elektroner har med de nøytrale partikler i et plasma, kan man forestille seg at et elektron kolliderer med en blokk med atomer. Her vil antall partikler blokken består av kunne skrives som, $N_{tot} = n_s dx A$. Der A er arealet til blokken og $A dx$ er et lite stykke volum element. Overflatearealet som elektronene kan kollidere med innad i blokken uttrykkes som:

$$\frac{n_s dx A \sigma}{A} = n_n \sigma dx \quad (11)$$

Hvor σ er angitt som overflate-arealet til atomene. Svekkelse eller endring av fluksen til elektroner inne i blokken kan skrives som $\frac{d\Gamma}{dx} = -n\sigma\Gamma$. Fluksen kan videre uttrykkes som:

$$\Gamma = \Gamma_0 \exp\left(-\frac{x}{n\sigma}\right) \quad (12)$$

Hvis avstand x tilsvarer $n\sigma$, $n\sigma = x$ vil fluksen ha endret seg med $\exp(-1)$. Som debye-lengde er dette en kvantisert avstand, som her fått navnet «*mean free path*»:

$$\lambda_{m(en)} = \frac{1}{n_n \sigma} \quad (13)$$

Etter denne distansen kan det tenkes at partiklene skal ha kollidert. Slik at kollisjons frekvensen mellom elektroner og nøytrale partikler har fått navnet «*mean free collision frequens*». Og er definert som:

$$\frac{\lambda_m}{v_e} = f_{men} = s^{-1} \quad (14)$$

hvor v_e er hastigheten til elektronene.

Ioner og elektroner blir nøytrale under rekombinasjons prosessen (Chen, 2018), om består av: «*two processor radiasjon rekombinasjon* eller *three body rekombinasjon*». Der den siste er den mest relevante. Hvis elektronet og Argonatomet befinner seg i hverandres felt kan elektronet miste kinetisk energi ved kollisjon med et tredje partikkel. Denne partikkelen kan være ladd eller nøytral. Kollisjonen gjør at elektronet mister kinetisk energi og blir fanget opp av Argons potensiale felt. Slik blir det mulig for rekombinering til en nøytral partikkel. Denne prosessen kan beskrives gjennom et ekstra ledd:

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n_i n_e \quad (15)$$

Når elektronet og ionet kolliderer, kan det bli sett på som at et objekt blir bombardert av mye mindre objekter, etter som ionet er mye større og mye tregere enn elektronet. Etter som partiklene er bundet av konservering av moment må diffusjonen være like rask.

Fra væskelikningen av bevegelse har vi friksjons leddet $\mathbf{P}_{ei} = mn(v_i - v_e)f_{ei}$. Hvor $f_{ei} = \frac{ne^2}{m}\eta$ og η defineres som resistiviteten til plasma-medium. Kollisjons frekvens f_{ei} mellom elektronet og ion-et kan man finne ved å studere endring i bevegelsesmengden gjennom mekanikk av Coulombs-kollisjon. Overflaten av en kollisjon på over 90 grader er:

$$\sigma_{ei} = \frac{e^4}{16\pi\epsilon_0^2 m^2 v^4} \quad (16)$$

Da får vi fra tidligere:

$$f_{ei} = n\sigma v \quad (17)$$

Det nevnes at kollisjoner under 90 grader skjer oftere i plasma. Som kommer av Coulombs lov er en kraft som påvirker partikler over avstander. Derfor bør σ multipliseres med en faktor $\ln(\Lambda)$. Hvor $\Lambda = 12\pi\lambda_d^3 n$, som gjør at ved å finne temperaturen til elektronet og tettheten så kan man beregne kollisjons frekvensen mellom elektronene og ionene.

I artikkelen til Tichy (M. Tichy, 1997) går de gjennom regioner av plasma. Diskusjonen tar for seg plasma under medium trykk styrke. Som nevnt tidligere kan plasma deles inn i to typer, med eller uten kollisjoner. Men det finnes en tredje region, overgangen. De tre regionen gjelder i diskusjonen hvis elektron og ion temperaturen er større enn null $T_{e,i} > 0$, og kan ha en Maxwellian-distribusjon. En ikke magnetisk plasmaregion kan evalueres basert på 3 parametere. Størrelsen $K_{ie} = \lambda_{i,e}/r_p$ som har navnet Knudsen nummer representerer gjennomsnittets kollisjonen til elektronene og ion-er, Deby-nummeret $D_\lambda = r_p/\lambda_D$, og forholdet mellom elektron temperaturen og ion temperaturen $\frac{T_e}{T_i}$. Antall kollisjoner som oppstår i Debye-sfæren, kan kvantifiseres med den proporsjonale størrelsen $(D_\lambda K_{ie})^{-1}$. Dette er rett frem forholdet $\lambda_D/\lambda_{e,i}$. De visualisert antall kollisjoner ved å lage en figur hvor de har plottet $D_\lambda - K_{ie}$. Grafen må utredes for forskjellige gasstrykk, ettersom trykket kan variere fra et laboratorier til et annet laboratorier. I overgangs regionen kan ioner ha en betydelig kollisjons, mens elektroner ikke har det. I dette tilfelle kan elektroner beskrives med en kollisjons løs modell, mens ion-teorien må tilpasses. I artikkelen hevder de at den kollisjonsløse modellen OML, har en tendens til å overestimere ion-strømmen, selv i tilfeller for hvor nesten-nøytralitet er gitt for både isoterme og ikke isoterme plasmaer. Gjennom artikkelen, viser de til at variasjonen mellom elektron og ion-tettheten ikke skyldes ende-effekt fenomener, men at det heller kan skyldes kollisjoner i debye-sfæren. Dette viser at den kollisjonsløse teorien OML ikke bør benyttes for ioner.

2.2.2 Enkel partikkel bevegelse

En partikkelbevegelse er hvordan hver enkelt partikkel forholder seg til felter. Det er tre måter å beskrive plasmaets bevegelse på. Bevegelsen til ladde partikler er avhengige av hvordan magnetfeltet og elektriske feltet er konfigurert. De kan være konfigurert på fire måter: E-feltet er lik null: $\mathbf{E} = 0$ & $\mathbf{B} \neq 0$, B-feltet er lik null: $\mathbf{B} = 0$ & $\mathbf{E} \neq 0$, parallelt med hverandre: $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$ eller så er de vinkelrett på hverandre: $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$. Mest sentral for min avhandling vil være den første bevegelsen og jeg vil derfor fokusere på den av Treumann (Treumann, 1997). For å finne bevegelsen utnytter man Newtons andre lov $\sum_i F_i = am$ og setter am lik VHL til Lorenz kraften:

$$\frac{m\delta\mathbf{u}}{\delta t} = q\mathbf{E} + q\mathbf{u} \times \mathbf{B} \quad (18)$$

Her er \mathbf{u} hastigheten til partikkelen, m er masse til partikkelen, \mathbf{E} er det elektriske feltet, q er ladningen til partikkelen og \mathbf{B} er det magnetiske feltet. Setter man $\mathbf{E}=0$ og har et homogent magnetfelt i en retning b_z . Løser man kryss produktet for $[v_x, v_y, v_z] \times [0, 0, b_z] = v_y b_z i - v_x b_z j$.

$$m \frac{d^2 v_x}{dt^2} = q \left[\frac{dv}{dt} \times B \right] \quad (19)$$

Likningen forenkles til

$$\frac{d^2 v}{dt^2} = \begin{cases} -\left(\frac{qb_z}{m}\right)^2 v_x \\ -\left(\frac{qb_z}{m}\right)^2 v_y \\ 0 \end{cases} \quad (20)$$

Dette er en typisk harmonisk oscillator og har løsning på formen:

$$\begin{aligned}v_x &= v_{\perp} \cos(\omega_c t) \\v_y &= v_{\perp} \sin(\omega_c t)\end{aligned}\tag{21}$$

Setter man dette inn i likning får man ut $\omega_c = \frac{qb_z}{m}$ er syklotronfrekvensen. Som man ser vil ioner og elektroner rotere i motsatt retning, når de er utsatt for et homogent magnetfelt. Integrerer man dette får man og setter 0 til få være oriog $(x_0, y_0) = (0,0)$:

$$\begin{aligned}x - x_0 &= \frac{v_{\perp}}{\omega_c} \sin(\omega_c t) \\y - y_0 &= -\frac{v_{\perp}}{\omega_c} \cos(\omega_c t)\end{aligned}\tag{22}$$

Hvor dette er beskrivelse av en harmonisk isolator. Elektroner og ioner vil altså rotere i hver sin retning. Likningen hvor Larmor radiusen er beskrevet er definert som $r_l = v_{\perp}/\omega_c$. Etter som frekvens er det inverterte av tid. Setter man nå inn for $r_l = \sqrt{x^2 + y^2}$ & $v_{\perp} = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$. Og setter sammen likningen over ender man med:

$$r_l = \frac{v_{\perp}}{\omega_c}\tag{23}$$

Som vi ser fra resultatet over vil en partikkel som er plassert i et homogent magnetfelt ha en sirkulær bevegelse, med en radius r_l . Elektrostatiske prober plassert i plasma med magnetfelt byr på flere komplikasjoner. I et tilfelle der en ladd partikkel er utsatt for et uniforme b-felt, vil dette påvirke den sirkulære bevegelsen det har. Høyt B-felt vil øke syklotronfrekvensen ω_c , sett fra [likning 23](#), som igjen minsker Larmor radius. Fra ligningen kan man se hvis syklotron frekvensen er for stor, gjør det at radiusen blir liten. I studien ([H. Usui, 2019](#)) kommer man frem til at hvis *Lamour radiusen* er mindre en objektet det går rundt, vil dette føre til en asymmetri i vaken. Ionet er mindre utsatt for denne effekten etter som deres *Lamour radius* er mye større, som kommer den store massen. En probe plassert i et magnetfelt får derfor en ny viktig parameter og forholde seg til. Den magnetiske beta $\beta_m = \frac{r_l}{R_p}$. som er et forhold mellom Langmuir probens radius og gyro radiusen til enkelte partikler. Med magnetfelt til stede, kan påvirkning på partikler kan deles inn i 3 kategorier med hensyn til magnetfeltet: svakt B-felt, moderat B-felt og sterkt B-felt. Et sterkt B-felt betyr ikke nødvendigvis at plasmaene blir påvirket av felte. r_l avhenger som nevnt av hastighet og masse til en partikkel. Så høy hastighet eller tyngre partikler fører til at r_l blir mindre. Ioner som har en masse 3 størrelsesordener større enn elektronet, men de er også mye tregere enn elektroner. Den delen av I-V kurven som er minst påvirket av B-feltet er det tiltrekkende området. På

grunn av at ladde partikler får høyest større hastighet. Ved plasma potensialet ϕ_s vil partikler ha lavere hastighet og er mer utsatt for magnetfeltets påvirkning. Dette fører til at estimering av tettheten kan by på en større usikkerhet.

- Den minst komplisert er tilfelle der b-feltet er svakt. Svakt B-felt defineres om at $\beta_m < 1$ for ioner og elektroner.
- For moderat B-felt har man at $r_{Le} \simeq R_p$ som betyr at elektroner rekker å gjøre en gyrorotasjon over radius legden til proben. Da kan det oppstå to situasjoner:
 - o $\lambda_m < r_l$
 - o $\lambda_m < r_l < \lambda_D$.
- $\beta_m > 1$
- $\beta_m \gg 1$

De to siste situasjonene kan vi se bort ifra etter som dette gjelder fusjons reaktorer som Tokamak osv. Viktig å legge merke til i artikkel av Brown ([I. G. Brown, 1971](#)) hvor han kommentere at økt b-felt fører til lavere strøm fra Langmuir pober. Jordas magnetfelt er alltid til stede i alle eksperimenter. Effekten av jordas magnetfelt har blir undersøkt gjennom en simulering av et plasmakammer utført av Rehman ([S. U. Rehman, 2017](#)). De fant at jordas magnetfelt har en effekt, og det ser ut til å svekke plasmapotensialet nedstrøms for objekt-kulen plassert i kammeret. Men de påpeker at effekten av jordas magnetfelt på probe-karakteristikken er svak.

2.3 Kinetisk teori

I kapitlet over ble det introdusert enkel partiklers bevegelse. Dette er en deterministisk måte å finne partikkelens posisjon, fart og akselerasjon, med hjelp fra Newtons andre lov (Schekochihin, 2020). Kinetisk teori er den klassiske metoden for å studere edelgasser. Metoden går ut på at å finne den gjennomsnittlige energien, og at denne beskriver partikkelens oppførsel over den termodynamiske grensen. Den hevder at den gjennomsnittlige verdien beskriver oppførselen meget godt for et system med mange partikler $N \gg 1$. Ved denne grensen vil sannsynlighetsfordelingen $P(E)$ være smal rundt gjennomsnittet $\langle E \rangle$.

2.3.1 Ideell gass Lov

Fiks-lov (Hemmer, 2002) sier at hvis en spesiell type partikkel ikke er jevnt fordelt i rommet. Vil de fordele seg utover, slik at område med høy konsentrasjon svekkes av partikler, og område med lav konsentrasjon får en stigning av partikler. Denne prosessen pågår til begge regionene har tilnærmet samme konsentrasjon av partikler. En forutsetning er at trykket holdes konstant slik at det ikke er noe nettopartikkel strøm ut eller inn av systemet. Termodynamikken første lov sier at energi er konstant.

Gjennom flere eksperimenter har man kommet frem til at en fortynnet gass, som er forseglet og begrenset, følger likningen:

$$PVn_n = k_b T_t \quad (24)$$

Antall nøytrale partikler kan beregnes gjennom å bruke Ideell gassloven. Hvor n_n er antall nøytrale partikler, p er trykket, og V er volumet. Temperaturen T blir tatt fra rommet hvor eksperimentet blir gjennomført.

2.3.2 Kinetisk teori

Her blir man introdusert for det abstrakte rommet som kalles «*phase space*». (Bhattacharjee, 2005). «*Phase space*» er delt inn distanse rommet, hastighets rommet og tid ($\mathbf{r}, \mathbf{v}, t$). hvor $\mathbf{r} = [x, y, z]$ & $\mathbf{v} = [v_x, v_y, v_z]$. Tiden (t) er endimensjonal linje. Visuelt sett kan man forestille seg at en kube hvor hastighetsrommet multipliser med distanserommet og tiden utgjør hver sin linje (dimensjon). Etter som tiden går blir kuben forlenget i en retning. Ved bruk av fase rommet kan man beskrive den dynamiske tilstanden partikkelen er i ved et gitt tidspunkt. I faserommet er et punkt tatt opp av en partikkel. Og kan beskrives med distribusjonsfunksjonen i «*phase space*».

$$dN = f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) dx dy dz dv_x dv_y dv_z \quad (25)$$

Hvor $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ er kontinuerlig. Intuitivt kan man da ved og integrere over hele «*phase space*» finne det totale antall partikler.

$$N = \int_{-\infty}^{\infty} f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3r d^3v \quad (26)$$

Denne definisjonen for distribusjonen gjør at man kan utnytte regler for statistikk, som gjør det mulig å beregne flere makroskopiske gjennomsnitt verdier. Hvor gjennomsnittlig antall partikler meget relevant. Den gjennomsnittlig dynamiske verdien i fase rommet er definert som $\langle g(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \rangle$ (Bhattacharjee, u. d.).

$$n_t = \langle g(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \rangle = \int_V f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3v = \frac{1}{N} \int_R g(\mathbf{r}, \mathbf{v}) f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3r d^3v \quad (27)$$

Hvor n_t er gjennomsnittlig antall partikler per volumenhet. Og den dynamiske verdien er antall partikler per rom.

Boltzmann likningen ble først brukt av Boltzmann for å beskrive gasser og væsker. Her går man ut ifra at det bare er langtrekkende krefter som påvirker partiklene. Korttrekkende krefter regnes som friksjon eller kollisjon. I «*phase space*» er langtrekkende krefter gitt ved Newtons lov $\mathbf{F} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt}$. Det gir opphav til en viktig egenskap der antall partikler i et volum er konserverte. Slik at etter en viss periode er det fremdeles samme antall partikler:

$$f_t(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3r_t d^3v_t = f_{t+dt}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t + dt) d^3r_{t+dt} d^3v_{t+dt} \quad (28)$$

Den kinetiske teorien gir utspring til en likning som kan beskrive oppførselen til plasma mediet som en helhet. Beskrivelsen av plasma kan bli gjort gjennom Boltzmann og Vlasov. Vlasov var den første til å bruke Boltzmann likning hvor HSL er 0. Der hvor første kriteriet for plasma er oppfylt, vil de kollektive kreftene ha langt større innflytelse enn de korte kreftene. Boltzmann likningen blir til Vlasov likningen i vektor form:

$$\frac{df}{dt} + \mathbf{v}\nabla f + \frac{q}{m} [\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}] \cdot \nabla_v f = 0 \quad (29)$$

Hvor f er en distribusjon funksjon. Hvor $\nabla = \left(\frac{d}{dx}, \frac{d}{dy}, \frac{d}{dz}, \right)$ og $\nabla_v = \left(\frac{d}{dv_x}, \frac{d}{dv_y}, \frac{d}{dv_z}, \right)$. Hvis man vet at en bevegelse er konstant, for eksempel den totale energien til partiklene $E_{tot}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = E_k + \phi(\mathbf{r})$, da er enhver $f_s = [W(\mathbf{r}, \mathbf{v})]$ løsning for Vlasov likningen. Ettersom distribusjon funksjonen er konstant langs en baneretning i «phase space» vil f_s være avhengig av kriteriene bestemt ved endetilstanden.

Distribusjoner

Når det blir ekstremt mange partikler i en gass er det enklere å beskrive en mengde partikler statistisk enn for hver enkelt partikkel. En gass i termisk likevekt, er når alle partiklene har samme temperatur og hastighet. Ioniserte gasser består ofte av forskjellige typer partikler og partiklene består av 1 eller flere populasjoner med forskjellige hastigheter. (Brace, 1999)

$$f_t(u, v, w) = \sum_p n_t^p f_t^p(u, v, w) \quad (30)$$

For å få den totale hastighets distribusjonen av en type partikkel (t) må man summere sammen hastighets distribusjonen for de individuelle populasjonene. Her er u, v, w hastighetens i x, y, z retning. For å finne antallet partikler for en type t bestående av flere populasjoner, summerer

man tettheten for typen n over alle populasjoner $\sum_p n_t^p = n_s$. Den normaliserte HDF kan skrives som:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dudvdw = f_t^p(u, v, w) = 1 \quad (31)$$

Likningen er normalisert til 1. Langmuir og Matt-Smith beskriver fire mulige hastighets distribusjoner til ladninger (Langmuir, 1926):

1. Ioner med en retning og like stor hastighet.
2. Ioner med lik størrelse, men tilfeldig retning.
3. Maxwellian Distribusjon.
4. Maxwellian Distribusjon med pålagt drift.

Andre eksempler på kan distribusjons GIIBS og SHANNON

2.3.3 Maxwellian distribusjon

Fra den velkjente hastighets distribusjons funksjonen som er 3-dimensjonal med isotropisk hastighets fordeling. Som betyr at hastigheten er lik i alle retninger. (Bhattacharjee, 2005) For denne typen distribusjoner antar man at systemet er isolert med en konstant energi og at energien har like sannsynligheter og potensialet er $\phi(\mathbf{r}) = 0$ ved T_{t0} & n_0

$$f(u, v, z)_{is} = n_0 \left(\frac{m_t}{2k_b T_t \pi} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(- \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2k_b T_t} \right) \quad (32)$$

k_b er Boltzmann konstant, m er masse til partikkelen og T står for temperaturen til partikkelen t i kelvin. Er temperaturen gitt, kan man finne den termiske hastigheten. Den termiske hastigheten til partikkelen i 3 dimensjoner kan man finne ved å løse likningen:

$$\frac{1}{2} v_{th}^2 m_t = \frac{3}{2} k_b T_t \quad (33)$$

isotropisk med pålagt drift:

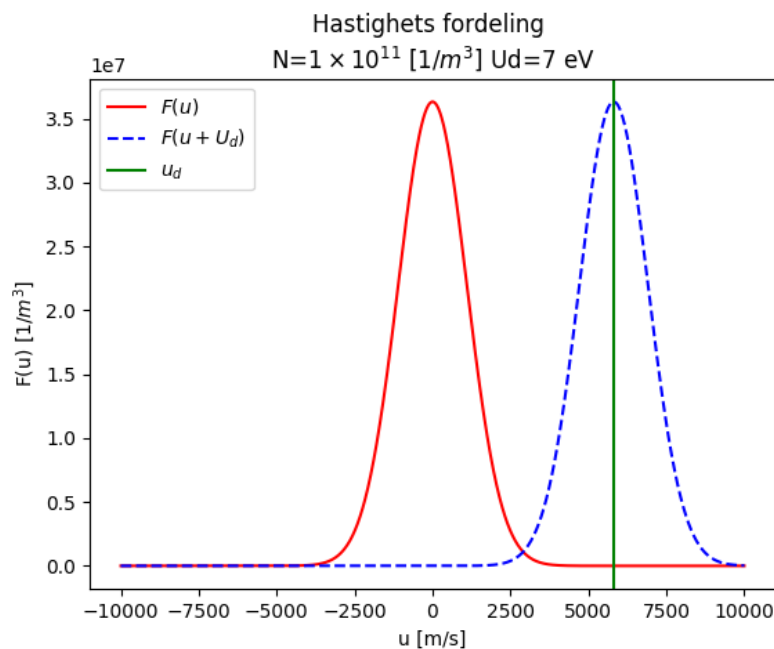
$$f_t^p(u, v, w_{ispd}) = f_t^p[(u - u_d), (v - v_d), (w - w_d)] \quad (34)$$

Isotropisk funksjon betyr at hastighetene er lik i alle romligere retninger. Med pålagt drift har alle partiklene en hastighet i en retning. Typisk eksempel på dette er vann som presses gjennom et sylindrisk-rør med konstante dimensjoner. I likning ser man konstanten u_d, v_d, w_d som som representerer drift hastigheten.

Ikke-isotropisk distribusjon:

$$f_t^p(u, v, w)_{ais} = f_t^p[a(u - u_d), b(v - v_d), c(w - w_d)] \quad 35$$

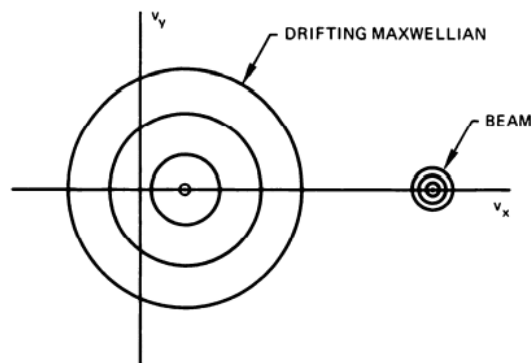
Ikke-isotropisk drift betyr at distribusjonen har en pålagt drift, og i tillegg er alle hastighetene forskjellige i hver retning. a, b og c er konstanter som endrer denne hastigheten. (Brace, 1999)



Figur 6 Her illustrer jeg hvordan fordelingen til en Maxwell Boltzmann tetthetsfordeling blir forskjøvet med en pålagt drift. Her er likningene 31 og 32 for en dimensjon tatt i bruk.

Figur 6 illustrer forskjellen mellom MB-isotropisk og pålagt drift hastighet. Hvor n er antall partikler per volum enhet $1/m^3$. A sin potens avhenger av hvor mange dimensjoner hastigheten har. Distribusjonen viser antallet partikler med hastighet. Figuren illustrerer at ved pålagt drift hastighet vil gjennomsnittets energien bli forskjøvet. Dersom Maxwellian har en super pålagt drift vil dette vises ved at toppen på $F(u)$ flyttes fra 0 langs hastighetsaksen.

Figur 7 illustrerer cotuer-graf av $f(v_x, v_y)$ når den består av 2 dimensjonal hastighets distribusjon og hastigheten er isotropiske .



Figur 7 er tatt fra Chen (Chen, 2018) Her ser vi forskjell på en drifting maxwellian og en stråle (beam). Strålen er mer kompakt enn det påført drift er.

Metalliske overflater

I laboratorier er plasma begrenset av kalde overflater. Ettersom elektronene har en høyere termisk hastighet enn ioner, vil elektroner kollidere med overflaten på veggene. I den metalliske overflaten vil det bli et overskudd av negativ ladde partikler. Som vi vet fra Poissons likning vil dette føre til et negativt elektrisk felt, inntil potensialet har blitt så sterkt at strømmen fra de positivt ladde ionepartiklene kan konkurrere med elektronstrømmen. Dette potensialet har fått definisjonen flytpotensialet ved $I_i = I_e$, som gir at den totale strømmen $I_{tot} = 0$. Flytpotensialet er som regel mindre enn 0 slik at $\phi_f < 0$, i tilfeller for satellitter vil dette vil flytpotensialet være referansepotensialet slik at $\phi_f = 0$. Dette blir definert som «Space charging». Dette kan i verste fall skade elektronikken, eller påvirke målinger og datainnsamlinger. Dette felte vil dannes over alle overflater som leder strøm. Satellitter er spesielt utsatt for opplading av overflater fra solvinden. Figur 8 illustrerer konseptet «Space charging». Hvis partikler befinner seg i feltet satt opp av flyt-potensialet, vil dette måtte inkluderes i hastighets distribusjonen til de ladde partiklene. Fra generell kinetisk teori har det blitt bevist at elektroner for en hastighets distribusjon som er gitt i likningen (Bhattacharjee, 2005): Kinetisk energi likningen for 1 dimensjon illustrerer hastighetsforskjellen som er en indirekte konsekvens av partiklenes forskjellige masse.

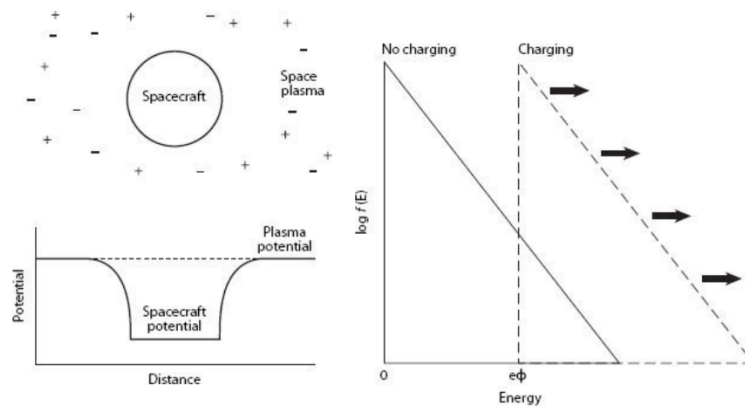
$$K_b T_s = \frac{1}{2} m_s v_s^2 \quad (36)$$

$$\frac{1}{2} m_i v_i^2 = \frac{1}{2} m_e v_e^2 \Rightarrow v_e^2 = \frac{m_i}{m_e} v_i^2 \quad (37)$$

I likningen er den kinetiske energien gitt ved den termiske energien. Antar man at partiklene har samme termiske energi, og elektronene har masse på 3 størrelsesordener mindre enn argon ionene, vil elektronene ha større termisk hastighet enn argon ionene. Større termisk hastighet fører til at elektron-strømmen er større enn ion-strømmen $I_e > I_i$.

$$F_e(v) = n_0 \left(\frac{m_e}{2kT_e\pi} \right)^{\frac{2}{3}} \exp \left(\frac{-\left(\frac{1}{2} m_e v^2 - e\phi(\mathbf{r}) \right)}{K_b T_e} \right) \quad (38)$$

Nå har den eksponentielle termen fått et ekstra ledd $q\phi(\mathbf{r})/k_b T_e$. Logaritmisk vil denne funksjonen få en lineær forflytning $ax + b$ (Lai, 2012). Som pålagt drift vil dette få komplikasjoner for beregningen av elektrisk strøm. Fig illustrer dette



Figur 8 De to figurene er lånt fra en bok (Lai, 2012). Figuren til venstre illustrerer et romlige endring av potensialet styrke fra romskipet. Figuren til høyre illustrerer effekten denne potensielle energien har på energifordelingen til ladde partikler.

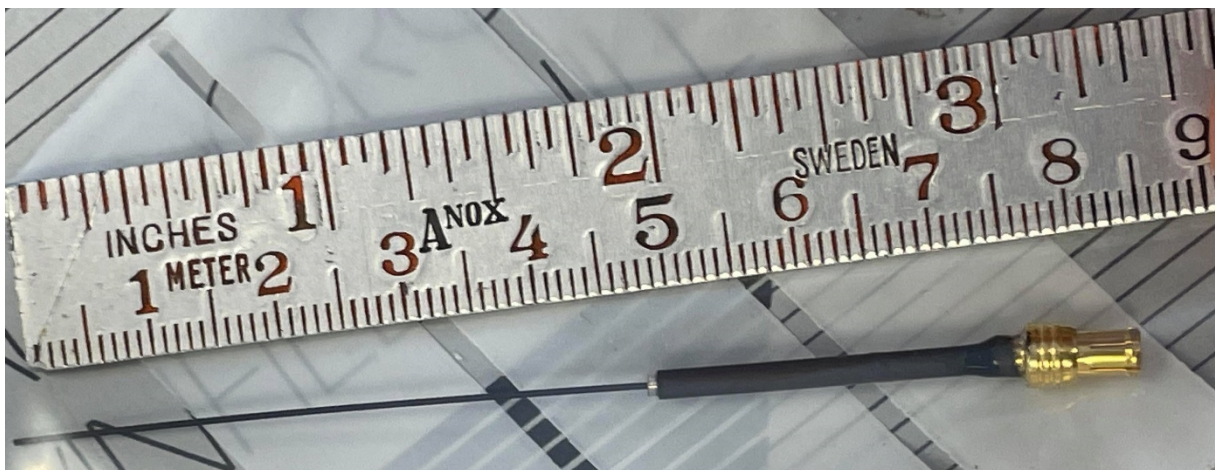
Som beskrevet avhenger distribusjonen til partiklene av felles temperatur. Hvor temperaturen kan bli sett på som standardavvik (SD) fra normal Gausdistribusjon. Plasmaparameteren fra det første kravet til plasma er definert som:

$$N_d = n_e \frac{4}{3} \pi \lambda_d^3. \quad (39)$$

Her viser likningen at parameteren er avhengig av to størrelser: debye-lengden og tettheten. For å oppnå skjerming må det være et bestemt antall partikler innenfor lengdene λ_d . Volumet som partiklene befinner seg i kan skrives som $V_d = \frac{4\pi}{3} \lambda_d^3$. Plasmaparameteren er dimensjonsløs ettersom n er antall partikler per kubikkmeter $1/m^3$. Som nevnt over kan man finne gjennomsnittlige partikler per volum element for elektronene, gjennom integrering av distribusjons funksjonen fra kinetisk teori.

2.4 Langmuir Probe Teori

I dette delkapittelet går jeg gjennom grunnleggende Langmuir probe teori og praktiske betydninger som strømopptak, geometri og romlig konfigurasjon til proben. I [figur 9](#) kan man se størrelsen til den proben jeg skal benytte.



Figur 9 på bilde ser man en Langmuir probe, plassert for å demonstrere størrelsen og dimensjonene til proben. Den første og den korteste delen er koblings del. Garden er den tykke delen, ses som nummer 2 fra høyre. Sans elementet er først fra venstre og tredje fra høyre, og er den tynne delen som er lengst fra gull fargede metall delen. Sans elementet strekker seg gjennom garden, skilt av isolerings materiale.

2.4.1 Grunnleggende probe teori

Langmuir proben er en metallisk leder m.a.o. en elektrode. I noen situasjoner kan det lønne seg å benytte andre prober, for eksempel en emitter probe. Hvilke type av probe og form varierer med kravene til temperatur, slitasje, stivet, osv. Utformingen som blir mest brukt er: plate, sylinder-formet eller sfærisk probe.

