

# MicroAlphatross- mikroaaltoionilähde ja sen ekstraktion tutkiminen simulaatioiden avulla

Pro gradu -tutkielma, 13.11.2020

Tekijä:

MIKKO KIVEKÄS

Ohjaajat:

MIKKO LAITINEN

TANELI KALVAS



JYVÄSKYLÄN YLIOPISTO  
FYSIKAN LAITOS

© 2020 Mikko Kivekäs

Julkaisu on tekijänoikeussäännösten alainen. Teosta voi lukea ja tulostaa henkilökohtaista käyttöä varten. Käyttö kaupallisiin tarkoituksiin on kielletty. This publication is copyrighted. You may download, display and print it for Your own personal use. Commercial use is prohibited.

## Tiivistelmä

Kivekäs, Mikko

MicroAlphatross-mikroaaltoionilähde ja sen ekstraktion tutkiminen simulaatioiden avulla

Pro-gradu tutkielma

Fysiikan laitos, Jyväskylän yliopisto, 2020, 75 sivua

Tutkielmassani käsittelem uutta mikroaaltoionilähdettä MicroAlphatrossia ja tutkin simulaatioiden avulla ratkaisumahdollisuuksia ekstraktiojärjestelmässä ilmenneisiin ongelmiin. MicroAlphatross on Pelletron-kiihdyttimelle tuleva uusi negatiivinen heliumionilähde korvaamaan nykyisen Alphatross-lähteen. MicroAlphatrossin on kehitetty Jyväskylän yliopistolla ja sen kokeellisen kehityksen aikana on havaittu läpilyöntiä ekstraktiojärjestelmän elektrodien välillä. Kokeellisesti tätä ongelmaa on jo yritetty ratkaista, mutta ongelma ei ole poistunut.

Simuloin IBSimu-simulaatiokirjaston avulla ionisuihkun kulkua MicroAlphatrossin ekstraktiossa. Simulaatioissa tarkastelen ionien ratoja, ionisuihkun virtaa ja emittanssia. Ratkaisua ekstraktiossa esiintyneisiin ongelmiin etsin muuttamalla ekstraktiogeometriaa. Simulaatioiden pohjalta ehdotan ratkaisuksi kasvattaa ekstraktiojärjestelmän einzel-linssin elektrodien välimatkoja 150% nykyisestä läpilyöntikesävyuden kasvattamiseksi. Ratkaisukeinon toimivuus pitää kokeellisesti testata ja ionilähde saattaa toimivaksi, jotta se voidaan ottaa käyttöön Pelletron-kiihdyttimelle.

Avainsanat: negatiivinen ionilähde, heliumin varauksenvaihto, plasma, ionisuihku, ionisuihkun ekstraktio, simulaatio



## Abstract

Kivekäs, Mikko

MicroAlphatross-mikroaaltoionilähde ja sen ekstraktion tutkiminen simulaatioiden avulla

Master's thesis

Department of Physics, University of Jyväskylä, 2020, 75 pages.

In this Master's thesis I study new microwave ion source called MicroAlphatross and search solutions to problems found in extraction system using ion beam simulations. MicroAlphatross is new negative helium ion source for Pelletron accelerator that is planned to replace existing Alphatross ion source. MicroAlphatross is developed in University of Jyväskylä and during experimental development problems arose in extraction system by electrodes discharging. There has been effort to fix this problem experimentally by improving vacuum pumping but discharging still happens.

Simulations in this thesis are done via IBSimu ion beam simulation library. In simulations I study ion tracks, beam current and beam emittance. I search solution to the discharging problem by changing extraction system geometry. Simulations support my suggestion to increase distance between electrodes in extraction einzel lens to 150% of current distance. Effectiveness of my solution suggestion must be tested experimentally, and ion source needs to be prepared for use in Pelletron accelerator.

Keywords: negative ion source, helium charge exchange, plasma, ion beam, ion beam extraction, simulation



## Esipuhe

Tutkielman teon aikana puhkesi koronaviruspandemia ja alun perin tutkielman aiheeksi aiottua MicroAlphatrossin kokeellista testaamista jouduttiin olosuhteiden pakosta muuttamaan. Painopiste vaihdettiin kokeellisesta työstä ionilähteen ekstraktion simulointiin, joka ajoi opiskelemaan uusia ohjelmointi- ja simulaatiotyökaluja. Aiheen ja työmenetelmien muutos pakon edessä opetti sopeutumaan yllättäviin tilanteisiin ja näitä taitoja tarvitaan työ- ja muussa elämässä.

Ensimmäisen kerran työskentelin MicroAlphatrossin parissa harjoittelijana kesällä 2018 ohjelmoiden lähteelle ohjausjärjestelmän. Harjoittelun aikana syntyi kiinnostus MicroAlphatrossiin ja yleisemmin ionilähdeteknologiaan, joten MicroAlphatross oli myös luonteva aihe pro gradu -tutkielmaan.

Haluan kiittää ohjaajiani Mikko Laitista ja Taneli Kalvasta tärkeästä tuesta tutkielman kirjoittamisessa, MicroAlphatrossin kanssa työskennellessä auttaneita laboratorioinsinööriä Juha Tuunasta ja työpajojen insinöörejä. Kiitän myös perhettä, ystäviä ja lemmikkirottiani henkisestä tuesta tutkielmaprojetkin aikana.

Jyväskylässä 13.11.2020

Mikko Kivekäs





# Sisällys

<b>Tiivistelmä</b>	<b>3</b>
<b>Abstract</b>	<b>5</b>
<b>Esipuhe</b>	<b>7</b>
<b>1 Johdanto</b>	<b>11</b>
<b>2 Ionilähteen toimintaperiaatteet</b>	<b>15</b>
2.1 Plasman ominaisuudet ja kaasun ionisoituminen plasmaksi . . . . .	15
2.1.1 Plasmafysiikkaa . . . . .	15
2.1.2 Ionisaatio . . . . .	19
2.2 Ionisuihkun ekstraktio ja kuljetus . . . . .	23
2.2.1 Ionisuihkun ekstraktointi plasmasta . . . . .	23
2.2.2 Paschen laki . . . . .	24
2.2.3 Emittanssi . . . . .	26
<b>3 MicroAlphatross-lähteen tekninen toteutus ja kiihdytinlaboratorio</b>	<b>31</b>
3.1 Pelletron-hiukkaskiihdytin . . . . .	31
3.2 Plasmantuotanto ja ekstraktio . . . . .	33
3.3 Positiivisesta suihkusta negatiiviseksi . . . . .	37
3.4 Ionilähteen suihkun virran mittaaminen . . . . .	40
3.5 Ohjausjärjestelmä . . . . .	41
<b>4 Ekstraktion simulointi</b>	<b>43</b>
4.0.1 Vlasov-iterointi . . . . .	43
4.0.2 IBSimu . . . . .	44
<b>5 Tulokset</b>	<b>47</b>
5.1 Simuloitu plasmakammion aukon koon vaikutus suihkun laatuun . . .	47
5.2 Ekstraktion elektrodien välinen etäisyys . . . . .	50

5.3	Triodiekstraktio . . . . .	53
5.4	MicroAlphatrossin mitattu ionivirta . . . . .	53
<b>6</b>	<b>Päätäntö</b>	<b>57</b>
	<b>Lähteet</b>	<b>60</b>
<b>A</b>	<b>Simulaatiokoodilista</b>	<b>67</b>

# 1 Johdanto

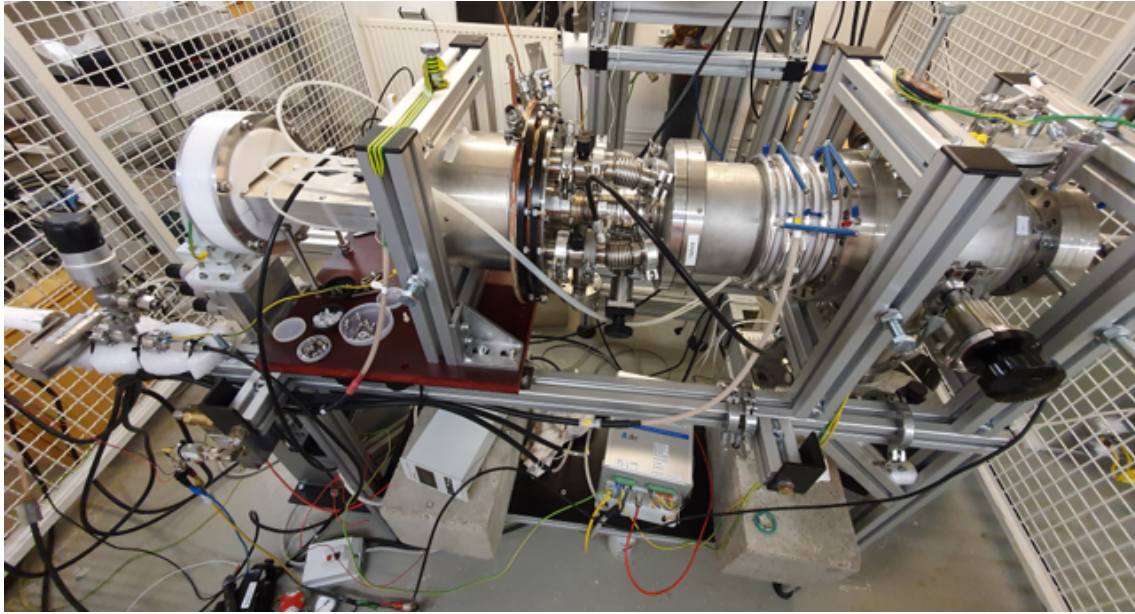
Kiihdytinfysiikan yksi peruskivistä on kiihdytettävien hiukkasten tuotantolaitteisto eli ionilähde. Ionilähde tuottaa ioneja, joista muodostetaan ionisuihku käyttöä varten. Ionilähteitä ja niiden käyttökohteita on monia; jokaiselle käyttötarkoitukselle ei sovi sama ionilähde [1]. Ionilähteistä saatavien suihkujen käyttökohteita on esimerkiksi erilaiset ionisuihkumateriaalianalyysimenetelmät [2, 3], ydinfysiikan tutkimus [4], materiaalien plasmaprosessointi [5] ja implantaatio [6, 7].

Plasmaionilähde on laite, joka tuottaa plasmaa ja pystyy ekstraktoimaan plasmaa ionisuihkun. Plasman tuotanto on ionilähteen sydän, josta ekstraktiojärjestelmän elektrodeilla muodostetaan ionisuihku. Plasma on ionisoitunutta kaasua ja on monia tapoja ionisoida kaasua plasmaksi. Plasmaa voidaan tuottaa esimerkiksi DC-jännitteellä [8, 9], (RF- tai mikro-) aalto-generaattorilla [10, 11] tuotettu elektronitörmäysionisaatio tai laserilla tuotettu fotoionisaatio [12].

Ionisaation perustana on syöttää energiaa atomiin sidotuille elektroneille, jolloin uloimman elektronikuoren elektronit voivat ylittää ytimen muodostaman potentiaalivallin. Elektronitörmäysionisaatiossa korkeaenergiset elektronit siirtävät energiaa sidottuihin elektroneihin törmäyksissä ionisoiden atomeja. Fotoionisaatiossa fotonit absorboituvat atomiin ja elektroni pakenee elektronikuoren potentiaalienergian ylittyessä. Fotoionisaatiota kutsutaan myös valosähköiseksi ilmiöksi.

Tässä työssä käsittelen MicroAlphatross-mikroaaltoionilähdettä, jolla tuotetaan negatiivisesti varautunutta heliumionisuihkuja. Tutkin laitteen toimintaperiaatetta ja ionilähteen ekstraktiota simulaatioiden avulla. MicroAlphatross on suunniteltu ja toteutettu Jyväskylän yliopistolla ja tällä hetkellä ionilähde on kokeiluasteella. Valokuva MicroAlphatross ionilähteestä esitetty kuviossa 1.

Kyseinen ionilähde tulee käyttöön Jyväskylän yliopiston kiihdytinpohjaisen materiaalfysiikan ryhmälle ja on osa Pelletron-tandemkiihdyttimen kokonaisuutta. Pelletron-kiihdytintä valmistaa ja myy yhdysvaltalainen National Electrostatics Corp (NEC) ja kiihdyttimen yhteydessä myydään Alphatross nimistä RF-ionilähdettä. Jyväskylän yliopiston kiihdytin on saatu Teknologian tutkimuskeskus VTT Oy:ltä (lyh. VTT) vuonna 2006. Nykyinen heliumionilähde Alphatross on noin 35 vuoden ikäinen



**Kuvio 1.** Valokuva MicroAlphatrossista. Kuvassa tukikehikkoon vasemmalla on mikroaaltogeneraattori ja plasmakammio, keskellä ekstraktio ja varauksenvaihto, sekä oikealla tyhjiöpumppauslaitteistoa ja suihkuputkea, josta ionisuihku jatkaa kohti kiihdytintä. Ionilähteen alahyllylle on sijoitettu vaadittavaa elektroniikkaa, kuten painemittari ja aaltogeneraattorin virtalähde.

ja lähteen tuottaman suihkun ionivirta on heikko. MicroAlphatross tulee korvaamaan Alphatross-ionilähteen, jonka mukaan myös uusi laite on nimetty. MicroAlphatrossin plasma tuotetaan mikroaaltogeneraattorilla, josta juontuu Micro-etuliite.

Negatiivisesti varatun heliumionisuihkun tuotanto on positiivisesti varautunutta suihkua monimutkaisempaa. Heliumplasmassa esiintyy myös negatiivisia ioneja, mutta niiden elinikä on lyhyt. Lyhyen eliniän vuoksi negatiivisia ioneja on vähän ja niistä ei voida sen vuoksi muodostaa suihkua. Plasman positiiviset ionit  $\text{He}^+$  ovat kuitenkin tarpeeksi pitkäikäisiä ioneja ja soveltuvat suihkuksi. Positiivisen ionisuihkun sähkövarauksen vaihtaminen tapahtuu varauksenvaihtojärjestelmässä suihkun kulkiessa elektroneja luovuttavan kaasun läpi. Tämä luo omat haasteensa ionilähteen suunnittelussa.

Nykyisen Alphatross-ionilähteen korvaaminen uudella on tarpeellinen uudistus. Alphatross on vanha ja ionisuihkun virta on ionisuihkuanalyysimenetelmän tarpeisiin nähden pieni. Alphatrossin yksi tunnettu ongelma on noin tuhannen käyttötunnin välein vaadittu huolto ja tämä lisää lähteen käyttökustannuksia, hankaloittaa laitteen operointia käytännössä ja estää hyvin pitkän yhtäjaksoisen käytön. Uuden laitteen toivotaan tuottavan suuremman määrän suihkua ja sen huoltoväli on suunniteltu

pidemmäksi.

MicroAlphatrossiin liittyy uutuusarvo, sillä vastaavaa lähettä ei ole ennen rakennettu. On olemassa positiivista heliumsuihkua tuottavia mikroaaltoionilähteitä ja uutuusarvo on juuri mahdollisuudessa tuottaa negatiivista suihkua tandemkiihdytintä varten. Projektin tavoitteena on tuottaa mikroaaltoionilähde, joka tuottaa intensiivistä heliumsuihkua positiivisena ja negatiivisena. Kehityksen aikana on kuitenkin ilmennyt ongelmia ekstraktion fokuslinssissä ja tutkimukseni kautta haetaan fokuslinssiin simulaatioiden kautta parempaa toteutusta. MicroAlphatrossin kehitysprojektissa ovat työskennelleet tiiviisti dosentti Mikko Laitinen, yliopistotutkija Taneli Kalvas ja laboratorioinsinööri Juha Tuunanen.

Tutkielmassani käyn ensin läpi plasman ominaisuuksia ja ionisuihkun tuotantoa plasmasta teoriatasolla. Tätä teoriaperustaa vasten käsittelen MicroAlphatrossionilähteen teknistä toteutusta plasman luomisesta suihkun ekstraktointiin ja varauksenvaihtoon sekä hieman Pelletron-hiukkaskiihdytintä, johon lähde tullaan yhdistämään lopulta. Ekstraktion simuloinnin menetelmien ja ohjelmistojen kuvauksen jälkeen esitän tutkimukseni tulokset ekstraktion ja fokuslinssin geometrian muutosten vaikutuksista simuloituun suihkuun. Tulosten pohjalta teen johtopäätöksiä ionilähteen ekstraktioon liittyen ja mahdollisia parannusehdotuksia MicroAlphatrossin toteutukseen.



## 2 Ionilähteen toimintaperiaatteet

### 2.1 Plasman ominaisuudet ja kaasun ionisoituminen plasmaksi

Plasma käsitetään usein aineen neljänneksi olomuodoksi tuttujen kolmen olomuodon kiinteään, nesteeseen ja kaasun lisäksi [1, 13]. Plasma koostuu ioneista, elektroneista ja neutraaleista hiukkasista. Plasman varatut hiukkaset vuorovaikuttavat toistensa ja ympäristön kanssa Coulombin ja Lorenzin voimin [1, 5]. Luonnossa plasmaa esiintyy vain hyvin korkeissa lämpötiloissa, kuten tähdissä ja salamoissa. Laboratoriossa ionisaatiota ja plasmaa voidaan tuottaa ulkoisella sähkömagneettisella kentällä [1]. MicroAlphatrossin ionisuihku tuotetaan mikroaaltokentällä ionisoidusta heliumplasmasta.

#### 2.1.1 Plasmafysiikkaa

Plasma on kollektiivista ainetta ja laajasti kokonaisuutena tarkasteltuna varausneutraali. Kuitenkin plasmassa esiintyy lokaaleja varauseroja, jonka takia plasma on kvasineutraalia ainetta [1, 13, 14]. Kvasineutraaliusehto on

$$\sum Q_i e n_i - e n_e = 0, \quad (1)$$

jossa  $Q_i$  on ionin varaustila,  $e$  on alkeisvaraus,  $n_i$  on ionien hiukkastiheys ja  $n_e$  elektronien hiukkastiheys [1, 13]. Plasmassa voi esiintyä erilaisia ioneja, jonka takia kokonaisvarausta laskettaessa (1) summataan kaikki ionilajit. Plasmassa esiintyy paikallisia varaustihentymiä, jotka aiheuttavat sähkökenttien syntymistä plasman sisällä. Sähkökentät aiheuttavat oskillaatioita plasmassa [1, 14].

Plasman oskillaatioiden pääasialliset oskillaatiomekanismit ovat elektroni- ja ionioskillaatio. Ominaiskulmataajuus elektronioskillaatiolle on

$$\omega_{pe}^2 = \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}, \quad (2)$$

jossa  $e$  on alkeisvaraus,  $\varepsilon_0$  on tyhjiön permittiivisyys ja  $m_e$  on elektronin massa ja vastaavasti ionioskillaation ominaistajuus on

$$\omega_{pi}^2 = \frac{Q_i^2 e^2 n_i}{\varepsilon_0 m_i}, \quad (3)$$

jossa  $m_i$  on ionin massa [1, 15]. Elektronioskillaatiotaajuutta kutsutaan yleisesti vain plasman oskillaatiotaajuudeksi tai Langmuirin taajuudeksi [1, 15]. Laboratorioplasmojen elektronitiheys on suuruusluokassa  $10^{10} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  [1, 13], laboratoriossa tapahtuva kaasupurkausplasman suuruusluokka on  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  [13]. Tämä tarkoittaa kaasupurkausplasman oskillaatiotaajuuden olevan kokoluokkaa  $10^{11} \text{ rad}^{-1}$ .

Plasman hiukkaset ovat jatkuvasti liikkeessä ja liikkeen määrää kuvaa lämpötila. Plasman ollessa termisessä tasapainossa jokaisen hiukkastyypin statistinen nopeusjakauma  $f(v)$  on kaasujen tapaan Maxwell-Boltzmann-jakautunut

$$f(\vec{v}) = n \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left( - \frac{m\vec{v}^2}{2kT} \right), \quad (4)$$

jossa  $\vec{v}$  on nopeusvektori kolmessa ulottuvuudessa,  $n$  on hiukkasten tiheys,  $m$  on hiukkasen massa,  $k$  on Boltzmannin vakio ja  $T$  on hiukkasten lämpötila [15]. Jokaiselle plasman hiukkaslajille jakauma voi olla eri, sillä erilaiset hiukkaset eivät ole aina samassa lämpötilassa. Maxwellin jakauman odotusarvo hiukkasen nopeudelle on

$$v_p = \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad (5)$$

hiukkasten nopeuksien keskiarvo on

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}, \quad (6)$$

ja energian odotusarvo

$$\langle E \rangle = \frac{3}{2} kT. \quad (7)$$

Yhtälöt (4)–(7) pätevät kaikille plasman hiukkastyypeille. [1]

Plasmafysiikassa lämpötilan ilmaisemiseen käytetään yleisesti energian yksikköä elektronivoltti eV [13]. Yksiköiden muuntaminen tapahtuu jakauman energian kautta



yhtälöstä (7).

$$\begin{aligned} E &= kT = 1 \text{ eV} \\ T &= \frac{1 \text{ eV}}{k} = 11\,600 \text{ K} \\ 1 \text{ eV} &= 11\,600 \text{ K}, \end{aligned} \tag{8}$$

Termisessä tasapainossa hiukkaspopulaation lämpötila on hyvin määritelty ominaisuus. Plasman eri hiukkaspopulaatioilla voi kuitenkin olla eri lämpötilat, joten plasma ei aina ole termisessä tasapainossa [1, 13]. Varatuilla hiukkasilla magneettikentässä on kaksi erillistä lämpötilajakaumaa, magneettikentän suuntainen ja magneettikentälle poikittainen lämpötila [13].

Oleellinen parametri plasman käytöksen kannalta on ionisoituneiden hiukkasten osuus  $n_i$  [1, 13]. Osittaisessa ionisaatiossa vain osa hiukkasista on ionisoitunut ja plasmassa on myös varausneutraaleja hiukkasia [1]. Ionisaatioprosentti voidaan kirjoittaa neutraalien hiukkasten tiheyden avulla

$$F_{\%} = \frac{n_i}{n_i + n_n} \cdot 100\%, \tag{9}$$

jossa  $n_n$  on neutraalien hiukkasten lukumäärätiheys. Termisessä tasapainossa olevan plasman ionisaation aste voidaan laskea Sahan yhtälöllä [13]

$$\frac{n_i}{n_n} \approx 2.4 \cdot 10^{21} \cdot \frac{T^{3/2}}{n_i} \cdot e^{-U_i/kT}, \tag{10}$$

jossa  $T$  on plasman lämpötila ja  $U_i$  on kaasun ionisaatioenergia. Sahan yhtälössä huomioitavaa on  $n_i^{-1}$  käytös, joka tulee ionien ja elektronien neutraloitumisesta. Ionisaation määrä riippuu plasman lämpötilasta ja kaasun paineesta, esimerkiksi heliumplasma on tasapainossa 12000 K lämpötilassa ja 1 atm paineessa, kun 0,1% kaasusta on ionisoitunut [13, 15].

Plasmalla on ominaisuus muodostaa varatuista hiukkasista vaippa (*eng. sheath*) plasman ympärille, joka neutraloi ulkoisten sähkökenttien vaikutukset. Vaipassa toisen merkkisten varausten lukumäärätiheys on toista pienempi, jolloin muodostuva sähkökenttä kumoaa ulkoisen kentän [1, 15]. Plasmakammiossa kammion seinän ja plasman väliin muodostuu vaippakerros, sillä kammion seinän ja plasman välillä on potentiaaliero. Ionit ja elektronit ajautuessaan seinään rekombinoituvat neutraaleiksi

atomeiksi [15]. Vaipan paksuutta kutsutaan Debyen pituudeksi  $\lambda_D$ , joka on nimetty tutkija Peter Debyen mukaan. Debyen pituus on verrannollinen elektronien lämpötilan ja hiukkastiheyden suhteeseen [1, 13]

$$\lambda_D^2 = \frac{\varepsilon_0 k T_e}{e^2 n_e}. \quad (11)$$

Plasmassa varaukset liikkuvat toistensa suhteen ja liikkeessä varattuun hiukkaseen kohdistuu Lorenzin voima

$$\vec{F}_L = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (12)$$

jossa  $q$  on hiukkasen varaus,  $\vec{E}$  on sähkökentän voimakkuus ja  $\vec{B}$  on magneettikentän vuon tiheys [1]. Plasman hiukkaset vuorovaikuttavat keskenään ja lisäksi plasman hiukkasten liikkeeseen voidaan vaikuttaa ulkoisella magneettikentällä. Ulkoisen magneettikentän avulla plasma voidaan vangita haluttuun tilaan. Vangintaan voidaan käyttää joko magneettista pulloa tai magneettien multipoligeometriaa. Magneettisen pullon tapauksessa luodaan magneettikenttä vangitsemistilaan ja sylinterimäisen tilan päädyissä magneettikentän voimakkuus on suurempi kuin keskellä. Suurempi magneettikentän voimakkuus tilan päässä kohdistaa vangitsemistilan keskustan suuntaan kohdistuvan voiman ja "heijastaa" hiukkasia reunoilta takaisin plasman keskelle. Multipoligeometriassa vangitsemistilan ympärille asetetaan useita sähkö- tai kestopagneetteja napaisuuksia vaihdellen. MicroAlphatrossin plasmakammiossa hyödynnetään magneettikentän multipoligeometriaa, esimerkki multipoligeometriasta on esitetty kuviossa 2. [1, 15]

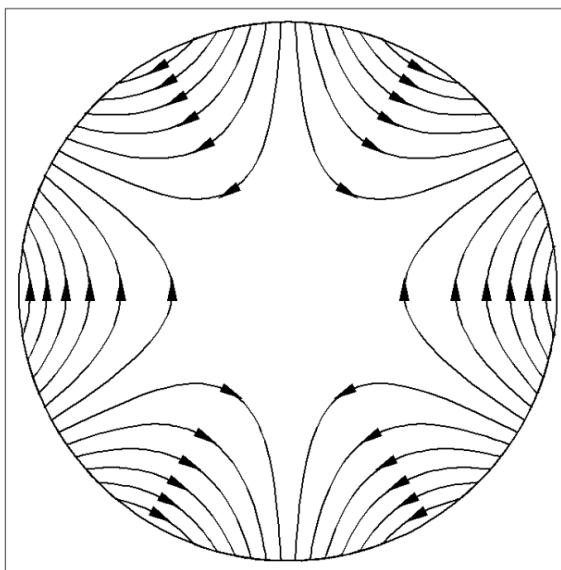
Magneettikentässä varatut hiukkaset on pakotettu kulkemaan spiraalirataa määrättyllä syklotronisäteellä ja syklotronitaajuudella. Syklotronisäde on

$$\rho = \frac{mv_\perp}{qB}, \quad (13)$$

jossa  $v_\perp$  on hiukkasten nopeus kohtisuorassa magneettikentän suuntaan nähden, ja syklotronitaajuus on

$$\omega_c = \frac{qB}{m}. \quad (14)$$

Usein ionien syklotroniliike jätetään ionilähteessä vähälle huomiolle ja käsitellään vain elektronien syklotronitaajuutta. Yleensä mikroaaltoionilähteissä elektronien syklotronitaajuus on gigahertzien luokkaa ja ionien muutamista sadoista kilohertzeistä megahertzeihin. Elektronien syklotronitaajuutta hyödynnetään esimerkiksi elektronisyklotroniresonanssi-



**Kuvio 2.** Esimerkki multipoligeometriasta, kuvassa on sekstupoli. Kuva lähteestä [16].

ionilähteissä (ECR-lähde), joissa mikroaaltojen taajuus on resonanssissa elektronien syklotronitaajuus. [1, 13, 15]

Plasman ominaisuuksia käytetään hyödyksi ionilähteen suunnittelussa ionilähteelle haluttujen ominaisuuksien mukaan. Seuraavassa luvussa käsittelen ionisaatiota, johon plasman ominaisuudet vaikuttavat riippuen ionisaatiomekanismista. Kuviossa 3 on esimerkkinä esitetty valokuva heliumplasmapurkauksesta. Plasma emittoi valoa siellä tapahtuvien viritystilojen purkautumisen myötä. Plasman väri vaihtelee alkuaineesta ja plasman lämpötilasta riippuen. Esimerkiksi heliumplasman väri voi vaihdella kuvassa näkyvästä violetista siniseen.

### 2.1.2 Ionisaatio

Ioneja voidaan tuottaa monin eri tavoin. Yleinen periaate laboratoriplasmoissa on energiaa syöttämällä kiihdyttää varattuja hiukkasia, jotka törmätessään atomeihin irrottaa niistä elektroneja. Energia ionisaatioon voidaan tuottaa esimerkiksi DC- tai AC-sähkökentällä tai laserilla. MicroAlphatross on mikroaaltoionilähde, jossa ionisaatio tuotetaan mikroaaltoenergialla.

Plasman tuotanto mikroaaltoionilähteessä tapahtuu kiihdyttämällä elektroneja mikroaallon sähkökentällä, jossa kiihdytetyt elektronit törmäilevät neutraaleihin atomeihin. Törmäyksen ollessa epäelastinen, atomin elektroni eksitoiduu tai emittoituu



**Kuvio 3.** Heliumplasmapurkaus. Heliumplasman väri voi vaihdella kuvan magentasta siniseen riippuen plasman paineesta. Kuva lähteestä [17].

atomista [1, 15]. Muita mahdollisia ionisointitapoja ovat esimerkiksi valosähköinen ilmiö, Townsendin purkaus ja ionitörmäykset neutraalin hiukkasen kanssa joko siirtäen varauksen hiukkasten välillä tai ionisoiden molemmat hiukkaset [1, 5].

Elektronitörmäysionisaatio on yleensä hallitseva ionisaatioprosessi ionilähteissä, joiden plasma muodostetaan kaasusta [1, 18]. Elektronitörmäysionisaatiossa vapaa elektroni törmää atomin tai ionin kanssa. Törmäyksessä vapaa elektroni siirtää osan energiastaan atomin tai ionin valenssielektronille. Jotta ionisaatio olisi mahdollinen, vapaan elektronin energian on oltava suurempaa kuin sidotun elektronin irrotustyö [1].

Vaikutusala kuvaa törmäyksen todennäköisyyttä. Törmäyksen vaikutusala  $\sigma$  voidaan arvioida yksiatomiselle plasmalle klassisella Thomsonin kaavalla

$$\sigma = \int_J^\varepsilon d\sigma = \frac{\pi e^4}{\varepsilon} \left( \frac{1}{J} - \frac{1}{\varepsilon} \right), \quad (15)$$

jossa  $\varepsilon$  on vapaan elektronin energia ja  $e$  on alkeisvaraus [15]. Thomsonin kaava olettaa sidotun elektronin olevan paikallaan ennen törmäystä ja että valenssielektroneja

on vain yksi. Kun otetaan huomioon sidotun elektronin nopeus ennen törmäystä, törmäyksen vaikutuslaksi saadaan [15]

$$\sigma = \frac{\pi e^4}{J\varepsilon} \left( 1 + \frac{m_e \bar{v}_e^2}{3J} \right) \quad (16)$$

Vaikutusala on nolla, kun elektronin energia on alle irrotustyön ja saa maksiminsa, kun törmäävä elektroni on energialtaan noin nelinkertainen irrotustyöhön nähden [1, 15]. Rejoub, Lindsay ja Stebbings [19] ovat kokeellisesti mitanneet elektroni-helium ensimmäisen asteen ionisaation vaikutusaloja ja maksimi saavutetaan elektronien noin 130 eV liike-energialla.

Kun elektronivuo tiheydeltään  $\Phi_e$  [ $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-3}$ ] kulkee kaasun läpi, jonka hiukkasten lukumäärätiheys on  $n_g$ , törmäämättömien elektronien lukumäärä kuutiosenttimetrissä yhden sekunnin aikana on

$$N_e = \Phi_e e^{-n_g \sigma d}, \quad (17)$$

jossa  $d$  on elektronien kulkema matka. Tuloa ( $n_g \sigma$ ) kutsutaan efektiiviseksi kokonaisvaikutuslaksi ja on vapaamatkan käänteisluku. Jos vain pieni määrä elektroneja aiheuttaa ionisaatiota, ionisaation vaikutusala on

$$\sigma = \frac{N_i}{N_e n_g d}, \quad (18)$$

jossa  $N_i$  on syntyneiden ionien lukumäärä. [20]

Ionisaation täytyy olla tarpeeksi nopeaa, jotta plasmapurkaus ei sammuu. Plasman ionisoitumisen nopeudesta kertoo ionisaation nopeusvakio. Kahden hiukkasen törmäyksissä ensimmäisen asteen ionisaation nopeusvakio on vaikutusalan ja elektronien keskinopeuden tulo, kun neutraali hiukkanen oletetaan olevan paikallaan [20]. Plasmassa hiukkaset eivät ole paikallaan, joten se täytyy ottaa ionisaation laskuissa huomioon, jolloin integroidaan elektronien ja ionien nopeusjakaumien yli [21].