Teoretisk sett kan prober ha hvilken som helst form, men jo enklere form en probe har, desto lettere er det å beregne tettheten. Ulempen med sylinder formede prober er at man møter på endekantproblemer. Endekantproblemet gjør at man må gå ut ifra at sanse-elementet til proben er uendelig langt. Fordelen med prober som er sylinderforma er at de er veldig enkle å lage. I prinsippet kan sanse-elementet til sylinderforma prober være en kobber tråd. Tykke prober gir en fordel ved at de er stivere, og sannsynligheten er mindre for at de blir bøyd. Tynnere prober kan bli vanskelig å holde rett, og dette gjør at man ikke kan oppnå en uendelig lang probe, fordi materialet ikke holder, for de kravene som kan være nødvendige.

Kant-effekter kommer av økning eller minskning av elektrisk strøm grunnet turbulens ved kanten av proben. Den ideelle proben ville vært en sylinderforma uendelig lang Langmuir probe. Derimot bør en flat Langmuir probe ha et uendelig stort areal for å unngå endekant problemene. Sfæriske prober unngår denne forenklingen siden geometrien tilsier at alle linjer møter hverandre, med andre ord det finnes ingen kanter. I teorien for elektrisk strøm går man utfra at proben har uendelig lang dimensjon, for å forenkle de matematiske problemene som kan oppstå. Laboratorieforholdene begrenser også lengden av proben. Desto lengre en probe er, jo større indre krefter utsettes den for og proben kan kollapse. I artikkelen (Oyama, 1976) ble det funnet at mindre prober gir opphav til mindre hysteresis. Som er en konsekvens av mindre overflateareal og mindre forurensning, dette skal jeg komme tilbake til.

En sylinderformet probe's opptak av elektrisk strøm, kan variere med retningen proben er konfigurert i, forhold til ion-fluksen. Hester (S. D. Hester, 1970) har utført eksperimenter som studerer dette fenomenet. Resultatene peker i retning av at en probe med endekanten rettet mot ion-fluksen ($\theta = 0$), får en skarp topp i den samlede ionestrømmen. Endres vinkelen noe vil det komme et kraftig fall i ionestrømmen til den stiger og sakte flater ut til $\theta = 90$. Hester

og Sonin mener dette kommer av at endekanten på proben samler elektrisk strøm. Endrer man denne vinkelen vil ionene bomme på proben fordi de har et høyt vinkelmoment. De kom frem til at dersom en probe er plassert i plasma med høy hastighet og debye-lengden mye større en radiusen, vil proben være utsatt for kant-effekter. En probe som står normalt på ionefluksen kan få mindre ende-effekter, men her kan elektronstrømmen bli påvirket. Fenomenet skyldes at ionene kan fjerne deler av debye-sfæren som bygger opp rundt proben. Dette medfører at kneet i en I-V kurve kan bli borte. Og overestimering av plasmapotensialet og tetthet kan oppstå.

Det har blitt gjort en studie av Chen (CHEN, 1968) angående lengde på en sylindrerformet probe. De gjorde en antagelse om godt definert grenser. De kom fram til at en likning som er blitt forenklet av Hester og Sonin (S. D. Hester, 1970). Hvor prober som er parallelt med ionefluksen oppfyller forholdet i likning.

$$\tau_l = \frac{l}{\lambda_D} \left(\frac{1}{M} \right) > 1 \quad (40)$$

I likningen ser vi at det samme lambda λ_d og l er lengden på proben og Mach tallet.

Simuleringer har blitt gjort for å finne den optimale lengden på en sylindrisk Langmuir probe i studien av Marchhand (R. Marchhand, 2020). Her blir forholdene $\lambda = \frac{l}{\lambda_d}$, $c = \frac{z}{\lambda_d}$, $n = \frac{-qV}{kT}$.

Større lambda λ medfører at den elektriske strømmen fra simuleringene passer med den elektriske strømmen som er rapportert fra *Laframboise*. Ettersom plasmaene som skal studeres har lav tetthet blir det vanskeligere å oppnå et godt λ forhold. Med en tetthet på rundt 1.0×10^{11} per kubikkmeter og med elektron-temperatur rundt 1 eV oppnår man debye-lengde på 2 cm, noe som gjør at man vil ende opp med $\lambda = 5$ for en 10 cm lang probe. Det optimale ville vært et forhold som er $\lambda = 8.44$. For å oppnå dette forholdet må sanse-elementet være 20 cm langt. Dette tøyser grensene for hva som er praktisk mulig i et laboratorieforsøk.

Strømmen til og fra en langmuier probe blir beskrevet i [likning 41 \(Hoang, 2019\)](#):

$$I_{tot} = I_e + I_i + I_{ph} + I_s \quad (41)$$

Hvor I_{tot} totale strømmen, I_i ionestrøm, I_e elektronstrøm, I_{ph} fotoelektrisk strøm, I_s sekundær utslipps strøm.

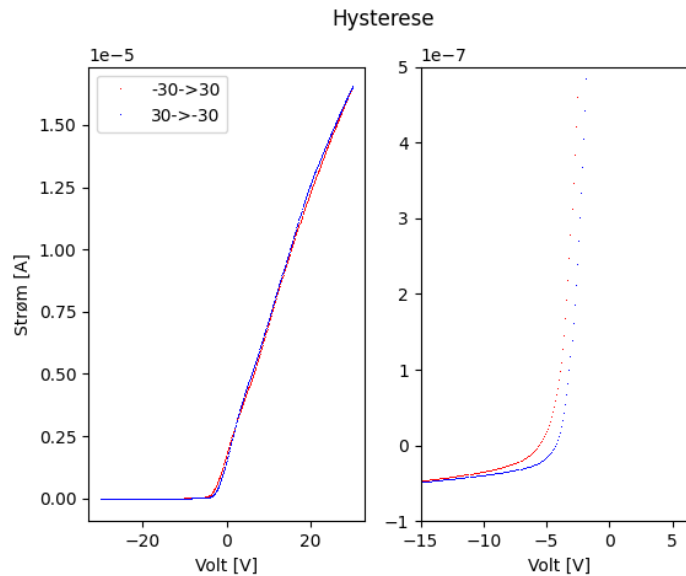
Eksperimentet i denne avhandlingen vil foregå under forhold i laboratoriet, og man kan se bort ifra fotoelektrisk strøm etter som dette kommer fra elektro magnetisk stråling. Sekundær utslipps strøm er elektroner eller ioner som er løsrevet fra overflater. Dette kan bli sett på som bidrag til strøm, som ikke er fra plasmaene ([Hershkowitz, 1989](#)). Dette gjelder hovedsakelig plasma med elektroner med høy temperaturen, og kan medføre at plasmaene får en populasjon av elektroner med lavere energi slik at I-V kurven blir strukket ut ([Hershkowitz, 1989](#)).

Ionisering pga. kollisjoner av nøytrale partikler kan øke andelen av ladde partikler, og gjelder hovedsakelig der tettheten er høy. Andre effekter som kan påvirke proben's opptak av strøm er forurensing. I denne avhandlingen vil jeg forenkle noe ved å ignorere fotoelektrisk strøm, sekundær strøm, og ion mobilitet strøm.

Dersom proben er forurenset vil dette medføre at opptaket av strøm blir mindre. Dette vil medføre en usikkerhet når man skal beregne plasmaparametere. En studie ser på effekten av oksygen forurensete prober ved forskjellige overflatelag ([J. I. Samanlego, 2018](#)). Studien viser at en DAG-probe som er av rustfritt stål belagt med AeroDAG-g, har en tendens til å erodere over tid. Oksidasjon er en diffusjonsprosess. Under denne prosessen vil det bli dannet et lag på proben som fører til elektrisk motstand. Dette laget kan bli modulert ved en kondensator og en resistans. Det effektive potensialet som elektrisk strøm utsettes for kan skrives som vist i likning:

$$\phi_{ff} = \frac{\phi_p R_{ps}}{R_{ps} + R_p} \quad (42)$$

Hvor ϕ_{ff} er det effektive potensialet ([Hoang, 2019](#)). ([Oyama, 1976](#)) ϕ_p er probepotensialet, R_{ps} er debye-isolering resistansen og R_p er proberesistansen. I en ideel situasjon hvor proben er helt ren kan $R_p = 0$. Fra likning ser man at proberesistans vil senke det effektive potensialet. Dette medfører til en systematisk feil i plasmapotensialet, slik at det forurensete laget endrer I-V kurvene.



Figur 10. I figuren er det gjort en hysteresise, hvor grafen til venstre viser hele kurven, mens grafen til høyre er siktet inn på det eksponentielle området. Den blå grafen viser en sveip fra -30 til 30 Volt. Den røde grafen viser en sveip fra 30 til -30 Volt

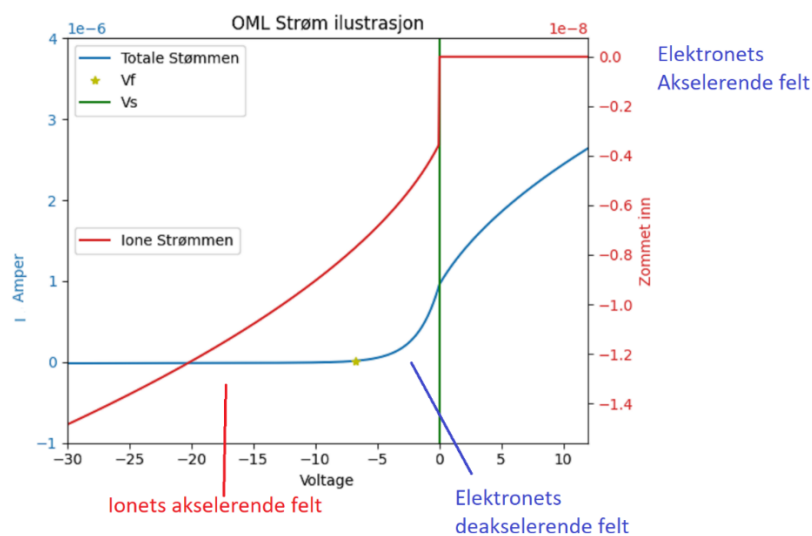
I figur 10 er det observert at det eksponentielle området har flyttet på seg. Dette medfører at flytpotensialet også er endret. Hysteresise oppstår på grunn av en faseforskjell mellom potensial over proben som flyter ut og inn fra proben, av Koh-Ichiro Oyama i (Oyama, 1976).

I en studie av Samanlego (J. I. Samanlego, 2018) er det gjort undersøkelser av forskjellige overflate lag. Effekten hysteresisen har på en I-V kurve, illustreres av grafene i fig. 5 i artikkelen. Figuren illustrerer $\ln(\text{abs}(I))$, I-V og første deriverte grafer. Bruker man derivasjonsmetoden for å finne plasmapotensialet må man være klar over at denne kurve har blitt forflyttet. De konkluderer med at forurensede prober fører til høyere plasmatemperatur og lavere tetthet.

Det finnes forskjellige metoder for å redusere forurensede prober. Artikkelen viser til hvordan hysteresisen minskes ved bruk av ion-bombing. I prinsippet er ion-bombing gjort før eksperiment ved å utsette proben for høy spenning slik at ioner får høyere hastighet mot proben. Med høy kinetisk energi vil ionene kunne løsrive molekyler som har kontaminert overflaten på proben. Eksempel på slike molekyler er H_2O , N_2 og O_2 . Alkoholer kan brukes til å fjerne et eventuelt fettlag fra overflaten til proben. Hysteresisen ble produsert ved plasma innstilling A1F1, sonden er laget av stål med et lag av Aerodag-g. Før eksperimenter gjennomføres bør det ideelt sett utføres en ion-bombing, for å minimere systematiske feil,

som denne. Hoang (Hoang, 2019) viser at hysteresis kan minskes ved å øke frekvensen på sveipens målepunkter.

2.4.2 I-V Kurver



Figur 11 På figuren er den totale elektriske strømmen produsert ut ifra den Langmuir sylindrerformede probeteori, for isotermisk Maxwell-Boltzmann fordeling. Den akselererende elektriske strømmen er plottet analytisk med forenkling fra likning. På figuren det bare 3 regioner som er illustrert. Ione's kurve er forstørret og farget rød, og vises på høyre akse. Den totale elektriske strømmen er farget blå, og vises på venstre akse. For den grønne lodrette streken er plasmapotensialet satt til null. Gule stjernen er flytpotensialet.

På figur 11 kan vi se en typisk IV -kurve som illustrerer strøm fra en sylindrerforma probe. Vi kan dele strømmen inn i fire regioner, men på figuren er det kun 3 regioner som er plottet. Ione's akselererende felt, hvor $\phi < V_s$. Elektronets de- akselererende felt, hvor $\phi < V_s$. Og til slutt det akselererende feltet for elektroner som er definert som $\phi > V_s$. Figuren har to kurver. Den totale strømmen er:

$$I_{tot} = I_{ia} + I_{ed} + I_{ea} \quad (43)$$

For tiltrekkende/akselererte partikler får man to strømmer når sfæren er mye bredere enn radiusen til proben, for en enkelt partikkel hvor $\frac{r_p}{\lambda_d} = D_\lambda < 1$. Frastøtende partikler er uavhengig av radiusen til debye-sfæren.

$$I_a = I_{oml} + I_{shl} \quad (43 \text{ b})$$

Dersom debye-tallet er $D_\lambda \geq 1$, blir ligningen over forenklet til

$$I_a = I_{oml} \quad (43 \text{ c})$$

Øverst ser man størrelsesorden på de to kurvene. Ionestrømmen ligger på en størrelsesorden 10^{-8} , mens den totale strømmen ligger på en størrelsesorden 10^{-6} . Den fjerde regionen er et ion de- akselererende felt. Ion de- akselererende strømmen blir så liten, at man ikke kan ekstrahere data fra denne strømmen. Det er derfor intet poeng å modellere denne strømmen i figuren. Da ionestrømmen drukner i elektronstrømmen.

Flyt-potensialet kan vi se som en gul stjerne rundt -6 V. Forskjellen på det akselererende området, er at de to områdene bestemmes av to forskjellige likninger. Det de- akselererende området er styrt av en eksponentiell funksjon, og er lik for de tre overflatearealene. Det akselererende området beskrives med en sub-lineær vekst, fordi potensialet står under kvadrat tegnet. Som nevnt tidligere er denne delen avhengig av overflatearealet til lederen. Man skulle tro at strømmen ville konvergere mot en verdi, desto sterkere potensialet blir. Mens det som skjer, er at debye-isoleringen utvider seg. En debye-lengde vil fremdeles være den samme, men sfæren vil bli større.

2.4.3 Orbital limited teori

Den mest kjente utledningen for store isolerings-sfærer er gjort av Smith og Langmuir (Langmuir, 1926). For tynn isolerings-sfære er utledningen gjennomført av Allen som er enklere å følge (Allen, 1992). Tykke sfærer er noe mer komplisert å utlede. Gitt tykk sfære må man endre hastighets grensen siden den vinkelrette hastigheten endres avhengig av det elektriske feltet. For tykke sfærer er en lignende metode tatt i bruk (Pe'csel, 2013), og en mer generell metode vist i (Conde, 2011). Utledningen under bygger på det de har kommet frem til.

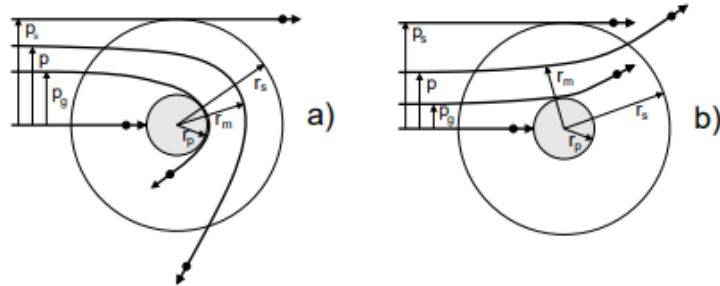
Utenfor sfæren kan strømmen bli gitt som $I = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v} f(v_x, v_y, v_z) d\mathbf{v}$.

(Langmuir, 1926) Fullfører man integrasjonen:

$$I_r = qn_0 \sqrt{\frac{k_b T_t}{2\pi m_t}} \quad (44)$$

Hvor n_0 er tettheten uten for sfæren.

Antagelser og utredninger



Figur 12. a og b figuren er hentet fra (Pe'csel, 2013). I a og b figuren ser man kollisjonsfaktoren for tiltrekkende og frastøtende bias. Hvor a viser tiltrekkende og b illustrerer frastøtende bias over proben. Forskjellig kollisjonsfaktorer avgjør om partiklene vil treffe eller bomme på proben. Merk at dette er for tynne prober, hvor sfære avstanden til proben $r_s - r_p > r_p$. Her er $r_s = r_\infty$ Langmuirs sfære avstand. Her kjenner ikke partiklene tilnærmet ingen potensial. Hastigheten til partikkelen er det samme ved grensen til sfæren, som den er underlig langt borte. r_p er radiusen til proben, her blir partikkelen absorbert. r_m er avstanden en partikkel snitter proben

For utledingen går man ut ifra at $D_\lambda \ll 1$, sylindere er uendelig lang og at elektroner og ioner har Maxwellen distribusjon. I tillegg går man ut ifra at sfæren har en definert grense. Endeeffekter er også ignorert. (Pe'csel, 2013) Partikkelen vil ha en kinetisk energi når den entrer sfæren. Energien vil øke eller minske helt til den treffer proben. Hvor s står for sfære og p står for når partikkelen er i proben. Målet ved utledningene er å finne hastighet-grensene vi skal integrere fra.

$$E_s^k = E_p^k + E_p^p \quad (45)$$

Fra uendelig langt borte entrer partikkelen isolerings sfæren med en kinetisk energi. Inne i isolerings sfære vil partikkelen ha en potensiell energi og kinetisk energi. Vi er ute etter å finne alle størrelsene på hastighetene en partikkel kan ha og likevel treffe proben. Fra likning husker vi at

$$\frac{1}{2}mv_{s\perp}^2 + \frac{1}{2}mv_{zs}^2 = \frac{1}{2}mv_{\perp p}^2 + \frac{1}{2}mv_{zp}^2 + e\phi_p \quad (46)$$

Gitt bevaring av moment kan man finne endringen av hastigheten, hvor endring av hastighet er forholdet mellom kollisjons faktoren p og den nærmeste avstanden partiklene får. Hvor r_s blir satt til enden av debye-sfæren og r er en avstand fra proben eller proben radius. Som sett på figur kan denne variere. Og avhengig av kollisjons faktoren avgjør dette om partikkelen vil treffe eller unnslippe proben.

$$v_{\perp s} p = v_{\perp p} r_p \quad (47)$$

Siden v_z er symmetrisk vil de kansellere hverandre. Løser man likning 47 med hensyn $v_{\perp p}$ på å sette inn [likning 46](#) blir vi kvitt den en hastighet. Den nye energi likningen kan skrives som

$$\frac{1}{2} m v_{s\perp}^2 = \frac{1}{2} m \left(+v_{s\perp}^2 \frac{p^2}{r_p^2} \right) + q\phi_\sigma \quad (48)$$

Videre må man avgjøre hvilke hastigheter $v_{s\perp}$ må ha for å treffe proben. En partikkel som treffer når r_p . Løser nå likning med hensyn på kollisjons parameteren p :

$$p_k^2 = r_p^2 \left(1 - \frac{2q\phi_\sigma}{m_s v_{s\perp}^2} \right) \quad (49)$$

Ettersom fratretende partikler er $q\phi_p$ positiv, så vil en hastighet som oppfyller kravet $v_{s\perp} > \sqrt{2q\phi_\sigma/m_t}$ medføre at høyre side av [likning 49](#) bli positiv. Da er $1 - 2q\phi_\sigma/m_s v_{s\perp}^2$ alltid mindre enn 1 og kollisjonsfaktoren p vil alltid være mindre r_p .

ϕ_p og r_p erstattes med variablene r & $\phi(r)$, om man skal ha andre avstander. Siden vi har integrert fra $\sqrt{m_t/2q\phi_\sigma}$ til ∞ vil kollisjons faktoren p alltid holde seg mindre enn probe radiusen og partikkelen vil treffe proben. En strøm kan beskrives som fluksen av en partikkel gjennom en overflate ([Pe'csel, 2013](#)).

$$di = p2\pi l v dn \quad (50)$$

Her er $p2\pi l = A_p$ over flate arealet til en sylinder-sfæren som partikkelen starter. Hvordan man forenkler integralet kan gjøres på forskjellige metoder, men det enkleste er å endre til en

2 dimensjonal koordinat og gjøre om koordinatene til polare koordinater (sylindrisk koordinater). Da kan får man hastighets distribusjoner i formen:

$$f(v_{s\perp}) = v_{\perp} 2\pi \frac{m_t}{kT_t 2\pi} \exp\left(-\frac{\frac{1}{2} m_t v_{s\perp}^2}{kT_t}\right) \quad (51)$$

Med dette kan likningen erstattes med denne likningen og som vi ser er ikke denne avhengig av isolerings sfæren til proben. Utledingen av Conde (Conde, 2011) er svært grundig. Men har en del detaljer som blir for mye å gå gjennom her. Med innseting av likning 50 ender man med likning 52 fra (Pe'csel, 2013). Den kjente metoden til Smith & Langmuir har ved (Langmuir, 1926) i likning (10) kommer frem til lignende.

$$I = OML = 2\pi A_s n_s \left(2\pi \frac{m_t}{kT_t 2\pi}\right) \int_{v_k}^{\infty} \sqrt{1 - 2q\phi_{\sigma}/v_{\perp}^2 m_t} v_{\perp}^2 \exp\left(-\frac{\frac{1}{2} m_t v_{s\perp}^2}{kT_t}\right) dv \quad (52)$$

For smal radius i det tiltrekkende området, som betyr at debye tallet er mindre enn $1(\lambda_d \gg r_p)$ tar jeg bare med kjerneelementene. For det saturerte område blir partikler tiltrukket og vil kjenne et negativt kraft, $q\phi_p < 0$ være negativ. Slik at likning 49 vil alltid være positiv. Det resulterer i to regioner av hastighet. Partikler mindre eller større enn den kritiske hastighet vil treffe proben. Intuitivt kan man tenke at tilfelle figur 12 b hvor frastøtende partikler vil setter en begrensing på hvilke partikler som kan treffe proben. Derimot vil tittrekkende partikler ikke sette denne begrensingen og åpner muligheten for partikler med lave hastigheter også treffer proben, se figur 12 a.

$$I = OML + SHL \quad (53)$$

Etter integreringen vil man ende opp med likningen som man ser er avhengig av sfæren til isolerings sfæren til proben. Som er den store forskjellen. $V = \frac{q(\phi_p - \phi_s)}{T_t k_b}$

$$= I_t \frac{r_s}{r_t} \left(1 - \operatorname{erfc} \left[\sqrt{\frac{r_p^2 |V|}{r_s^2 - r_p^2}} \right] + I_t \exp[V] \operatorname{erfc} \left[\frac{r_s^2 |V|}{r_s^2 - r_p^2} \right] \right) \quad (54)$$

Likningen forenklet ved å gå ut ifra at isolerings-sfærens radius er mye større enn probe-radiusen. Brukt i likningen over. er $\operatorname{erf}(x)$ = er en funksjon som oppfører seg slik at hvis

$x \rightarrow \infty$ underligg konvergerer funksjonen mot 1 og dersom $x \rightarrow -\infty$ konvergerer funksjonen mot -1, se likning 55 (Ukjent, Ukjent). Det blir sett at for verdier større enn $V < 2$ vil likning oppføre seg likt som $I = \frac{2}{\sqrt{\pi}} A_p I_t (1 + |V|)^{\frac{1}{2}}$.

$$\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x) \quad (55)$$

Sylinderforma prober

Sylinderforma prober er utsatt for ende-effekter på grunn av geometrien. For å forhindre ende-effekter bruker man en ekstra leder som sitter under selve måle-proben. Garden beskytter sanseelementet ved å ha samme potensial som sanseelementet. Slik at påvirkning fra andre overflater i kammeret blir minimert. Likningen under er fra (Langmuir, 1926)

$$\left(\begin{array}{ll} I_{Sylinder}^e = A_p I_r \frac{2}{\sqrt{\pi}} (1 + |V|)^{\frac{1}{2}} & V > 2 \\ I_{Sylinder}^e = A_p I_r \exp(-V) & V < 0 \end{array} \right) \quad (56)$$

Sfæriske prober

På grunn av sin geometri så har ikke sfæriske prober ende-effekter. I teorien er ikke sfæriske prober veldig forskjellige fra sylinderformede prober, men har noe enklere teori når det gjelder OML (Langmuir, 1926):

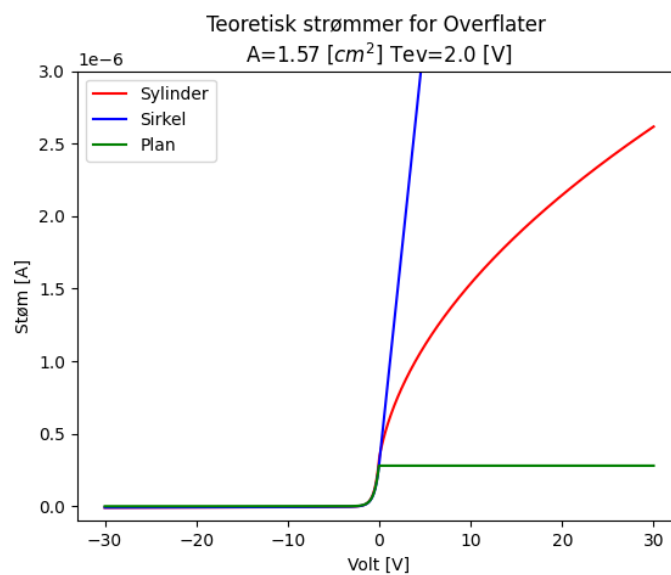
$$\left(\begin{array}{ll} I_{Sfære}^e = A_p I_r (1 + |V|)^1 & V \rightarrow \infty \\ I_{Sfære}^e = A_p I_r \exp(-|V|) & V < 0 \end{array} \right) \quad (57)$$

Plan prober

Plan proben består av en plate som leder godt. Hvis man skal eliminere ende-effekten blir proben fort for stor, og på denne måten vil den påvirke plasmaet med sitt nærvær. Videre eksisterer plan-prober bare i en dimensjon og samler strøm fra kun en retning. Sylinderformede og sfæriske prober samler strøm fra flere retninger. Plan-probe strømmen er gitt ved (Langmuir, 1926).

$$\begin{cases} I_{plate}^e = A_p I_r & V > 0 \\ I_{plate}^e = A_p I_r \exp(-|V|) & V < 0 \end{cases} \quad (58)$$

I figur 13 er det tre grafer for de tre varianter av prober man ev. kan benytte. Som nevnt tidligere er flate(plan) og sylinderforma prober utsatte for endefekter. Plan-proben's geometri gjør det lettere å beregne EEDF. Noe som gjør at denne proben er et nødvendig bidrag til analyse av ioniserte gasser.



Figur 13 viser grafer for de forskjellige I-V kurvene, produsert av prober med tre forskjellige geometrier (Sfærisk, sylindrisk og plan). Vi ser at det tiltrekkende område er uavhengig av geometrien (Langmuir, 1926). De frastøtende område har hver sin stigning.

2.4.4 Beta

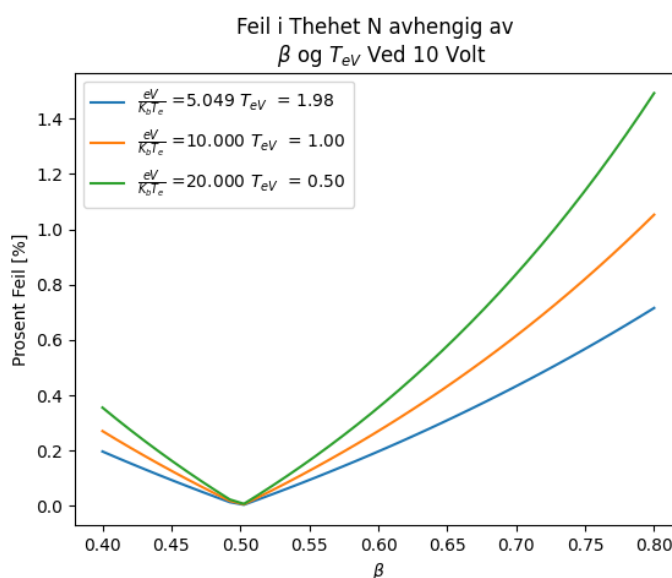
Sammenligner man sfæriske prober og sylindriske prober vil det være to elementer som skiller ligningene. Nummer en er hvordan overflatearealet til proben beregnes. Og faktoren $\frac{2}{\sqrt{\pi}}$

$$I_r A_{\text{sylinder}} \left(1 + \frac{|q(V_p - V_s)|}{T_{ieV}} \right)^\beta \text{ hvor } \beta \in [0, 0.5, 1] \quad (59)$$

En sylindrisk probe kan oppføre seg mer og mer som en sfærisk probe (Hoang, 2019). Dette gjøres ved å endre verdien til β . Konsekvensen av endring for å tilpasse teorien til den eksperimentelle, har man en feil fra den originale teorien som kan beregnes slik. Siden tettheten er en faktor i likningen, kan dette sammenliknes med feilen i tettheten.

$$\frac{I}{I_{\text{omt}}} = \left(1 + \frac{|q(V_p - V_s)|}{T_{ieV}} \right)^{\beta - 0.5} - 1 \quad (60)$$

Figur 14 Viser grafen av feilen ved gitt temperaturer og potensial.

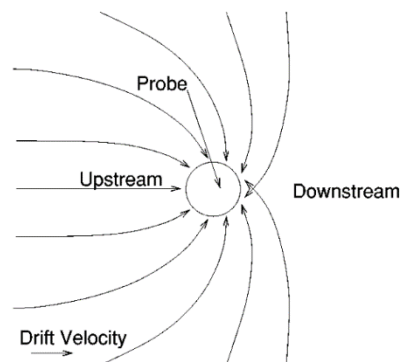


Figur 14. Figuren er basert på Hoang (Hoang, 2019) og viser feil som forskjellige beta produserer mot original verdien $\frac{1}{2}$. Den vertikale aksene er ikke i prosent, men i desimalere. Tallene må multipliseres med hundre for å få prosent.

2.4.5 Teori i strømmende plasma

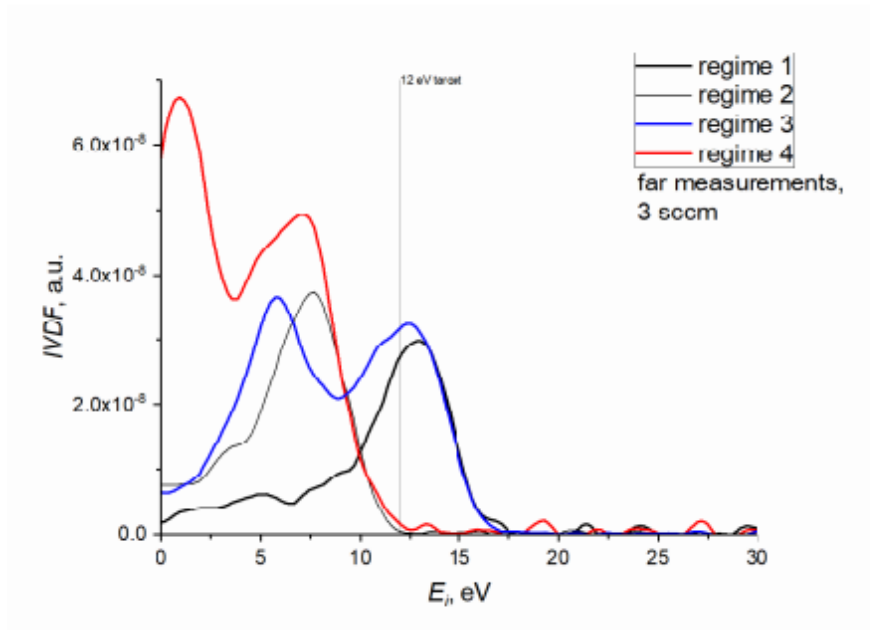
Ved forsøk i laboratorier og ved eksperimenter som Sounding Rockets, får ioner ofte pålagt drift hastighet. Hvis denne kinetiske energien er høyere enn den termiske energien $E_i \gg k_b T_i$, gjelder ikke lenger OML kravene for Maxwellian distribusjon for ion-er. Driften til elektroner er som regel mye mindre enn den termiske hastigheten til elektronene. For ionene som har en lavere termisk hastighet vil drift-hastigheten ha en betydelig påvirkning og man må endre det teoretiske utgangspunktet. De teoretiske utgangspunktene som bli påvirket er hastighets distribusjonen. Banen til partiklene med en drift komponent blir endret se [figur 15](#).