Ionisaation tuoton maksimoimiseksi elektronien energian olisi oltava moninkertainen kaasun atomien irrotustyöhön nähden kuten edellä on todettu. Elektronien tiheys on oltava suuri mahdollisimman monen törmäyksen mahdollistamiseksi elektronien ja neutraalien atomien välillä. Ionisaatio tehostuu, kun elektroni ionisoi useamman neutraalin atomin. Elektronia voidaan käyttää useaan ionisaatioon, kun ne on vangittu plasmakammioon. Tätä hyötykäytetään esimerkiksi filamentti-ionilähteissä.

Elektroneja voi vangita elektrodien väliin sähköstaattisesti tai magneettikentällä. Elektrodeilla vangitessa ionisaatiota kutsutaan refleksi-ionisaatioksi ja tätä menetelmää käytetään esimerkiksi PIG-ionilähteissä (Penning Ion Gauge). PIG-lähteessä sylinteriputken molemmissa päissä olevista katodista kiihdytetään elektroneja renasmaisten anodien läpi ja kiihdytetyt elektronit ionisoivat kaasua lähteen sisällä. Elektronit ovat vangittuina PIG-lähteen katodien väliin. Magneeteilla muodostetaan loukuttava potentiaali joko magneettisin peilein tai multipolimagneetilla, joka muodostaa useita magneettisen peilin kaltaisia kenttäalueita. [1, 15]

Tehokkaalla ionisaatiolla muodostetaan tiheä plasma [1]. Plasman ionit voivat ionisoitua uudelleen korkeamman varausasteen ioneiksi. Ionisaatioprosessi on samanlainen kuin neutraalille atomille, mutta irrotustyö kasvaa mitä suuremmille varausasteille siirrytään. Jotta korkeampia varausasteita voidaan saavuttaa, täytyy ioneja vangita tarpeeksi kauan. Korkeammat varausasteet vaativat useita elektroni-ioni-törmäyksiä. Koska törmäykset eivät ole välittömiä, täytyy ionin pysyä alueella, jossa törmäyksiä tapahtuu. Tarvittava vangitsemisaika  $\tau_i$  halutun varaustilan  $Q$  saavuttamiseksi ilmaistaan elektronien lukumäärätiheyden  $n_e$ , vaikutusalan  $\sigma$  ja elektronien nopeuden  $v_e$  funktiona [1]

$$\tau_i(Q) = \sum_{k=0}^{Q-1} \frac{1}{n_e \langle \sigma_{k,k+1} v_e \rangle}. \quad (19)$$

Mikroaaltoionilähteillä voidaan tuottaa tiheää yksinkertaisesti ionisoitunutta plasmaa tai harvaa korkean varausasteen plasmaa. ECR-ionilähteissä plasmassa on korkean varausasteen ioneja ja off-resonanssilähteissä, jossa mikroaaltojen taajuus ei ole resonanssissa elektronien syklotronitaajuuden kanssa, plasma on yksinkertaisesti varautunut ja ECR-plasmaa tiheämpi [1].

Ionisaation lisäksi plasmassa tapahtuu rekombinaatiota eli elektronin ja ionin yhdistymistä neutraaliksi hiukkaseksi. Rekombinaatiomekanismeja yksiatomiselle kaasulle, kuten helium, on kolmen kappaleen rekombinaatio ja dielektrinen rekombinaatio. Kolmen kappaleen rekombinaatiossa kaksi elektronia yhdessä ionin kanssa vuorovaikuttavat ja toinen elektroneista yhdistyy ioniin muodostaen neutraalin hiukkasen. Dielektrisessä rekombinaatiossa elektroni kiinnittyy ionin autoionisaatiotilalle, josta elektroni voi vapautua muodostaen uudelleen elektroni-ioni-parin tai siirtyä alemmalle energiatilalle muodostaen pysyvän neutraalin hiukkasen ja emittoiden fotonin. [15]

## 2.2 Ionisuihkun ekstraktio ja kuljetus

### 2.2.1 Ionisuihkun ekstraktointi plasmasta

Plasmakammioon liitettävä elektrodikokonaisuus muodostaa ekstraktiojärjestelmän ja se mahdollistaa ionisuihkun tuottamisen. Elektrodien välisellä potentiaalierolla voidaan kiihdyttää plasman varattuja hiukkasia. Kiihdytetyt hiukkaset muodostavat ionisuihkun. Suihkua ei vedetä plasman sisäosasta, vaan vaipasta, jonne ionit ajautuvat plasman sisäosista. Plasman kollektiivinen ominaisuus neutraloida ulkoinen sähkökenttä, kuten on kuvattu luvussa 2.1.1, estää kiihdyttävän kentän pääsyn plasman sisäosiin ja näin suihkun muodostumisen sieltä. [1]

Ekstraktiojärjestelmään voi kuulua yksi tai enemmän elektrodeja eri geometrioin. Ekstraktioelektrodin geometria määräytyy halutun suihkun mukaan ja elektrodin aukkojen määrä, koko ja muoto määrittävät ionisuihkun geometrian [1]. MicroAlphatross-ionilähteen elektrodien aukot ovat halkaisijaltaan 1,5–8,0 mm pyöreitä reikiä [22].

Ekstraktoitavaa ionisuihkun virtaa rajoittaa joko kiihdytettävien hiukkasten emissio tai avaruusvarauksen aiheuttamat voimat. Avaruusvaraus tarkoittaa sähkövarausten käsittelyä jatkuvana varausjakaumana. Avaruusvaraus luo sähkökentän

$$\nabla^2\Phi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (20)$$

jossa  $\rho$  on varaustiheys. Avaruusvaraus aiheuttaa hylkivän voiman, joka rajoittaa varattujen hiukkasten kulkua elektrodin aukosta. [1]

Sylinterisymmetrisen ekstraktiojärjestelmän ionisuihkun maksimivirta riippuu Child-Langmuirin lain mukaan ekstraktiogeometriasta ja elektrodin jännitteestä. Child-Langmuirin mukainen ionisuihkun avaruusvarausrajoitettu maksimivirta on

$$I = \frac{4}{9}\pi\varepsilon_0\sqrt{\frac{2eQ}{m}}S^2U^{3/2}, \quad (21)$$

jossa  $e$  on alkeisvaraus,  $Q$  on ionin varaustila,  $m$  on ionin massa ja  $S = r/d$ , jossa  $r$  tarkoittaa elektrodien aukon sädettä ja  $d$  elektrodien välimatkaa. Jos virta ekstraktion aukossa olisi Child-Langmuirin lakia suurempi, suihku hajaantuisi voimakkaasti ja kollimoituisi aukon reunoihin. [1, 23]

Yleisesti ionisuihkun virta voidaan kuvata perveanssin  $P$  kautta [1]

$$I = PU^{3/2}, \quad (22)$$

jolloin Child-Langmuirin lain (21) mukainen perveanssi on

$$P_{CL} = \frac{4}{9}\pi\epsilon_0\sqrt{\frac{2eQ}{m}}S^2. \quad (23)$$

Child-Langmuirin lakia tarkemmin ionisuihkun ekstraktiota kuvaa kuitenkin Couplandin malli. Tässä malleissa huomioidaan lisäksi suihkun divergenssikulma  $\omega$ , jonka Coupland [24] on laskenut olevan

$$\omega = 0,29S(1 - 2,49P/P_{CL}), \quad (24)$$

jossa  $P$  on ionisuihkun perveanssi ja  $P_{CL}$  on Child-Langmuirin lain mukainen perveanssi, jotka ovat esitetty yhtälöissä (22) ja (23). Kun ionisuihkun divergenssi huomioidaan, saadaan korjaus ionisuihkun virran yhtälöön [1, 24]

$$I = \frac{4}{9}\pi\epsilon_0\frac{0,279}{1 + 3S^2}\sqrt{\frac{2e\zeta}{m}}S^2U^{3/2}. \quad (25)$$

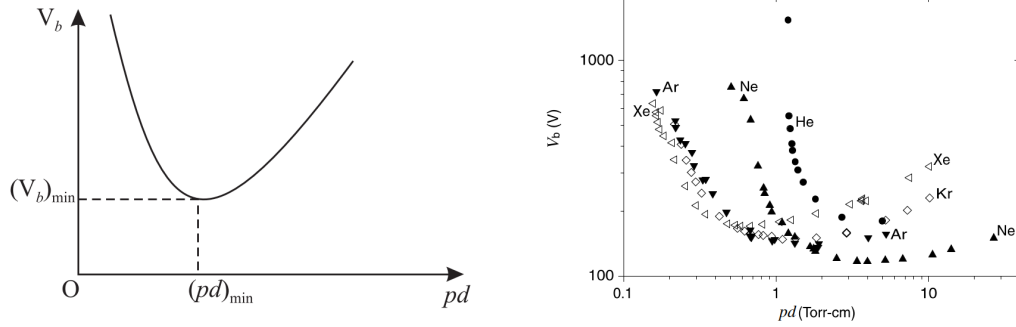
Ekstraktiojärjestelmän käytännön suunnittelun kannalta virran yhtälön 25 parametrit ovat olennaisia. Ionin massa ja varausluku ovat plasman tuotannon ominaisuuksia, mutta geometriaan ja jännitteisiin voidaan vaikuttaa ekstraktiojärjestelmässä. Ionilähteestä haluttavan virta voidaan optimoida tavoitevirtaan säätämällä elektrodien etäisyyksiä, aukon kokoa ja ekstraktiojännitettä. Useimmiten elektrodien geometria on kiinnitetty, mutta jännitteellä voidaan säätää ionisuihkun virtaa ionilähdettä operoidessa.

### 2.2.2 Paschen laki

Ekstraktiojärjestelmän suunnittelussa on otettava huomioon mahdollinen läpilyönti. Läpilyöntijännitettä kuvaa kokeellinen Paschen laki [25], jonka mukaan läpilyöntijännite määräytyy elektrodien etäisyyden ja niiden välisen kaasun paineen funktiona [13]. Paschen lain mukaisella läpilyöntijännitteellä on minimi eli laki ei ole lineaarinen. Tyypillinen Paschen lain mukainen käyrä on esitetty kuviossa 4a ja Paschen käyriä eri kaasuille kuviossa 4b.

Elektrodien välistä läpilyöntiä on ensimmäisenä kokeellisesti tutkinut saksalainen Friedrich Paschen, jonka mukaan Paschen laki on saanut nimensä. Irlantilainen John S. Townsend kehitti teoriaa Paschenin havaitsemalle läpilyönti-ilmiölle. Townsandin





(a) Tyypillinen Paschen käyrän muoto. (b) Paschen käyriä jalokaasuille 20 °C lämpötilassa. Kuva lähteestä [13].

**Kuvio 4.** Paschen käyrien yleinen muoto on selkeästi havaittavissa kuvaajista. Kuvaajissa läpilyöntijännite  $V_b$  on esitetty vallitsevan kaasun paineen  $p$  ja elektrodien etäisyyden  $d$  tulon ( $pd$ ) funktiona. Kuviossa (a) on tyypillinen Paschen käyrän muoto ja kuviossa (b) on eri jalokaasujen Paschen käyriä.

teorian [13, 26, 27] mukaisesti läpilyöntijännite on

$$V_b = \frac{B(pd)}{C + \ln(pd)}, \quad (26)$$

jossa  $B$  ja  $C$  ovat elektrodien välisestä kaasusta riippuvia vakioita,  $p$  on kaasun paine ja  $d$  on elektrodien etäisyys. Vakio  $C$  voidaan määrittellä

$$C = \ln \left[ \frac{A}{\ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right)} \right], \quad (27)$$

jossa  $A$  on väliainekaasusta riippuva vakio ja  $\gamma$  on sekundäärielektronien määrä. Sekundäärielektronit ovat ionisoituneista atomeista ja molekyyleistä emittoituneita elektroneita, joiden kiihdyttäminen johtaa ionisaatioketjureaktioon. [13]

Läpilyöntijännitteen minimi löydetään derivaatan nollakohdasta, jossa läpilyöntijännitteen funktiota (26) derivoidaan paineen ja etäisyyden tulon ( $pd$ ) suhteen

$$\frac{dV_b}{d(pd)} = 0. \quad (28)$$

Derivoidun funktion nollakohta on pisteessä  $\exp(1 - C)$ , joka on nyt pienin mahdol-

linen ( $pd$ ) arvo. Täten läpilyöntijännitteen minimi on

$$\begin{aligned} V_{b,min} &= \frac{B \cdot e^{1-C}}{C + \ln(e^{1-C})} \\ V_{b,min} &= B \cdot e^{1-C} \end{aligned} \quad (29)$$

Paschen lailla ja Townsendarin teoriolla plasmapurkauksista voidaan ennustaa ionilähteessä tapahtuvia purkauksia niin itse ionien tuotannossa kuin mahdollisia ongelmia elektrodien välillä. Ilmiön tuntemuksesta on hyötyä myös ongelmien korjaamisessa ja vianetsinnässä. MicroAlphatrossin kehityksen aikana on havaittu, että ekstraktion elektrodien väliin syttyy plasma, kun läpilyöntijännite vallitsevalla jäännöskaasun paineella on ylittynyt. Tutkielmassani etsin ratkaisumahdollisuuksia tähän ongelmaan.

### 2.2.3 Emittanssi

Hiukkassuihkun laadusta kertova tärkeä parametri on suihkun emittanssi. Emittanssi on suure, joka kuvaa ionisuihkun hiukkasten paikan ja liikesuunnan jakauman kokoa. Ioniopisilla laitteilla voidaan vaikuttaa suihkun emittanssiin muokkaamalla hiukkasten jakaumaa sähkömagneettisten kenttien avulla. Plasman lämpötila ja tiheysjakauma vaikuttavat plasmasta lähtevän suihkun emittanssiin. [1]

Ionisuihkua kuvataan kuudella parametrilla: tilakoordinaatit  $x, y, z$  ja jokaista kolmea tilakoordinaattia vastaavat liikemäärää kuvaavat kulmakoordinaatit  $x', y', z'$  [1]. Nämä koordinaatit muodostavat kuusiulotteisen faasiavaruuden, josta voidaan erottaa kolme kaksiulotteista faasiavaruutta  $(x, x')$ ,  $(y, y')$  ja  $(z, z')$  [1]. Akselit  $x$  ja  $y$  ovat suihkun liikesuuntaan nähden kohtisuorassa ja suihkun laadun kannalta merkitykselliset kaksiulotteiset faasiavaruudet,  $z$  on suihkun kulkusuunnan mukainen akseli. Sylinterisymmetriselle suihkulle faasiavaruudet  $(x, x')$ , ja  $(y, y')$  korvautuvat radiaalisen faasiavaruudella  $(r, r')$ . Emittanssi on suihkun jakauman pinta-ala faasiavaruudessa ja usein jakauman muoto muistuttaa ellipsiä.

Emittanssi  $\varepsilon$  mallinnetaan usein matemaattisesti ellipsinä. Emittanssin ellipsi pitää sisällään koko suihkun ja ellipsin ulkoreuna on

$$\varepsilon = \gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2, \quad (30)$$

jossa  $x$  on valitun akselin suuntainen hiukkasen paikka optiseen akseliin nähden,  $x'$

on valitun akselin suuntainen liikemäärä ja  $\alpha$ ,  $\beta$  ja  $\gamma$  ovat skaalavia vakioita, jotka määrittelevät ellipsin muodon. Skaalavakioiden suhde toisiinsa on

$$\beta\gamma - \alpha^2 = 1. \quad (31)$$

Normalisoitu emittanssi  $\varepsilon^*$  on suihkun ominaisuus, joka on vakio suihkun energiasta riippumatta [1]. Emittanssi normalisoidaan relativistisilla parametreilla

$$\varepsilon^* = \beta_r \gamma_r \varepsilon, \quad (32)$$

jossa  $\beta_r = v/c$  ja  $\gamma_r = (1 - \beta_r^2)^{-1/2}$  ovat relativistiset parametrit [1]. Näitä ei pidä sekoittaa emittanssin ellipsiyhtälön skaalavakioihin. Eri energian suihkujen emittansseja voidaan verrata normalisaation kautta, sillä emittanssi on liikemäärään liittyvä suure.

Ionien käytöstä suihkun siirtolinjassa voidaan kuvata ionioptiikan siirtomatriisilla [28]. Siirtomatriisi on lineaarinen esitys ionioptisen laitteen vaikutuksesta suihkun hiukkasten ratoihin. Ionioptiikan siirtomatriisit ovat täysin analogisia valo-optiikan siirtomatriiseille.

Siirtomatriisiin voi sisällyttää poikkileikkauksen x- ja y-suunnat sekä aberraatiot. Esimerkinomaisesti käsittelen nyt yksinkertaista 2x2 siirtomatriisia. Tarkasteltaessa suihkun poikkileikkauksen yhden koordinaattiakselin  $u$  suuntaista liikettä siirtomatriisi  $M$  on muotoa

$$M_u(z) = \begin{pmatrix} x|x & x|a \\ a|x & a|a \end{pmatrix}, \quad (33)$$

jossa  $x$  on etäisyys optiselta akselilta,  $a$  on hiukkasen kulma optiseen akseliin nähden. Tolpan oikean puolen suure vaikuttaa vasemman puolen suureeseen hiukkasen kulkiessa linssin läpi. [29]

Suihkun kulkeutuminen suihkun optisella akselilla olevien kahden pisteen välillä kuvataan yhden akselin siirtomatriisilla

$$M_u = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix},$$

jossa  $L$  on pisteiden välinen etäisyys [28].

Suihkua muokkaavien komponenttien vaikutusta voidaan approksimoida ohuen linssin mallilla samoin kuin valo-optiikassa. Ohuen linssin siirtomatriisi yhdellä

akselilla on

$$M_u = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix},$$

jossa  $f$  on linssin polttoväli [28].

Ionisuihkun siirtolinjan ja ionioptisten laitteiden vaikutusta ionisuihkun emittanssin elliptisiin parametreihin voidaan approksimoida 3x3-siirtomatriisilla  $T$

$$\begin{pmatrix} \beta \\ \alpha \\ \gamma \end{pmatrix}_n = T \times \begin{pmatrix} \beta \\ \alpha \\ \gamma \end{pmatrix}_0, \quad (34)$$

jossa alaindeksit ovat suihkun koordinaatit  $z_0$  ja  $z_n$  optisella akselilla [1]. Esimerkkinä  $T$  siirtomatriisista ovat kulkeutumisetäisyyden siirtomatriisi [1]

$$T = \begin{pmatrix} 1 & -2L & L^2 \\ 0 & 1 & -L \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

ja ohuen linssin siirtomatriisi [1]

$$T = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 1/f & 1 & 0 \\ 1/f^2 & 2/f & 1 \end{pmatrix},$$

joissa  $L$  on kulkeutumismatka suihkun optisella akselilla ja  $f$  on linssin polttoväli.

Linssejä ja kulkeutumisetäisyyksiä yhdistelemällä voidaan laskea koko suihkusiirtolinjan vaikutus suihkuun ja emittanssiin. Eri komponentit yhdistetään toisiinsa matriisien kertolaskulla kertoen edeltävää komponenttia seuraavalla suihkun etene-  
missuunnan mukaisesti [1]

$$T_{total} = T_n T_{n-1} \dots T_1 T_0. \quad (35)$$

Tästä (35) seuraa, että ionioptisia komponentteja yhdistämällä voidaan muovata suihkusta halutunlainen sovelluskohteesta riippuen.

Ionioptiikalla vaikutetaan suihkun kulkuun suihkulinjassa ja voidaan muokata suihkun emittanssia. Emittanssi kertoo ionisuihkun fokusoinnista ja emittanssin

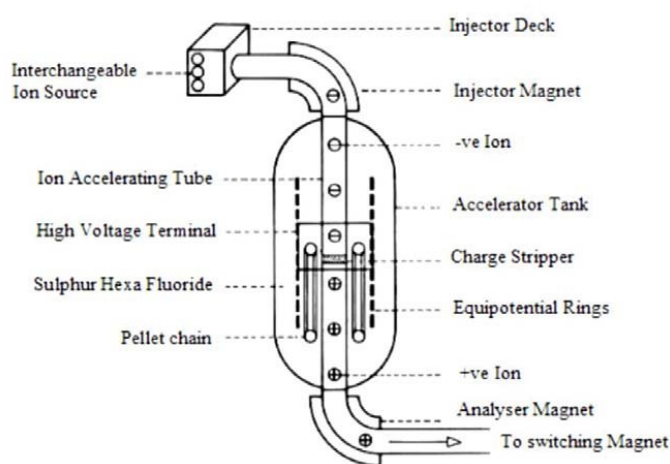
muutokset kertovat myös itse ionioptiikan ominaisuuksista. Myöhemmin tässä tutkielmassa emittanssia käytetään suihkun laadun mittarina, kun tutkin simulaation MicroAlphatrossin ionisuihkun ekstraktiota.



## 3 MicroAlphatross-lähteen tekninen toteutus ja kiihdytinlaboratorio

### 3.1 Pelletron-hiukkaskiihdytin

Pelletron-tandemkiihdytin on elektrostaattinen hiukkaskiihdytin, jossa hiukkasia kiihdytetään voimakkaan positiivisen jännitteen avulla. Tandemkiihdyttimissä jännite kasvatetaan mahdollisesti useisiin megavoltteihin Van de Graaf -generaattorin periaatteella kuljettamalla varausta korkeajänniteterminaaliin eristävällä hihnalla tai ketjulla. Pelletronissa ketju koostuu metallisista pelleteistä, joista kiihdytin saa nimensä, ja näitä yhdistävistä nailonpaloista. Korkeajänniteterminaali sijaitsee kiihdyttimen keskivaiheilla kuten myös kiihdyttimen varauksenvaihtojärjestelmä. Varauksenvaihdon jälkeen hiukkaset kiihtyvät kohti kiihdyttimen ulostulopäätä, josta suihku ohjataan suihkulinjassa käyttöpaikalle. Pelletron-kiihdyttimen rakennetta on esitelty kuviossa 5.



**Kuvio 5.** Periaatekaavio Pelletron-kiihdyttimestä. Ionilähde tuottaa negatiivisia ioneja kiihdyttimelle. Korkeajänniteterminaali kiihdyttää negatiiviset ionit, joiden varaus vaihdetaan stripperissä ja positiiviset hiukkaset kiihdytetään uudelleen kohti analyysi- ja kääntömagneetteja. Kiihdyttimen kuoren sisällä on rikkiheksafluoridi-kaasua eristämään korkeajänniteterminaali. Kuva on lähteestä [30].



**Kuvio 6.** Kuva Pelletron-hiukkaskiihdyttimestä Jyväskylän yliopiston kiihdytinlaboratoriossa. Kuvassa vasemmalla sijaitsevat ionilähteet, joiden tuottamia ionisuihkuja keskellä oleva Pelletron-kiihdytin kiihdyttää ja suihku ohjataan oikealla sijaitseviin tutkimusasemiin. Kuva on lähteestä [32]

Tandemkiihdytin kiihdyttää ensin negatiivisia ioneja ja ionien varaus vaihdetaan mainitussa varauksenvaihtojärjestelmässä lisäkiihdytyksen aikaansaamiseksi. Varauksenvaihdon jälkeisestä varaustilasta riippuen kiihdytetyn ionisuihkun energia on

$$E = (1 + Q)V_{terminal}, \quad (36)$$

jossa  $Q$  on ionin varaustila varauksenvaihdon jälkeen ja  $V_{terminal}$  on kiihdyttimen terminaali-jännite. [31]

Ionisuihkun varaus vaihdetaan terminaalin kohdalla kiihdyttimen keskellä. Ionisuihkun hiukkaset törmäilevät varauksenvaihtokanavassa (*eng. stripper*) typpikaasuun, jolloin negatiivisten ionien elektroneja irtoaa muuttaen ionit positiiviseksi ja varauksenvaihtaneet ionit kokevat uuden kiihdytyksen jänniteterminaalista repulsiivisen Coulombin voiman vaikutuksesta. Varauksen vaihdossa on myös mahdollista käyttää muita kaasuja tai ohuita hiilikalvoja elektronien strippaamiseen. Heliumsuihkun hiukkasten varaustila on strippauksen jälkeen joko +1 tai +2 ja varaustilojen jakauma riippuu hiukkasten nopeudesta. Terminaali-jännitteellä 300 kV on havaittu suihkussa varausastetta +1 enemmän kuin varausastetta +2 [33]. Terminaali-jännitteen ollessa 3 MV heliumsuihku on täysin strippautunut [33, 34].

Jyväskylän yliopiston Pelletron-kiihdyttimen terminaali-jännite on maksimissaan 1,7 MV. Pelletron-kiihdytin ja laboratoriotiloja on esitetty kuviossa 6. Kiihdytin-pohjaisen materiaalfysiikan tutkimus Jyväskylän yliopistossa keskittyy erityisesti



ionisuihkuanalyyseihin ja heliumsuihkua käytetään pääosin RBS-analyysissa. MicroAlphatross korvaa nykyisen Alphatross-lähteen ja tuottaa heliumsuihkua analyysimenetelmiä varten.

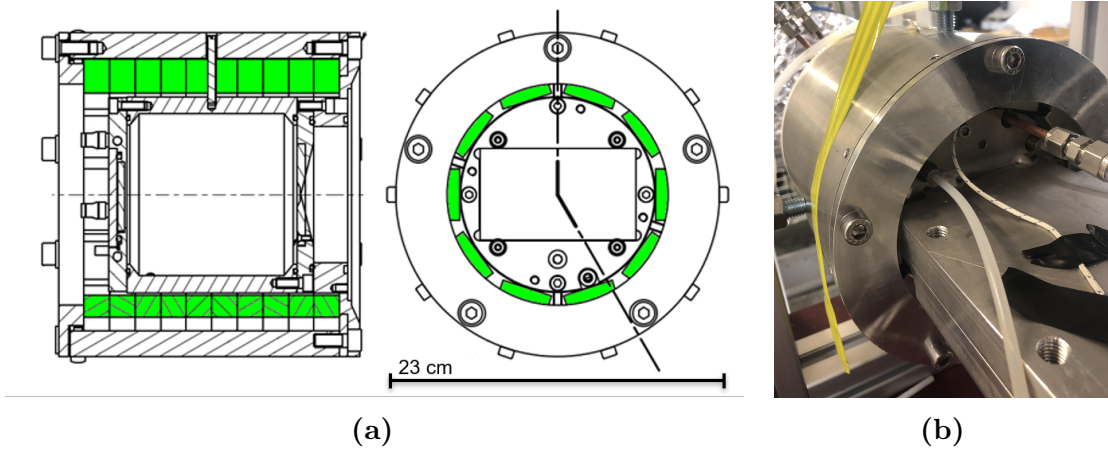
## 3.2 Plasmantuotanto ja ekstraktio

MicroAlphatross-ionilähteellä tuotetaan negatiivisia heliumioneja kiihdyttäväksi Pelletron-kiihdyt- timellä. MicroAlphatross on mikroaaltoionilähde ja mukailee CRNL-ionilähdetyyppiä [35]. CRNL lyhenne tulee suunnittelupaikan Chalk River National Laboratoryn mukaan, jossa tämän tyyppinen ionilähde on suunniteltu ensimmäisen kerran vuonna 1991. CRNL-lähteen tärkein innovaatio on mikroaaltojen impedanssisäätimet, joilla mikroaaltojen impedanssi sovitetaan plasman impedanssiin plasman tiheyden kasvattamiseksi [35]. Plasmasta saatavan ionisuihkun virta on verrannollinen plasman tiheyteen [1], joten tiheä plasma mahdollistaa suuren ionivirran suihkulle. MicroAlphatrossin erona CRNL-lähteeseen on plasmakammion magneettikenttä, joka CRNL-lähteessä luodaan kahdella solenoidilla ja MicroAlphatrossissa yhtä suurempaa solenoideja simuloivin kestoplaneetein.

Mikroaalloilla kiihdytetään kaasun elektroneja ja ionisoituessaan kaasuun sytty plasma kuten luvussa 2.1 on kuvattu. Mikroaallot tuotetaan Alter-TMA merkisellä magnetroni-mikroaaltogeneraattorilla, jonka tuottama mikroaaltoteho on 1,2 kW ja mikroaaltojen taajuus on 2,45 GHz. Mikroaallot kuljetetaan generaattorilta plasmakammion aaltoputkessa, jossa on impedanssisäätimet (*eng. stub tuners*) mikroaaltojen impedanssin säätämiseksi. Mikroaaltolähde on sähköisesti ja tyhjiöeristetty plasmakammion. Erityksen myötä ionilähteen potentiaalia voidaan muuttaa mikroaaltolähteen pysyessä maapotentiaalissa.

Plasmakammion kiertää sata neodyymimagneettia, katso kuvio 7a, joilla luodaan ulkoinen multipolimagneettikenttä plasmakammion. Tällaisessa magneettikentässä plasman hiukkaset ovat pakotettuina syklotroniliikkeeseen plasmakammiossa ja ulkoisella magneettikentällä vähennetään hiukkasten diffuusiota plasmakammion seiniin [14]. Syklotroniliike tapahtuu kammion optisen akselin ympärillä. Optisella akselilla tarkoitetaan ionioptiikan komponentin sylinterisymmetria-akselia [29]. Plasmakammiossa on myös pieni ikkuna plasman tarkkailuun, josta voidaan havaita plasman syttyminen silmin tai valodiodilla.

Positiivisen suihkun ekstraktio plasmakammion seinästä on toteutettu plasma- ja pullerielektrodeilla. Plasmaelektrodi on plasmakammion seinä, jossa on aukko suihkun

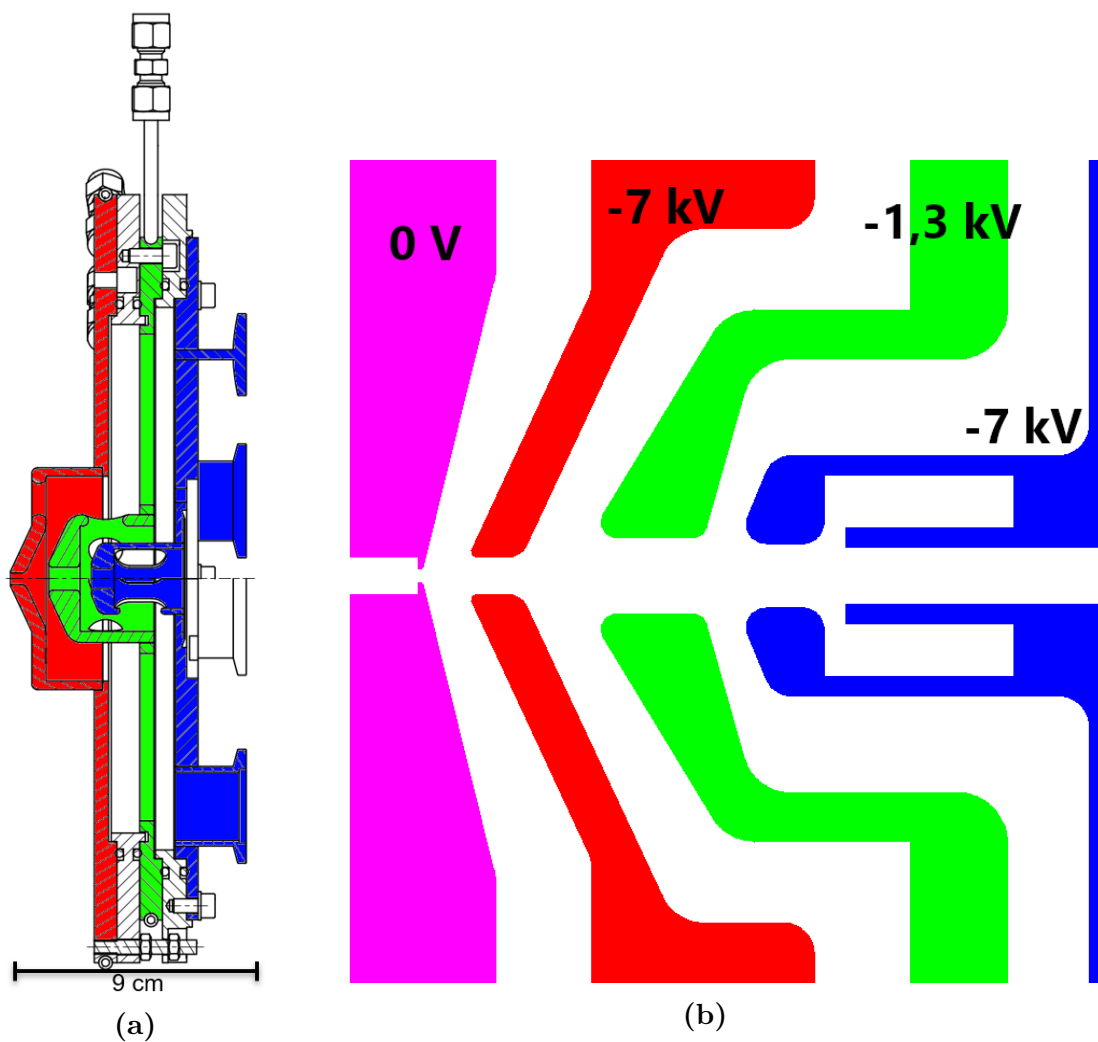


**Kuvio 7.** Vasemmalla kuviossa (a) lasmakammion CAD-piirroskuva ja oikealla kuviossa (b) valokuva plasmakammion takaosasta. CAD-piirroksissa kestopagneetit näkyvät vihreällä ja magneetit ovat havaittavissa valokuvassa takalaipan alta.