Når man har et tilfelle der elektroner og ion-er har drift, vil dette påvirke opptaket av strømmen, avhengig av retningen på driften. Den sylinderveformede proben vil bare registrere den hastigheten som er vinkelrett på aksene til sylindere. Så avhengig av angreps vinkelen til partiklene mot sylindere, vil hastigheten som er vinkelrett på radiusen endre seg med θ . Med andre ord hastigheten er ikke lenger lik i alle retninger til proben. Hvis partiklene har en drift hastighet større enn $v_d > 0$ og er plassert oppstrøms for proben kan det føre til økt strøm, mens hvis de er nedstrøms er det mulig drift-hastigheten er så stor at de unnslipper proben se [figur 15](#).



Figur 15 er fra Hutchinson ([Hutchinson, 2002](#)) og illustrer forskjellige baner partikler kan ha med en drift hastighet.

Trust Me analyse



Figur 16. er fra ThrustMe (ThrustMe, 2019). På figuren ser man hastighetsfordelingen for de forskjellige regimene for 3 sccp (Total 4 fordelinger) Legg merke til at A2F1 er regime1, som har en tydelig topp rundt 13 eV (sort kurve)

Retarding Field energi analyser (RFEAs), er et verktøy benyttet for finne hastighetsfordeling til ionene. Ion energi distribusjon (IED) er også et kritisk verktøy brukt innenfor industri og forskning (K Denieffe1, 2011). De er enkle å lage og har en høy nøyaktighet. For å måle IED kan man endre på elektriske gridene slik at man setter krav for ionets kinetiske energi.

Griddene har da et de- akselererende felt, og hvis dette blir variert, endrer man hvilke ioner som blir reflektert. RFEA består ofte av 2 til 3 gridder, og er laget av et ledende metall som opprettholder potensial V_x og en oppsamler. Første grid består av et fast potensial V_a . De ionene som passerer gjennom dette møter et varierende felt, V_1 . V_2 er satt opp for å skille ut alle innkommende elektroner og har som regel et høyt potensial. Ioner som slipper gjennom V_2 og V_1 feltene treffer oppsamleren og blir tatt opp. Data som kommer ut er en I-V karakteristikk, som er kjent fra Langmuir prøber.

På figur 16 vises hastighetsfordelingen hvor innstilling A2F1 har en topp, og gjennomsnittshastighet på rundt 13 V. Ved å sammenligne med figur 6 ser man at den ser ut som en Maxwell-Boltzmann fordeling. Kurven er tydelig usymmetrisk, og er ikke en ideell Maxwell-Boltzmann fordeling. Tettheten stiger sakte med et topp-punkt på 13 [V], og faller raskt fra toppen. Man kan derfor gå ut ifra at gjennomsnittshastigheten ligger noe under 13 [V], cirka 11 [V]. Som vi vet fra kinetisk teori og hastighetsfordeling vil dette påvirke distribusjonen til ionene. Slik at dette vil påvirke utledningen av OML for både det akselererte området og de-akselererende området for ionene.

Innvirkning på probe teorien

Det er flere som har forsøkt å bygge videre på teorien til Langmuir og Smith, samt å etablere nye teorier for å estimere plasma-parametere. Hoegy og Wharton har utledet en teori for Langmuir-proben som kan brukes på ladde partikler med pålagt drift (L.E. Wharton, 1973). Lignende har også blitt gjort av Goree (Goree, 1994). Strømmer påvirket av kollisjoner mellom nøytrale og ioniserte partikler er blitt analysert med hjelp av en kollisjons-teori, utført av Sternovskya (Z. Sternovskya, 2003).

Frastøtende region

Hogye og Whatron utledet likning for det akselererte regimet med pålagt drift (L.E. Wharton, 1973). Arbeidet bygger på utledningene til Langmuir og Smith (Langmuir, 1926). Så lenge kravet $V + S^2 > 1$ er oppfylt, hvor S er forholdet mellom temperaturen til partiklene og drift-hastigheten mellom proben og partiklene $S = \frac{T_{div}}{T_{iv}}$. V er forholde mellom temperatur-energien og potensial-energi satt opp av proben.

$$I = A_p I_r \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(V + S^2 + \frac{(V + \frac{1}{2} S^2)}{(V + S)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (61)$$

Tiltrekkende region

Sheridan og Goree (Goree, 1994) har utforsket hvordan driften påvirker det de- akselererende feltet. Likningene er for dimensjons løse strøm:

$$\frac{J}{J_0} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta \left\{ \exp \left[- \left(\left(-\frac{V_p - V_s}{T} \right)^{\frac{1}{2}} - \frac{v_d}{v_{th}} \cos(\theta) \right)^2 \right] + \sqrt{\pi} \frac{v_d}{v_{th}} \cos(\theta) \operatorname{erfc} \left[\left(-\frac{V_p - V_s}{T} \right)^{\frac{1}{2}} - \frac{v_d}{v_{th}} \cos(\theta) \right] \right\} \quad (62)$$

Ved å sammenlikne med [likning 61](#) ser man at den har skiftet form og har tre ekstra ledd. Som nevnt over kommer dette av at man ikke lenger antar at partiklene har samme hastighet run med integrasjon fra 0 til 2π rundt sylindere. Siden \cos er en symmetrisk funksjon, holder det å integrere fra 0-pi og multiplisere integralet med 2. J/J_0 er den dimensjonsløse strøm tettheten og må multipliseres med $J_0 \times A_p$. I artikkelen kom de frem til at drift-hastighet over 1.74 påvirker temperatur-estimer og plasma-potensialets verdi. Under 0.3 har det liten betydning for målingene.

Stråle i tiltrekkende region

Richard Battering viser en utledning av ionestrømmen for prober vinkelrett på fluksen (BATTERING, 1967), likningen er også tatt i bruk av (S. D. Hester, 1970). Dette er også nevnt av Hoang for plan, sylindriske og sfæriske prober (Hoang, 2019). De varierer her med den samme betaen som fra [likning 59](#) hvor ($\phi_\sigma = \phi_p - \phi_s$):

$$I = Aqn v_d \sqrt{\sin^2(\theta) - \frac{2e\phi_\sigma}{m_i v_d^2} - \frac{2k_B T_i}{m_i v_d^2}} \quad (63)$$

Dersom drifte-hastigheten til ionene er mye større enn den termiske hastigheten kan man se bort fra ledd nummer 3 under kvadratrotten, og har satt proben normal på fluksen av ioner. Da kan man forenkle likningen til:

$$I = Aqn v_d \sqrt{1 - \frac{2e\phi_\sigma}{m_i v_d^2}} \quad (64)$$

Alternative probe teorier

Andre teorier, som tar for seg regioner hvor Langmuirs teori ikke strekker til, har blitt utforsket. Eksempler på dette er Bernstein-Rabinowitz-Laframboise (BRL) som har den første teorien hvor man setter at ionene har en energi E_i . Allen-Boyd-Reynald teori (ABR) har forenklet probe-teorien, ved å anta at ioner er immobile og ion-temperaturen er satt lik $T_i = 0$. Siden temperaturen er null. Analysen tar bare i bruk lineære bevegelser; Hidden (Chen, June 5, 2003). En tabell med teorier listet opp for ionestrømmen er satt opp i artikkelen (B M Annaratone, 1992). Chen har studert de fire teoriene opp mot hverandre i med tett plasma ($n = 1 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$). Der finner han at ABL overestimerer tettheten og ABL underestimerer tettheten. OML fungerer best så lenge probe radiusen forhold til debye-lengde D_λ er betraktelig lavere enn 1 (Francis F. Chen, 2012).

Effekten av kollisjoner kan bli undervurdert og en teori for kollisjons-strømmen har blitt utforsket. Teorien bygger på at ioner i sheath-området kan kollidere og miste energi slik de blir fanget opp av proben. Teorien har blitt for plasma $\lambda_D \ll \lambda_m$. Eksperimenter viser stemme med den teoretiske kollisjons strømmen når forholdet $\frac{R_p}{\lambda_D} < 0.5$ (Z. Sternovskya, 2003). Dette er viktig å ta i betraktning når man skal finne tetthet mer nøyaktig, enn bare for samme størrelse-orden. Den totale ione-strømmen er lik $I_{iontot} = I_{oml} + I_{cx}$. I artiklene blir det formulert: *“In plasmas with a single ion species, ion-neutral charge exchange collisions are dominant and their first order effect is to increase the magnitude of the collected ion current”*. Fra artikkelen (Z. Sternovskya, 2003) ser man tydelig forskjell på stigningen til de forskjellige strømmene som er av interesse. Verdt å nevne er at eksperiment ble gjennomført med tetthet av to størrelsesordener, til forskjell fra det som er funnet i dette eksperimenter. I studien (F. Taccogna^a, 2006) er det gjort PIC simuleringer som bekrefter at man må ta hensyn til fangede ioner.

2.5 Vake teori

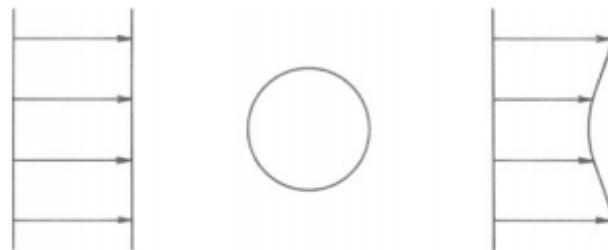
En vake er et fenomen som observeres daglig. Den typiske kjente vaken som vi alle kjenner er vaker laget fra f.eks. båter eller ender som beveger seg i vannet. Forstyrrelser i vannoverflaten strekker seg bak fra båten eller bak endene når de har en relativ hastighet i vannet. Reversert har man i elver hvor minimumet (elva) har en hastighet, mens steiner som sitter fast produserer vaker. Det siste tilfelle er mer lik det situasjonen som oppstår i vakuum-kammeret, der proben er festet, mens gassen har en hastighet.

For at en vake skal oppstå må det være en relativ hastighet mellom objektene og minimumet.

Vi har da at :

$$u_r = |u_o - u_m| > 0 \quad u_r = u_o - u_m > 0 \quad (65)$$

Hvis det er en relativ hastighet mellom et objekt og plasmaflyten kan det oppstå en endring av tetthet bak objektet. Endring av tetthet er definisjon på en vake eller bølger.



Wake production: schematic velocity profiles upstream and downstream of an

Figur 17 (Tritton, 1977) Illustrer hastigheten (piler) til et medium før og etter møtet med et sirkulært objekt. Pilene symboliserer hastigheten, og nedstrøms ser vi en endring hvor de midterste pilene har fått en minsket hastighet.

I en Kelvinvake oppstår den typiske v-formen, hvor v-formen starter på fronten av objektet. Bølger ble definert av William Thomson Kelvin som: « waves may be defined as generally as a progress of mater as a state of motion » (William Thomson(1887):" On ship waves", u.d.). Han oppdaget at vaker har en vinkel som alltid er den samme, uavhengig av objektet som skaper vaken, så lenge vaken blir generert på dypt nok vann. Med andre ord, bølgene vaken produserer må være kortere enn dybden til vannet de blir produsert i.

Formen på vaken avhenger av hastighetsforskjell mellom objektet og strømmen av partikler. Hvis mediumet er et plasma og et magnetiske felt er til stede, vil vaken få en asymmetrisk form. Et eksempel på at en sjokkbølge dannes, kan være et jettfly som bryter lydturen. Eller som nevnt tidligere når solvinden møter jordas IMP dannes et bue-sjokk se figur 2. Her presses oppstrøms magnetfeltet sammen, godt kjent som «*bow sjokk*». Nedstrøms for jorda vil magnetfeltet bli dratt ut. Førstnevnte fenomen oppstår ved at fly beveger seg raskere enn lydbølgene i gassen. Etter hvert som flyet bygger opp hastighet, vil ikke molekylene i mediumet rundt dem, rekke å flytte seg. Når flyet får en hastighet som tilsvar en 1 mach vil det bryte lydturen. Dette nummeret er forholdet mellom hastigheten til et objekt og den lokale lydastigheten til gassen. Hvor lydastigheten er hastigheten til vibrasjonenes forflytting gjennom gassen. Disse vibrasjonene er avhengig av temperaturen til gassen.

I ionosfæren har det også blitt gjort studier av vake-fenomenet. Dette er spesielt relevant for raketter med høy hastighet og blir beskrevet i følgende artikkel (YA. L. AL'PERT, 1963). I artikkelen er det gjort en studie hvordan fartøyet forstyrrer plasma og hvilke effekter som oppstår i nærheten av romfartøyet. Objekter som beveger seg i den øvre atmosfæren, er nær solsystemet og er i et miljø der partiklers *mean free path* (λ_m) er mye større enn selve fartøyet størrelse. Her beskriver de at innkommende partikler reflekteres av fartøyet. Dermed øker tettheten av partikler i front av fartøyet. Bak fartøyet vil det være et område hvor det er mangel på partikler (*rarefaction*). Området lengre bak på fartøyet avhenger av den relative hastigheten mellom fartøyet og medium-et det er omgitt av. Ladde partikler blir ikke bare påvirket av interaksjonen med objektets overflate, men også av det elektriske og magnetiske feltet. Det elektriske felte på objektet kommer fra ladde partikler, mens det magnetisk felt er produsert fra jorda.

I atmosfæriske tilstander er hastigheten til objektet, ofte mye høyere enn den termiske hastigheten til ionene. Det har blitt gjort få eksperimentelle analysere av vaker fra forskjellige objekter i laboratorier, med samme tilstander som ionosfæren. Eksempler på tidligere arbeid som er relevant for min oppgave er en artikkel av Sonin, (Sonin, 1970) hvor det studeres effekt av et lite sylindrisk objekt. Videre har de også studert (Sonin, 1970) større objekter. Noe av det mest interessante Sonin og Hester fant var sammenheng mellom størrelse på objektet og hvordan vaken spredde seg bakover. Artikkelen fra Stone (Stone, 1981) bygger på Sonin og Haester arbeide, og verifiserer deres arbeid. Mens artikkelen til Morgan (M. A. Morgan, 1989) studer hvordan en disk og forskjellig hastighet påvirker

vaken og har sammenlignet dette med simuleringer. Det har blitt gjort en rekke analyser av vaker ved hjelp av simuleringer.

Det er mangel på studier som tar for seg probe-vake fenomenet innen simuleringer. Noen artikler som belyser temaet er: (Könemann, 1978); (Marthin, 1974); (A.Sonin, 1974); (H. Usui, 2019), (P. Ludwig, 2012) og (Chun-Sung Jaoa, 2021).

Partikkel dynamikk

Det er tre krefter som er med på å påvirke vakens bredde, størrelse og form: drag, ion drag og Lorentzkraften. Mellom et objekt plassert i en strøm av veske vil det oppstå relativ bevegelse. For å holde et objekt i konstant hastighet, i en veske med hastighet, må man utføre en kraft. Kraften som vesken utøver på objektet kalles drag-kraften. Denne kraften er en form for friksjons kraft som partiklene får, når de kolliderer med overflaten til objektet. De partiklene som er nærmest objekt vil få en lavere hastighet, enn de som er lengre fra. Den kraften ionene blir utsatt ved et høyt Reynolds tall, kan være mekanismen bak vake-formasjonen. Hastigheten til vesken bak sylindren, har da mistet fart på grunn av denne kraften. Dette kan gi opphav til to strøms-turbulenser

Ion drag force

Kraften kan sammenlignes med drag kraft. Men blir mer kompleks gitt elektrostatiske effekter, som er langdistanse krefter. I artikkelen til Klindworth (Klindworth, 2004) , viser man vekslingsmoment mellom ioner og det objektet de blir påvirket av, i dette tilfellet støvpartikler.

$$F_i = F_o + F_s \quad (66)$$

Det har blitt utført flere studier av interaksjonen mellom ioner og støvpartikler. Og effekten kan oppstå mellom elektroner, prober og ioner. Når ion-strømmen treffer et objekt, utfører de en kraft på objektet. Det må derfor være en like stor motsatt kraft som påvirker ionene etter Newtons 3 lov. Her kan ionet enten bli akselerert eller de-akselerert. Kraften kommer av vekslingsmoment. Det er to spesifikke egenskaper som skiller ion-drag fra vanlig drag. Den første er at overflaten til ion-kollisjonen blir mye større, på grunn av at av det elektriske

feltet er en avstands-kraft for ladde partikler. Den andre egenskapen er den tiltrekkende Coulomb-interaksjonen. Ion drag kraften F_i kan summeres av to krefter. Orbital kraften F_o og samlings kraften F_s som er gjennomgått i artikkelen av M.S (M.S, 1992).

Lorentz kraften

Plasma består av ladde partikler og bevegelsen til disse partiklene kan beskrives ved Lorentz kraften:

$$\mathbf{F}_L = q\mathbf{E} + q\mathbf{u} \times \mathbf{B}. \quad (67)$$

Kraften er delt opp av to krefter. Den elektrostatiske kraften term. 1 på HAL, og den magnetiske kraften term. 2 på HAL. Den magnetiske kraften er kryssproduktet mellom vektoren B-feltet og produktet av hastighet og ladningen til partikkelen.

Machnummeret

I plasma er mach nummeret M definert som forholdet mellom hastigheten til ionet og elektronenes termiske hastighet. Fra Chen (Chen, 2018) definerer man mach nummer som:

$$M \equiv \frac{u_0}{(KT_e/m_i)^{\frac{1}{2}}} \quad (68)$$

Forholdet dukker opp fra *Bohm sheat Criterion* og hastigheten ionene har i en ion-akustisk sjokkbølge u_s er hastigheten i møte med det elektriske feltet. Denne hastigheten utredet fra prinsippene bak konservering av energi og kan skrives som:

$$u_s = (u_0^2 - 2e\phi/m_i)^{\frac{1}{2}} \quad (69)$$

M-nummeret er en faktor i *Sagdeev potensialet*, og definerer hvordan den mulige formen varierer. Det kan være alt fra en potensiell brønn, hvor en partikkel blir reflektert fram og tilbake. Eller en form der partiklene ikke blir reflektert, og potensialet stiger uendelig.

Det er funnet at vaker til større objekter vil utbrede seg med mach vinkelen θ_M avhengig av hastigheten på mach nummeret. Desto større drifhastighet ionene har, jo mindre blir vinkelen. Mach vinkelen blir definert som:

$$\theta_M = \sin^{-1} \left(\frac{1}{M} \right) \quad (70)$$

For negative bias vil ladde ioner med drift hastighet bli kurvet innover mot midtvakelinjen. Dette defineres som ion-fokusering. Ved slike tilfeller kan vi definere vakeregionen i tre regioner: nær-vake, midt-vake og slutt-vake som vises i artikkelen av Sonin ([A.Sonin, 1974](#)).

I nær-vake er det ofte et fravær av ion-partikler. Hastigheten til elektronene er mye høyere enn ionene, på grunn av forskjellen i masse. Elektronene vil prøve å fylle opp rommet, men etter hvert vil de bli skjøvet vekk av sitt eget negative felt. Det vil derfor være fravær av positivt ladde partikler.

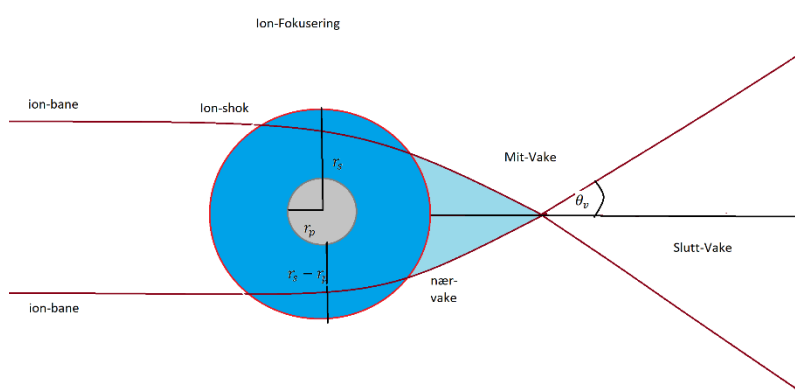
Ved ion-fokusering blir banens retning bøyd, siden de påvirkes av en kraft $-\phi e = ma$. Akselerasjonen vil endre kursen til ionet. Det gir 4 muligheter ionet kan interagere med proben: ionet kan kolliderer med proben, ionet kan bli fanget og absorbert, ionet kan bli fanget går i bane rundt proben, det kan unnslippe med en bøyde bane ([Z. Sternovskya, 2003](#)). Denne av-bøyningen kan oppstå et stykke unna debye-legden. På et tidspunkt vil denne effekten bli mindre ettersom det elektriske feltet vil bli eksponentielt svakere, gitt at vi har $\frac{\phi}{T_{ev}} \ll 1$.

Ved midt-vaken møtes fokuserte ioner fra hver sin side, og det dannes en region med forhøyet tetthet. Fra rundt første tetthets forhøyelse defineres midt-vake. Slutt-vaken starter i området der midt-vaketoppen deles i to, og to topper vil divergere fra hverandre.

Sonin ([Sonin, 1970 c](#)) har sett på hvordan vaken blir påvirket av ion-fokusering og sammenhengen med mach hastigheten. I deres studie blir vake-vinkelen definert i figur 13. De fant ut at små sylindriske prober i en kollisjons-løs supersonisk plasmaflyt, vil ikke

vakevinkelen være avhengig av mach vinkelen i [likningen 70](#). I stedet er de avhengige av det relative potensialet. I artikkelen stilles et spørsmål om disse bølgene som er observert, kan være kalde ione- bølger, men det avkreftes. Bølgene som observert i deres studie har bølgelengde større en Debye-legden. De påpeker at kalde ionebølger vil bevege seg med en hastighet på $(kT_e/m_i)^{\frac{1}{2}}$. Altså bølgene bør følge mach vinkelen. I deres studie følger heller rippelene vake vinkelen θ_v , og motbeviser at det er kalde ionebølger. Vake vinkelen avhenger av drift energien og potensialet fra proben i [likning 71](#), hvor $E_{dV} = \frac{m_i u_d}{2e}$

$$\theta_v = 1/\sin([\phi_p/E_{dV}]^{\frac{1}{2}}) \quad (71)$$

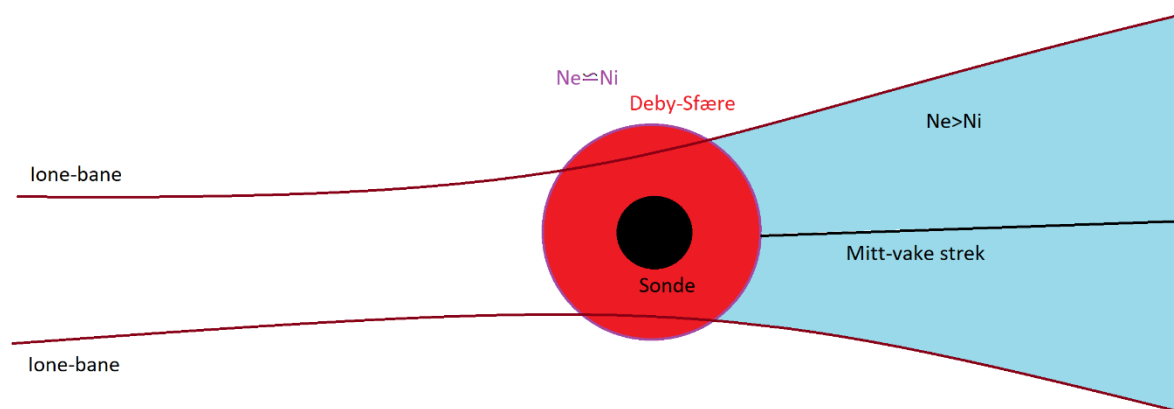


Figur 18. Illustrerer hvordan ione-banen kan blir påvirket når det entrer sheat-regionen. Illustrasjonen bygger på data observert i denne avhandlingen, simuleringer fra Ludwig (P. Ludwig, 2012) og Sonin sine eksperimenter og utlendinger (Sonin, 1970 b)

Figuren 18 illustrerer hvordan ione-banen kan blir påvirket når det entrer sheat-regionen. Nærmest sonden i nær-vakeregion illustreres forlengelsen av det negative ladde området. Etter som man kommer nærmere midt-vake region danner det seg kjegler av tetthet som sakte konvergerer. Etter at det har dannet seg et maksimalt punkt, vil banene starte og divergerer. Vi ser i artikkel av Ludwig (P. Ludwig, 2012) der det er gjort simuleringer, hvor et entydig mønster dukker opp, som er avhengig av temperaturforholdet mellom ioner og elektroner. Det er slik at isotermske og ikke-isotermisk plasma kan ha forskjellige egenskaper. Ved sterk ikke-isotermisk plasma vil toppene til tettheten i vaken være mer periodiske enn isotermisk.

Bølgene i et isotermiskplasma blir dempet meget raskt (Könemann, 1978) I studien kommenterer forfatteren de to typene ikke-isotermisk ($T_e \gg T_i$ & $T_e \ll T_i$) og en isotermisk ($T_e \approx T_i$) tilstand. Hvis man finner at tetthet-toppen gjentar seg med flere nære periodiske gjentagelser, kan plasmaet defineres som ikke-isotermisk. Ved høye ikke-isotermiske plasmaer kan elektron-temperaturen være 50 til 100 ganger høyere en ione-temperaturen. Ved å vite elektron-temperaturen kan man få et estimat på ione-temperaturen.

Når proben får positiv bias relativ til plasma-potensiale får vi den motsatte effekten av ione-fokusering. Det elektriske feltet har samme ladning som ionene, og vil da forskyve de innkommende ionene vekk fra proben. I regionen bak proben (nedstrøms), vil det være få ioner og man vil ha en forstørrelse av nærvaken (som i ione-fokusering). Ettersom denne regionen vil bli negativ ladd ved fravær av ioner, vil regionen tiltrekke seg ioner og frastøte seg elektroner. Altså konsentrasjonen av elektroner vil bli påvirket av ionets treghet og skape et vake-lignende mønster.

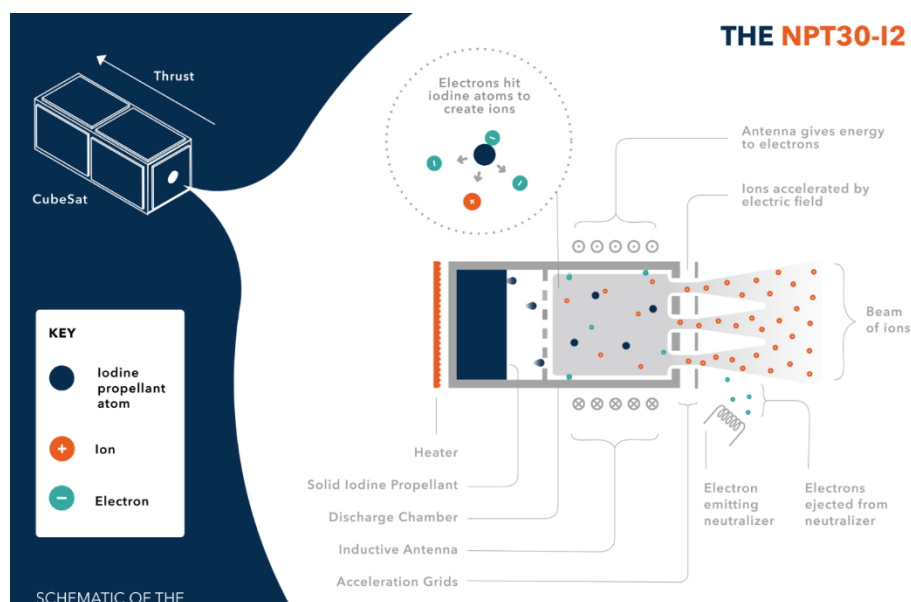


Figur 19. Illustrasjonen baserer seg på resultater fra avhandlingen av Engwall (E. Engwall, 2006) og Alpert (YA. L. ALPERT, 1963).

3 Eksperimentell metode

Jeg skal studere vake-fenomenet i et miljø som består av ionisert argon-gass. Når plasmakilden er tent kan man se gassen som et rødlilla lys. Argon tilhører grunnstoffgruppen edelgasser som er relativt lite reaktive (brennbare) eller giftige. Edelgass er et populært grunnstoff, og blir brukt i plasmaforskning. Edelgass reager mindre med andre grunnstoff, noe som forlenger levealderen på utstyr (f.eks. prober, containere osv.) benyttet i forskning. Atmosfæren består hovedsakelig av nitrogen og oksygen. Nitrogen og oksygen har en annen vekt enn argon-gass og dette kan medføre at vaken vil oppføre seg noe forskjellig enn i atmosfæren. I atmosfæren kan man anta at elektron-temperaturen er den samme som ion-temperaturen $T_e \approx T_i$ se figur 3, ser man at den er noe mindre. Gassen i vakuumkanammeret utsettes for trykk som likner det som er i ionosfæren.

På UIO ble det satt opp et vakuumkanammer, med en RF-plasmakilde. Kilden som ioniserer argon-gass er av typen: *Radio frequency induction coupling plasma source* (RF-ICP) (ThrustMe, 2019). Den er basert på fremdriftsverktøyet av typen NPT-30. En versjon av denne kan bli sett på i figur 20. Plasmakilden er ombygget fra en tidligere satellitt, hvor hensikten var å skape fremdrift for satellitten ved hjelp av ionisert argongass.



Figur 20. Figuren er hentet fra ThrustMe sin hjemmeside (ThrustMe, 2021). Illustrasjonen viser kammeret med frie elektroner. Nøytrale atomer driftes inn i kammeret hvor de kolliderer med elektronene. Rundt kammeret ser man trådene som er koblet rundt kammeret som fører energi til partiklene.

Teknologien baserer seg på RF-ICP produksjon. Bakgrunnen for ioniseringen bygger Faradays lov:

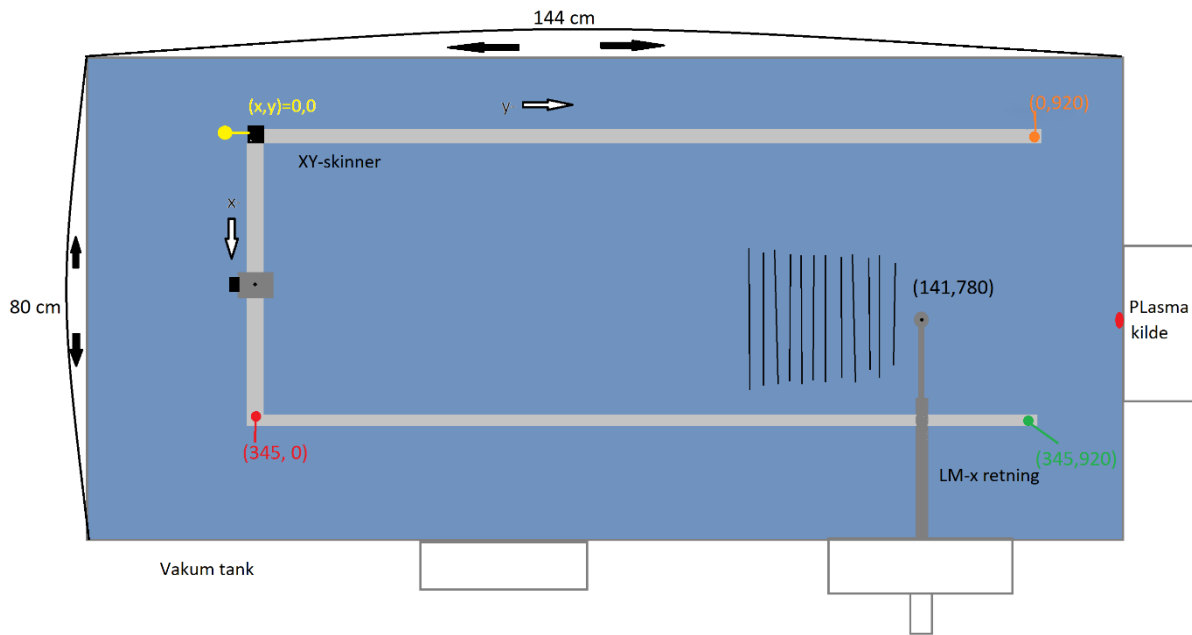
$$\nabla \times E = -\frac{\delta B}{\delta t} \quad (72)$$

Systemet kan bli sett på som en transform circuit. Hvor RF-induksjon skjer ved at radio frekvens alternating current (AC) er ført gjennom en vaier/ledning, som er kveilet rundt et gass-kammer (Kral'kina, 2008). Det blir produsert et tidsendrende magnetfelt som blir sendt ut. Gassen blir sett på som strømkrets nummer 2, hvor magnetfeltet induserer en strøm. Ved å ha en populasjon med frie elektroner i kammeret, som gassen strømmer gjennom, vil disse frie elektronene oppnå høy energi fra induksjonen. Inne i kilden er tettheten høy nok til at kollisjoner foregår regelmessig. Kollisjonen vil løsne faste elektroner i argon-atomet. For å oppnå en lav elektron-temperatur nær kilden sier ThrustMe at det forgår to former for ekspansjon. Fri ekspansjon og elektrostatisk filtrerings teknologi. Dette systemet er både inne i og utenpå kilden. (ThrustMe, 2019). 10 cm fra kilden har elektron-temperaturen blitt målt til å være 0.5 eV. ThrustMe benytter et annet vakuum-kammer som er mindre enn det som blir brukt i dette laboratorie-eksperimentet.

3.1 Oppsett

Eksperimentet ble satt opp og koblet med hjelp av Anders Johan Ekelund. På [figur 21](#) kan man se en illustrasjon i 2D som viser plasseringene av xy-bordet, måle-poben og objekt-proben. Objekt-proben er plassert ca. midt i kammeret med x koordinat ved 140-141 mm og y koordinat ved 780 mm. Linje-manipulatoren har en avstand målt fra utsiden på kammerveggen som er 276.7 mm. Objekt-proben er festet til en skyvearm. Skyvearmen benyttes til å skyve objekt-proben til den ønskede (x, y) posisjon. Skyvearmen låses fast til et spesifikt punkt som er tilnærmet midt i kammeret. Skyvearmen kan bare bli skjøvet i en retning x og må stilles manuelt.

Måle-proben er festet til en peek-stav med Kapton-teip. Staven er igjen teipet til den bevegelige plattformen til xy-bordet, inne i vakuum-kammeret. (Proben lener seg litt over i x-retning.) Ved bruk av xy-bordet kan måle-proben settes automatisert og trådløst i posisjon. Videre tastes x og y koordinatene inn i nettsiden til det lokale nettverket, som pc-en er koblet til. XY-bordet gjør at måle-proben kan bevege seg 920 mm i y-retning mot plasma-kilden. I x-retning kan proben bevege seg 350 mm, horisontalt normalt på y-retning. XY-bordets mobile plattform kan bare bevege seg til positive xy-koordinater (kvadrat hjørne 1). Måle-proben kan altså bevege seg 2-dimensjonalt. Med bruk av xy-bordet kan måle-proben flyttes helt ned til 0.01mm, men da begynner usikkerhet i forflyttingen å bli for stor (usikkerheten er kvantisert). For å finne vaken til objekt-poben med 0 volt bias spenning, må man ta så smale skritt som mulig. Den minste avstanden jeg bruker er 0.2 mm, men det er uvisst hvor stor usikkerheten blir for probe-plasseringen. XY-bordet har to motorer som skyver proben i y retning eller x retning. De har magnet i seg, slik at under bevegelsen påvirker magnetiske feltet strømmen som kan bli målt i probene.

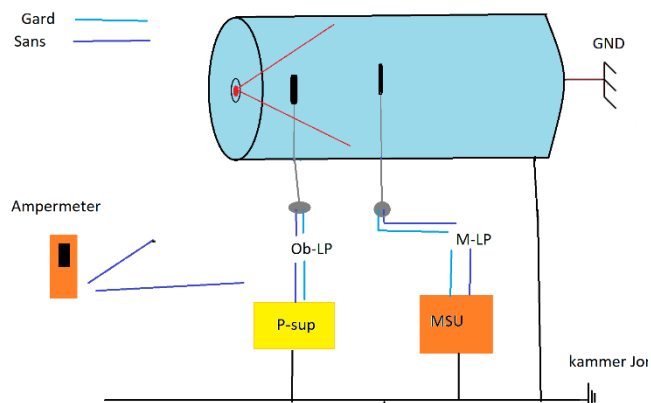


Figur 21. Illustrerer oppsett i plasmataken sett fra fugleperspektiv. Tanken er formet som en sylinder. Lengden til tanken er 144 cm lang og har en diameter 80 cm bred. Målene er gjort utenpå tanken. Plasmakilden er merket rødt, helt til høyre. Xy-bordet blir illustrert i figuren med fargen lyse- grått. På xy-bordet er det plassert en mørkegrå firkant, som representerer den mobile plattformen som måle- proben er festet til. Måle-proben illustreres med en sort prikk. Den kan bli flyttet i det firkantede gridet begrenset av de fire ende-punktene: (0.0),(345.0),(920. 0) og (92.345). Linje-manipulatoren er plassert cirka midt i kammeret, målt utenfra til 271 mm. Ytterst på linje-manipulatoren, inne i tanken er objekt-proben plassert, illustrert med en liten sort prikk, med koordinatene: (141,780). Linjene bak objekt-proben illustrerer de 12 data-innsamlings linjer. Denne spesifikke illustrasjonen illustrerer innsamling av data-punkter for måle-probe nedstrøms for objekt-proben, med 0 V bias spenning.

Utstyr:	Antall:
L-prober (stål & belagt: AeroDAG-g)	2
Radius: 0.5 mm Lengde: 5 cm	
PSMu	1
Kraft tilførsel	2
XY-bord	1
PC	1
SMU-programmvare	1
Coaxial-kabler	6
En deler/splitter	3
RF-kilde (A2F1)	1
Vakuu-kammer og nødvendig utstyr	1
Linje-manipulator	1
Linje-manipulator forlenger U-form	1
Multi-meter	2
Peek-stave	2

Tabell 2 utstyr

Proben sanselent har en radius på 0.5 mm og en lengde på 5 cm, se figur 9. 5 cm så å si det lengden jeg kunne velge før proben begynte å bli bøyd å skje. Eksperimentet krever at proben holder seg rett, slik at vaken ikke blir målt over et bredt rom. Probene blir plassert vertikalt og vinkel rett på ion-drift rettingen, dette kan bli observert på figur 1 og blir illustrert med at probene er prikker på figur 21. Den ioniserte gassen strømmer ut fra høyre side i figur 21 se den røde prikken. Jeg antar at dette vil gi en bedre oppløsning av vaken. Dette vil også medfører mindre kant effekter, som ble tatt opp i teori delen. Avstanden fra objekt-proben til kilden er ca. 40 til 50 cm. I eksperimentet blir det brukt flere coaxial-kabler for å føre den innsamlede probe-strømmen fra de to probene ut av plasma-kammeret. Hvis man tar et utsnitt av sirkel-overflaten til ledningen, finner vi en sirkel fylt med fire deler. Hvor den midtre delen er fylt med et ledende materiale. Så kommer et lag med isolerings-materiale. Deretter et ledende materiale bekledd med et ytre isolering-lag, som skal isolere signalet mot omgivelsene. Til vanlig bør jordsignalet gå ytterst og hovedsignalet gå innerst. For å få alle de fire strømmene (2 sanse-elementer og 2 gard) ut av kammeret, så føres signaler fra gard til den ytterste lederen på kabelen, og sanse-elementets signalene ble ført på den innerste lederen. Senere blir signalet delt opp via fire kabler med jord ytterst og strømmen fra sanse-elementet innerst. For måle-proben blir gard og sanse elementets strøm ført inn i «precision measuring source unite» PMSu. Sanse-elementets strøm går til port 1 og gard til port 2, og deretter går signalet videre til jord. PMSu kan bli sett på som en meget avansert kraft forsynings enhet (power supply unit) med innebygd voltmeter/amperemeter og kan utføre målinger av både strøm og spenning. Modellen som benyttes i dette eksperimentet heter B2912A. B2912A er satt til flytjord gjennom alle målinger som blir utført. Da blir spenningen målt relativ til vakuums-kammerets ladning. Når man gjør lignende prosjekter på raketter eller satellitter, måler man i forhold til den raketten eller satellitten probene er festet til. Dette potensialet blir flyt-potensialet og kan variere med mengden partikler satellitten møter. Oppsettet er illustrert i figur 22.



Figur 22. Illustrer oppsettet. Her ser man plasmataken, lyse blå med to Langmuier prober plassert innvendig. Ledinger trekkes ut. Amperemetret er brukt for å følge med på strømmen som kommer fra objekt-proben. Lyseblå linjer representere gard-ledinger, mens mørkeblå er sanse-ledinger. Objekt-proben spenning styres kraft Power supply er gul, mens måle-proben potensial bestemmes med PSMu er oransje.

Sett i figur 22 kommer 2 coaxi-kabler med fire signaler ut av kammeret. Utenfor kammeret blir sanse og gard signalet skilt til hver av sine kabler. Som nevnt jording ytterst og signalet innerst. Ytterste delen av kablene blir satt i ledende kontakt med vakuum-kammeret, slik at det oppstår en krets. Videre er kammeret jordet gjennom andre koblinger slik at man ikke får støt av å ta på vakuum-kammerets vegger.

3.2 Gjennomføring og analytisk metode

Gjennomføring

Proben som produserer vaken som skal studeres, blir referert til som objekt-probe. Den proben som skal gjøre målinger blir referert til som måle-proben. Måle-proben tar målinger i punkter fra bak objekt-proben. Disse punktene blir organisert i linjer. Hver linje får lagt på to cm fra objekt-proben. Første mål-linje blir gjort 2 cm unna objekt-proben. Slik at linjene vi får videre er [2, 4, 6, 8, ..., 24] cm nedstrøms for (bak) objekt-proben. Objekt-proben har

posisjon y, posisjon 0 [cm] eller posisjon ved 780 [mm]. Målepunktene blir fordelt for -30 til 30 [V]. Totale antall punkter som blir brukt for hver sveip er 1202. Gjennomføring og innsamling av data blir gjort på pc med et program som følger B2912A. Gjennom en sveip hvor hvert målepunkt har en aperture- tid (ap) som blir brukt på 0.1.

Den totale måletiden er avhengig av to variabler, ap-tid og overhead tid. Det eksister også en faktor til som er «menneskelig treghet». En sveip har flere målinger, og hvor lang tid 1 måling tar refereres til som AP-tid. AP-tiden er den tiden analog til digital konverter (ADC) bruker på å måle en verdi på f.eks. på 1 V. Denne perioden kvantiseres til *number of Power line cycle* (PLC). Hvor standarden er $1/60 \text{ Hz} = 16.66 \text{ ms} = 1 \text{ AP tid}$ (Technologies, 2019).

Tiden brukt på å gjennomføre en måling med AP-tid som tilsvarer 0.1 i programmet til B2912A blir opp mot 3 min. Høyere Ap-tid ville ført til at data-innsamlingen ville tatt for lang tid.

Det er viktig å vite usikkerheten i instrumentene man bruker for å kunne vite hvor gode målinger man tar, og hvor vidt man kan stole på disse målingene. Fra egne observasjoner ser jeg at usikkerheten i potensialet ser ut til å ligge mellom 0.18 [mV] til 0.0068 [mV]. Måle-usikkerheten i strømmen ser ut til å være mindre enn 1 [nano A.] Dette er en til to størrelsesordener under den ion-strømmen og flere størrelser ordner under elektron strømmen jeg skal måle, som er 1×10^{-8} , se figur 11.

Under eksperiment bruker jeg forskjellige ladninger for potensialet over objekt-proben. For å endre potensial til objekt-proben, bytter jeg om på jord og signal-ledning til power-supplyen. Dette medfører at for positivt potensial som kraft-tilførselen setter, vil koblingen være signal til signal, og jord til jord. For negative potensial over objekt-proben går signal til jord og jord til signal. Dette får utslag på amperemeter ved at strømmen måles blir veldig liten, på grensen av hva et amperemeter kan måle.

En labbdag starter med tenning (oppstart) av plasma kilden. Kilden kan få gass-tilførsel ved to flow rates: 1.5 sccm eller 2-3 sccm. I forsøket benyttes den siste «flow rate» hvor gassflasken er stilt til å slippe inn 3 sccm. Fra ThrustMe gir dette fire mulige innstillinger for plasma kilden A1F1, A1F2, A2F1 og A2F2 hvor ThrustMe har målt tettheter 50 cm unna kilden, som er ca. samme distanse som objekt-pobe er plassert unna kilden under dette eksperimentet. (Kammeret som ThrustMe har brukt under sine målinger er noe mindre, men jeg vet ikke nøyaktig dimensjoner på det kammeret). Jeg venter en halvtime før jeg kan starte med

eksperimenter. Jeg verifiser etter en halvtime, med å se strømmen målt fra PSMu har stabilisert seg. Det totale eksperimentet blir gjennomført over 2 uker. Under denne perioden har vakuumsammeret hvert låst og har aldri vært åpnet. Slik at miljøet er tilnærmet likt for alle datalinjene og fra labb. dag til labb. dag.

Dataen som blir innsamlet blir lagret i CSV filer, og kan videre analyseres ved *et selv utviklet program* som leser inn dataen fra CSV-filen. På en 8 timers måle-økt kan jeg gjøre mellom 3 til 4 linjer. Litt avhengig av antall punkter jeg skal ha med. Etersom vaken blir bredere og bredere må antall punkter og frekvensen av punkter justeres. Som nevnt tidligere blir innstillingene A2F1 brukt. Kammeret har vakuums fra: 4.30×10^{-4} [mbar] til 4.41×10^{-4} mbar . Temperaturen målt fra kilden ligger mellom 35 til 37 C. Tunning som er parameter fra ThrustMe sitt program ligger rundt 75 ± 0.5 . I tabellen har jeg beregnet antall nøytrale partikler utfra [likning 24](#), med trykk-verdien omgjort til Pascal. Antall nøytrale partikler per kubikk meter er da beregnet til 1.37×10^{17} [m^{-3}] nøytrale partikler, hvor jeg antar at de «gassen» befinner seg i en «steady state» tilstand. Kammerets spesifikasjoner kan bli sett i tabell.

Kammer Spesifikasjoner	P [mBar]	Volum [m^3]	n_n [m^{-3}]	T_k [C]	Kilde:	Ion drift [V]
Verdier	$4.41e - 4$	1.41	1.3×10^{17}	35-37	A2 F1:	13

Tabell 3 Plasma kammer med spesifikasjoner

Hvilke tettheter som kan forventes at jeg får fra eksperimentet kan bli sett tabell. Verdien er fra ThrustMe, er beregnet for de forskjellige innstillingene til plasma kilden.

Regimer	Fokusering	Akselerasjon	Tetthet [m^{-3}]
1	1	2	2.5×10^{11}
2	1	1	4.0×10^{11}
3	2	2	5.0×10^{11}
4	2	1	9.5×10^{11}

Tabell 4 (ThrustMe, 2019) Avstand fra kilden er 50 cm. er gjort under en tilførsel av argon gass på 3 sccm

Analytisk metode

Fra Langmuir (Langmuir, 1926) har man fått en metode for å ekstrahere plasma-parametere. Man kan analysere den akselererende regionen for både ioner og elektroner. I et ideelt miljø kan man ekstrahere tettheten direkte fra den ion-saturerte (tiltrekkende spenning) elektriske strømmen. Man kan utnytte liknings relasjonen og finne at stigningstallet:

$$\left(\frac{I_t}{I_{oml}}\right)^2 = \left(1 + \frac{|qV|}{T_{te}}\right) \quad (73)$$

Hvor S er stigningstallet, slik at ved å bruke:

$$S = \frac{4}{\pi} \frac{e}{kT_t} I_t^2 \quad (74)$$

Likningen kan videre omformes slik at man kan få tetthet til ionestrømmen:

$$N_i = \frac{(SM_i \pi^2)^{\frac{1}{2}}}{e^3} \quad (75)$$

Det er flere som gir en introduksjon på hvordan man kan ekstrahere parametere (J.-P. Lebretona, 2005), (Conde, 2011), (Hoang, 2019), og (Chen, June 5, 2003). For den de-akselererende (frastøtende) del av I-V kurven for elektron-strømmen kan tettheten beregnes fra de eksperimentelle data gjennom de følgende stegene vist under:

- For å finne flytpotensialet ϕ_f , vet vi at den totale strømmen er lik null. Dette kan gjøre analytisk eller numerisk. Chen (Chen, June 5, 2003) viser hvordan dette gjøre analytisk. Numerisk kan man lage en enkel kodesnutt som itererer gjennom strømverdien i strømlisten, hentet fra måle-dataen. Koden brukt under kommende analyse kan bli sett i vedlegg B, Programmer.

- Plasmapotensialet ϕ_s kan bestemmes på to måter:
 - Den første og enkleste metoden er å finne den første deriverte eller den andre deriverte til I-V kurven. Det er et etablert faktum at den deriverte av I-V kurven er stigningen i I-V kurven. Det er raskest vekst i den eksponentielle delen slik at når I-V kurven går over til den saturerte delen vil veksten avta. Hvor den vil ha et toppunkt der I-V kurven går fra eksponentiell vekst, til en vekst som stiger med en faktor \sqrt{x} . Se [likning 56](#). Den andre deriverte av strømmen, kan også bli brukt. Toppunktet i den andre deriverte er hvor den første deriverte vokser raskest. Der den andre deriverte går fra toppunkt til å krysse null, vil være punktet hvor grafen går fra eksponentiell vekst, og til en linear vekst. Dette området med et knekkpunkt er definert som plasma potensialet. Jeg bruker en kombinasjon av første og andre deriverte for å finne plasma potensialet ϕ_s .
 - Den andre metoden er å bruke tilpasningen fra temperaturen i det eksponentielle området, å finne en tilpasning til den saturerte elektronstrømmen. Krysset mellom disse to linjene vil kunne være et estimat på plasma- potensialet. Dette er en itererings metode som krever flere itereringer og kan mulig gi en bedre tilpasning.
- Finner en god tilpasning til ionestrømmen.
- Ion-tilpassingen trekkes fra data-punktene, og man sitter igjen med elektronstrømmen.
- Estimering av elektron-temperaturen kan gjøres ved å finne stigningstallet til den eksponentielle delen av grafen. Etter som vi vet at den de- akselererende regionen kan beskrives godt som en eksponentiell funksjon $y = Ae^{Bx}$ gir $B = \frac{e\phi_\sigma}{kT_e}$. En eksponentiell funksjon blir en lineær linje i den logaritmiske regionen ([Chen, 2018](#)).
 - $Z_1 = \ln(Y_1) = \ln(A_1) + B_1x_1$
 - $Z_2 = \ln(Y_2) = \ln(A_2) + B_2x_2$
 - Går ut ifra at y_1 og y_2 har samme konstanter $A_1 = A_2$ og $B_1 = B_2$
 - $\frac{z_2 - z_1}{x_2 - x_1} = B \Rightarrow \frac{1}{B} = \frac{kT_e}{e}$
- Vi vet at det eksponentielle området er innenfor $x \in [\phi_f, \phi_s]$. Gitt et godt antall punkter innfor disse endepunktene, kan man finne et godt analytisk estimat av temperaturen til elektronet.

- Tettheten finner man ved å bruke at elektron-strømmen er lik $I_{\phi_s} = i$ når $\phi = \phi_s$. Dette gjelder for det akselererte og de-akselererte område.

$$\circ I_{\phi_s} = A_p n_e I_r \exp(0) \quad (76)$$

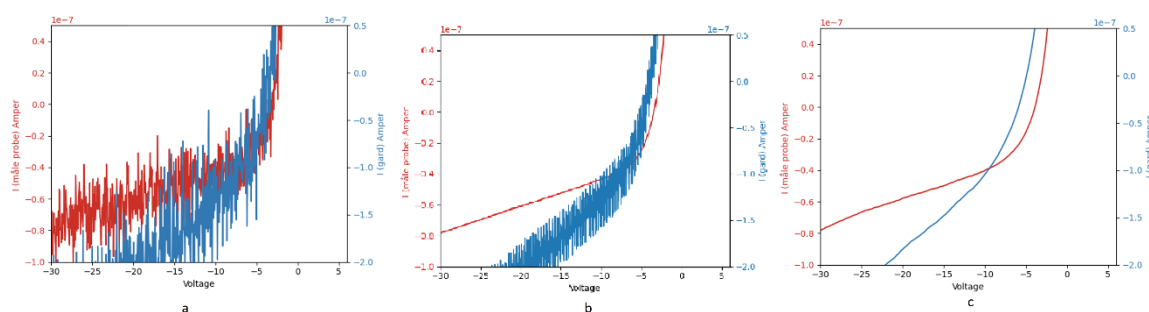
$$\circ n_e = \frac{I_{\phi_s}}{e A_p \sqrt{\frac{k_B T_t}{2\pi m_t}}} \quad (77)$$

- Videre kan man estimere debye-lengden λ_{D_e} og elektron frekvensen ω_{pe}
- Ved å vite trykket og dimensjonene på vakuumkanmeret, kan man estimere antall nøytrale partikler. Slik at elektron-nøytron kollisjonsfrekvensen kan estimeres.

3.3 Før Analyse

AP-tid

I dette kapitlet vises to analyser. En med bruk av AP-tid og en for endring av strøm ved flytting av plattformen på xy-bordet. Man kan se effekten av å velge lav AP-tid, i data i figur 23, og endring av strøm i figur 24.



Figur 23. viser en rad med 3 del-figurer. Det er to kurver i hver figur. Den røde kurven er fra sanse-elementet, mens den blå kurven er data fra gard-elementet. Figur a. illustrer data innsamlet med en apature-tid på mindre enn 0.0001. Figur b. illustrer data samlet inn med AP-tid ved 0.001. Figur c. illustrerer datainnsamling gjort med AP-tid ved 0.1.

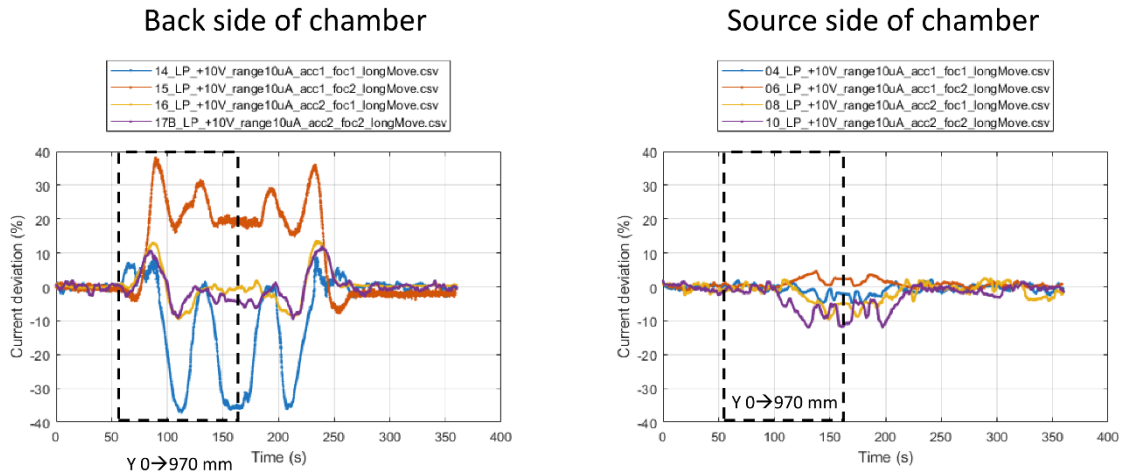
Ved for lav AP-tid kan tilpasning av ion-kurven og den eksponentielle delen av I-V kurven bli mer krevende. Som sett fra [figur 23 a og b](#) er det en del støy og fjerning av ion-kurven bli vanskelig. Effekten av kort AP-tid vil gjøre det vanskeligere å definere plasma-potensialet etter som dette blir gjort med første og andre derivert. Derfor anbefaler jeg å ha verdi høyere enn 0.2. Slik vi det blir lettere å definere slutten på det eksponentielle området. Som man ser fra [figur 23 c](#) er mye av støyen blitt fjernet. Det som skjer, er at PMSu får liten tid på gjøre en enkelt måling, slik at man ikke for filtrert bort støyen. For lav AP-tid kan sammenlignes med alias, som er en tilstander der man ikke har god nok oppløsning på måle-punktet slik at informasjonen blir ukomplett. For å unngå dette kan man følge Ny-Quist teorem ([Bekkeng, 2021](#)):

“The sample frequency should be at least twice the highest frequency contained in the signal”

Jeg har også sett på hvordan antall punkter påvirker I-V kurven. Hvis man kutter antall punkter til 300 vil det bli for få punkter i regionen der plasma-potensialet befinner seg. Og det blir vanskeligere å definere et toppunkt eller knekk punkt. Derfor bruker jeg 1202 punkter.

XY-Bord

En analyse av hvordan strøminntaket til prober påvirkes når xy-bordet endrer stilling på holderen, er utført av Ekelund (Anders Ekelund). Begge figurene i [figur 24](#) viser endring av strømmen når man flytter på xy-bordet fra 0 til 970 mm. Endring i x-retning ser ut til å ha en mindre påvirkning enn i y-retning. Innflytelsen av disse bevegelsene ser ut til å ha størst påvirkning på baksiden av kammeret, enn nærmest kilden. A2F1 ser ut til å bli påvirket minst. For hver linje som måles nullstilles xy-bordet, og blir satt til posisjon (0.0) mm.



The Acc=2 states show maximum deviations around 10 %.

Figur 24. viser et eksperiment utført av Anders Johan Ekelund. Data vises med hans tillatelse. De to figurene viser endringen i strøm målt fra proben, hvis man flytter xy-plattformen fra posisjon (0,0) mm til (0, 950) mm. Hvor den stiplede firkanten er frem til 950 mm og resten (andre halvdel) er tilbake til origo (0,0). Del-figur A. fra venstre er gjort ved lineær manipulators posisjon lengst fra kilden. Del-figur B. fra venstre er gjort ved å ha en probe ved lineær manipulators posisjon, nærmest kilde (der jeg har plassert min objekt-proben, se fig 20).

3.4 Feilanalyse

Under eksperimentet deler man feil inn systematiske feil, tilfeldige feil og menneskelige feil. Eksempler på systematisk feil kan være kalibrert instrument og forskyvinger av instrumentet. Feil er systematiske når de blir reproduisert (Hutchinson, 2002). Menneskelige feil er ofte notat feil. Skriver f.eks. 6 tallet istedenfor 9 tallet.

Begreper som blir brukt innenfor eksperimenter er presisjon og nøyaktighet. Presisjon er definert som hvor gjentagende resultatet er. Hvis man kaster piler på et mål så vil presisjon være et mål på hvor tett pilene er sentrert. I eksprimentes betegnelse blir det oppfattet som hvordan man har greide å minimere tilfeldige feil. Nøyaktighet blir tolket som hvor lave systematiske feil og tilfeldige feil er. Liten nøyaktighet kan bli illustrert som hvor langt fra målet pilene treffer. Med andre ord kan systematiske feil ha en stor innvirkning på nøyaktighet på eksperimentet.

Tilfeldige feil eller stokastiske feil, er feil som oppstår tilfeldig fra måling til måling. Disse feilene er som regel normalt distribuert hvis man har et stort nok antall datapunkter. Denne funksjonen kjennes også som Gaussian funksjon og tar formen:

$$f(x) = \frac{1}{s\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left[\frac{\hat{x} - \bar{x}}{SD}\right]^2\right) \quad (78)$$

Hvor SD er standard avviket og \bar{x} er gjennomsnitt for all data punktene i liste/vektoren \hat{x} . Gjennomsnittet er summen av all punktene delt på antall n punkter.

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_i^n x_i \quad (79)$$

Variansen tolker gjennomsnittes verdien av variansen opphøyet i annen. Det blir sett på som et mål på hvor mye datapunktene avviker fra gjennomsnittet. Høy varians fører til en bredere kurve, mens lavere varians medfører at kurven er konsentrert om gjennomsnittet

$$var_x = \frac{1}{n} \sum_i^n (x_i - \bar{x})^2 \quad (80)$$

Kvadratrotten av variansen er standardavviket. Standardavviket er en kvantisering på hvor mye det totale punket avviker fra gjennomsnittet av data punktene. Etter et standard avvik er 50 prosent av datapunktene innenfor, gitt at den er en normalfordelt kurve.

$$SD_x = \sqrt{var} \quad (81)$$

Ofte vil man finne standard avviket til en funksjon, som avhenger av 1 eller flere variabler. *Propagation of error* kan bli sett på som hvordan feil fra forskjellige variabler følger. Gitt at variablene er uavhengig av hverandre kan man bruke denne formelen. Hvor s er standard avviket for funksjonen f (Squiers, 2001):

$$SD_f = \bar{f} \sqrt{\left(\frac{SD_x}{\bar{x}}\right)^2 + \left(\frac{SD_y}{\bar{y}}\right)^2 + \dots} \quad (82)$$

Relativ feil (RF)

Relativ feil blir som regel gitt i prosent. Her er x data og y modellen. n er antall måle punkter og i er datapunktet (Hjorth-Jensen, 2021).

$$RF = 1 - \sum_i^n (y_i - x_i)/x_i \quad (83)$$

Mean squared error (MSE):

Her er x data og y modellen n er antall måle punkter og i er data punget (Hjorth-Jensen, 2021).

$$mse = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - y_i)^2 \quad (84)$$

R2 -score

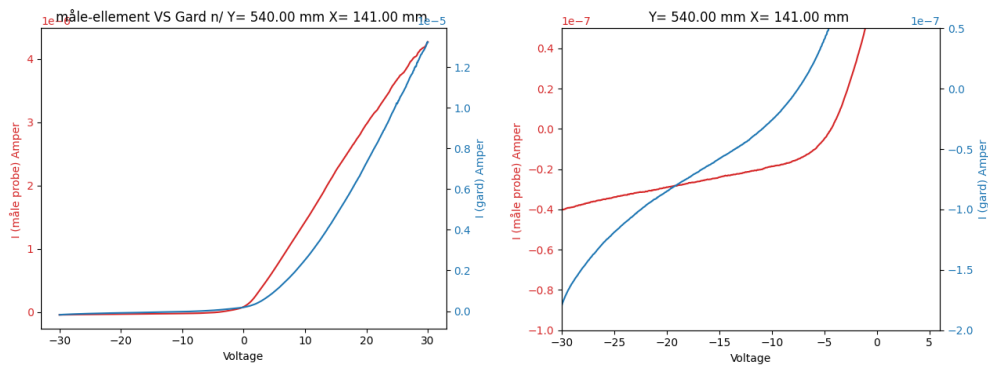
Her er x data og y modellen som skal brukes for predikter dataene. n er antall måle punkter og i er data punget (Hjorth-Jensen, 2021). R2 score er forholdet mellom MSE og hvor mye dataen varierer med. Hvis MSE er større enn det dataen varierer med så blir R2-scoren lav og det betyr at modellen er ikke er egnet.

$$R2 = 1 - \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - y_i)^2}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (85)$$

4 Resultater og diskusjon

I dette kapitle er delt inn i tre deler Del 1 I-V karakteristik analyse. Del 2 er analyse av gjennomsints verdier av bakgrunns parammeter. Og sammenligne disse oppmot gjennomsnitlige parametere fra vake bak 20 [V] bias-spenning over objekt-probe. Del 3 Analyse av Vakene.