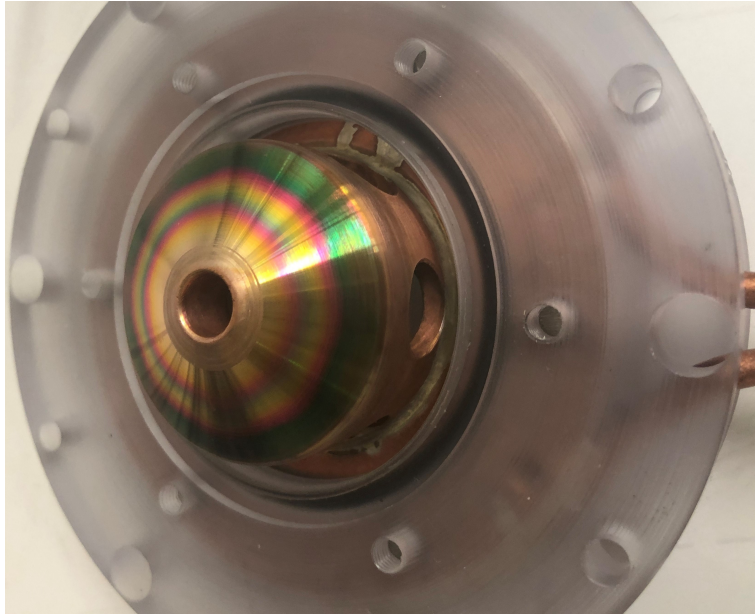
ekstraktointia varten. Positiivisen suihkun ekstraktoimiseksi puller-elektrodi on plasmaelektrodiä matalammassa potentiaalissa. Elektrodién potentiaaliero muodostaa plasman positiivisia ioneja kiihdyttävän sähkökentän. Ekstraktoitu suihku fokuroidaan kolmesta sylinterisymmetrisestä elektrodista koostuvalla einzel-linssillä ennen varauksenvaihtoa. Ekstraktiojärjestelmän linssiin kuuluvat puller-, einzel- ja maaelektrodit. Elektrodeissa on pyöreät aukot, joista ionisuihku kulkee läpi. Puller-elektrodin aukko on halkaisijaltaan 4 mm, einzel-elektrodin aukon halkaisija on 8 mm ja maaelektrodin aukon halkaisija on 6,8 mm [22]. Puller-elektrodilla ionisuihku kiihdytetään ja ohjataan ulos plasmakammioista, kun taas einzel-elektrodi fokuroidaan ionisuihkua. Einzel-linssissä keskimäinen elektrodi on eri potentiaalissa kahteen muuhun nähden, jotka ovat samassa potentiaalissa [28]. Linssin päätyelektrodit voivat olla myös eri potentiaaleissa, jolloin voidaan puhua zoom-linssistä [36]. CAD-piirroksia ekstraktiosta on esitetty kuviossa 8, kuviossa 8b on merkitty myös eri elektrodién operaatiopotentiaaleja.

Ohuen linssin approksimaatiolla einzel-linssille voidaan määrittää polttoväli. Puller- ja maaelektrodiä pidetään samassa potentiaalissa ja einzel-elektrodin jännitettä muuttamalla voidaan vaikuttaa linssin polttoväliin. Einzel-linssin polttovälin approksimaatio on

$$-\frac{1}{f} = \frac{3}{8dR}(1 - R^2)(R - 1)(3 - R), \quad (37)$$



**Kuvio 8.** Kuvassa (a) CAD-piirros ekstraktioelektrodeista ja kuvassa (b) poikkileikkaus ekstraktiosta. Punaisella on merkitty puller-elektrodi, vihreällä einzel-elektrodi ja sinisellä maaelektrodi. Maaelektrodissa näkyy laipat tehostettua tyhjiöpumppausta varten. Kuvassa (b) lisäksi magentalla merkitty plasmaelektrodi ja operaatiojännitteet plasmaelektrodiin verrattuna. Suihkun kulkusuunta on kuvassa vasemmalta oikealle. Kuva (a) lähteestä [22].

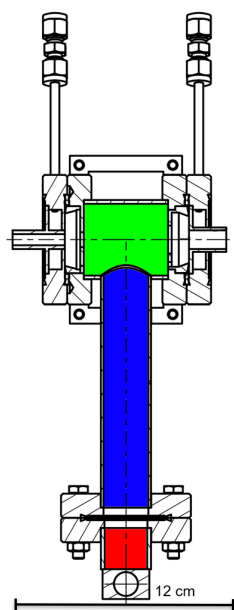


**Kuvio 9.** Ekstraktioelektrodien väliin syttyneen plasman aiheuttama pinnoittuminen alkuperäisen suunnitelman mukaisessa einzel-linssissä. Kupariseen pintaan on muodostunut yhdisteitä, jotka näkyvät värein riippuen yhdistepinnan paksuudesta, ja ne voivat vaikuttaa elektrodin toimintaan.

jossa  $d$  on elektrodien välinen etäisyys olettaen, että elektrodit ovat tasavälein, ja  $R = (1 - qV/E_{kin})^{1/2}$ , jossa  $q$  on suihkun varausaste,  $V$  on puller- ja einzel-elektrodien välinen jännite ja  $E_{kin}$  on linssiin tulevan suihkun liike-energia. Nykyisellään MicroAlphatrossin ohuen linssin mallilla approksimoitu polttoväli on noin 15 mm. [28]

Linssijärjestelmän kokeellisen kehityksen aikana ilmeni ongelma, jossa puller- ja einzel-elektrodien välillä oletetusti tapahtuu läpilyönti. Ekstraktiojärjestelmää purkaessa elektrodeissa havaitaan pinnoittumista, johtuu läpilyönnin sytyttämästä plasmasta elektrodien välissä. Einzel-elektrodin pinnoittuminen on nähtävissä kuviossa 9.

Syy plasman syttymiseen oli liian korkea paine linssien välissä, jolloin päädyttiin Paschen käyrällä ei-toivotulle puolelle, jossa läpilyöntijännite ylittyy. Läpilyönti sytyttää plasmapurkauksen elektrodien välissä olevaan jäännöskaasuun ja plasma pinnoittaa linssijä samalla kun se johtaa sähköä linssien välillä. Läpilyönnin aiheuttamaa ongelmaa pyrittiin ratkaisemaan lisäämällä tyhjiöpumppausta elektrodien alueelle, jotta paine laskee ja läpilyöntijännite ei ylity. Ratkaisuyrityksestä huolimatta ongelma ei poistunut.



(a) CAD-piirros varauksenvaihtokanavasta. [22]



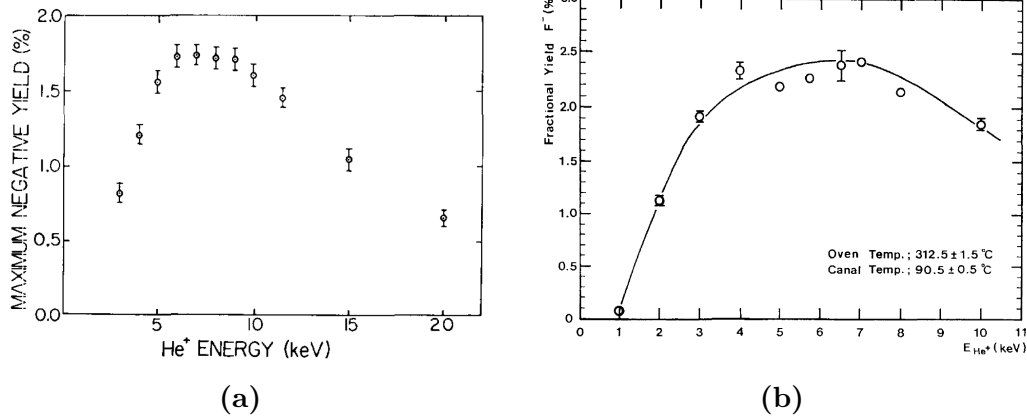
(b) Valokuva varauksenvaihtokanavasta. Toinen päätylaippa on irroitettu.

**Kuvio 10.** Varauksenvaihtokanavan CAD-piirros (a) ja valokuva (b). CAD-piirroksessa punaisella on merkitty uuni, jossa rubidium höyrystetään, sinisellä kuljetusputki ja vihreällä itse varauksenvaihtokammio.

### 3.3 Positiivisesta suihkusta negatiiviseksi

Ionilähteestä tulevan suihkun on oltava negatiivinen kiihdyttäväksi Pelletron-kiihdyttimellä. MicroAlphatrossin plasmakammion tuottamasta positiivisesta heliumsuihkusta voidaan varauksenvaihdolla saada negatiivisesti varattu heliumsuihku. Varauksenvaihdossa positiivinen ionisuihku kuljetetaan varauksenvaihtokammion läpi, jossa ionisuihku törmää elektroneja luovuttavaan kaasuun, joka yleensä on alkali- tai maa-alkalimetallia [1]. Varauksenvaihtokaasu luovuttaa törmäyksissä elektroneja suihkun hiukkasille neutraloiden ne ja mahdollisessa toisessa törmäyksessä luovuttaa ylimääräisen elektronin suihkun hiukkasille.

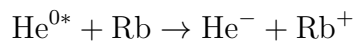
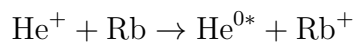
Varauksenvaihto tapahtuu MicroAlphatrossissa samoin kuin alkuperäisessä Alphatross-lähteessä. Varauksenvaihtokammiossa ionisuihku kulkee rubidiumhöyryn läpi [37]. Varauksenvaihdon kaasuksi on valittu rubidium, sillä sen kyky luovuttaa elektroneja ioneille on muita alkalimetalleja suurempi [37, 38]. Ionien varauksenvaihdoin hyötysuhde riippuu ionisuihkun energiasta [1, 38, 39] ja ekstrahoitavan suihkun energia pyritään sovittamaan maksimaalisen hyötysuhteen energiaan. Varauksenvaihtokammio koostuu kolmesta osasta: uuni, kuljetusputki ja varauksenvaihtokammio.



**Kuvio 11.** Varauksenvaihdon syötösuhteen energiariippuvuus kahdesta eri lähteestä. Vasemmalla Griniuksen ja Anderssonin mittaamat tulokset [39] ja oikealla Lee ym. tulokset [40]. Vertaillen näitä havaitaan maksimikohta samalla suihkun energialla, mutta Lee ym. ovat mitanneet hyötösuhteen 0,8%-yksikköä korkeammaksi kuin Grinius ja Andersson.

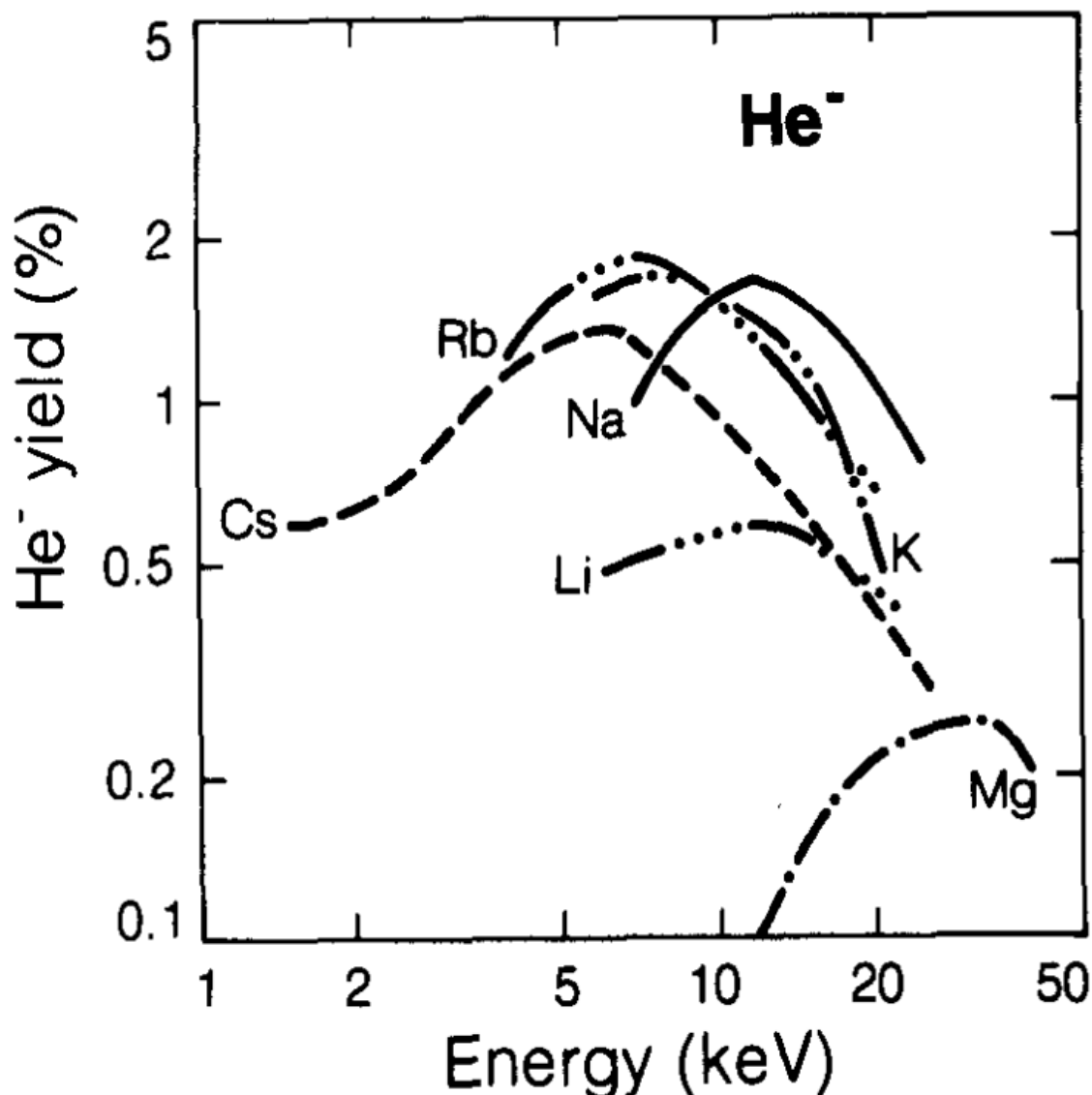
Kammion molemmiin puolin on jäähdytysosat, joilla tehostetaan rubidiumhöyryn tiivistymistä ja kiertoa takaisin uuniin. Rubidium höyrystetään uunissa ja höyry kulkeutuu kuljetusputkea pitkin varauksenvaihtokammioon, jossa ionisuihku kulkee sen läpi. Rubidium kondensoituu kammion seinille ja valuu takaisin uuniin uudelleenhöyrystettäväksi. Kuva varauksenvaihtojärjestelmästä on esitetty kuviossa 10.

Heliumin varauksenvaihto on kaksivaiheinen prosessi [39]:



Tässä He<sup>0\*</sup> tarkoittaa virittyntä tilaa (1s)(2s)2<sup>3</sup>S. Muut mahdolliset ensimmäisen prosessin jälkeiset heliumin tilat eivät voi olla lähtötilana jälkimmäiseen prosessiin [39]. Tila (1s)(2s)2<sup>3</sup>S on metastabiili, jonka elinaika on 8000 s, eli elinaika tarpeeksi pitkä jälkimmäistä prosessia varten [41].

Maksimaalinen varauksenvaihtohyötysuhde saavutetaan 7 keV suihkun energialla [39, 40]. Maksimihyötysuhde on rubidiumilla 1,7–2,5% [38–40] ja hyötösuhteiden energiariippuvuus on esitetty kuviossa 11. Raskaammalle alkalimetallille cesiumille maksimaalinen hyötösuhte on 1,4% [42] ja kevyemmille alkuaineille kaliumille ja natriumille hyötösuhte on lähes sama rubidiumin kanssa [39]. Kuitenkin kaliumin



**Kuvio 12.** Negatiivisen heliumpsuihkun tuotto eri varauksenvaihtokaasuilla. Kuva lähteestä [38]

paineen on oltava huomattavasti vastaavan hyötysuhteen rubidiumia pienempi, ja natriumille sisään menevän suihkun energia 5 keV korkeampi kuin rubidiumin tapauksessa [39]. Kuvaajat eri varauksenvaihtometallien tuotoista heliumpsuihkulle kuviossa 12.