4.1 I-V Karakteristikk



Figur 25 Viser to del figurer av samme I-V kurve. Figurene viser gard strømmen (blå) og sanse-element strømmen (rød). Figuren til venstre (a) viser den totale I-V kurven. Figuren til høyre (b) er en del av I-V kurven, men forstørret slik at man ser strømmen for negative potensialer (ion-strømmen). Målingen er gjort ved (141,540) mm.

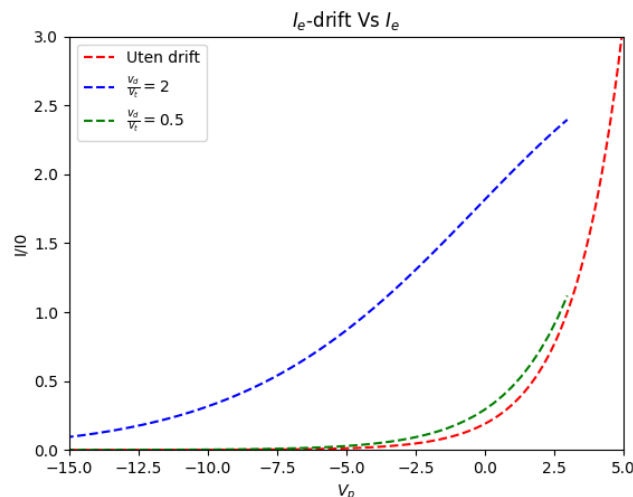
I figur 25. vises I-V kurve, for både gard og sanse-element. Fra figur 25.b kan man se at Gard-strømmen (blå) ikke har samme saturasjon som sanse-elementet. Den har en ikke-lineær form og begynner og stige mer etter -20 V. Sanse-elementet (rødt) i figur 25 b. ser ut til å holde en konstant form etter 10 V. Dette samsvarer med det den analytiske modellen OML saturasjon har se figur 11.

Sanse-elementets graf viser en mer definert eksponentielle form $V \in [-10,5]$. Hvis man ser nøye på sanse-elementets graf på [figur 25](#), kan man se at den har en pen eksponentiell del, og det ser ikke ut til å få utslag av raske elektroner.

I noen laboratorie-plasma kan man finne en lavhastighets elektronpopulasjon og en høyhastighet elektronpopulasjon. Dette betyr at man har to populasjoner med forskjellige temperaturer. Chen gjennomgår dette i dokumentet ([Chen, June 5, 2003](#)) og demonstrerer en I-V kurven som er preget av to elektronpopulasjoner.

Hoved fokuset vil være på elektron-strømmen for å finne elektron-tettheten. For ione-tettheten vil jeg bruke den analytiske modellen for ion-strøm se [likning 56](#). Dette medfører at det ligger en stor usikkerhet i denne tetthetenbergningen, da drift ikke er inkludert i teorien. Man får likevel et inntrykk av endringer i tettheten.

I forkant av analysen som omhandler strømmen bør det undersøkes om elektronene vi studerer har en drift. Fra teori delen har man en [likning 62](#) som beskriver elektron-drift i den tiltrekkende regionen (eksponentielle delen) ([Goree, 1994](#)), for å studere hvordan en slik kurve vil se ut plotter jeg 3 kurver.



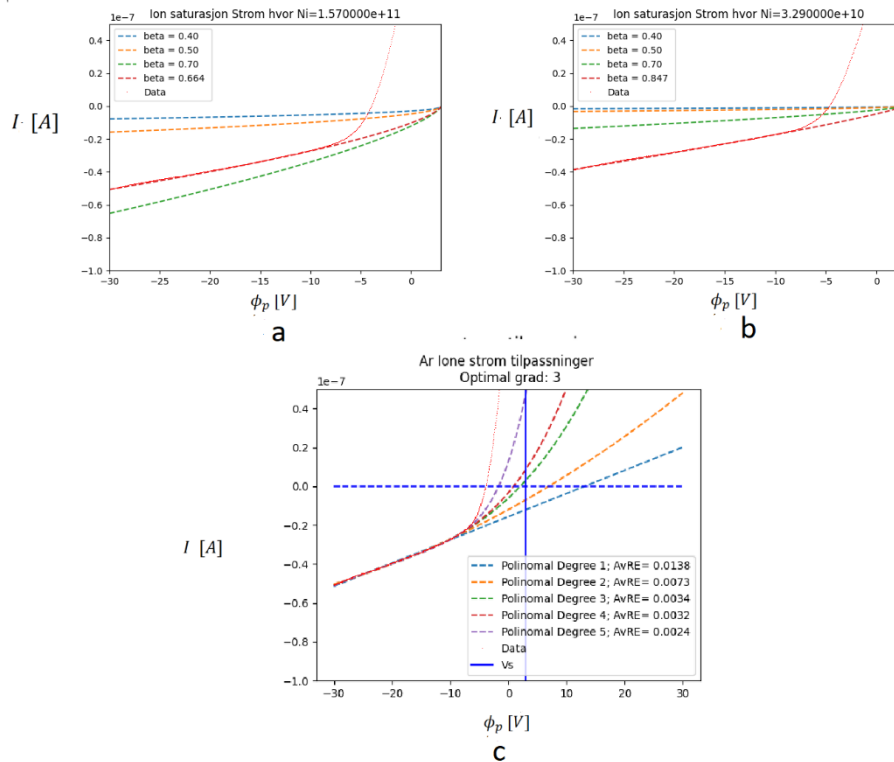
Figur 26 ser vi tre kurver. Hvor den røde kurven er uten drift-hastighet. Den blå kurven er beregnet med en drift hastighet dobbel så stor som temperatur-hastigheten. Grønn kurve viser strømmen der drift-hastigheten er halvparten av temperatur-hastigheten. Strømmen på den vertikale aksens vises her som dimensjonsløs og ledgeren som spesifiserer kurvene kan bli sett øverst i venstre hjørne.

Fra [figur 26](#) ser man at høyere drift hastighet medfører at den eksponentielle delen blir mer og mer flatet ut. Toppen får en avbøying, og danner en bue som ser ut som topp-punktet.

Etter sammenligning av grafene, er det tydelig at hvis drift -hastigheten eksiterer, må brøken være mindre enn tallet $v_d / v_{th} < 0.5$. Fra grafen i [figur 26](#), er det ikke mulig å si hvor liten denne brøken er. Det kan derfor herske en usikkerhet rundt elektron-temperaturen. Jeg antar at det ikke vil eksistere drift-elektroner, og videre i analysen vil jeg se bort i fra dette. Denne konklusjonen er basert på figur og ([ThrustMe, 2019](#))sin forklaring. Jeg forholder meg derfor til Langmuirs analytiske modell.

Utredning av Plasma parametere

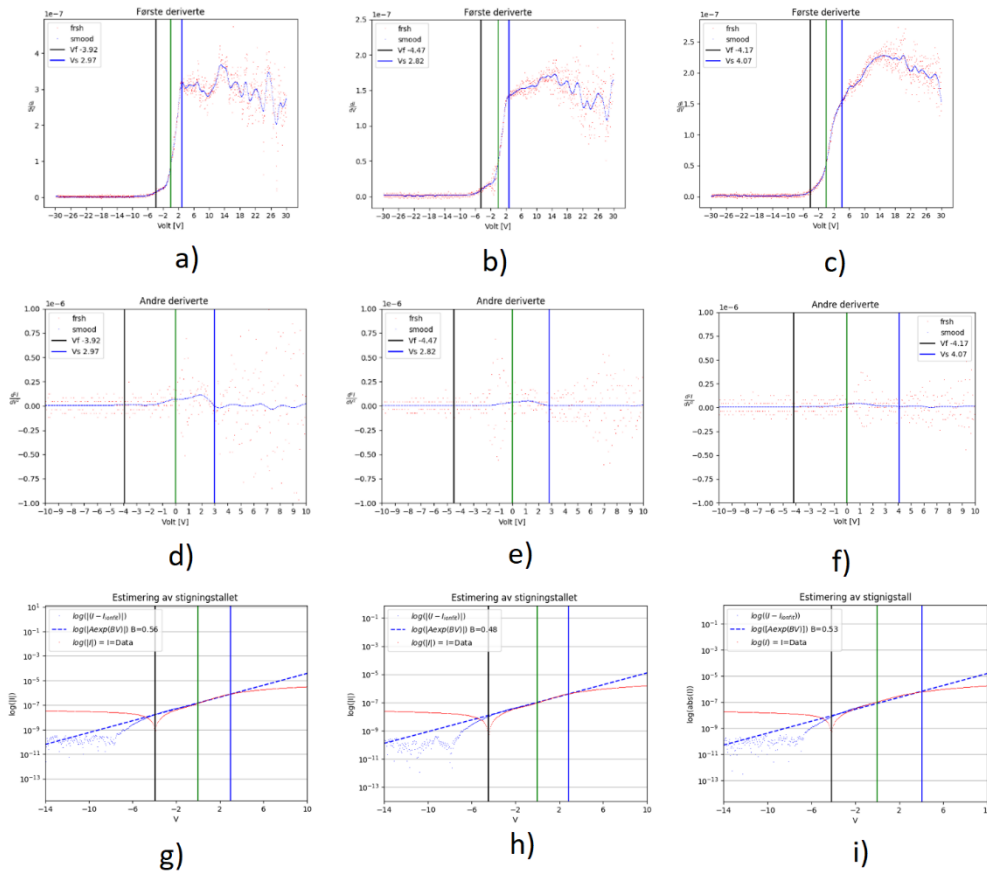
Målet er å finne elektron-tettheten, som er avhengig av elektron-temperaturen. Estimering av elektron-temperaturen gjøres ved å finne elektron-strømmen. For å finne elektron-strømmen må ion- strømmen tilpasses og trekkes fra den totale strømmen. Ione-tilpassning kan gjøres analytisk eller numerisk. Numeriske og analytiske modellen kan bli sett på [figur 27](#). Den modellen som gir best tilpassning fra -30 frem til -7 V er numerisk.. Den graden som passer best, og nærmer seg null, ved plasma potensialet vil bli brukt. Polynom fra 3 og oppover har en tendens til å bøye av mye raskere enn det en teoretisk ion-strøm gjør. Selv om høyere polynomer har en bedre polynomisk tilpasning i regionen nevnt over. Er de for gode tilpasing til strømmen etter flytpotensialet. Man kan få en for varm temperatur ved å legge til for mye, eller for kald temperatur ved fjerne for lite. Polynomet jeg velger er den som er nærmest null strøm ved plasmapotensialet.



Figur 27 viser 3 del figur a, b og c. I alle de tre figurene er vertikal akse strøm I i A (ampere) og horisontal akse er probe-potensialet ϕ_p i V (Volt). Hvor a. og b. er tilpassninger gjort ved likning for OML saturerte ione-området for bakgrunnsstrøm. Her er det gjort med en variasjon i beta som kan bli sett i ledger-en til de to figurene. a og b er tilpassninger for en avstand 4 cm og 22 cm fra der objekt-poben ev. ville stått. c. er tilpassninger gjort ved polyfit, se vedlegg B Programmer.

Ved plasma-potensialet skal ione-strømmen være hundre ganger mindre enn elektronstrømmen ifølge OML modellen uten drift, men siden plasma-kilden skaper ioner med pålagt drift, kan det hende at veksten blir noe anderledes. Derfor kan hende at jeg har fjernet for lite ione-strøm. Etter at ione-strømmen har blitt trukket fra den totale strømmen $I_e = -I_i + I_{tot}$ har jeg da funnet et estimat for elektron-strømmen I_e .

Under denne prosessen er man avhengig av å finne plasma-potensialet som gjøres ved å finne første deriverte og andre deriverte av den totale strømmen. Disse grafene kan bli sett på figur 28. Videre kan elektron-temperaturen estimeres. Dette gjøres analytisk med likning og resultat kan bli sett logaritmisk figur 28 g, h og j. Videre gjøres det en eksponentiell tilpassing av strømmen se likning 56. Den eksponentielle grafen, numerisk og analytisk modellen av strømmen kan bli observert i figur 29.



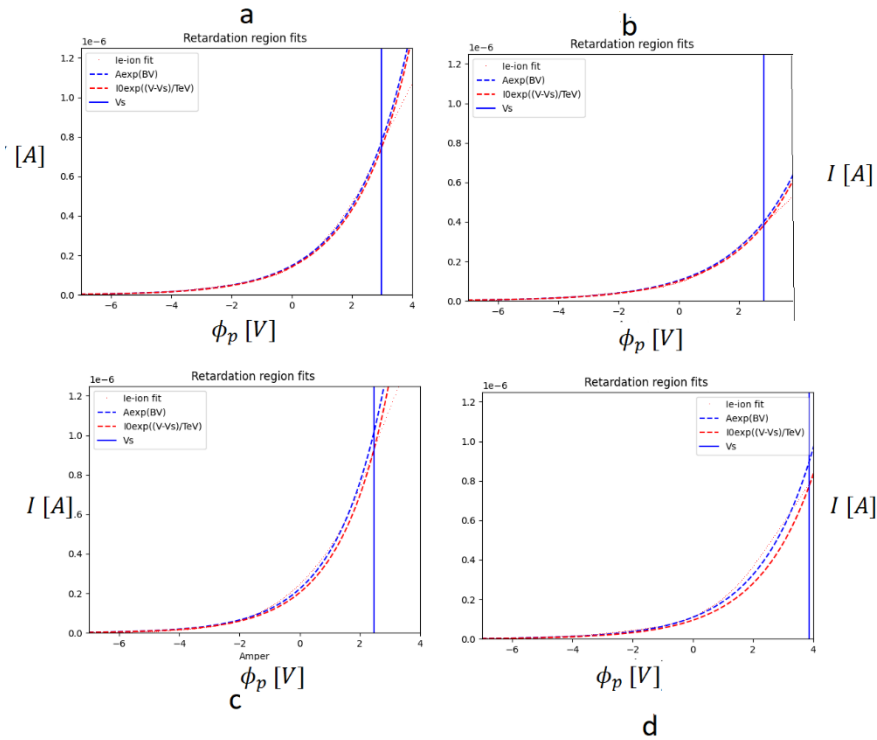
Figur 28 Har 3 vertikale kolonner og 3 horisontale rader (3×3) som består av totalt 9 del figurer navngitt fra a til i. All figurene har 3 vertikale linjer. Hvor sort er flytpotensialet, grønn er nullpunktet ($0.0 V$) og blå er plasmapotensialet. Hvor første rad består av første deriverte, andre rad består av andre deriverte. Ledgeren i høyre hjørne i alle figurene navngir elementene i delfigurene. Første og andre kolonne er målinger fra bakgrunnen (uten objekt probe). Tredje kolonne er målinger med objekt probe ($20 V$) i vaken. Første, andre og tredje kolonne er dataen hentet fra $4 cm$ ($740 mm$), $22 cm$ ($560 mm$) og $10 cm$ ($680 mm$) fra der objekt-proben ville vært posisjoner $0.0 cm$ ($780 mm$). I første deriverte (første rad ovenfra) er det 2 grafer rød og blå. Rød er uten utjevning (smoothing) og blå med utjevning (smoothing). Metoden kan bli sett i vedlegg B Programmer. Det samme gjelder andre deriverte i rad to. I rad tre består av logaritmiskplott av absolutt verdien til strømmen, i det logaritmiske plottet er det fire grafer. Den rød grafen er ferske data av strømmen. Den blå grafen er en tilpasning av elektronstrømmen I_e , hvor ione-strømmen I_i er trukket fra I_{tot} . Den blå stiplede linjen er tilpasset eksponentiell funksjon med elektron temperaturen brukt som stignings tallet se likning.

Fra figur 28 (a, e og h) i første kolonnen ser vi hvordan en ideell første deriverte situasjon bør se ut. I a. ser man den første deriverte, og vi kan tydelig se at den eksponentielle regionen er hvor den første deriverte stiger brått begrenset av probe potensialene $\phi_p \in [-3.17 V, 2.8 V]$. Der den første deriverte stopper å stige og blir tilnærmet konstant, betyr det at I-V kurven har gått fra å være eksponentiell til å ha en mer lineær stigning. I dette området vil plasma-potensialet befinne seg. Det er ikke alltid at plasma- potensialet vil være like enkelt å definere. Lengre bakover i kammeret vil første deriverte bli mer avrundet. Dette kan bli sett i figur 28 (b). Da kan man estimere plasma-potensialet med den andre deriverte. Der hvor den andre deriverte

av I-V kurven går fra et topp-punkt, til å krysse null, vil være et estimat for plasma-potensialet. Jeg har konstruert et enkelt søkeprogram, som starter fra flytpotensialet, og finner når verdien i den andre deriverte blir tilnærmet null, se vedlegg B Programmer.

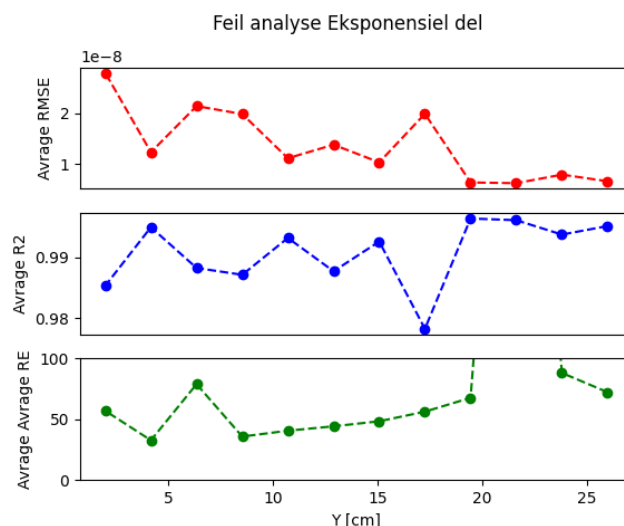
Ved innsamling av data nedstrøms for (bak) objekt-proben har jeg sett på første deriverte. For -20 [V] som bias-spenning over objekt-proben, ble det ikke funnet noen tydelige endringer. Derimot for 20 [V] bias-spenning over objekt-proben, skiftet derivatene av I-V kurvens form. Den første deriverte fikk et nytt område med kraftig vekst mellom $\phi_p \in [2.8, 12]$, denne kan bli observert i [figur 28 c](#). Den andre derivert krysser ($x, y = 0$) lengre bort, se [figur 28 f](#). Det nye plasma-potensialet er funnet til å være på 4.17 [V], tidligere har det ligget mellom 2.8 [V] til 3.0 [V]. Det logaritmiske plott får «et kne» som er mye rundere, se [figur 28 j](#), enn det som er observert i [figur 28 h og i](#). Dette tyder på at noe skjer med I-V kurven, for en probe som utfører et sveip fra -30 [V] til 30 [V], bak en annen probe som er positivt ladd. Vi vet at I-V kurver blir påvirket av drift, og det er utviklet nye likninger med hensyn på drift. Muligens må det utvikles nye likninger for I-V kurver i vaker.

Flyt-potensialet kan være en interessant parameter og må lokaliseres for å estimere hvor den eksponentielle delen av I-V kurven starter. Den kan som nevnt tidligere bli funnet analytisk. Jeg finner flytpotensialet numerisk med et enkelt søkeprogram, som finner hvor den totale strømmen er minst eller lik null (se vedlegg B Programmer). Flytpotensialet kan bli sett i det logaritmiske plottet, der data-strømmen danner en v-dal, og er merket som en vertikal linje i alle delfigurene i [figur 28 rad 3](#).



Figur 29 viser fire del figurer, merket som a, b,c og d. Delfigurene har alle samme akser, hvor den vertikale aksens viser strøm gitt i Amper , og den horisontale aksens er gitt i Volt . Alle figurene er data samlet inn fra bakgrunnen (uten objekt probe). Avstanden merkes fra der objekt-proben ville ha stått 0.0 cm. a) er fra 6 cm, b) viser data fra 22 cm. a) og b) representerer gode tilpasninger. c) er fra 2 cm og d) er fra 8 cm. Her representerer c) og d) dårlige tilpasninger. Røde svake prikker representerer strømmen hvor ione-strømmen er fjernet. Stiplede blå linje er en eksponentiell tilpasning hvor konstanten A blir tilpasset, og B invers av T_{eV} , som er funnet analytisk, med metoden som er nevnt (se metode og programmet). Rødt strippetete strek er beregnet med den analytiske metoden for eksponensielle del (Se likninger). Den blå vertikale linjen er plasma potensialet.

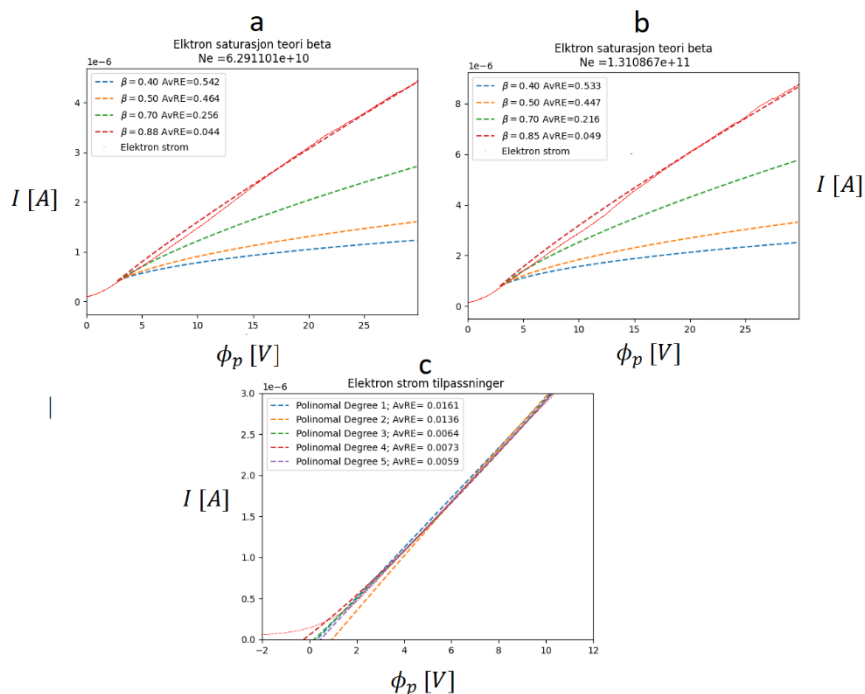
For å vite hvor mye hver analytisk tilpasning passer elektron-strømmen og det saturerte område, har jeg tatt i bruk feilanalyse med R2 skår, relativ-feil og RMSE-utregning. På figuren 30 vises den gjennomsnittlige verdien for hver av de tre parameterne nevnt over, merket som et punkt for hver linje, fra 2 til 24 cm.



Figur 30 viser tre forskjellige grafer av feilparametere. Beregningen er gjort for strøm målt fra bakgrunnen (uten objekt-probe). Gjennomsnittsverdien av parametere er tatt for hver data innsamlings linje. Fra toppen, rød kurve viser RMSE verdier. Den midterste kurven (blå) viser R2-score, og nederste (grønn) viser relative feil. Horisontale linjen viser avstand fra der objekt-proben ville stått $y = 0$. Parameterne er beregnet fra I_e og den analytiske modellen elektron strømmen (OML) for frastøtende partikler (eksponentiell kurve), se likning

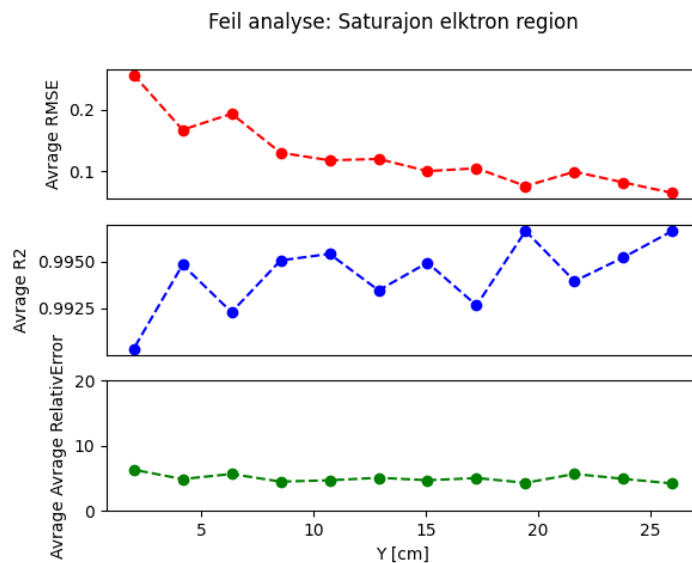
Ved å se på figur 30 ser man gjennomsnittlige verdien for RMSE. Verdiene faller fra nærmest proben til lengst fra proben. Slik at det kan se ut til at disse tilpasningene blir bedre jo lengre fra kilden man gjør målinger. Verdiene for strømmen i det eksponentielle området ligger mellom $[1 \times 10^{-7}, 1 \times 10^{-6}]$. På figur 29 kan man se at ved 6 [cm] ved plasma-potensialet har strømmen en verdi på 0.8×10^{-6} , mens for 22 [cm] har strømmen en verdi på 0.4×10^{-6} ved plasma-potensialet. Det ser altså ut som strømmen faller jo lengre bak man måler. RMSE-verdien har en størrelsesorden på 1×10^{-8} . Tatt dette i betraktning tolker jeg fra RMSE-verdiene at den analytiske modellen er en god tilpassing. Og at fallet i RMSE kommer av at strømmen faller. For å få et komplett bilde hvordan den analytiske modellen utvikler seg, har jeg også studert R2-scoren. Elektrontilpassingen for det eksponentielle området har en gjennomsnittlig R2 score på 0.98-0.99. Dette tilsier at den analytiske modellen er en god modell. R2-score holder seg tilnærmet konstant gjennom hele alle datalinjene, som kan bety at feilen i forhold til størrelsen holder seg konstant. Den relative feil ser ut til også holde seg tilnærmet konstant om man ser bort i fra avviket i punktet, 22-24 cm unna objekt proben.

Tiltrekkende del av I-V kurven (elektron strømmen)



Figur 31 Viser 3 del-figurer a, b og c. Hvor I-V er målinger fra bakgrunnen (uten Objekt-probe). Vertikale linjen er strøm I i amper A. Horisontale linjen er bias-spenning volt V over måle-proben. Målepunktene som grafen i figurene er målt fra er avstanden målt fra punktet hvor Objekt-proben ville stått ($y = 0.0$) cm. Hvor a-grafen er en tilpassing med data fra den eksponentielle regionen ved avstand 22 cm. Der b-grafen er det samme tatt ved en avstand på 4 cm. Både a og b plotene har flere grafer som er tilpassninger ved bruk av likningen, med varierte beta-parametere. De forskjellige beta β -parameterne kan bli sett i hver av figurenes ledger øverst til venstre. Rødt kurve er betaen med best tilpassing. Og c-grafen viser polynomets tilpassninger av den saturerte region hvor graden og relative feilen kan bli sett i ledgeren øverst i venstre hjørnet.

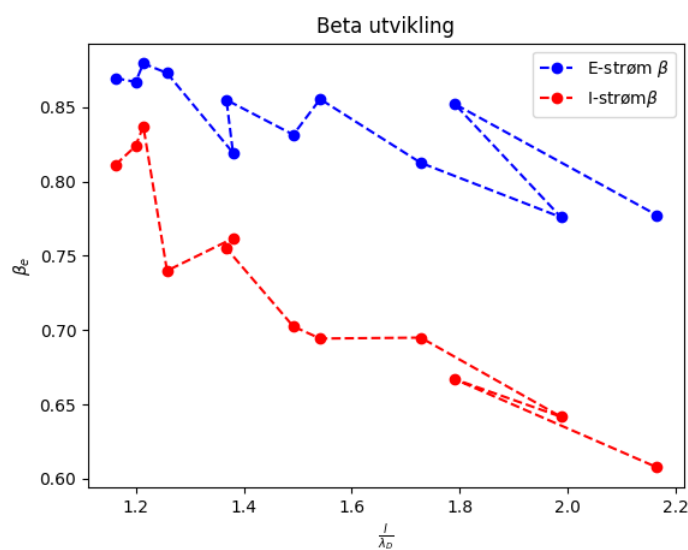
Den analytiske tilpassingen til elektron strømmen for $\phi_\sigma > 0$ (tiltrekkende partikler) er gjort ved å brukt elektron-temperaturen og tettheten funnet ved med den analytiske modellen for det eksponentielle området (frastøtende partikler). På figur 31 ser man at høyere beta gir en bedre tilpassing til det saturerte området, sett visuelt og gjennom relativfeil. Fra likningen 56 vet vi at den analytiske modellen ikke passer utledingen før $V > 2$. Et plasma-potensial rundt 2.8 [V], betyr det at tilpassingen ikke bør være god før over 7 [V]. Tilpassingen fra figur 31 a og b ser ikke ut til å være god før bias potensialet til måle-proben går over 14 [V]. Dette ser ut til gjelde både for måle-punkter med korte og lange avstander, fra posisjon der objekt proben ville stått se figur 21 $y = 0$ cm eller ($y = 780$ mm). De polynomiske tilpassningene har bedre tilpassinger enn de analytiske.



Figur 32 viser tre forskjellige grafer av feilparametere. Beregningen er gjort for strøm målt fra bakgrunnen (uten objekt-probe). Gjennomsnittets verdien av parametere er tatt for hver data innsamlings linje. Fra toppen, rød kurve viser RMSE verdier. Den midterste kurven(blå) viser R2-score, og nederste(grønn) viser relative feil. Horisontale linjen viser avstand fra der objekt-proben ville stått $y = 0$. Parameterne er beregnet fra I_e og den analytiske modellen elektron strømmen (OML) for tiltrekkende partikler (saturert regionen) , se likning.

For den saturerte/tiltrekkende region krever tilpasningen en beta fra 0.80 til 0.88, avhengig av om proben er plassert nærmere eller lengre fra plasma kilden. Fra [likning 57](#) har man at for sfæriske prober vil beta være 1, mens for sylindriske prober vil beta være $\frac{1}{2}$. Dette betyr at proben oppfører seg mer som en sfære enn en sylinder.

RMSE og R2-score ser ut til og følge det samme mønstret som det de eksponentielle tilpasningene. Den relative feilen holder seg mye lavere enn det som blir sett i [figur 31](#) for den analytiske eksponentielle modellen. Dette kan komme av at punktene ikke befinner seg i det eksponentielt område som gjør at den relative feilen holder seg lavere. Beta modellen får en enda bedre R2 scor enn det eksponentielle område 0.99. Jeg trekker derfor den konklusjon at med en god tilpasning med beta, kan en gi en like god beskrivelse av det eksponentielle området. Man må være bevist på, se [figur 13](#), at feilen fra den opprinnelige teorien blir større. Det kan bli vanskeligere å finne den riktige tilpassingen etter som man har tre parametere som kan bli variert: elektron-temperaturen, elektron-tettheten og beta.

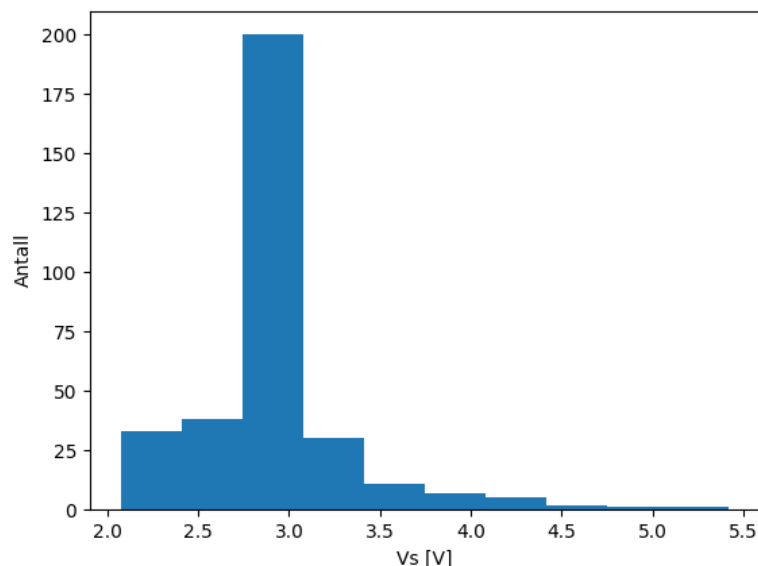


Figur 33 viser to grafer hvor beta er beregnet for å få den best mulige tilpasningen i det saturerte området (Uten objektprobe), for ioner og elektroner. Blått er for elektroner og rødt er for ioner. Ion-strømmen er beregnet med teori fra likning (Maxwellian-distribusjon uten pålagt drift). Vertikal akse viser betas gjennomsnittsnits verdi for hver data linje, og horisontale akse viser lengden til proben over debye-lengden.

Det ser ut til å være en svak trend som støtter at større debye-tall gi høyere beta for elektronstrømmen, se figur 33. For ion-strømmen ser denne trenden ut til å være meget sterk, se figur 33. Beta-verdien for ioner ligger helt nede på 0.60. Det ser ut som figur 33 indikerer en svak trend der elektroner og ioner følger resultatet fra studien til Marchhand (R.Marchhand, 2020). Fra likning 72 til 74 ser man at det blir vanskelig finne tettheten ved bruk av metoden til Langmuir for å finne tettheten for tiltrekkende partikler. Vi har ikke lenger å gjøre med $\frac{1}{2}$ men β . Det er noe underlig at ione tilpasningen ser ut til passe bedre med en lavere β enn det elektron-likning gjør. Den burde bli påvirket av driften, som ikke er med i beregningene.

4.2 Spredning av plasma parametere

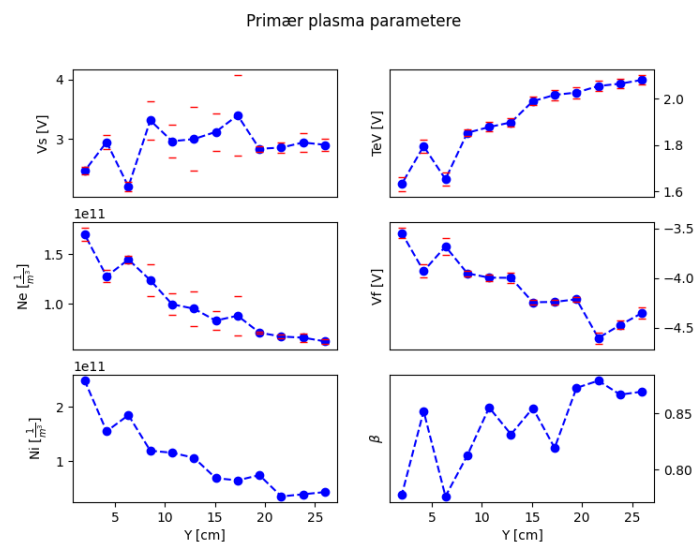
Spredning av plasma parameterne er viktig for å se hvor nøyaktige man kan estimere tettheten. Plasma potensialet er den viktigste parameteren for å bestemme elektron-tettheten. Neste graf er et histogram hvor man kan se hvilke potensial som hyppigst har blitt målt. Det ser ut til at verdiene av plasma-potensialet ligger rundt 2.4-3.4 [V] se [figur 34](#), som tilsvarer 250 av de 300 totale målepunktene.



Figur 34 viser histogrammet til plasma-potensialet for bakgrunns målinger. Antall vises vertikalt, og plasma-potensialet vises horisontalt.

Videre skal jeg se på gjennomsnittsverdier for plasma-parameterne målt fra bakgrunnen (uten objekt-probe) og spredningen av verdiene (SD) for forskjellige avstander, se [figur 34](#). Her er SD-avviket generelt veldig lavt, det ser man ved at de røde barene ligger tett inntil punktene. Spredningen og gjennomsnittet for elektron-temperaturen, plasma potensialet og flytpotensialet er estimert ved bruk av Python3 Numpys pakke for beregning av det eksperimentelle gjennomsnittet og standaravviket (SD) algoritme (`np.mean(vektor)` og `np.std(vektor)`), som bygger på [likningen 79 og 80 til 81](#).

Det først som er slående er den store variasjonen i plasmapotensialet i de 5 midterste punktene, se figur 35. Denne effekten sprer seg til elektron-tettheten slik at de samme punktene viser en spredning, men er nå dempet. Beregningen av spredningen til elektron-tettheten er gjort med den analytisk metoden «*propagation of uncertainty*», ved bruk av likning 82 (feilanalyse). Elektron-temperaturen og flyt-potensialet har en lav spredning. Som nevnt har PSMu en veldig lav usikkerhet og blir irrelevant ved vurdering av tettheten, ettersom usikkerheten i plasma-potensialet er så høy. Derfor har jeg valgt å se bort ifra disse verdien under beregningene av tettheten, begrunnet fra likning.



Figur 35 viser 6 grafer hvor den vertikale aksene er de følgende parametrene: Plasma-potensialet V_s , elektron-temperaturen T_{ev} volt, elektron-tettheten n_e , flyt-potensialet V_f , ione-tettheten n_i og elektron beta β parameteren. Den horisontale aksene er cm unna der objekt-probe ville vært plassert. De blå punktene viser gjennomsnittet av målinger gjort av bakgrunnen (uten objekt-probe). De fire første grafene har to røde barer over og under. De representerer spredningen (SD) for alle punktene.

Elektron-tettheten n_e blir beregnet med likning 76 til 77. Hvor leddet $\phi_p - \phi_s = 0$ blir satt til null, og det eksponentielle leddet er satt til 1. se metode kapitlet. Strømmen blir hentet ut fra strømlisten med den samme indeksen som plasma-potensialet ϕ_s fra I-V kurven. Deretter kan man beregne plasmatettheten n_e , etter som man ikke har noen ukjente i likningen. Plasma-potensialets ϕ_s høye spredning kan skyldes, at i noen områder er det vanskelig å finne

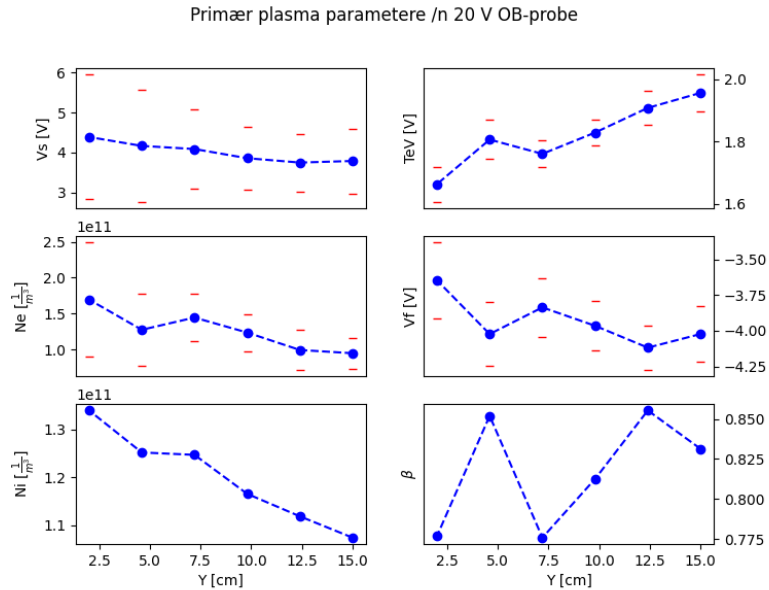
området hvor strømmen går over til nesten konstant vekst. Det er mellom 5 og 20 [cm] den verste spredningen er, og her kan spredningen i elektron-tettheten n_e variere med hele $\pm 0.25 \times 10^{11}$.

Ion-tettheten ser ut til å ligge noe over elektron-tettheten $2.5 \times 10^{11} \rightarrow 0.5 \times 10^{11} m^{-3}$. Dette kan forventes ettersom teorien som er brukt i denne likning, ikke tar hensyn til den pålagte driften. Men det kan også komme av man har en høyere konsentrasjone av ioner midt i kammeret.

Lengere bak blir det vanskeligere å få en spesifikk plasmaverdi, etter som veksten fra det eksponentiell til nesten lineær området blir slakker og mindre definert, som nevnt tidligere. Jeg kan ikke forklare hvorfor plasma-potensiale varierer så mye i det midtre området, og ikke hvorfor spredningen er lav nærmest og lengst unna plasma kilden.

Motsatt av elektron tettheten, ser man at gjennomsnittsverdien til elektrontemperaturen stiger fra 1.6 [V] nærmest plasma kilden til 2.0 [V] lengst fra plasmakilden, se [figur 35 R1K2](#). ThrustMe har kommet frem til at temperaturen til elektronene skal ha en temperatur rundt 0.5 eV 10 cm fra kilden. Inne i kilden hvor tettheten er mye høyere hevder de at temperaturen ligger på mellom 2-3 [V] ([ThrustMe, 2019](#)). Ser man på grafen for flyt-potensialet i [figur 35 R2K2](#), synker den fra -3.5 til -4.5 [V]. Dette bygger oppunder trenden til elektron-temperaturen. Høyere hastighet medfører at flere elektroner treffer proben, strømmen stiger, og ionene må kompensere med flere partikler (høyer negativt potensial) slik at flytpotensial vil flyttes til venstre på I-V kurven.

Etter å ha analysert bakgrunns data uten objekt-probe, kan man nå tolke data bak en objekt-probe med positive bias spenning. Gjennomsnittet av parametere samlet bak en objekt-probe kan ses i [figur 36](#).



Figur 36 viser 6 plott: plasmapotensial, flytpotensial, elektron-temperatur i eV, elektron-tetthet, ionetetthet og beta-varrisjon. Grafen er gjennomsnittlige verdier, men de røde barene over de fylte sirklene er SD-aviket til datapunktene.

Det er tydelig at alle parameterne har blitt påvirket av å stå bak en objekt probe med bias spenning på 20 [V], etter som alle parameterne har fått en betraktelig høyere spredning enn det bakgrunns parameterne hadde. Plasma-potensialet har fått et SD helt opp til 2 [V] med et gjennomsnitt på 4 [V]. Dette gjør det meget vanskelig å estimere elektron-tettheten. Elektron-temperaturen stiger fremdeles, og oppfører seg likt som bakgrunns parameterne, men spredning er markant større. Det gjelder også flytpotensialt. Sett sammen med figur 28 b og sammenliknet med figur 35 og 28 a ser man at metoden jeg bruker ikke strekker til hvis måleproben er plassert bak en objekt-probe med bias spenning 20 V. Dette kommer som tidligere nevnt av at I-V kurven blir forandret.

Etter å ha studert bakgrunns parameterne ville jeg forventet at elektron-temperaturen burde oppføre seg som elektron-tettheten å synke. Etersom partiklene blir spredt utover i kammeret. Har jeg kommet frem til fem hypoteser som kan forklare økningen i elektron-temperaturen fra 0.5 [V].

Hypotese 1:

Økningen i temperaturen kan komme av RF-oscillering og forurenset probe. RF-kilde kan påvirke plasma-potensialet slik at man får en variasjon i flyt-potensialet og plasmapotensialet. Dette kan føre til en forlengelse av det eksponentielle området. RF-oscillering bør avta med økende avstand mellom kilden og proben. Dette forklarer ikke stigningen av elektron-temperaturen.

Hypotese 2:

Fra [figuren 9](#) ser man at måle-proben produserer en hysteresis ved en sveip fra -30 til 30 V og 30 til -30 V. Dette kan tolkes som at proben er forurenset. Fra studien hvor man undersøkte hvordan forurensete prober med hysteresis kan påvirke parametrene samlet inn med sylindriske Langmuir prober ([J. I. Samanlego, 2018](#)). Men dette kan heller ikke forklare stigningen av temperaturen.

Hypotese 3:

Under en diskusjon med *Dr. Syan Adhikari* bidro han med ideer som inspirerte til hypotese 3. Det er tre krefter som kan påvirker hastigheten til elektronene. Diffusjon, Columbus kraft og ion-drag kraft. Som man ser er endringene i tetthet ikke stor, og diffusjon vil ha en liten påvirkning. Elektrostatiske krefter vil ha størst effekt langs kant-veggene til kammeret, der vil elektroner oppfatte et flytpotensial. I midten av kammeret har man en sterkere konsentrasjon av ioner, slik at en hypotese 3 går ut på at elektronenes temperaturstigning kan skyldes ion-drag kraften som akselererer elektroner fra flere kanter og kan føre til ustabiliteter.

Hypotese 4:

Etter som ionene har veldig høy drift energi kan det hende at disse partiklene slår ut sekunder elektroner som bidrar til økt temperatur i plasmaene ([Hershkowitz, 1989](#)).

Hypotese 5:

Siste hypotese er at jeg har gjort en for dårlig tilpasning og har fjernet for lite av ionestrømmen. Temperaturen har ikke steget mer enn det som er fra den original I-V kurven. Jeg har beregnet plasma-parametrene og tilpasset ion-strømmen med polynom

grad 2, som vil likne på den situasjonen drift likningen predikerer. Resultatet av dette får tilnærmet ingen endring og temperaturen stiger som vanlig.

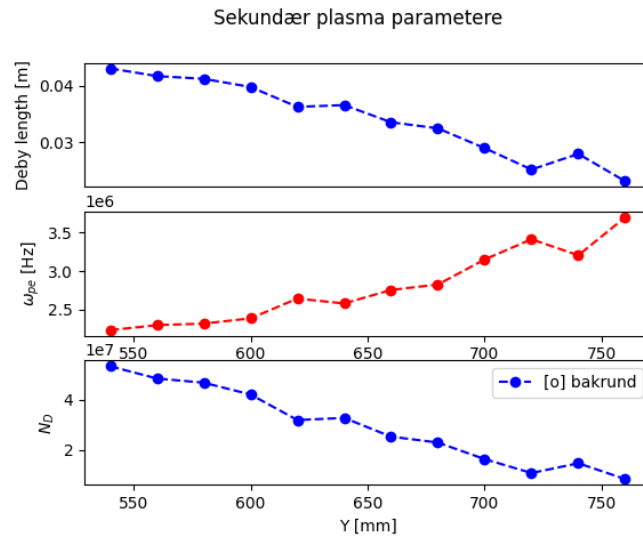
En mistankene bak hypotese 1 er at PMSu tar gjennomsnittet av hver enkelt måling. For plasma generert med en RF-kilde, er det demonstrert i undervisnings materialet til Chen (Chen, June 5, 2003) og i studien til (N. Hershkowitz, 1988) at plasma potensialet ϕ_s kan variere med RF-frekvensen, og kan føre til et mer negativt flyt-potensiale. Endringen i potensialet medfører at strømmen som blir tatt opp av Langmuir proben oscillerer. Som sett fra figur 23 i før-analysen, ser vi at for liten ampere-tid kan føre til stor variasjon i strømmen, men dette kan også være fra termisk støy (Squiers, 2001). Variasjoner i plasma potensialet kan medføre strekk av I-V kurven, og en slakere I-V kurve kan gi en forhøyet elektron-temperatur. Vi vet at plasma potensialet er punktet som skiller den eksponentielle regionen fra den saturerte region. Blir denne verdien forskjøvet blir det også en feil i elektron-tettheten. Dette blir demonstrert i studiene til Chen og Hershkowitz. Men høyere kunnskap bak dette kreves, og jeg kan ikke konkludere med noe sikkert. Jeg antar at RF-oscillering vil være høyere nærmere kilden, og at elektronene vil miste denne oscilleringen lengre ut i kammeret, slik at temperaturen skal være høyest ved kilden og falle med avstanden fra kilden.

I studie av Rehman (S. U. Rehman, 2017) ble det utført en simulering, hvor de benyttet et sammenliknbart kammer. I deres studie viser simuleringene at elektron-temperaturen synker fra kilden, som er det motsatte av hva jeg finner. Derimot viser målingene gjort av probene de har brukt, at temperaturen stiger fra 0.45 [V] til 0.54 [V]. Ettersom dette er nedstrøm for kulen benyttet som et objekt i forsøket, er det vanskelig å konkludere med noe sikkert. Ut ifra data jeg har samlet inn, ser man at trenden for temperaturen er den samme, men med mye høyere spredning. For at sammenlikningen med Rehman studie skal være gyldig, er dette avhengig av at deres studie er utført med mange nok innsamlede datapunkter, slik at trenden kan verifiseres. I Rehman studie har ionene en drift som er lavere. Den ligger mellom sonisk til supersonisk.

En studie av Koshkarov (O. Koshkarov, 2015) ble det studert ione-akustiske bølger i plasma. De finner at ione-fluksen kan starte en ustabilitet i et begrenset plasmasystem. De viser at lengden av systemet og ione-hastigheten, er viktige parametere som kontrollerer ustabiliteter. Poenget jeg vil fremheve er at et plasmakammer av typen RF IDC kilde er et komplisert medium.

En studie som bygger videre på dette fundamentet er blitt gjort av Adhikari (S. Adhikari, 2021). De studerer inhomogene systemer, med numeriske simuleringer av typen PIC og kinetikk likninger. Målet med simuleringene er å se hvordan ustabiliteter kan utvikle seg. Dette har blitt studert for to typer systemer, periodiske og begrensede. Her finner man at akustiske ione- bølger kan reflektere fra omhendet som avgrenser plasmaet og produserer ustabilitet. I tillegg finner de spor etter two-stream ion instabilitet. Systemet som blir studert, er av forskjellige størrelser og er av typen ikke kollisjoner. For PIC simuleringene har de gjort 3 lengder hvor alle ser ut til å peke til at, den kinetiske energien til elektroner stiger med tiden, og at ione- energien faller med tiden. Elektron-energien kan variere en del med fase-rommet. Hastigheten til elektronene for forskjellige tidspunkt, ser ut til å gå fra å være sentrert rundt null, til og forskyves positivt. Denne effekten har større inflytelse desto lengre unna man er kilden. De kinetiske simuleringene i et periodisk system viser at den kinetiske energien til elektronene stiger med tiden, gitt supersoniske ioner. For begrensede systemer finner de at ustabil vekst er av kompleks størrelse, som både styres av kinetikk og hydrodynamikk. I sistnevnte simuleringer, er det brukt et endimensjonalt system hvor de har fokusert på ustabiliteter.

En temperatur på 0.5 V tilsvarer 5800 K, mens 2.0 V tilsvarer rundt 20000 K. 2.0 V er betydelig høyere enn hva som befinner seg i vår atmosfære, og som ligger høyest ved solart maksimum rundt 2300 K. Kan bli sett på figur 3. Som vi vet avhenger flyt-potensialet av elektron-temperaturen, men flyt-potensialet kan også endres ved at konsentrasjonen av ioner og elektroner blir forandret. Som sett fra fig 39 rad 3. og fig 40 rad 3. for flyt-potensialet. Det er mulig at senkningen av flyt-potensialet skyldes at ionene blir fordelt utover i kammeret. Med vektlegging på de to sistnevnte artiklene (S. Adhikari, 2021), (O. Koshkarov, 2015) og med resultater der flyt-potensialet synker sammen med at elektron-temperaturen stiger, bør temperatur- resultatene fra figur 35. etterforskes nøye, slik nevnt i studien til Adhikari (S. Adhikari, 2021).



Figur 37 Viser gjennomsnittlige verdier, for sekundære plasma-parametere målt fra bakgrunn (uten objekt-probe). De tre vertikale aksene viser gjennomsnittlige debye-lengden λ_D , andre graf viser elektronfrekvensen ω_{pe} , og tredje graf viser plasma parameteren N_D . Den horisontale aksene viser avstand i cm fra der objekt-proben ville stått 0 cm (780 mm)

Debye-lengden som sett på figur 36, vokser fra mellom 1- 2 cm til over 4 cm iløpet av en 20 cm vastand. Dette er forventet etter som vi har set at den gjennomsnitlige elektron tettheten også fall. Og debye-legden er omven proposjonal for elktron tettheten. Den høye debylengden kommer av at tempraturen har blit målt til å være mye høyere enn det som er vanlig for ionosfæren. Dempingen av bølger vil være lavere bak i kammeret enn foran ved kilden på grunn av at debye-lengden er lavere ved kilden enn bak. Høyere debye-lengde fører til raskere demping. (Könemann, 1978) (Sonin, 1970 b) (P. Ludwig, 2012). Plasma frekvensen ω_p som er avhengig av strøm og tetthet, ser ut til syynke med elktrontettheten 2 MHz til 4 MHz. Tabellen viser de forskjellige gjennomslig parameter for plasmaet nærmest og lengst fra plasma kilden

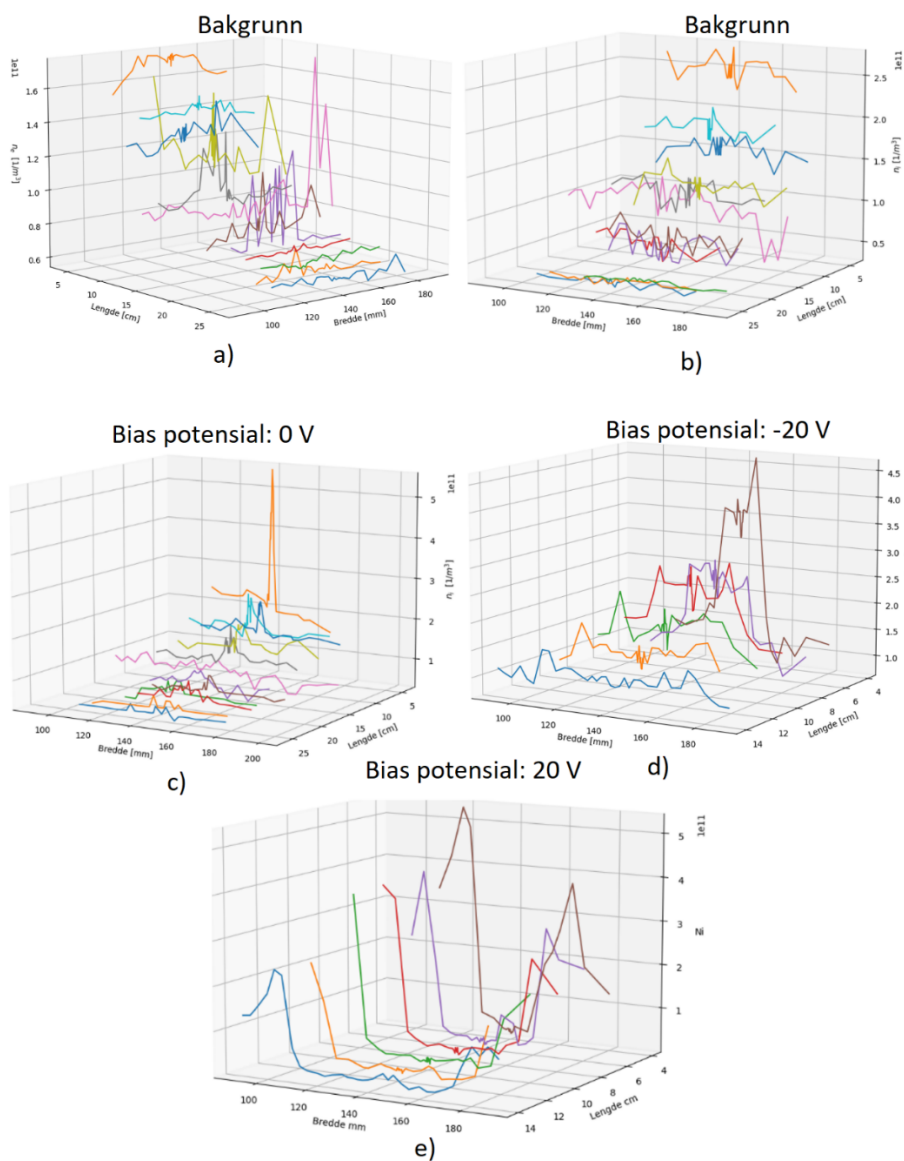
I tabellen under kan man se plasma-parametere beregnet fra bakgrunns data (dvs.uten objekt-probe):

Gjennomsnittlig plasma parameter målt fra bakgrunnen:	2 cm	24 cm
V_s [V]	2,5 V	3 V
T_{eV} [V]	1,6 V	2,2 V
V_f [V]	- 3,5	- 4,5
n_e [m^{-3}]	1.7×10^{11}	0.5×10^{11}
λ_d [cm]	2	4
f_{pe} [s^{-1}]	4 MHz	2 MHz
N_d	70 mega	10 mega
$\lambda_{m(en)}$ [m]	1940	1940

Nå er med alle disse parameterne er jeg i stand til å se vurdere tilstanden til plasma. Med en debye lengde som er på størrelse orden 1×10^{-2} [m]. Og proben med en med rad en gjennomsnittlig kollisjon avstand i størrelse orden km, betyr det at det vil vær få kollisjoner i debye-sfæren. Og man kan bruke kollisjon sløs teori. Elektron kollisjons frekvens med de nøytrale Argon partiklene er størrelsesorden 0.1 kHz mens kollisjons frekvenser mellom elektroner og ioner er 5.8 MHz, betyr dette at vi har med et plasma. Det er de langtrekkende kreftene som bestemmer. Plasmaene fyller all kravene plasmaet er $L > \lambda_D, f_{en} \ll f_{ei} (f_p \tau \gg 1)$.

4.3 Vake data

I dette del kapitelet skal jeg ta for meg vake-date. Data blir presentert i fem 3-dimensjonale figurer. Disse fem figurene blir vist for elektron og ion-tetthet. Elektron-tettheten bak objektproben blir vist i et 2-dimensjoalt-format med flere parametere. Først tar jeg for meg de 3 dimensjonal figurene som kan bli sett i [figur 38 \(a, b, c, d og e\)](#). Her ser man tettheten fordelt i kammeret, for elektron og ion-bakgrunn, og 3 forskjellige bias-potensialer over objektproben.



Figur 38. Viser 5 defigurer. Hver figur har 3 akser. Plan-aksene er lengde og bredde, som vises i [cm] og [mm]. Aksen vinkelrett på planet, er tetthet [m^{-3}]. Data-linjene vises i forskjellige farger for at det skal være lettere å skille linjene fra hverandre. Figur a) Viser bakgrunnsdata for elektrontettheten, som består av 12 data-linjer. Figur b) Viser bakgrunnsdata

for ion-tettheten og består av 12 data-linjer. Figur c) Viser ion-tettheten bak objekt-proben med bias potensial 0 V, og har 12 data-linjer. Figur d) Viser ion-tettheten bak objekt-proben med bias -20 V, og har 6 data-linjer. Figur e) Viser ion-tettheten bak objekt-proben med bias potensial 20 V, og har 6 data-linjer.

I figur 38 ser vi hvordan ion-fokuserte vaker oppstår bakenfor en sylinderformet probe omgitt av ionisert argongass. Det er tydelig å se at tettheten forandres avhengig av spenningen over objekt-proben. Bak objekt-proben med bias spenning på 20 V blir det formet en u-dal i ion-tettheten (se figur 38 e). I motsatt tilfelle, hvor objekt-proben har en bias spenning på -20 V dannes en topp som sakte, men sikkert avtar (se figur 38. d). En topp i tettheten bak objekt-proben i den første linjen (2 cm) kan også bli sett i figur 38 c. Denne effekten har blitt studert nøye (Sonin, 1970 c) og (Stone, 1981), og anbefaler leseren å lese de hvis interessert. Her har objekt-proben en spenning på 0 V. Toppen for 0 V er derimot mye tynnere og spissere enn det som blir observert for -20 V bias spenning. Bredden på toppen observert for 0 V er ca 5 [mm] bred, mens for -20 V er ca, 25 mm bred.

I studiene (Könemann, 1978) og (YA. L. AL'PERT, 1963) blir det påpekt at en probe med bias spenning på 0 V, vil føre til at det blir en topp i ionestrømmen bak proben, fordi det oppstår et negativt felt bak proben. I dette eksperimentet vil jeg anta at dette skyldes fokuserte ioner. Hvis man setter plasma-potensialet til å være origo betyr det at vi får $\phi_p - \phi_s = 2.8 [V] - 0 [V]$ istedenfor $\phi_p - \phi_s = 0 [V] - 2.8 [V]$. Det vil si at fra perspektivet til ionene (plasmaet) er potentialet fra proben ca. -2.8 [V].

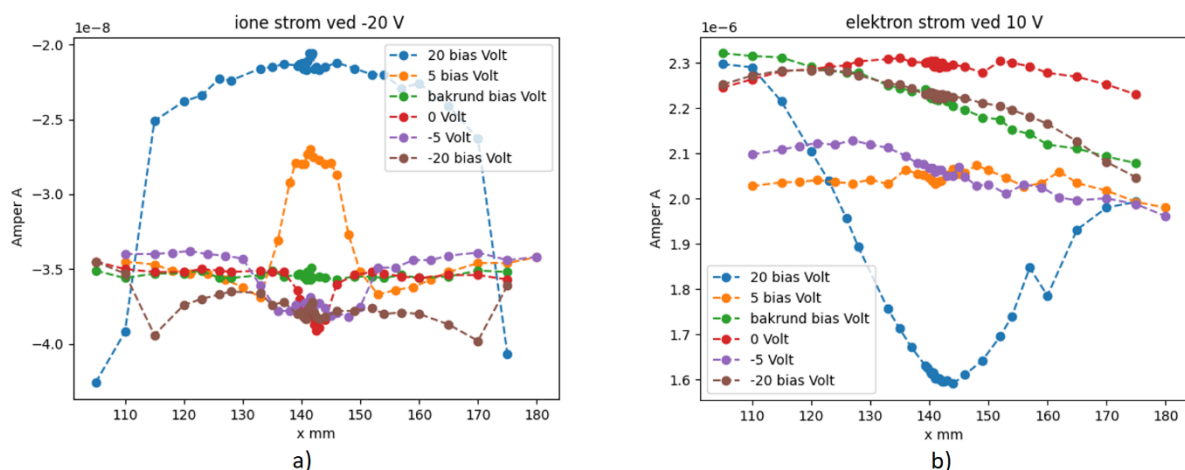
Midtvake og sluttvake er observert for en negativ ladd objekt-probe. Midtvakens økning av tettheten ser ikke ut til å påvirke elektrontettheten

Vakene for 20 [V] og -20 [V] brer seg begge utover og blir bredere og mister intensiteten, og tettheten synker eller stiger mot bakgrunnen. For 20 [V] ser det ut til at vaken varer mye lengre enn det vaken fra -20 [V] over objekt proben gjør. Vaken fra -20 [V] kommer av ion-fokusering. Dette medfører at ion-banene møtes, fra hver sin side av den sylinderformede proben. Deretter divergerer de med en bred vinkel, og forsvinner ut i siden (Se figur 42 c og d).

De 3-dimensjonale figurene for bakgrunnsdata (se figurer 38 a og b) viser at elektron og ion-tettheten synker når måle-proben blir flyttet lengre bak i kammeret. Som vi også fikk inntrykk av ved å se på gjennomsnittet av tettheten for hver linje.

I vedlegget kan man se samme type tre dimensjonale figurer som i [figur 38](#), hvor strømmen for -20 V og 10 V over måle-proben er studert, istedenfor elektron og ion tettheten [Se figur 42](#). For strømgrafene vil vakene i grafene vare lengre, spesielt for negative bias-potensialer over objekt-proben relativt til plasmapotensialet $\phi_\sigma = \phi_p - \phi_s < 0$. For en negativ ladd objekt-probe vil strøm-grafen vise to toppe, som beveger seg fra hverandre. Det samme kan bli observert for flyt- potensialet (se vedlegg A [figur 45](#)). Disse kjeglelignende formasjonene er observert og diskutert i studiene ([D. Block, 2012](#)), ([Könemann, 1978](#)), ([Sonin, 1970](#)).

De neste data som blir presentert er et utsnitt av målingene gjort 10 cm nedstrøms for (bak) objekt-proben, ($y = 680 \text{ mm}$). Her ser vi på hvordan vaken endrer form når man varierer bias-spenningen over objekt-probe, istedenfor avstand i y-retning som vi har diskutert over.