Rubidiumhöyryn määrä merkitsee varauksenvaihtoprosessin hyötysuhteessa [39, 40] ja höyryn määrään vaikuttaa rubidiumia lämmittävän uunin lämpötila. Leen ym. [40] järjestelmällä suurimman varauksenvaihdon hyötysuhteen saavuttamiseksi kammion lämpötilan tulisi olla 90 °C ja uunin lämpötilan 370 °C . Girniuksen ja

Andersonin mukaan  $\text{He}^-$  tuotantoon optimaalisin rubidiumin paksuus on  $0,5 \cdot 10^{15}$  at./ $\text{cm}^2$ .

Varauksenvaihtokammion ja ympäröivän suihkulinjan välillä on oltava suuri painedifferentiaali, sillä muun suihkulinjan tulee olla hyvässä tyhjiössä, mutta varauksenvaihdossa on oltava rubidiumhöyryä tarpeeksi törmäyksiin ionisuihkun kanssa. Suihkulinjan ja kammion välisen seinän aukko on oltava pieni, jotta minimoidaan rubidiumkaasun pumppautuminen ulos varauksenvaihtokanavasta. Varauksenvaihtokammio on halkaisijaltaan 18,4 mm ja suihkun kulkuaukot ovat halkaisijoiltaan 3 mm ja 5 mm [22].

### 3.4 Ionilähteen suihkun virran mittaaminen

Ionisuihkun intensiteetin mittaamiseen yleisimmin käytetään faradayn kuppia [43]. Faradayn kuppi on johtavasta aineesta tehty kuppi, joka asetetaan ionisuihkun eteen. Ionisuihku törmää kuppiin ja tuottaa siihen sähköisen varauksen. Varaus purkautuu, kun kuppi on yhdistetty mittauselektroniikkaan ja varauksen indusoima virta voidaan mitata. Virrasta voidaan määrittää kuppiin osuneiden ionien lukumäärä [39, 43].

Mittauksia varten faradayn kuppi asetetaan ionilähteen ulostuloaukon kohdalle noin 30 cm päähän plasmakammioista. Mittauksissa lähdettä operoidaan positiivisessa moodissa eli ilman varauksenvaihtojärjestelmää. Positiivisen ionisuihkun virtaa mitataan sarja eri kiihdytysjännitteillä. Tärkein on hahmottaa ionivirran muutostrendi kiihdytysjännitteen kasvaessa ja virran suuruusluokka.

Esitetyissä ionivirran mittauksissa on käytetty 570 W mikroaaltotehoa, josta osa on heijastunut takaisin eikä absorboitunut plasmaan. Suihkua fokusoidaan einzel-linsillä, jonka potentiaali vaihtelee mittauspisteittäin. Einzel-linssi ei vaikuta itse virran suuruuteen, linsillä vain fokusoidaan ionisuihkua faradayn kuppiin mittauksia varten. Myöhemmin esiteltävissä simulaatioissani suihkun leveys on halkaisijaltaan 18–26 mm ja on mahdollista, että koko suihku ei osu kuppiin. Lisäksi faradayn kuppi ei ollut mittauksissa sekundäärielektronisuppressoitu, joten ionien törmäyksissä kupista emittoimat sekundäärielektronit ovat voineet paeta kupista.



### 3.5 Ohjausjärjestelmä

Toteutin MicroAlphatrossiin ohjausjärjestelmän kesän 2018 ja syksyn 2019 aikana harjoitteluissa Pelletron-ryhmässä. MicroAlphatross-ionilähteen ohjaamiseen ja monitorointiin olen tuottanut ohjausjärjestelmän käyttäen WAGOn PFC 750-8020 automaatio-ohjaimia. Ohjaimiin on liitetty useita erilaisia I/O-moduuleja, jotka ohjaavat ja monitoroivat ionilähteen laitteita ja toimintaa. Ohjausjärjestelmä sisältää kaksi ohjainta, sillä osa ohjattavista laitteista sijaitsee korkeajännitteessä ja niitä ei voida sen ulkopuolelta ohjata ilman sähköeristystä. Ohjaimet ovat sähköisesti eristetty toisistaan ja kommunikoiivat keskenään valokuituyhteyden kautta.

Korkeajännitteessä oleva ohjain ohjaa puller- ja einzel-linssien jännitteitä ja monitoroi niitä, ohjaa sekä lukee varauksenvaihdon lämpötiloja ja ohjaa kaasunsyöttöä plasmakammioon. Puller- ja einzel-linssejä ohjataan analogisilla I/O-moduuleilla, jotka vievät ohjaussignaalin korkeajännitelähteeseen ja tuovat korkeajännitelähteen analogiset monitorointisignaalit järjestelmään. Käyttäjälle monitorointitieto on tärkeää laitteen operoinnin kannalta, varsinaista automaattista takaisinkytkentää monitoroinnista ohjaukseen ei ole. Varauksenvaihtokammion lämpötilaa monitoroidaan kolmessa kohdassa ja lämmityksen tehoa voidaan säätää halutun lämpötilan saavuttamiseksi pulssittamalla virransyöttöä lämmitinvastuksille. Kaasunsyöttöä ohjataan moottoroidulla neulaventtiilillä. Käyttäjän on mahdollista valita käyttöliittymässä venttiilin asento neljänsadan portaan tarkkuudella ja asentotietoa pidetään yllä pulssienkooderilla. Venttiiliä on myös mahdollista säätää manuaalisesti portaattomasti.

Korkeajännitteen ulkopuolisella ohjaimella ohjataan ionilähteen muita toimintoja. Tällä ohjaimella ohjataan korkeajännitteen alueen potentiaalia, varauksenvaihdon jälkeistä einzel-linssiä ja mikroaaltolähdettä sekä monitoroidaan mainittuja jännitteitä, painetta suihkulinjassa ja plasmasta takaisin heijastunutta mikroaaltotehoa. Tämä ohjain pitää yllä myös turvallisuutta monitoroimalla turvalaitteiden, esimerkiksi korkeajännitehäkin, käyttöä.

Ohjausjärjestelmää käytetään HTML5-pohjaisella graafisella käyttöliittymällä. Käyttöliittymän perusnäkyminen on ionilähteen kuva, jonka ympärillä on monitorointiarvot ja ohjaamiseen tarvittavat kontrollit. Kaikki keskeisimmät arvot ovat näkyvillä yhdellä ruudulla ja ohjaussuureiden muuttaminen tapahtuu klikkaamalla aukeavissa dialogeissa. MicroAlphatross-ionilähteen lisäksi tähän ohjausjärjestelmään on tarkoitus myöhemmin kytkeä muutkin Pelletron-kiihdyttimen ionilähteet, näille on jo

valmiit välilehdet käyttöliittymässä. Käyttöliittymässä on myös välilehti tapahtumalokille, josta käyttäjän on mahdollista nähdä tapahtumat listamuodossa ja lokissa on myös näkyvillä varoitukset, kuten esimerkiksi turvalaitteiden tila.

## 4 Ekstraktion simulointi

Simuloinnilla on mahdollista mallintaa ionilähteen suihkunmuodostusta ja -kuljetusta. MicroAlphatrossin ionisuihkun ekstraktion kehityksessä havaittuja ongelmia on koitettu kokeellisesti ratkaista, mutta vaatii vielä lisäkehitystä, sillä ongelmat eivät ole täysin ratkenneet. Simuloimalla nähdään miten suihku kulkee ekstraktiojärjestelmässä ja simulaatioiden kautta ymmärretään paremmin tehtyjä kokeellisia havaintoja. Tarkoituksena on etsiä ekstraktiolle geometria ja elektrodien jännitteet, joiden avulla voidaan ratkaista ekstraktiossa esiintynyt läpilyöntiongelma. Simulaatiot toteutetaan tietokonesimulaatioina, joissa laskentamenetelmänä käytetään Vlasov-iterointia.

### 4.0.1 Vlasov-iterointi

Plasman pitkän kantaman vuorovaikutuksia mallinnetaan Vlasov-yhtälöillä ja -iteroinnilla. Anatoly Vlasov oli venäläinen fyysikko, joka esitti differentiaaliyhtälömalliaan kuvaamaan plasman pitkän kantaman vuorovaikutuksia. Artikkelissaan Vlasov [44] muotoilee varatun hiukkasten jakaumafunktion  $f$  aikakehityksen

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla_r \cdot \vec{v}f + \frac{e}{m}(\vec{E} + \frac{1}{c}\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \nabla_v f = 0, \quad (38)$$

jossa  $m$  on hiukkasen massa ja  $c$  on valonnopeus. Vlasovin yhtälön lisäksi hiukkasen käytöstä kuvaa Maxwellin yhtälöt. Näitä yhdessä kutsutaan Vlasov-Maxwell-yhtälöiksi.

Vlasovin yhtälöä voidaan myös soveltaa yhdessä Poissonin yhtälön [45]

$$\nabla^2 \phi + \rho = 0 \quad (39)$$

kanssa. Tuloksena on Vlasov-Poisson yhtälö [46, 47]

$$v \cdot \nabla f - \frac{e}{m} \nabla_r f = 0. \quad (40)$$

Vlasov-Poisson yhtälön ja yhtälön (38) ero on magneettikentän vaikutuksen puuttuminen.

Hiukkasten kulkua voidaan mallintaa iteroimalla Vlasov-Poisson yhtälöä. Ratkaistaan ekstraktiossa vallitseva sähkökenttä, joka riippuu ionisuihkun avaruusvaraustiheydestä, simulaation geometriasta ja asetetuista reunaehdoista. Ensimmäisellä iteraatiokierroksella avaruusvaraustiheys on nolla, sillä systeemiin ei ole lisätty hiukkassuihkua. Sähkökentän ratkaisun jälkeen simulaatioon tuodaan ionisuihku ja simuloidaan sen kulku sähkökentässä. [47–49]

Edellä kuvattu prosessi iteroidaan  $N$  kertaa, jossa iteraatioiden lukumäärä  $N$  valitaan simulaatiokohteen mukaan. Iteraatiokerroilla  $N > 1$  simulaatiossa otetaan huomioon ionisuihkun avaruusvaraustiheys, joka vaikuttaa simuloituun sähkökenttään.

#### 4.0.2 IBSimu

Tutkielmani simulaatiot käyttävät Ion Beam Simulation -simulaatiokirjastoa (IBSimu) [48] ja simulaatiot ohjelmoidaan C++ ohjelmointikielellä. Simulaatio laskee annettujen alku- ja reunaehtojen pohjalta iteroiden ionien kulkua ja vaikutusta elektrodien ja ympäristön luomaan sähkömagneettiseen kenttään. Laskennan päätteeksi simulaatio esittää visualisaation, josta esimerkki on esitetty kuviossa 13, ionisuihkun kulusta ja suihkua sekä sähkökenttää voi analysoida IBSimun työkaluilla.

Simulaatiolle määritellään geometria, jota simulaatiossa noudatetaan. Lisäksi määritellään rajat ja hila, jonka pisteissä lasketaan. Simulaation geometriaan lisätään elektrodit joko määrittelemällä ne ohjelman sisällä tai erillisessä tiedostossa. Käyttämässäni simulaatioissa elektrodien geometria on määritelty DXF-tiedostossa vastaamaan oikeiden elektrodien geometriaa.

Simulaatiolle täytyy määritellä reunaehdot ja elektrodien potentiaalit. Reunaehdot voidaan määritellä Dirichletin tai Neumannin reunaehdoiksi. Dirichletin reunaehto käytettävällä potentiaali kiinnitetään annettuun arvoon ja Neumannin reunaehdossa potentiaalin derivaatta on kiinnitetty [50]. Simulaatioalueen reunoina voidaan yleensä käyttää Neumannin reunaehto, ellei haluta kiinnittää reunaa johonkin potentiaaliin. Elektrodeille täytyy antaa Dirichletin reunaehto, sillä niiden potentiaali on kiinnitetty myös reaali maailman tilanteessa.

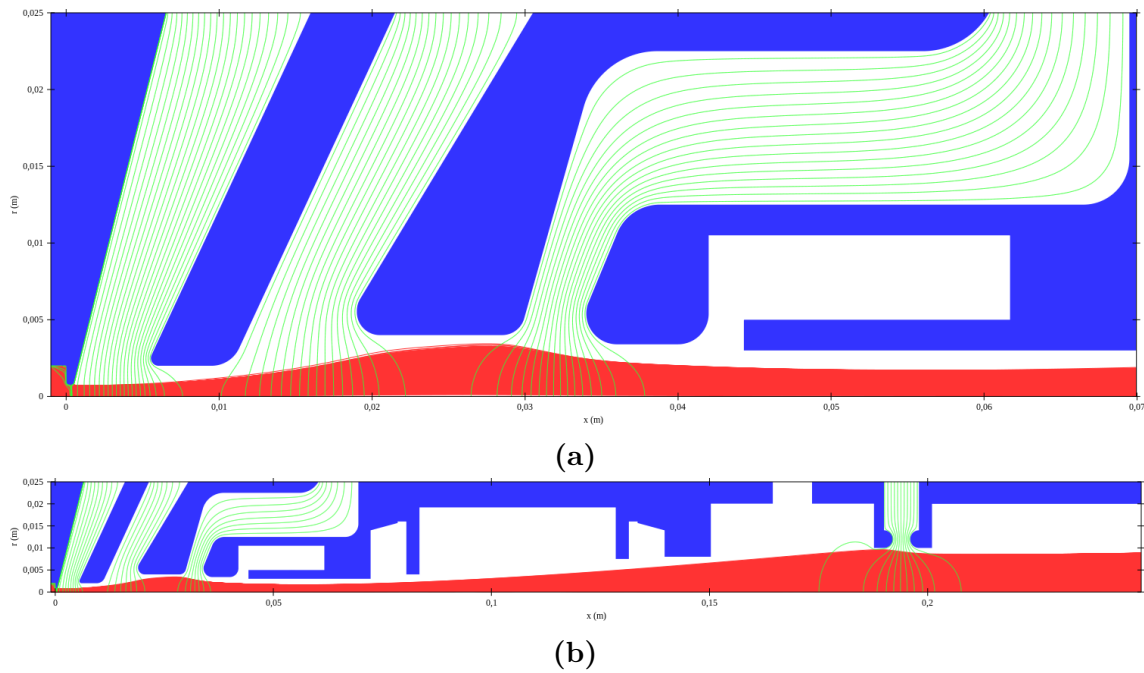
Reunaehtojen, geometrian ja elektrodien potentiaalien myötä simulaatio ratkaisee simulaatiossa vallitsevan sähkökentän. Simulaatiolle määritellään myös magneettikenttä, jonka tiedot annetaan simulaatiolle valmiina. Simuloitavat hiukkaset lisätään simulaatioon suihkuna, jonka parametreina on simuloitavien hiukkasten lukumäärä,

virran tiheys, hiukkasten varausaste, hiukkasten massa, suihkun energia, hiukkasten pitkittäinen ja poikittainen lämpötila sekä suihkun koordinaatit [48]. Sähkökentän ja hiukkasten ratojen simulointia iteroidaan, jotta suihkun avaruusvaraustiheyden vaikutus sähkökenttään konvergoituu.

Tutkin simulaatioiden avulla plasmakammion aukon koon vaikutusta suihkun laatuun. Simulaatio-ohjelma perustuu liitteen A mukaiseen simulaatioon MicroAlphatrossista. Aukon kokoa muutetaan siirtämällä plasmakammion seinäkappaletta optisen akselin kohtisuoralla akselilla ja samalla plasman parametria plasmasta tulevan suihkun säteelle `rplasma`. Plasman varaustiheyden parametri `r0` pidetään vakiona. Geometrian muutokset vaativat simulaatiogeometrian määrittelevän DFX-tiedoston muokkaamista. Suihkulle määritetään virta ja emittanssi IBSimun analyysityökaluilla. Sädettä lukuunottamatta plasman parametrit pidetään liitteen A mukaisissa arvoissa, sillä uskon niiden olevan lähellä todellisia arvoja eikä näiden arvojen pienillä muutoksilla ole vaikutusta saatuihin tuloksiin.

Ratkaisua läpilyöntiongelmiin haetaan muokkaamalla ekstraktion geometriaa. Geometriaa muutetaan siirtämällä elektrodeja kauemmas toisistaan, joka vaikuttaa ionisuihkun kulkuun. Kuten edellisessä simulaatiossa, plasman parametrit pidetään liitteen A mukaisina ja geometrian muutokset tehdään vain DFX-tiedostoon. Simuloidusta suihkusta tarkastellaan sen kulkua ja ohjelmakoodissa elektrodien potentiaaleja säätämällä yritetään löytää soveltuvat puller-, einzel- ja maaelektrodien jänniteparametrit, jolla suihku kulkee suihkulinjassa kollimoitumatta elektrodeihin.

Toinen mahdollinen ratkaisukeino on poistaa ongelmia tuottanut einzel-linssin rakenne ja yrittää muodostaa ekstraktio vain kolmella elektrodilla eli triodilla, tai kahdella elektrodilla eli diodilla. Simulaatiossa plasman parametrit pysyvät liitteen A simulaatiokoodin mukaisina ja muutetaan vain geometriaa. Geometriasta poistetaan einzel-linssi kokonaan ja liikutetaan puller- ja maaelektrodeja siten, että suihku ei kollimoidu elektrodeihin. Simulaation ohjelmakoodista poistetaan einzel-linssin määrittely ja jäljelle jääneiden elektrodien potentiaaleja voidaan säätää



**Kuvio 13.** Esimerkkikuva simulaatiosta. Kuva (a) on simulaatio ajettu liitteen A mukaisella koodilla ja kuva (b) simulaatio liitteen A mukaisella koodilla, mutta simulaatioaluetta on pidennetty kattamaan koko ionilähteen ekstraktion ja varausenvaihto. Sinisellä on merkitty fyysiset elektrodit ja kiinteät osat, vihreällä sähkökentän kenttäviivat ja punaisella ionisuihku. Vasemmalla on plasmakammion seinä ja ionit kulkevat positiivisen x-akselin suuntaan.

## 5 Tulokset

MicroAlphatross ionilähteen ekstraktion ominaisuuksia tutkin simuloimalla käyttäen IBSimu-simulaatiokirjastoa. Simulaatio perustuu Vlasov-iterointiin, joka on kuvattu luvussa 4.0.1. Ionisuihkun simulaatioita iteroidaan 15 kertaa, jotta saavutetaan tarpeellinen tarkkuus avaruusvaraustiheydelle. Esimerkkikuvat simulaatioiden tuottamasta ionisuihkun kuvaajasta on esitetty kuviossa 13. Kuviossa sinisellä on merkitty elektrodit, vihreällä sähkökentän kenttäviivat ja punaisella simuloidut ionien radat.

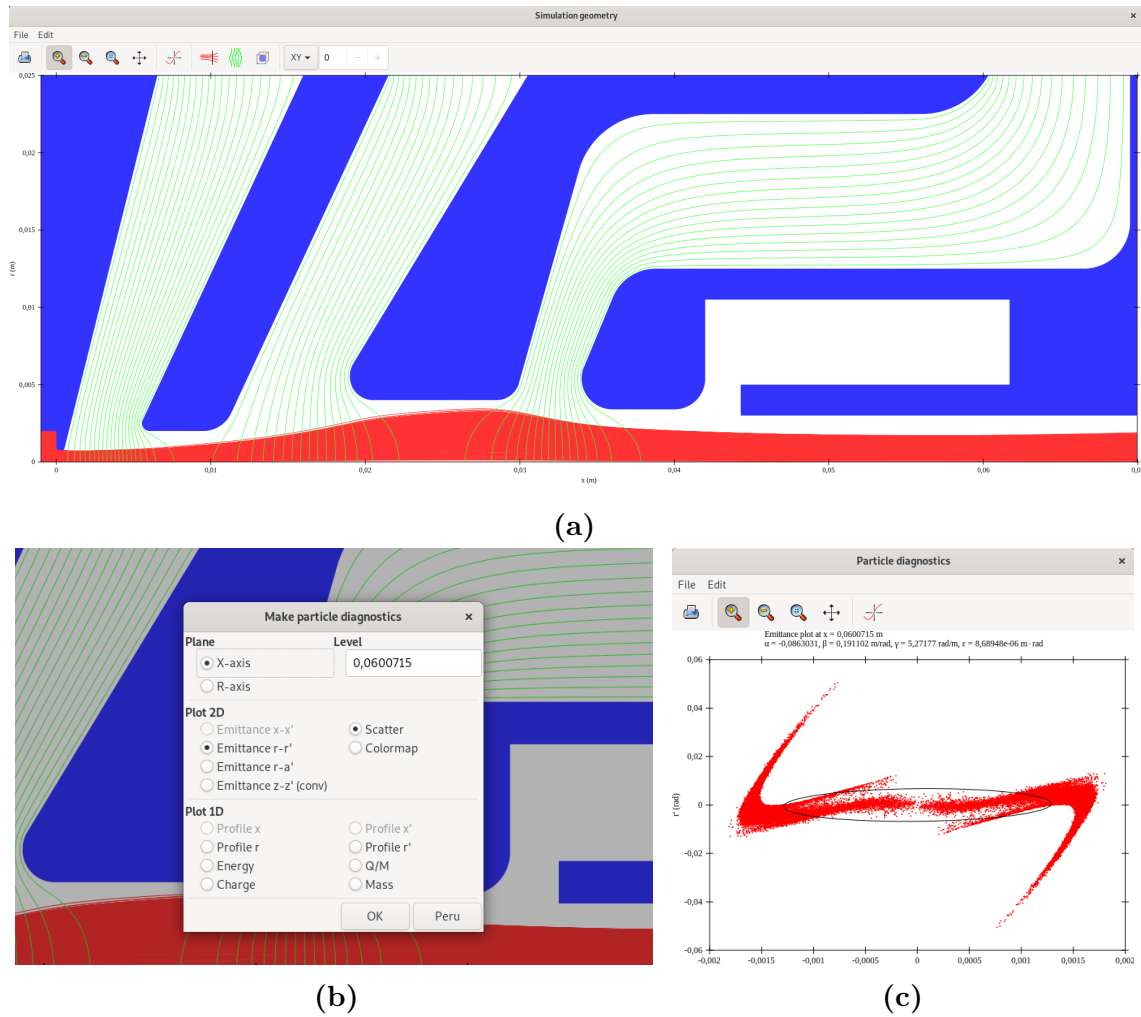
Simulaatiot on ajettu Intel i7-4810MQ 2,80 GHz prosessorilla käyttäen kaikkia prosessorin neljää ydintä. Kuvion 13a mukaisten simulaatioiden ajaminen vie noin 15 minuuttia ja pidempien, kuten kuviossa 13b, ajaminen kestää noin 55 minuuttia.

Simulaatioissa viimeisen iteraation päätteeksi avautuu interaktiivinen ikkuna, jossa käyttäjä voi tarkastella simulaation tulosta tarkemmin ja tutkia suihkun tai sähkökentän ominaisuuksia. Interaktiivisen ikkunan käyttöliittymä on esitelty kuviossa 14. Tämän tutkielman simulaatioissa keskityn suihkun muodon ja emittanssin tutkimiseen. Suihkun emittanssi määritetään halutussa tasossa suihkun optista akselia. Kun simuloidaan ionilähteen ekstraktion ominaisuuksia, emittanssi määritetään ekstraktion jälkeen varauksenvaihtokanavaan tullessa.

### 5.1 Simuloitu plasmakammion aukon koon vaikutus suihkun laatuun

Ensimmäisten simulaatioiden avulla tutkin erikokoisten plasmakammion ekstraktioaukkojen vaikutusta ionisuihkun ominaisuuksiin. Näillä simulaatioilla vahvistetaan jo tiedettyjä käsityksiä lähteen ekstraktioaukon vaikutuksesta. Simulaatiossa puller- ja maaelektrodien potentiaaliero plasmaelektrodiin on 10 kV ja einzel-elektrodin jännite säädettiin kullekin aukon koolle optimaaliseksi, jotta tuloksia voi vertailla tasapuolisesti. Kussakin simulaatiossa käytetty einzel-jännite on ilmoitettu kuvion 15 kuvateksteissä.

Simulaatioissa tarkastellaan visuaalisesti suihkun kulkua ekstraktiossa ja simuloidulle suihkulle määritetään virta sekä emittanssi. Virta ja emittanssi määritetään

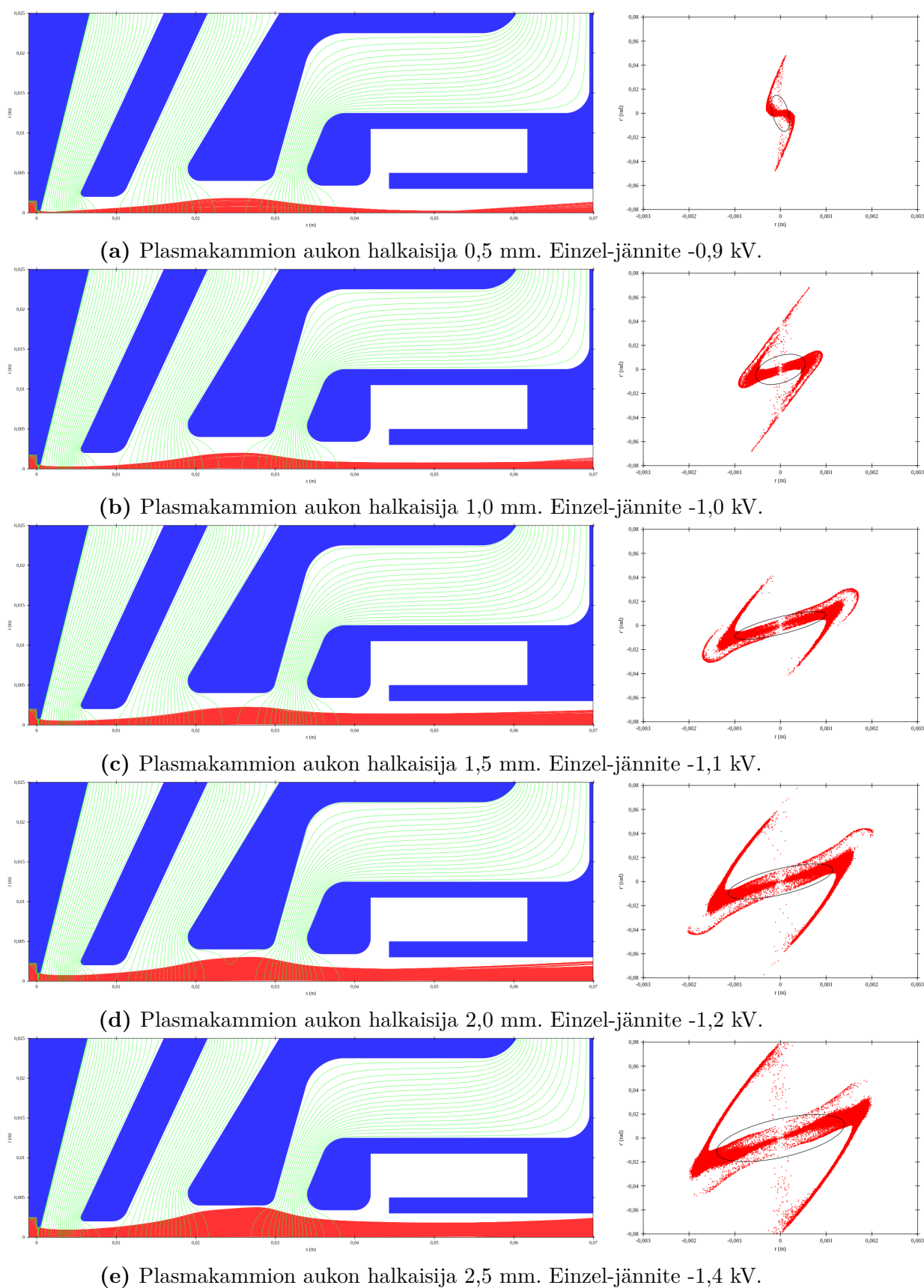


**Kuvio 14.** GTK-plotter-työkalun tälle tutkielmalle keskeiset näkymät. Viimeisen iteraation päätteeksi avautuu kuvion (a) mukainen näkymä. Emittanssi on tämän tutkielman kannalta olennaisin simuloitujen suihkun parametreista. Suihkun emittanssin voi selvittää particle diagnostics -työkalulla halutussa pisteessä. Particle diagnostics -työkalun valikko esitetty kuviossa (b) ja emittanssin kuvaaja scatter plottina kuviossa (c), jossa on myös emittanssiellipsin parametrit  $\alpha$ ,  $\beta$  ja  $\gamma$  esitettyinä.

60 mm etäisyydellä plasmakammion aukosta, jolloin suihku on mahdollisimman paralleeli.

Kuviossa 15 on esitetty simulaatiot viidellä erikokoisella plasmakammion aukolla. Ionivirta ja emittanssi kasvoivat verrannollisesti ekstraktioaukon pinta-alaan nähden ja simuloitujen virrat sekä RMS-emittanssit (Root Mean Square -emittanssi) on esitetty taulukossa 1. Ennako-oletusten mukaisesti ionivirta ja emittanssi kasvoivat verrannollisesti ekstraktioaukon pinta-alaan nähden. Eri kokoisilla plasmakammion





**Kuvio 15.** Plasmakammion aukon koon vaikutus suihkun laatuun. Kussakin simulaatiossa puller- ja maaelektrodit on asetettu -10 kV jännitteeseen ja einzel-elektrodin jännite säädetty fokusoimaan suihku. Emittanssi määritetty 6 cm etäisyydellä plasmakammion aukosta. Emittanssin kuvaajiin on merkitty RMS-emittanssiellipsi.

aukoilla on käytettävä eri einzel-jännitettä mahdollisimman paralleelin suihkun tuottamiseksi, joka viittaa siihen, että MicroAlphatrossin einzel-linssin polttoväli riippuu ekstraktoidun suihkun leveydestä.

## 5.2 Ekstraktion elektrodien välinen etäisyys

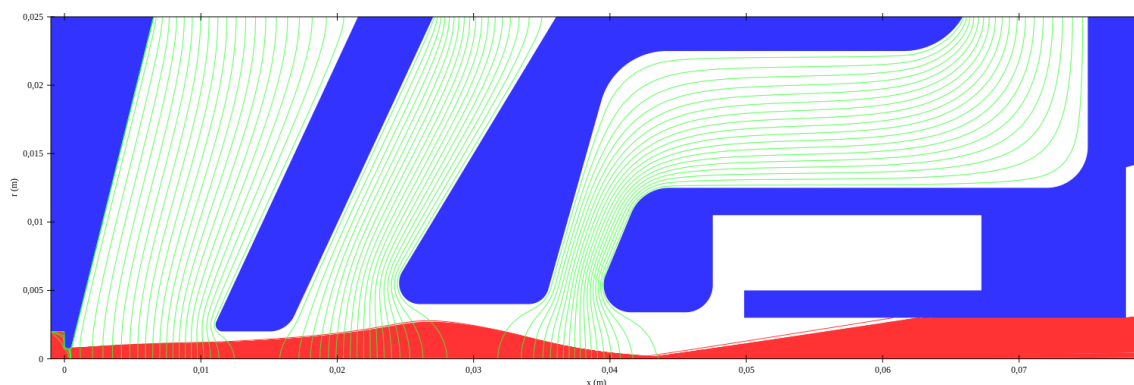
Ekstraktioelektrodien välinen etäisyys toisistaan ja puller-elektrodin etäisyys plasmakammioista vaikuttavat järjestelmän läpilyöntikestävyyteen ja mahdollisesti tyhjiöpumpun tehokkuuteen elektrodien välissä. Luvussa 2.2.2 käsiteltiin elektrodien välisen läpilyönnin paine- ja etäisyysriippuvuutta. Simuloin elektrodien etäisyyden vaikutusta suihkun laatuun ja käyttäytymiseen kasvattamalla valittujen elektrodien keskinäistä etäisyyttä aiemmin suunnitelluista. Kaikissa tässä luvussa käsitellyissä simulaatioissa on käytetty halkaisijaltaan 1,5 mm aukkoa plasmakammiossa ja plasman sädettä 2,00 mm ja 0,5 eV poikittaislämpötilalla.

Ensimmäisenä kasvatin puller-elektrodin etäisyyttä plasmakammioista ja pidin muiden elektrodien keskinäiset etäisyydet toisistaan ennallaan. Etäisyyttä kasvatettiin kaksinkertaiseksi, alkuperäinen etäisyyden ollessa 5,54 mm. Simulaatiossa havaitaan, kuva 16, että suihku kollimoituu varauskenvaihtokammion suuaukkoon. Ekstraktiojännite on kasvatettava suureksi, noin 15 kV, jotta plasmakammioista tuleva suihku ei kollimoitu puller-elektrodiin. Alkuperäisen suunnitelman mukaisen laitteiston rajoitus on 10 kV, joten puller-elektrodi on syytä pitää alkuperäisellä etäisyydellä plasmakammioista. Suuri kiihdytysjännite heikentää myös varauksenvaihdon hyötysuhdetta, kuten kuviosta 11a havaitaan.

Seuraavaksi tutkin tilannetta, jossa einzel-linssin elektrodien etäisyyttä toisistaan kasvatetaan. Puller- ja einzel-elektrodien kasvatettiin kaksinkertaiseksi 13,46 mm:stä 26,92 mm ja einzel- ja maaelektrodien etäisyys kasvoi 15,0 mm:stä kaksinkertaiseksi

**Taulukko 1.** Plasmakammion aukon vaikutus suihkun määrään ja laatuun. Arvot simuloitu 6 cm etäisyydellä plasmakammion aukosta. Kiihdytysjännite 10 kV ja vaihteleva einzel-jännite.