I figur 39 kan vi se 2 figurer, a) og b). a) viser strømmen samlet inn ved -20 V bias spenning på måle-proben (venstre figur). b) viser strømmen samlet inn ved 10 V bias spenning på måle-proben (høyre figur). Den vertikale aksene viser strøm i amper A og den horisontale aksene viser bredden (som i figur 37) notert som x i mm. Fargene viser forskjellige bias-spenninger over objekt-proben og ses på begge del-figurer i ledgeren med forskjellige farge koder. Hvert datapunkt i de fargekodede datalinjene, som kan bli sett i figuren til venstre (a) og høyre (b), representerer samme plan- koordinat ($x,y=680$) hentet fra samme I-V kurve. . Ledgeren med spenninger og fargekoder er en firkantet boks. Figur b) har ledgeren øverst til høyre, mens figur a) har ledgeren nederst til venstre. Bias- spenningen går fra [20,5,0,-5,-20] V og bakgrunn (uten objekt-probe). Det er til sammen 6 data-linjer i hver figur. Målingene er gjort 10 cm fra objekt-proben, $y = 680$.

På figur 39 a, blir en økning i ionestrømmen observert for 0 [V] (rød), -5 [V] (lilla) og -20 [V] (brun). Man finner to tettere toppe ved lavt bias-potensial, mens for høyt bias-potensial har toppene vandret lengre ut til siden. Dette er en bekreftelse på det som er nevnt over. Ser man analysen fra figur 37 og 38 i en helhet, indikerer dette at 0 V bias-spenning over objekt-

proben ser ut til å gi en så liten vinkel, at utslaget ikke er synbart. Dette kan tolkes som en indikasjon på at hvis man øker eller senker bias-spenningen over objekt-proben, fører det til endring av ion-fokuserings vinkelen, som er snakket om i (Sonin, 1970 c)

Som tidligere sett dannes det en tydelig dal, for bias-spenning 20 [V] over objekt-proben, som også blir observert for bias-spenning 5 [V] over objekt-proben (se fig 39 a).

Hvis man øker og senker bias-spenningen over objekt-proben innfor $\phi_\sigma > 0$, fører det til en større eller mindre ion-strøm. Denne dalen blir da bredere eller smalere. Bakgrunns-strømmen er markant flat sammenlignet med objekt-probe med bias potensialer.

På figur 39 b vises bias-linjen for elektron-strømmen ved måle-probe 10 [V]. De fire spenningene, foruten 20 [V] bias-spenning over objekt-proben, ser ikke ut til å være påvirket. Det ser ikke ut til å være et spesielt mønster, derfor antar jeg at verdiene for elektron-strømmene kan bli sammenlignet med bakgrunns-strømmen.

Hvis man sammenlikner elektron-strømmene fra objekt-poben (-20 [V], -5 [V], 0 [V], 5 [V]) og bakgrunn for 10 [V], hvor 20 [V] over objekt-proben ikke er inkludert. Er det tydelig hvor mye strømmen kan variere med de forskjellige data-innsamlings linjene. Bakgrunn, 0 V, og -20 [V] samler inn den største strømmen. Mens -5 og 5 [V] over objekt-proben har strømmen målt for 10 [V] over måle-proben blitt redusert med 10 %. Vi vet fra figur 24 at endring i strøm på 10-20 % må være forventet. Strømmen ser også ut til å synke etter hvert som punktetene kommer nærmer høyre side av figur 39 b.

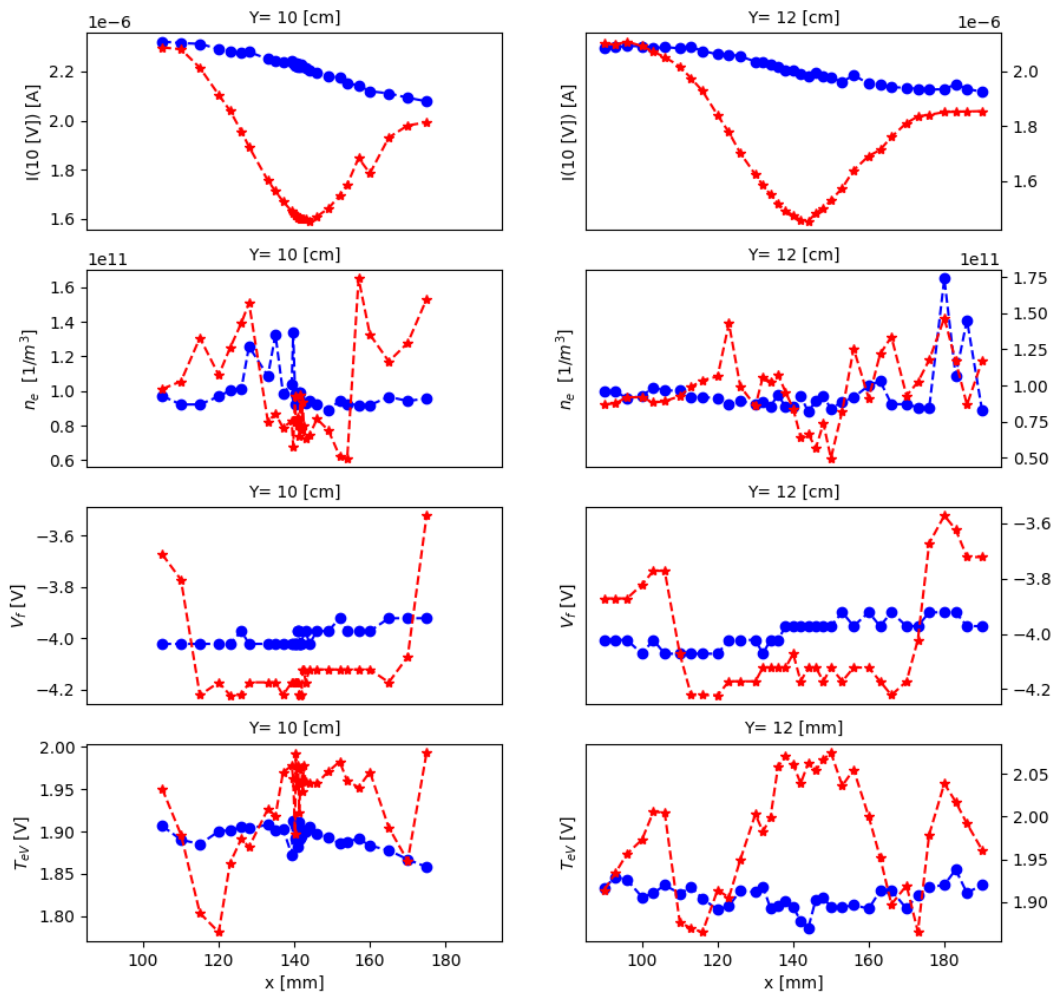
Den blå linjen (20 V) skiller seg ut fra de andre linjene ved at den har en sterk V-form. Hvis man ser på endekant områdene $x \in ([\leftarrow, 110] \& [170, \rightarrow])$ ser man at data punktene returnerer til det strømnivået, de andre linjene ligger på. I de to neste figurene skal jeg studer 10 [V] over måle-proben. Og alle linjene for bias-spenning 20 [V] over objekt-proben med 10 [V] bias-spenning over måle-proben kan bli sett i vedlegg A Se figur 43 venstre.

Prober med bias-potensial høyere enn plasma-potensialet ser ut til å skape en senkning av elektronstrømmen i nærheten av proben. Som kan ses i figur 43 høyre. under kapitlet Vedlegg A figurer. Dette kan komme av at elektroner nær proben blir skjøvet vekk av det elektriske feltet, som dannes av overflødige elektroner i ion-vaken. På figur 40 skal jeg se på to utdrag linje 10 [cm] og 12 [cm] unna objekt-proben. Her kan man se 4 parametere.

Strømmen $I(10\text{ V})$, elektron-tettheten, n_e , flytpotensialet ϕ_f og elektron-temperaturen T_{eV} i volt .

Objekt-probe bias spenning $\phi_p = 20\text{ V}$

20 V OB-Sonde Vake n/ parameter sammenlikning

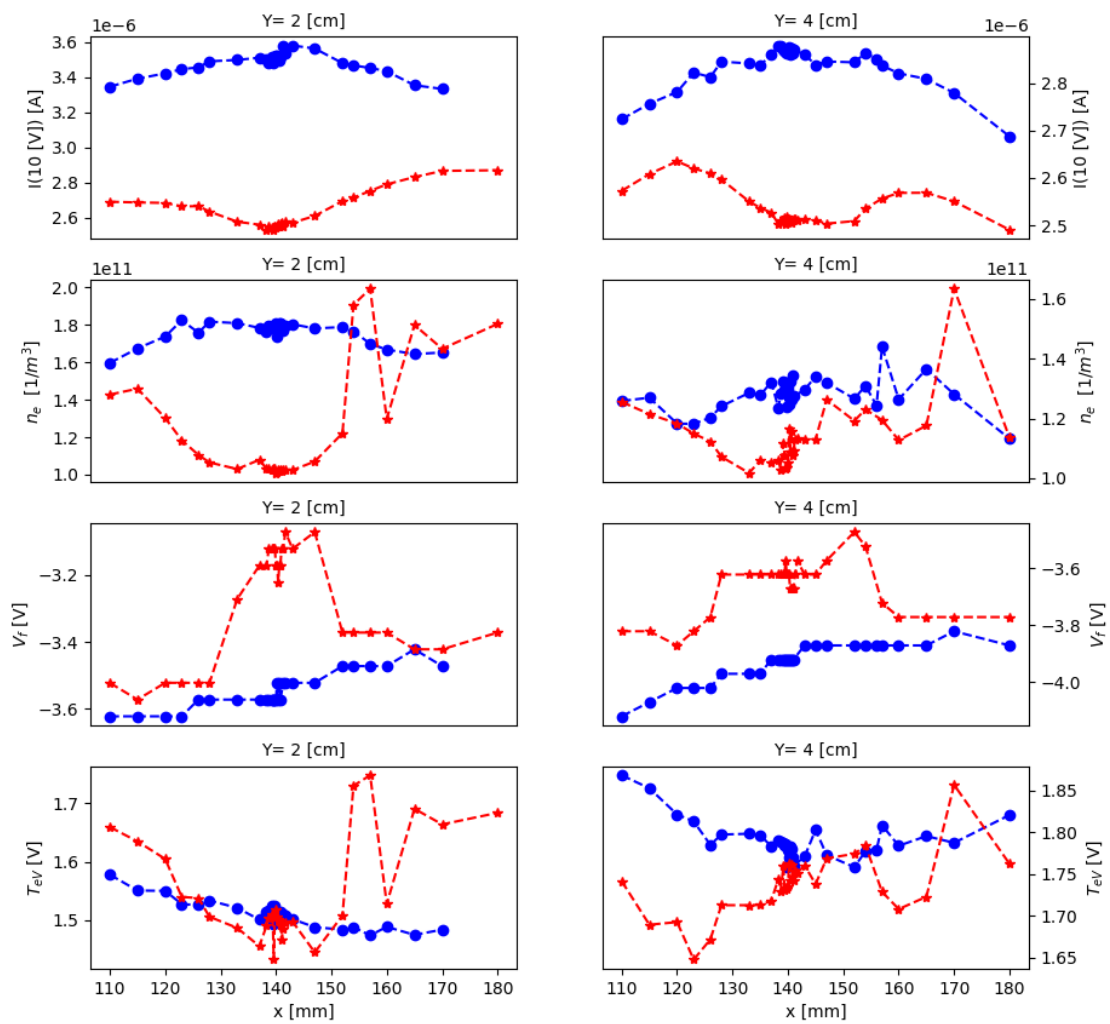


Figur 40 har 8 del figurer som viser 4 forskjellige parametre fra to forskjellige avstander fra objekt-proben. Hver rad har forskjellige parametre, mens hver kolonne har måle-data fra forskjellige avstander. Hver delfigur har to linjer i fargene blå og rød. Blå linjer er data samlet fra bakgrunnen (uten objekt-probe), mens røde linjer er mål- data samlet inn bak objekt-probe med 20 V bias potensial. Rad 1. viser strømmen ved 10 V, rad 2. viser elektrontetthet n_e [m^{-3}], rad 3. viser flytpotensialet V_f [V], mens rad 4. viser elektron-temperaturen T_{eV} [V]. Kolonne 1. viser data-punkter langs en linje fra en avstand 10 cm unna der objekt-proben ville stått. Kolonne 2. viser data-punkter langs en linje fra en avstand 12 cm unna objekt-proben.

Fra utdraget av strømmen [figur 40 rad 1](#) på 10 og 12 cm kan vi se at strømmen har en dipp bak proben som har en bredde på mellom 2 og 3 cm bred. Dippet ser ut til å falle med 30 % for både 10 cm og 12 cm. Etter hvert som data punktene nærmer seg kantene av figuren 39, konvergerer punktene mot bakgrunns verdiene. For elektron-tettheten [figur 40 rad 2](#) blir dumpen ikke observert i punktene for elektron-tettheten. Elektron-tettheten bak objekt-proben har blitt mer ustabil enn det den var for bakgrunns verdier. På [figur 40 rad 3](#) ser man utdrag av flyt-potensialet. Flyt-potensialet har en bred senkning av spenningen fra -3.6 til -4.2 V. Måledata for bakgrunnen ligger midt imellom disse to verdiene rundt -4.0 V. Bredden som ses er bredere for flytpotensialet enn for strømmen ved 10 V. Dette kommer muligens av at bredden til ion-vaken er bredere ved objekt-probe 20 V bias-spenning, enn den påførte ion-elektron vaken (strøm ved 10 V).

Fra teoridel *Metalliske overflater* har vi at: Om det blir en forstyrrelse i tetthets balansen til plasmaet (ioner og elektroner) kan flyt-potensiale øke eller synke. Dog kan elektron-temperaturen også påvirke flyt-potensialet. Sett på [figur 40 rad 4](#) kan man se elektron-temperaturen forvakemålinger og bakgrunns-målinger. Temperaturen svinger og ser ut til å bli noe varmere. Jeg tolker at temperatursvingningene kommer av at den eksponentielle delen av I-V kurven blir påvirket av flyt-potensialets variasjon, og overestimering av plasma-potensialet. Etter som temperaturen ikke har noe bestemt vakeform, konkluderer jeg med at u-dalen i flyt-potensialet skyldes endringer i tetthetsforholdet mellom ioner og elektroner i plasmaet. Dette medfører muligens at «nesten nøytralitet» ikke er oppfylt i ion-påført elektronvaker. Videre skal jeg se nærmer på hva som finner sted i måle-data samlet inn ved 10 V bias spenning over måle-proben nedstrøms for (bak) objekt probe med -20 V bias spenning, [se figur 41](#) som er på samme format som [figur 40](#).

-20 V OB-Sonde Vake /n parameter sammenlikning



Figur. 41 har 8 del-figurer som viser 4 forskjellige parametere fra to forskjellige avstander fra objekt-proben. Hver rad har forskjellige parametere, mens hver kolonne har måle-data fra forskjellige avstander. Hver delfigur har to linjer i fargene blå og rød. Blå linjer er data samlet fra bakgrunnen (uten objekt-probe), mens røde linjer er mål- data samlet inn bak objekt-probe med -20 V bias potensial. Rad 1. viser strømmen ved 10 V, rad 2. viser elektrontetthet n_e [m^{-3}], rad 3. viser flytpotensialet V_f [V], mens rad 4. viser elektron-temperaturen T_{ev} [V]. Kolonne 1. viser data-punkter langs en linje fra en avstand 2 cm unna der objekt-proben ville stått. Kolonne 2. viser data-punkter langs en line fra en avstand 4 cm unna objekt-proben.

I nærheten av en negativ ladd objekt probe, får man en senkning i elektron-strømmen, målt med 10 V bias spenning over måle-probe, se figur 41 rad 1. Vaken er bredere og har ikke en v-dals form som sett for 10 V strøm målt nedstrøms for negativ ladd objekt-probe. Strømmen for 10 V måle-probe stiger og nærmer seg strømmen målt fra bakgrunnen ved 6-8 cm unna objekt-proben. Nærmest objekt-proben har strømmen falt med ca. 25 % fra bakgrunns målingene. På figur 43 i Vedlegg kan man følge hele utvikling til strømmen fram til 12 cm. Fra figur 41 rad 2 ser vi elektron-tettheten, den er også ustabil her, men det er antydning til senkning i tettheten, som kan bli sett i første kolonne.

Flyt- potensialets oppførsel fra figur 41 rad 3 viser det motsatte sammenlignet med figur 40 rad 3. I figur 41 rad 3 stiger flytpotensial fra -3.6 V til -3.1 V. I figur 40 så vi at flyt-potensialet synker. Fra figur 38 ser man en stigning i ion-tettheten for negative ladde prober. Nå vet vi fra strømmen at tettheten av elektroner faller, mens antall ioner stiger i dette området. Dette bygger oppunder argumentet om at flyt-potensialet er avhengig av forholdet av partikler mellom ioner og elektroner. Hele flytpotensialet utvikling kan bli sett i vedlegg A figurer. Her ser man også tendenser til de kjente kjegle formene som har blitt omtalt tidligere.

Jeg ser tre mulige forklaringer som kan beskrive de to fenomenene observert for positive og negative ladde prober. Hypotese 1. og 2. er forklaring for positive ladde prober, mens hypotese 3. kan være en forklaring til hva som er observert ved negative ladde prober.

Hypotese 1: Vake-lignende struktur kan oppstå ved at objekt-proben forsyner seg av elektroner, og fordi produksjonen av elektroner ikke er nok til å erstatte de absorberte elektronene. Denne hypotesen kan bekreftes ved å flytte måle-proben i en sirkel, eller 3 nye linjer vinkelrett på hverandre, rundt objekt-proben. Hvis vake-strukturen blir observert, kan det være fordi proben «spiser» elektroner i en viss radius rundt proben.

Hypotese 2: Den store forskjellen i drift-hastigheten sett i forhold til ion-temperaturen (gitt at man antar at den har samme temperatur som rommet $T_{iV} = 0.02 V$) til ionene gjør at ionene ikke rekker å fylle opp tomrommet som oppstår nedstrøms for proben. Det vil da dannes et overskudd av elektroner som setter opp et elektrisk felt. Plasmaet vil forsøke å oppnå en

«nesten-nøytralitet», og siden elektroner har høyere temperatur (raskere kinetisk energi i alle retninger) vil et overskudd av elektroner blir skjøvet vekk for å oppnå nøytralitet i plasmaet.

Hypotese 3: Elektroner blir dytte unna det negative feltet som oppstår. Ionenens bane blir bøyd rundt proben av det motsatt rettede feltet. De blir fokuserte, og banene møter hverandre lengre bak.

I studien av Chun-Sung Jaoa ([Chun-Sung Jaoa, 2021](#)) studeres endringer i tettheten bak en sylindrisk probe ved simuleringer. Her observerer også de vake-liknede strukturer i elektron-tettheten bak positive ladde prober. I deres studie ligger M-tallet rundt 1, som er betraktelig lavere enn det som er målt i dette studiet, hvor M-tallet til ionene i kammeret ligger mellom 6 og 13. Slik jeg ser det, støtter dette oppunder hypotese 2.

I studien til Chun -Sung Jaoa er det gjort forskjellige simuleringer fra A til F. Under disse simuleringene benytter Chun-Sung Jaoa en debye-lengde på 0.7 cm, som er mye lavere enn det som er blitt målt i denne avhandlingen. Ut ifra A og E, tydes at elektronene er sterkt avhengige av ionenes oppførsel. E virker som å være et et godt eksempel på hva som ville skjedd hvis jeg hadde utforsket 10 [V] bias spenning over objekt proben. I simulering C benyttes et potensiale på 3 volt. Jeg observerer noe liknende som ses på [figur 39](#), hvor det blir en lavere andel ioner bak proben, ved 10 cm men ingen elektron vake og se. Jeg bruker et bias-potensial på 5, som relativ til plasma-potensialet blir 2.2 [V]. I min studie hvor debye-lengden er 4-8 ganger større, ser det ikke ut til at tettheten til elektronene blir særlig påvirket ved og etter 10 cm. Gitt at debye-lengden jeg har beregnet er korrekt. Fra min studie ser jeg en mulighet for at man kan plassere proben nærmere en annen probe. Hvis man antar at større debye-lengde forstørrer fenomenene som observeres. Denne studien med en lavere debye-lengde overestimerer lengden av vake-lignende strukturer i elektron-tettheten.

I studien ([M. A. Morgan, 1989](#)) har de hoved saklig satt søkelys på negative objekter som lager vaker, men de har en figur fra positivt lad objekt. I deres studie figur 4 b. Objekt de bruker er bredere en debye-lengden. Det ser ut til at de får en lignende, men bredere dal i elektron tettheten. Det er ikke hvis romlig utvikling så det er og objektet de bruker er bredere enn debye-lengden så det er vanskelig å sammenligne de to tilfellene.

Totalt sett kan man ikke stole på måle- data målt bak en objekt-probe, med bakgrunn i observasjoner sett i figur 40 og figur 41. Avstanden mellom prober før de blir påvirket hverandres målinger, avhenger av spenningen relativt til plasma potensialet. Fra dette er det grunn til å tro at debye-isolerings sfæren ikke er symmetrisk og blir påvirket av forskjellige potensialer. Mulig sfæren får en form som ser ut som «sylindrisk dråpe» Dette betyr at beregninger av tettheter og indirekte sekundære plasma parametere ikke representerer den ekte verdien selv for bakgrunns målinger. Og at målingene som blir gjort innenfor 2 debye-lengder (2-6 cm) er gjort innvendig av debye-sfæren til sylindere. Der en kommentar fra at sylindere som står vinkel rett på fluksen av ioner kan Utrekningen av tetthet for elektroner bygger på antagelser om at debye sfæren er symmetrisk, slik at tetthetsberegningene spesielt for saturerte regimer, får enda en usikkerhet i seg.

Gitt at potensiale blir halvert fra -20 V over en negativt ladd objekt-proben antar jeg strømmen vil være tilnærmet likt bakgrunnen. For oppdrag som bruker m-needel Langmuir postsystem, vil strøm samlet inn fra I-V kurven komme fra elektron saturasjons delen (elektron-tiltrekkende del). Dette betyr at probene i dette systemet oppfører seg som den positivt ladde objekt-proben. Som vist vil dette by på utfordring ved måling av strøm, uten påvirkning fra raketter og objekter, og om man skal beregne tettheten videre. Ione-påførte elektron-vaker bør ikke neglisjeres, men heller utforskes mer, da det er mangelfull litteratur for denne spesifikke situasjonen. Sette i sammen heng med andre studier er observasjonen fra positive ladde objekt prober nytt. I tabell 5 kan man observere de forskjellige effektene som er observert skrevet opp.

	- 20 V Måle probe	10 V Måle probe
-20 V Objekt probe	Ion-fokusering	Elektron frastøtning
20 V Objekt probe	Ion frastøting	Ion pålagt elektron vake

Tabell 5 De forskjellige effektene observert for forskjellige biaser over de forskjellige probene.

Vake målinger:

Potensial [V]	Lengde [mm]	Start bredde [mm]	Slutt bredde [mm]	Mack
$\phi_m = -20$				
$\phi_p = -20$	--	25-30	80	6-7
$\phi_p = 0$	240	2-4	20	
$\phi_p = 20$	--	30-35	60-70	

Tabell 6 Måle probe -20 V Vake dimensjoner. Tegenet (--) betyr at dette er ikke nok dat til å bli vurdert

Potensial [V]	Lengde [mm]	Start bredde [mm]	Slutt bredde [mm]
$\phi_m = -10$			
$\phi_p = -20$	80	--	--
$\phi_p = 0$	20	--	--
$\phi_p = 20$	--	--	50

Tabell 7 Måle probe 10 V Vake dimensjoner. Tegenet (--) betyr at dette er ikke nok dat til å bli vurdert

5 Konklusjon og fremtidig arbeid

I avhandlingen viser jeg gjennom en rekke eksperimentelle observasjoner og målinger at det dannes vaker. Sylindriske Langmuir prober (LP) ser ut til å påvirke hverandre, og påvirke målinger i plasma. Mine observasjoner viser at sylindrerformede Langmuir-prober produserer vaker, og lengden strekke seg opp til flere debye-lengder. Vakene som observeres påvirkes av ladninger som påføres objekt-proben og måle-proben.

Ved objekt-proben: Formen på vaken følger overgangen fra negativ ladning ($\phi_\sigma \leq 0$) til positiv ladning ($\phi_\sigma \geq 0$) over objekt-proben relativt til plasma potensialet, og motsatt. Høyere absolutt verdi av bias-potensialet medfører bredere vaker. Det er også indikasjoner på at dette gjelder lengden. Formen på vaken gjenspeiles i flytpotensialet, som igjen er avhengig av forholdet mellom elektroner og ioner.

Ved måle-proben: Vake-observasjoner viser 4 forskjellige fenomener avhengig av ladning over måle-proben.

Ved **positiv (+) ladd objekt-probe** observeres to fenomener ved måle-proben, avhengig av om man ser på strøm ved: -20 V (ion-strømmen) eller ved 10 V (elektron-strømmen). Ved **negativ måle-probe** ses en svekkelse av elektron-strømmen, som jeg kaller en *ione-påført elektron-vake*. Her kan strømmen bli svekket med mer eller mindre enn 30 %. Denne vaken er noe smalere en ione-vaken, og kan ikke observeres i elektron-tettheten. Jeg konkluderer med at dette ikke er påført av objekt-proben, men heller mot at dette skyldes et negativt potensial ved overflødig elektroner. Denne effekten kan påvirke målinger og det bør utredes for potensialer fra 5 [V] til 15 [V]. Ved **positiv måle-probe**, blir det observert *ione-vake*, ved en svekkelse i ion-strømmen med sett i forhold til bakgrunnen. Her svekkes ione strømmen med 50 %. Man ser at det dannes en u-dal i ione-strømmen og ione-tettheten, hvor bredden og dybden avhenger av hvor positiv objekt-proben er.

Endrer man til **negativ (-) ladd objekt-proben** vil man få to nye fenomener, som er avhengig av om måle-proben er -20 V (ionestrømmen) eller 10 V (elektron strømmen). Ved **positiv ladd måle-probe** observeres en vake i form av ion-fokusering effekt, som kan varier i bredde. En ione-topp er observert for 0 bias og 20 bias over objekt-proben, cirka 2 cm unna objekt-proben. Dette ses i ione-tettheten også. Ved **negativ ladd måle-probe** ses en svekkelse i

elektron-strømmen helt frem til 6 cm unna objekt-probe. Svekkelsen i strømmen synker og ved 8 cm er det vanskelig å skille dette fra bakgrunnen. Dette fenomenet tolkes ikke som en vake, men heller at det negative feltet fra proben skyver vekk elektroner. Vi vet at potensiale har en rommlig utbredelse lengre enn debye-lengden. Men dette bør dobbelt sjekkes ved ny eksprimenter som studer elktron tettheten på siden av objektproben. Minskningen av tetthet vil bli mye mindre for bias potensialer under 10 V.

Begrensninger og fremtidig arbeid

I denne studien har jeg utviklet metodikk for å studere vaker og benyttet den for å gjøre en rekke eksperimentelle observasjoner som gir gode oppslag for fremtidige undersøkinger.

I fremtidige forskning ville jeg fokusert på spesefikke fenomer etter og ha dannet meg et overblikk over hvordan vaker faktisk ser ut. Jeg ser gode muligheter for å få en bedre karakteristikk av bakgrunnen, ved å få undersøkt hele kammeret og se utviklingen i bakgrunnsparametere.

Deretter ville jeg fått bekreftet mine resultater med emitter prober. Ved å måle fremme ved kilden kan man avgjøre om man har en stigning i temperaturen. På denne måten kan man bekrefte eller avkrefte RF påvirkning av temperaturen. Videre utvikle metoder for å kompensere for RF-oscillering.

Man kan studere nærmere hvordan beta avhenger av debyelengden, ved bruk av forskjellige probe-lengder og den naturlige endringen av tetthet i kammeret. Se på hvilke tilpasinger som fungerer best med de forskjellige drift-likningene, ved å variere tetthet, temperatur og drift-hastighet. Videre kan man bruke likningen utviklet av ([Druyvesteyn, 1930](#)) og nærmer studert i studien ([S. Knappmiller, 2006](#)) for å finne energi distribisjonen til elktronenen. letteste måten å gjøre dette på er med en flat-langmuier sonde. Menden kan også hentet utifra sylindrisk langmuier sonde. Ved å studere hastighets distribisjone lenger bak i plasmakammeret kan man se hvordan ione-strålen utvikler seg. Ved Å få en bedre opplæsning av ionfokuserens vaken, kan man mer nøyaktig beregne drifhastigheten med likningen utviklet av av soning og sammenlikne dette med resultater fra RFEA .

Studere nærmere vake-fenomenet av Landau-demping. Dukker midtvaketoppen opp lengre bak i kammeret kan dette tyde på at det er lite demping og at $1 \ll T_e/T_i$. (Könemann, 1978)

I denne avhandlingen kom jeg frem til at det mest sannsynlige er elektronfrastøtning som danner elektronlignende vake. For å dobbelt sjekke dette, kan man se om det samme fenomenet bli sett fra de andre sidene til objektproben. Dette kan bli sett ved å flytte måleproben rundt objektproben.

Det er interessant å studere vakefenomener fra forskjellige geometrier, som Sonin har vært inne på. Produserer sfærer mindre vaker enn sylindere, eller omvent? Man kan få bekreftet det Sonin og andre har observert, at smale probers vaker er mer avhengig av potensialet enn det tykke prober er. Observere vaker ved å plasere måleproben paralelt med fluksen av ioner.

Det er også viktig å få en forståelse av hvordan en vake vil forandre seg avhengig av hvor objektproben står i plasmakammeret. Etter som plasmatettheten og debyelegden varierer i plasmakammert. Vil prober få større eller mindre vake, avhengig av hvor i kammeret de er plassert, og for hvilke innstillinger plasmakilden er innstilt på. Blir vaken mindre ved lavere ione-drift? Vil endringer i driften påvirke den elektronlignende vakestrukturen som har blitt observert? I tillegg kan man studere hvilke effekt magnetfelt kan ha på Langmuir-probers opptak av strøm, samt vakene de produserer ved å utsette de for magnetfelt.

Jeg tror det blir viktig å studere konsekvensen av ionepåført elektron vake, da det kan se ut til at elektroner setter opp et eget potensial. Kombinasjonen av driftpartikler og et elektrisk potensial kan medføre en endring i IV-kurven (ny vekst region, etter det eksponensielle området), og hvilke konsekvenser vil dette ha i OML-likningene(hvis drift og potensial er inkludert i hastighets-distribusjonen). Fra å ha analysert denne avhandlingen og andre studier, virker det som at dette fenomenet kan få konsekvenser for fremtidige oppdrag.

Litteraturliste

- A. Piel, M. H. & C. S., 2001. Plasma diagnostics with Langmuier probes in equatorial ionsphere: 1. The influence of surface contamination. *Jurnal of Physics D: Applide Physics V34*, 21 August, pp. 2643-2649.
- A. Spicher¹, A. A. I. W. J. M. A. A. C. L. B. N. C. J. I. M. A. a. Y. S., 2016. Reverse flow events and small-scale effects in the cusp ionsphere. *Jurnal of Geophysical Research: Space Physics*, 25 okt, pp. 466-480.
- A.Sonin, J. A. W. & A., 1974. Calculation for the wake of a small cylinder under ionospheric satellite conditions. *The Physics of Fluids, Vol 17, No 1*, Januar, pp. 79-82.
- Allen, J. E., 1992. Probe Theory- the orbital motion approach. *Physica Scripta. Vol 45*, pp. 497-503.
- B M Annaratone, M. W. A. & J. E. A., 1992. Ion currents to cylindrical Langmuir probes in RF plasmas. *J. Phys. D: Appl. Phys. Vol:25*, pp. 417-424.
- B. M. Annaratone, M. W. A. & J. E. A., 1992. Ion current to cylindrical langmuier probes in RF plasma. *Physics D: Applied Physics*, pp. 417-424.
- Bekkeng, J. K., 2021. *uio*. [Internett]
Available at: https://www.uio.no/studier/emner/matnat/fys/FYS3240/v21/lectures_pdf/13-part1---analog-front-end-sampling.pdf
[Funnet 15 Okt 2021].
- BETTINGER, R. T., 1967. Wing-Slope Techniques for the Analysis of Langmuir-Probe Characteristics in a Low-Density Plasma. *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS, Vol:38, N:6*, Mai, pp. 2523-2527.
- Bhattacharjee, D. A. G. & A., 2005. *Introduction To Plasma Physics with space and Labratory applications*. 1 red. Cambridge: Cambridge Universety Press.
- Brace, W. R. H. & L. H., 1999. Use of Langmuier pobes in non-Maxwellian space plasmas. *Review of Scientific instuments*, 1 April, pp. 3015-3024, DOI: 10.1063/1.11496862.
- C. T Russel, J. G. L. R. J. S., 2016. *Space Physics an intoduction*. 1 red. Cambridge: Cambridge Universety Press.
- Chen, F. F., 2018. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. Third Edition red. Cham Heidelberg New York Dordrecht London: Springer.

- Chen, F. F., June 5, 2003. *Mini-Course on Plasma Diagnostics*. EEE-ICOPS meeting, Jeju, Korea: Electrical Engineering Department University of California, Los Angeles.
- CHEN, R. T. B. A. A. A., 1968. An End Effect Associated with Cylindrical Langmuir Probes Moving at Satellite Velocities. *JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH, SPACE PHYSICS*, Vol:73, No:7, 1 April, pp. 2513-2528.
- Chun-Sung Jaoa, b. S. M. A. S. W. J. M., 2021. Wake formation behind Langmuier Pobes in Ionsferic plasma. *Draft* .
- Conde, L., 2011. An introduction to Langmuier probe diagnostics of plasma. *Departamento de Física Aplicada E.T.S. Ingenieros Aeronáuticos Universidad Politécnica de Madrid 28040 Madrid, Spain.*, 28 May.
- D. Block, J. C. P. L. W. J. M. F. G. A. P. M. B. A. M., 2012. Wake Formation and Wake Filed Effects in Complex Plasma. *Contributions to Plasma Physics CPP*, 17 September, pp. (1-9) DOI: 10.1002/ctpp.201200030.
- DESSLER, A. J., 1964. Length of Magnetospheric Tail. *Journal of GEOPHYSICAL RESEARCH*, Vol: 69, No: 19, 1 Okt, pp. 1913-1918.
- Druyvesteyn, M. J., 1930. Der Niedervoltbogen. 26 Juli, pp. 781-798.
- E. Engwall, A. I. E. & J. F., 2006. Wake formation behind positively charged spacecraft in flowing tenuous plasmas. *PHYSICS OF PLASMAS*, Voll:13,, 14 Juni, p. 10.
- Egeland, A., 2009. Kristian Birkeland: The first space scientist. *Jurnal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, Vol: 71, 4 Oktober, pp. 1749-1755.
- F. Taccogna^a, S. & M. C., 2006. Ion orbits in cylindrical Langmuier probs. *American Institute of Physics 13*, 18 April, pp. 043501-(1-8), DOI: 10.1063/1.2181971.
- Francis F. Chen, J. D. E. a. W. Z., 2012. Calibration of Langmuir probes against microwaves and plasma oscillation probes. *Plasma Sources Science and Technology*, Februar.
- Goree, T. E. S. & J., 1994. Langmuier pobe characteristic in presence of drifting electrons. *Physical Rewiew E*, Vol: 50, Num: 4, Oktober, pp. 2991-2996.
- Griffiths, D. J., 2017. *Introduction to Electrodynamics*. 4 red. Cambridge: Cambridge Universety Press.
- H. Usui, Y. M. W. M. & K. I., 2019. Numerical Study to Plasma Depletion Reigion in a Satellite wake. *IEEE Transactions on PLasma Science*, Vol 47, No 8, August, pp. 3717-3724 DOI: 10.1109/TPS.2019.2918789.
- Hargreaves, J. K., 1995. *The Solar-terrestrial eviorment- an introduction to geospace-the science of terrestrial upper atmosspher, ionosphere, and magnetosphere*. first eddtion red. Cambridge: Cambridge universety press.

- Hemmer, P., 2002. *Termisk Fysikk*. Utgave 2 red. Bergen: Vigmostad & Bjørke AS.
- Hershkowitz, N., 1989. How Langmuir Probes Work. I: *Plasma Diagnostics*. London: ACADEMIC PRESS, INC, pp. 114-181.
- Hins, W. I. A. & C. O., 1961. A UNIFYING THEORY OF HIGH-LATITUDE GEOPHYSICAL PHENOMENA AND GEOMAGNETIC STORMS. *CANADIAK JOURNAL OF PI-IYSICS*. VOL. 39,, pp. 1433-1464.
- Hjorth-Jensen, M., 2021. *compphysics.github.io*. [Internett]
Available at:
https://compphysics.github.io/MachineLearning/doc/LectureNotes/_build/html/chapter1.html
[Funnet 14 oktober 2021].
- Hoang, H. M., 2019. *High-spatial-resolution electron density*, Oslo: Universitetet i Oslo.
- Hutchinson, I. H., 2002. *Principels of Plasma Diagnostics*. Second edition red. New York: Campridge Universety Press.
- Hutchinson, I. H., 2002. The invalidity of a Mach probe model. *Physics of Plasmas Vol:9, N: 5*, Mai, pp. 1832-1833.
- I. G. Brown, A. B. C. & W. B. K., 1971. Respsn of Langmuier Pobe in a Strong Magnetic Filed. *The Physics of Fluieds, Vol: 14, Num: 7*, July, pp. 1377-1387.
- J. I. Samanlego, X. W. L. A. D. M. R. E. E. & M. H., 2018. Invastigation of Coating for Langmuier Probes in Aa Oxygen_Rich Space Environment. *Jurnal of Geophysical Reaserch: Space Physice*, 11 July.
- J.-P. Lebretona, S. S. P. T. ., M. M. ., D. K. ., S. M. ., D. L. ., B. P. ., P.-L. B. ., Z. K. ., M. S., 2005. The ISL Langmuier pobe experiments processing onboard DEMETER: Scientific objectives, decription and first results. 14 Oktober, pp. 472-486,DOI:10.1016/j.pss.2005.10.017.
- K Denieffe1, C. M. O. M. P. D. M. D. G. a. M. B. H., 2011. Retarding field energy analyser ion current calibration and transmission. *J. Phys. D: Appl. Phys., Vol: 44*, 2 Februar, pp. 1-7.
- K S Jacobsen, A. P. J. I. M. a. T. A. B., 2010. A new Langmuir probe concept for rapid sampling of space plasma electron density. *MEASUREMENT SCIENCE AND TECHNOLOGY 21*, 28 May, pp. 1-10.
- Klindworth, M., 2004. *PLasma, Fundamentels and Aplications of Langmuier Pobes in Complex*, Kiel: der Mathematisch-Naturwissentschaftlichen Fakultät.
- Könemann, B., 1978. The collison less flow of unmagnetized plasma around bodies. *Plasma Physics Vol 20*, pp. 17-30.

Kral'kina, E. A., 2008. Low-pressure radio-frequency inductive discharge and possibilities of optimizing inductive. *Physics-Uspekhi, Vol:51*, pp. 493-512, DOI: 10.1070/PU2008v051n05ABEH006422.

L.E. Wharton, W. H. &, 1973. Current to a moving cylindrical electrostatic probe. *Journal of applied Physics 44*, 12 Desember, pp. 5365-5371, DOI: 10.1063/1.1662157.

Lai, S. T., 2012. *Fundamentals of Spacecraft charging*. USA: Princeton & UK: Woodstock: Princeton University Press.

Langmuir, H. M.-S. a. I., 1926. The theory of collectors in gaseous discharges. *Physical Review Volum 28*, Oktober, pp. 727-763.

M. A. Morgan, C. C. D. L. C. M. F. T., 1989. The Dynamic of Charge Particles in the Near wake of a Very Negatively Charged Body-Laboratory Experiments and Numerical Simulation. *Transaction on Plasma Science. V27, No 2*, April, pp. 0220-227. IEE: 8927086.

M. Tichy, P. K. J. B. C. C. S. K., 1997. Langmuir Probe Diagnostics for Medium Pressure and Magnetised Low-Temperature Plasma. *Journal de Physique IV Proceedings*, pp. C4-397-C4-411, Hal ID: ff10.1051/jp4:1997432ff. ffjpa-00255588.

M.S, B. J. K. & D. C., 1992. Transport of Dust Particles in Glow-Discharge Plasma. *Physical Review Letters, V68, N3*, 12 Januar, pp. 313-316.

Marthin, A. R., 1974. Numerical solution to the Problem of Charged Partical Flow Around An Ionspheric Spacecraft. *Planet. Space Science*, pp. 121-141.

Merlino, R. L., 2007. Understanding Langmuir probe current-voltage characteristics. *American Association of Physics Teachers*, 26 Februar, pp. 1078-1085, DOI: 10.1119/1.2772282.

Michael S. Barnes, J. H. K. J. C. F. J. A. O. a. D. K. C., 1992. Transport of Dust Particles in Glow-Discharge Plasmas. *PHYSICAL REVIEW LETTERS, Vol: 68, N: 3*, 20 Januar, pp. 313-316.

Moenl, H. H. · L. C. · K. R. · T. B. · E. T. · B. L. · S. · D. B.-H. · A. P. · A. S. · J., 2018. The Multi-Needle Langmuir Probe System on Board NorSat-1. *Space Sci Rev 214:75*, 08 Mai, pp. 1-16.

N. Hershkowitz, M. H. C. C. H. N., 1988. Langmuir Probe Characteristics in RF Glow Discharges. *Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 8, No. 1*, pp. 35-52.

O. Koshkarov, A. I. S. I. D. K. a. V. I. I., 2015. Ion sound instability driven by the ion flow. *Physics of Plasma (API Publishing), Vol: 22*, 15 Mai.

Oyama, K.-I., 1976. A Systematic Investigation of Several Phenomena Associated with Contaminated Langmuir Probes. *Planetary and Space Science Vol 24*, pp. 183-190.

- P. Ludwig, W. J. M. H. K. & M. B., 2012. On the wake structure in streaming complex plasmas. *New Journal of Physics*, 15 May, p. 29.
- Pe'csel, H. L., 2013. *Waves and Oscillations in Plasma*. eBook-PDF red. Lodon & New York: CRC Press, Taylor & Francis Group.
- R. Marchand, S. M. &, 2020. Finite-length effects on cylindrical Langmuir probes. *Physical review research* 2, 8 April, pp. 023016(1-11), DOI:10.1103/PhysRevResearch.2.023016.
- S. Adhikari, S. M. A. J. E. W. J. M., 2021. Finite-length effects on beam-plasma instability in collisionless inhomogeneous systems. *arXiv:2109.01431 [physics.plasm-ph]*, 3 September.
- S. D. Hester, & A. A. S., 1970 a. Ion Temperature Sensitive End Effect in Cylindrical Langmuir Probe Response at Ionosphere Satellite Conditions. *The Physics of Fluids, Vol:13, N:5*, Mai, pp. 1265-1274.
- S. D. Hester, & A. A. S., 1970. Ion Temperature Sensitive End effect in Cylindrical Langmuir Probe Response at Ionosphere Conditions. *Physics of Fluids* 13, May, pp. 1265-1274, DOI:10.1063/1.1693059.
- S. Knappmiller, S. R. & Z. S., 2006. Method to find the electron distribution function from cylindrical probe data. *Physical Review E, Vol 73*, 7 Juni, pp. 1-9.
- S. U. Rehman, L. E. F. K. A. L. & R. M., 2017. Kinetic modeling of Langmuir probe characteristics in a laboratory plasma near a conducting body. *Physics of Plasma, Vol 24*, 03 Januar, pp. 012901-(1-7).
- S.A. Khrapak, A. V. I. G. E. M. a. H. M. T., 2002. Ion drag force in complex plasma. *Phys. Rev. E, Vol 60*, 21 Oktober, pp. 1-4.
- Schekochihin, A. A., 2020. *Lectures on Kinetic Theory of Gases and Statistical Physics*, Oxford, UK: The Rudolf Peierls Centre for Theoretical Physics, University of Oxford.
- Sonin, S. D. H. & A. A., 1970 b. A Laboratory Study of wakes of Ionospheric Satellite. *AIAA Journal*, Juni, pp. 1090-1097.
- Sonin, S. D. H. & A. A., 1970 c. Laboratory Study of Wakes of Small Cylinders Under Ionospheric Satellite Conditions. *AIP Physics of Fluids, Vol 13, N 3*, Mars.
- Sonin, S. D. H. & A. A., 1970. A Laboratory Study of wakes of Ionospheric Satellite. *AIAA Journal*, Juni, pp. 1090-1097.
- Squiers, G. L., 2001. *Practical Physics*. 4 red. Cambridge: Cambridge.
- Stix, M., 2004. *The Sun: An introduction*. 2 utgave red. New York: Springer.

Stone, N. H., 1981. The Plasma wake of mesosonic conducting bodies. Part 1. An experimental parametric study of ion focusing by plasma sheat. *Plasma Physics*, V25 , pp. 351-371.

Technologies, K., 2019. *Keysight Technologies B2900 Series Precision Source/Measure Unit*, Tokyo: Keysight Technologies .

The-NumPy-community, 2008-2021. *Numpy*. [Internett]

Available at:

<https://numpy.org/doc/stable/reference/routines.polynomials.package.html#module-numpy.polynomial>

[Funnet 5 Oktober 2021].

The-NumPy-community, 2008-2021. *Numpy*. [Internett]

Available at: <https://numpy.org/doc/stable/reference/generated/numpy.linspace.html>

[Funnet 5 Oktober 2021].

The-SciPy-Community, 2008-2021. *docs.scipy*. [Internett]

Available at: <https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.signal.lfilter.html>

[Funnet 3 10 2021].

ThrustMe, 2019. *User Manual: Low Temperatur Argon(LTA) Ion-Electon source-v1.0*, s.l.: s.n.

Treumann, W. B. & R. A., 1997. *Basic Space Plasma Physics*. 2011 Reprinted red. London: Imperial College Press.

Tritton, D., 1977. *Physcal Fluid*. New York: Van Nostrand Reinhold Company Ltd.

Ukjent, Ukjent. *Wikipedia*. [Internett]

Available at: https://en.wikipedia.org/wiki/Error_function

[Funnet 3 10 2021].

Willam Thomson(1887):" On ship waves", I. o. M. E. P. 3.-4. p., u.d. s.l.:s.n.

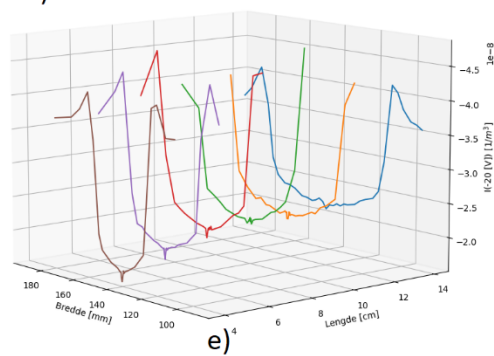
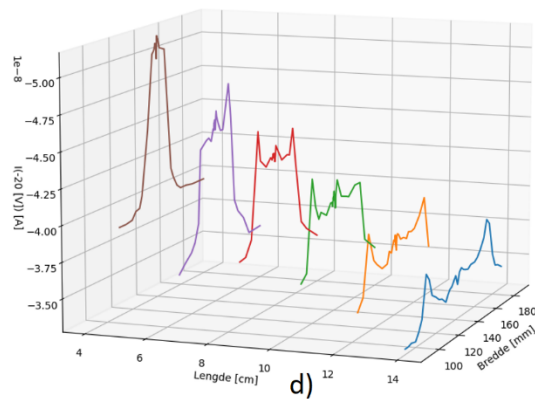
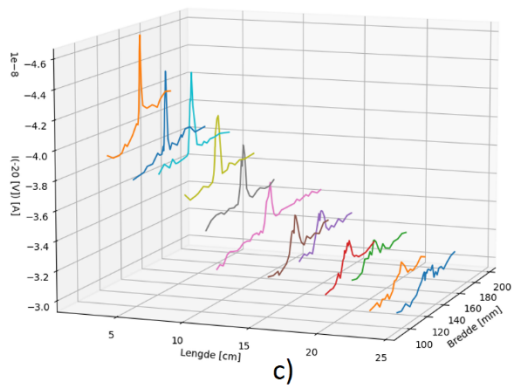
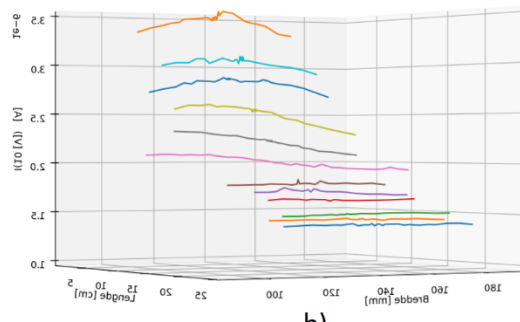
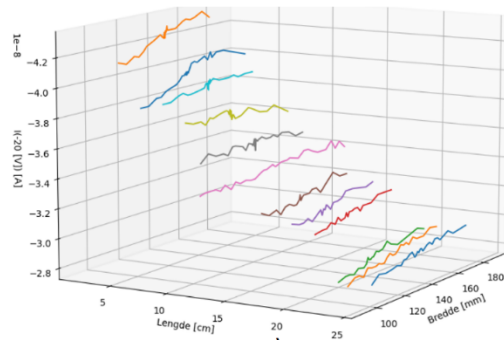
YA. L. AL'PERT, A. V. G. a. L. P. P., 1963. EFFECTS PRODUCED BY AN ARTIFICIAL SATELLITE RAPIDLY MOVING IN THE IONOSPHERE OR IN AN INTERPLANETARY MEDIUM. *SOVIET PHYSICS USPEKHI*, Vol: 6, Num: 1, July-August, pp. 13-45.

Z. Sternovskya, S. R. a. M. L., 2003. Ion collection by cylindrical probes in weakly collisional plasmas:.. *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, VOLUME 94(NUMBER 3).

Vedlegg

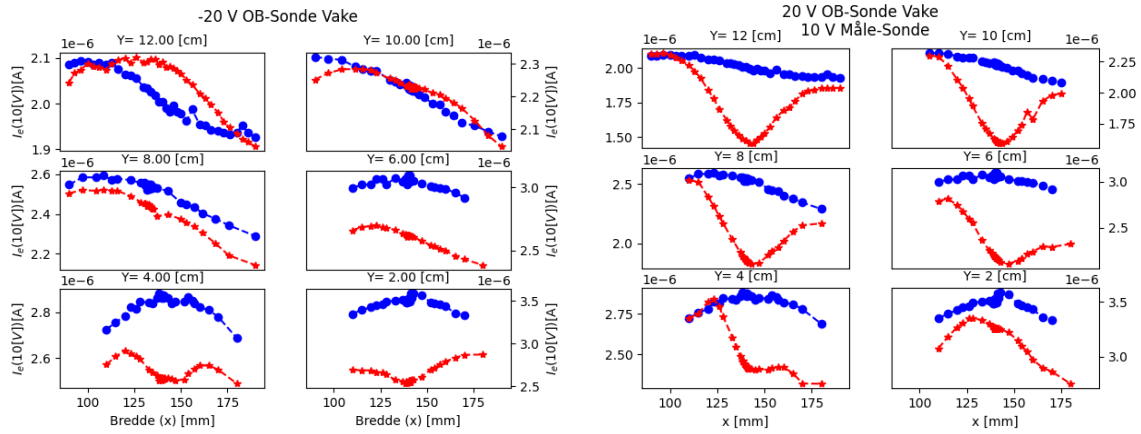
Vedlegg A: Figur

a) 3d-figurer av ion strøms.



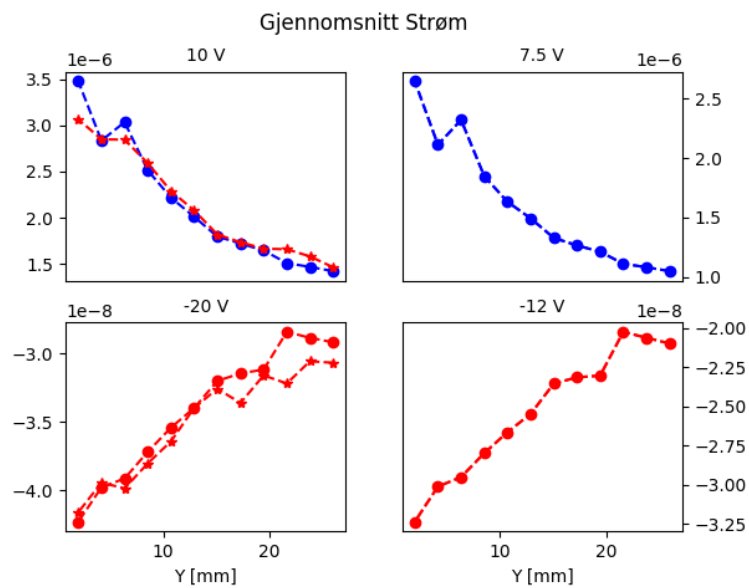
Figur 42 a) er ione strøm bakgrunn, b) er elektron strøm bakgrunn, c) 0 [V] bias spenning over objekt-proben ione strøm, d) -20 [V] bias spenning over objekt-proben, og e) viser 20 [V] bias spenning over objekt-proben.

b) Elektronstrøm figurer.



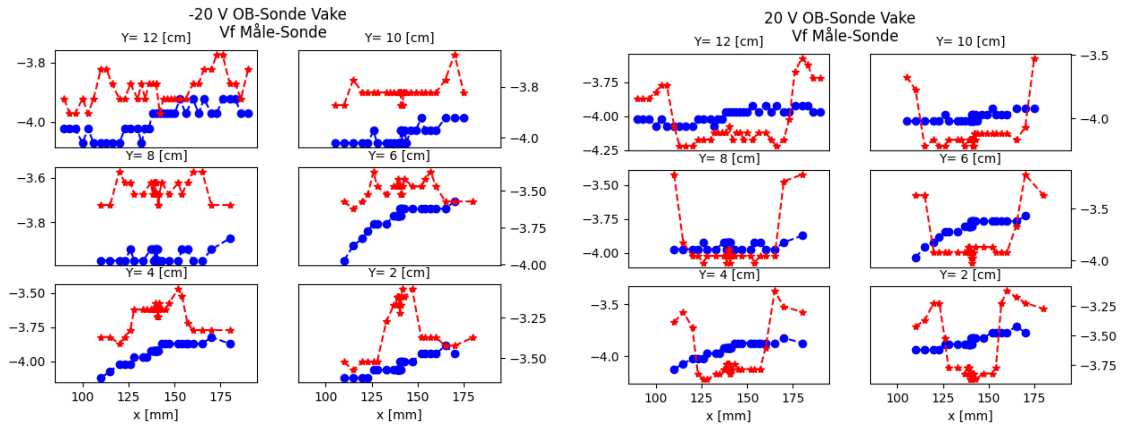
Figur 43 figur til venstre -20 volt bias -spenning over objekt-proben, og figuren til høyre har 20 [V] bis spenning over objekt-poben.

c) Gjennomsnitt av bakgrunnstrømmen.



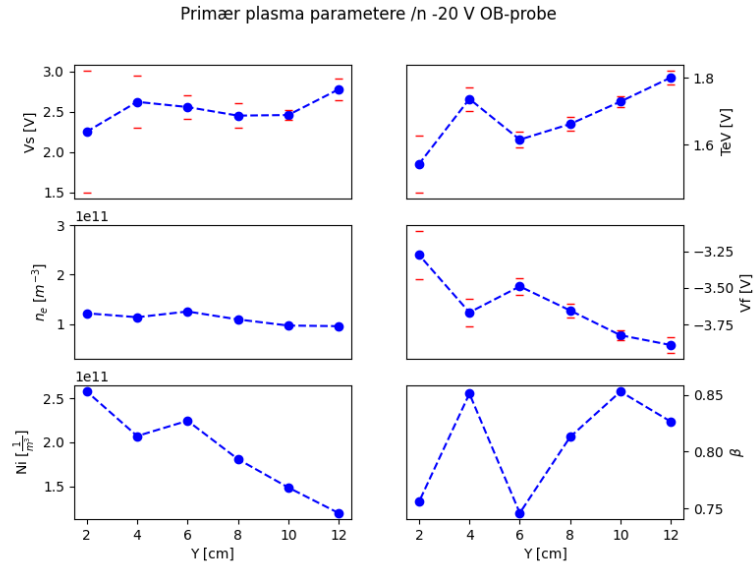
Figur 44

d) Flytpotensial figurer:



Figur 45

e) Gjennomsnitt parametere for -20 V over objekt-probe.



Figur 46

Vedlegg B: Kode funksjoner

Programmet er skrevet i Python 3.8.2

f) Flytpotensialet Vf

```
def findVf(V,I):
    min=1
    for i in range(len(I)):
        nowmin=abs(I[i])-1.0e-19
        if(nowmin<=min):
            min=nowmin
            Vf_index=i

    return V[Vf_index]
```

g) Deriverte

```
def deriver_dat(datax,datay):
    dy=np.diff(datay)
    dx=np.diff(datax)
    dydx=dy/dx
    x2=(datax[:-1] + datax[1:])/2
    #y2=(datay[:-1] + datay[1:])/2
    return dydx, x2
```

h) Plasmapotensialet

```
def estimateVs(didv,dv,didv2,dv2,Vs_pree):
    di_maks2=0;position_dv_vs2=0;Vs2=0;
    di_maks1=0;position_dv_vs=0;Vs1=0;
    pre_di_maks1=0
    di_lokal_min=di_maks1
    pre_di_lokal_min=1
    maks_check=False
    min=10
    maks_point=didv2[0]
    di_maks2_index=0
    dvdv2_index=0

    for j in range(find_index(0,dv),find_index(10,dv)):
        if((didv[j-1])<didv[j]>(didv[j+1])):
            di_maks1=didv[j]
            Vs1=dv[j]
            position_dv_vs1=j
            break

    for j in range(find_index(-1,dv2),find_index(10,dv2)):

        if(didv2[j-1]<didv2[j]>didv2[j+1]):
            #print('maks didv 2',dv2[j])

            di_maks2=didv2[j]
            di_maks2_index=j
            maks_check=True
```

```

if (maks_check):
    new_min=abs (didv2 [j]) -1.0e-19
    if (min>new_min):
        min= new_min
        dvdv2_index=j

    if ((didv2 [j-1])>didv2 [j]<(didv2 [j+1])):

        Vs2=dv2 [dvdv2_index]
        #print ('Vs inne i loop=',Vs2)
        maks_check=False
        break
    elif (dv2 [j]>10):
        Vs2=dv2 [dvdv2_index]

        maks_check=False

        break

print ('Vs1 ',Vs1, '[VS]',Vs2, ' Vs2')
forhold=(abs (Vs2)+abs (Vs_pree))/Vs2
if (forhold>3):
    Vs=Vs1

else:
    Vs=Vs2

#print ('maks slutt',di_maks1,position_dv_vs1, Vs1)
#print (position_dv_vs1,'=',V[position_dv_vs1])
return Vs

```

i) Elektromperaturer T_e

```

def find_TeV (strom,Volt,v1,v2):

    V1_index=find_index (v1,Volt)
    V2_index=find_index (v2,Volt)
    y1=np.log (strom[V1_index])
    y2=np.log (strom[V2_index])
    find_index
    b=(y2-y1)/(Volt [V2_index]- (Volt [V1_index]))
    TeV=1/b
    return TeV

```

j) Smood funksjon:

(The-SciPy-Community, 2008-2021)

```

from scipy import signal
def Smooth (xn):

```



```

b, a = signal.butter(3, 0.05)
zi= signal.lfilter_zi(b, a)
z, _=signal.lfilter(b, a, xn, zi=zi*xn[0])
z2, _=signal.lfilter(b, a, z, zi=zi*z[0])
y=signal.filtfilt(b,a, xn)
return y

```

k) Ion kurve polynomisk tilpasning

(The-NumPy-community, 2008-2021)

```

from numpy.polynomial import Chebyshev as C
TLF_start=0
TLF_slutt=find_index(-7,V)
Ii_satu_clip_V=clip_vektor_index(V,TLF_start,TLF_slutt)
Ii_satu_clip_i=clip_vektor_index(I,TLF_start,TLF_slutt)

now=8
i=0

for i in range(1,6):
    past=now
    p4I=C.fit(Ii_satu_clip_V, Ii_satu_clip_i, deg=i)

    Model_Ii_sat_pol=p4I(Ii_satu_clip_V)
    List_legend.append('Polinomal Degree '+str(i)+'; AvRE= '+
str(round(Avrage_RE(Model_Ii_sat_pol,Ii_satu_clip_i),4)))
    Model_Ii_sat_pol=p4I(V)

    temp_index=find_index(Vs,V)
    now=Model_Ii_sat_pol[temp_index] #finner den som er nærmest I=0.0 ved
plasma potensialet
    if(abs(now)<abs(past)):
        best_degree_ion=i
# Er verdiene i vektoren større enn null eller potesialet er over plasma
potesialet er de satt til 0.0
for i in range(len(Model_Ii_sat_pol)):
    if(V[i]>=Vs or Model_Ii_sat_pol[i]>=0 ):
        Model_Ii_sat_pol[i]=0.0

    Ie_ion_fit=I-Model_Ii_sat_pol

```

l) Frastøteende elektron strøm region tilpasning (eksponensielle ommerpådet)

(The-NumPy-community, 2008-2021)

Koden forklaring:

Koden brukes for å finne den konstanten A som passer best med trømmen i den eksponensielle region. Vs og stigningstallet er funnet med funksjonene over.

```

Aplifier=1*10**6
A_list=np.linspace(8e-8,4e-7,10000)
minR=1
#ion_fit=Ion_lin_fit(-30,-7,Vs,V,I)
#print(len(I),'type',len(Model_Ii_sat_pol))

Ie_Start_index=find_index(Vf-3,V)
Ie_finish_index=find_index(Vs,V)
#print('index chec',Ie_ion_fit[Ie_finish_index])
V_fit_short=clip_vektor_index(V,Ie_Start_index,Ie_finish_index)
Ie_ion_short=clip_vektor_index(Ie_ion_fit,Ie_Start_index,Ie_finish_index)

V1=-2.0;V2=2.3 #dette intervale er innfor flytpotensialet og
plasmapotensialer (linære området) konstan veks
TeV=find_TeV(Ie_ion_fit,V,V1,V2)
A=0
A_list=[1*10**(-5),1*10**(-6),1*10**(-7),1*10**(-8),1*10**(-9)]

for i in range(len(A_list)):
    Ie_exp_short=A_list[i]*np.exp((V_fit_short-Vs)/TeV)
    RMSE_A=RMSE(Ie_ion_short,Ie_exp_short)
    if(RMSE_A<minR):
        minR=RMSE_A
        A=A_list[i]
    A_size=len(str(A))
    A_add=1.0*10**(-(A_size-2)-5)

Ie_exp_short=A_list[i]*np.exp((V_fit_short-Vs)/TeV)

rmse=RMSE(Ie_ion_short,A*np.exp((V_fit_short-Vs)/TeV))
rmse_add=RMSE(Ie_ion_short,(A+A_add)*np.exp((V_fit_short-Vs)/TeV))
rmse_sub=RMSE(Ie_ion_short,(A-A_add)*np.exp((V_fit_short-Vs)/TeV))
rmse_old=RMSE(Ie_ion_short,(1.0*10**(A_size+2))*np.exp((V_fit_short-
Vs)/TeV))

while(rmse_old>rmse):
    rmse_old=rmse
    if(rmse_sub>rmse_add):
        A+=A_add
        Ie_exp_short=A*np.exp((V_fit_short-Vs)/TeV)
        rmse=RMSE(Ie_ion_short,Ie_exp_short)

    elif(rmse_sub<rmse_add):
        A-=A_add
        Ie_exp_short=A*np.exp((V_fit_short-Vs)/TeV)
        rmse=RMSE(Ie_ion_short,Ie_exp_short)

Ie_exp_tilpassning=A*np.exp((V-Vs)/TeV)

```