Aukon halkaisija [mm]	Ionivirta [mA]	RMS-emittanssi [mm mrad]
0,5	0,08	3,35
1,0	0,43	6,42
1,5	1,09	7,27
2,0	2,07	12,63
2,5	3,34	22,87

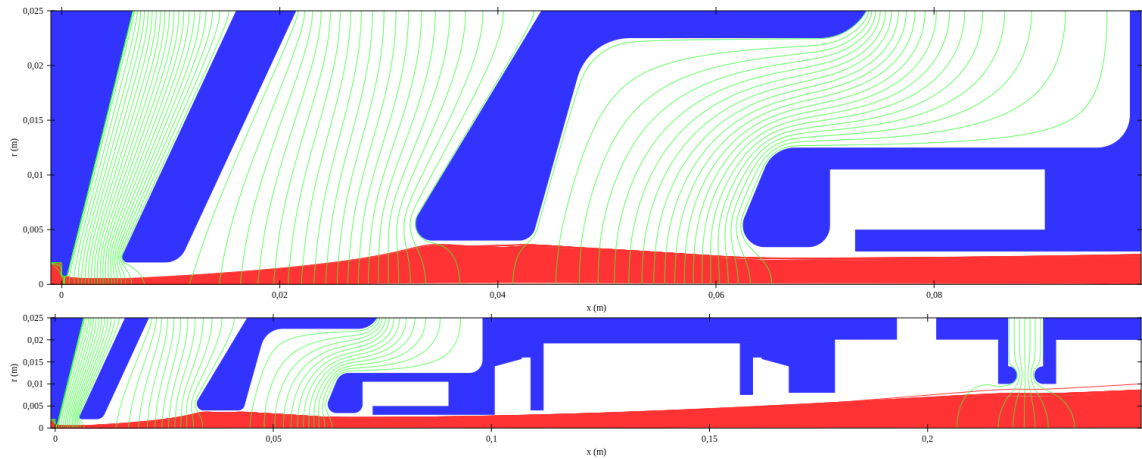


**Kuvio 16.** Simuloitu suihkun ekstraktio, kun plasma- ja puller-elektrodien välimatka on kaksinkertaistettu. Kiihdytysjännitettä on kasvatettava suureksi, tässä simulaatiossa 15 kV, jotta suihku ei kollimoidu puller-elektrodiin, mutta se aiheuttaa ongelmia suihkun fokusoinnissa.

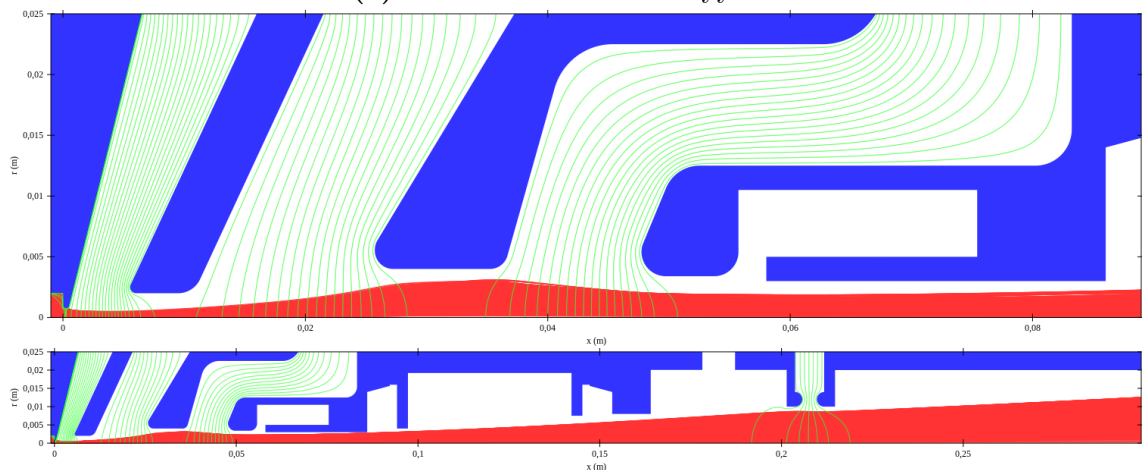
30,0 mm:iin. Simulaatioissa puller-jännite asetettiin -10 kV, sillä pienemmillä jännitteillä suihku olisi kollimoitunut einzel-elektrodiin. Paras fokus saavutettiin -0,7 kV einzel-jännitteellä.

Simuloitu suihku on esitetty kuviossa 17a. Tuloksena simulaatiossa saadaan RMS-emittanssiksi ennen varauksenvaihtokammiota 9,4 mm mrad. Linssin geometrian muutos ei vaikuta suihkun ionivirtaan. Suihkun laatu on heikompi kuin tiiviimmällä elektrodirakenteella, jonka RMS-emittanssin arvo ja ionivirran arvo esitetty taulukossa 1 1,5 mm aukolla. Lisäksi suihku ohittaa einzel-elektrodin hyvin läheltä, joka lisää reaalityöntöön kollimoitumisriskiä. Simuloituna suihku käyttäytyy einzel-linssin jälkeen samoin kuin tiiviimmällä ekstraktiogeometrialla.

Jotta suihku ohittaisi einzel-elektrodin kauempana elektrodista, ekstraktiojännitettä tulee kasvattaa, jolloin rikkoutuu nykyisen suunnitelman mukaiset laitteiston asettamat rajat ja menetetään varauksenvaihdon hyötysuhdetta. Simuloin myös tilannetta, jossa linssin elektrodien etäisyyttä on kasvatettu 50%. Tästä simulaatiosta tulokset on esitetty kuviossa 17b. Kollimoitumisen estämiseksi vaaditaan 9,0 kV ekstraktiojännite, mutta suihkun laatu paranee kun jännite on 10,0 kV. Suihkun RMS-emittanssi on 8,8 mm mrad ekstraktion jälkeen einzel-jännitteen ollessa -1,3 kV.



(a) Einzel-linssi 200% etäisyyksillä



(b) Einzel-linssi 150% etäisyyksillä.

**Kuvio 17.** Einzel-linssi 200%, kuva (a), ja 150%, kuva (b) etäisyyksillä. Simulaatioissa kiihdytysjännite on 10 kV ja einzel-jännite on säädetty mahdollisimman paralleelin suihkun tuottamiseksi. Kuvassa (a) suihku ohittaa einzel-elektrodin hyvin läheltä.

### 5.3 Triodiekstraktio

Alphatross-ionilähteen ekstraktio on toteutettu diodilla. Triodi on kolmen elektrodin ekstraktio, jossa ei ole fokusoivaa einzel-elektrodiä. Alphatrossin ekstraktio ja plasmakammio ovat kuitenkin erilaisia MicroAlphatrossin vastaaviin verrattuna, joten Alphatrossin ekstraktiota ei voida suoraan kopioida MicroAlphatrossiin. Einzel-elektrodi monimutkaistaa ekstraktiota ja on aiheuttanut ongelmia ionilähteen kehityksessä, kuten kuvattu luvussa 3.2.

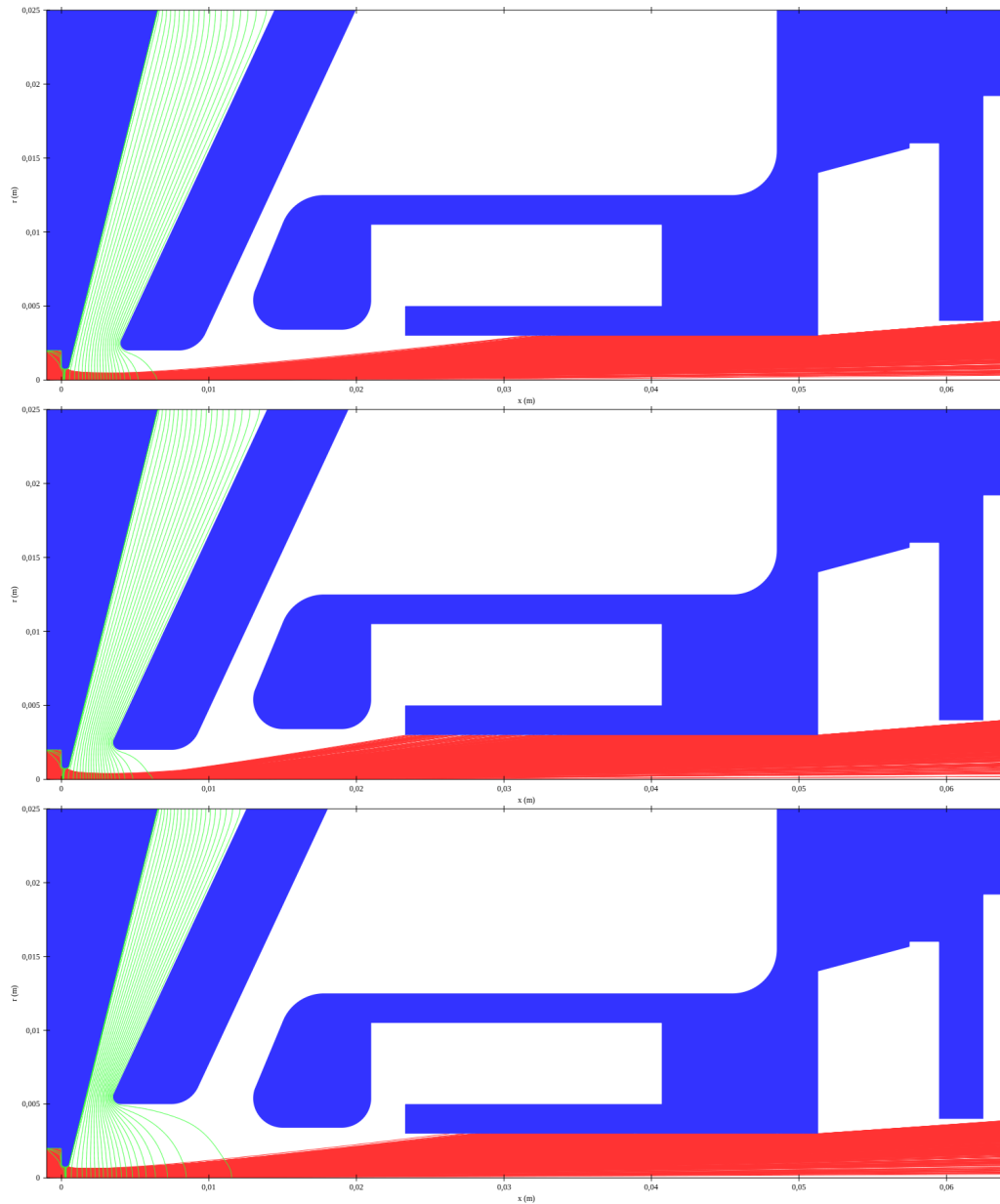
Triodiekstraktiota simuloitiin poistamalla einzel-elektrodin, muiden elektrodien muoto pysyi samana ja elektrodeja siirrettiin optisen akselin suunnassa sekä puller-elektrodin aukon kokoja muutettiin. Simulaatioita ajettiin monilla erilaisilla elektrodigeometrioilla ja erilaisilla puller-jännitteillä alueella -10–0 kV. Simulaatiot eivät osoittaneet mahdollisuutta muodostaa ekstraktiota triodilla. Simuloitu ionisuihku kollimoitui kaikissa simulaatioissa suihkuputkeen ja kollimoituminen ei ole toivottua ionilähteissä tai suihkun siirtolinjoissa.

Simuloitiin myös diodiekstraktiota, jossa ekstraktioon kuuluu vain plasmakammion seinäelektrodi ja maaelektrodi. Diodiekstraktion simuloitujen suihkut kollimoituvat kaikilla simuloituilla geometrioilla ja jännitteillä, kuten triodiekstraktion simulaatioissa. Kuvia simulaatiotuloksista kuviossa 18. Toimivaa ionisuihkun ekstraktiota ei voi simulaatioideni perusteella toteuttaa triodi- tai diodiekstraktiolla.

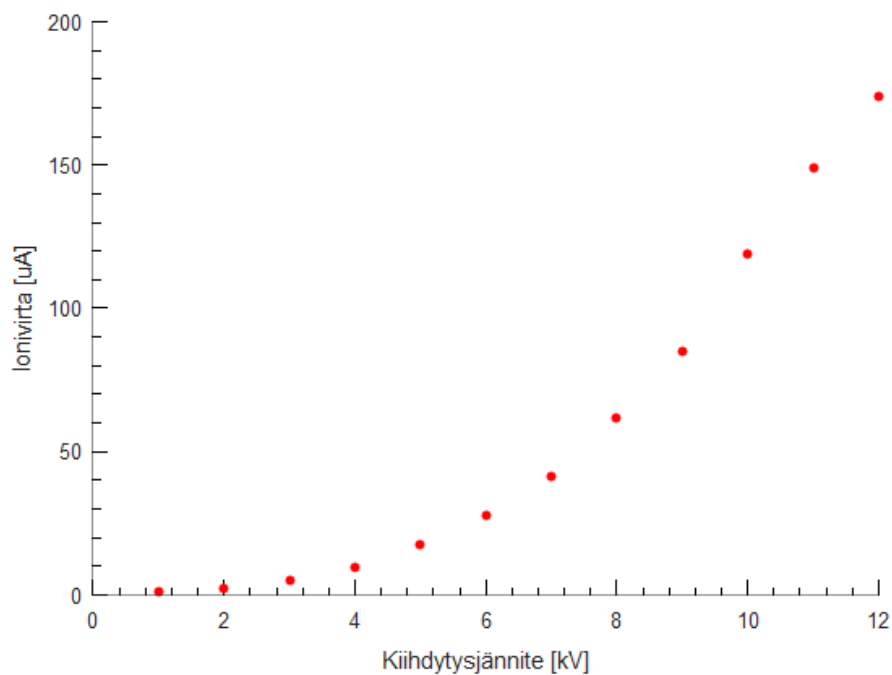
### 5.4 MicroAlphatrossin mitattu ionivirta

NEC ilmoittaa Alphatross-lähteelle negatiivisen heliumsuihkun normaalioperaation vakiovirraksi 2  $\mu\text{A}$  ja lähdeettä voidaan säätää tuottamaan yli 4  $\mu\text{A}$  negatiivinen heliumsuihku. Varauksenvaihdon hyötysuhteen ollessa optimaalisimmillaan noi 1,7% [39] 7 keV ionienergialla ja voidaan olettaa Alphatrossin positiivisen virrantuoton olevan suurimmillaan noin 235  $\mu\text{A}$ . Tätä arvoa voidaan vertailla nyt kehityksessä olevan MicroAlphatrossiin.

MicroAlphatrossin virran muutosta mitattiin kiihdytysjännitteen funktiona. Kiihdytysjännitettä muutettiin muuttamalla plasmakammion potentiaalia välillä 1–12 kV ja puller-elektrodi kytkettiin maapotentiaaliin. Mittausten aikana mikroaaltoteho pidettiin vakiona ja plasmasta takaisin heijastunut mikroaaltoteho pysyi vakiona mittausten läpi. Einzel-elektrodi kellui 1 kV ekstraktiolla, muuten einzel-jännite pidettiin maapotentiaalissa. Ionivirran mittaaminen tapahtuu avoimella faradayn ku-



**Kuvio 18.** Esimerkkejä diodi-ekstraktiosta. Jokaisessa ajamassani simulaatiossa eri elektrodien potentiaaleilla ja etäisyyksillä suihku kollimoidu varauksenvaihtokammioon vievään putkeen.



**Kuvio 19.** MicroAlphatrossin kiihdytysjännitteen vaikutus positiivisen ionivirran tuottoon. Datan on mitannut Mikko Laitinen.

pilla, jonka toiminta on kuvattu luvussa 3.4. Faradayn kuppi oli asetettu ionilähteen päähän ja suihku fokusoitiin siihen toisella einzel-linssillä.

Koronavirus-pandemian takia olen itse estynyt mittaamaan MicroAlphatrossin ominaisuuksia. Ohjaajani Mikko Laitinen suoritti tämän mittauksen tätä tutkielmaa varten. Mittausten tulokset on esitetty kuviossa 19.





## 6 Päätäntö

Tutkielmassani olen käsitellyt MicroAlphatross-ionilähteen rakennetta ja ekstraktiossa ilmenneiden ongelmien ratkaisemista. Ratkaisuvaihtoehtoja olen etsinyt tietokonesimulaatioiden avulla. Simulaatioiden avulla tutkin myös nykyisenlaisen einzel-linssin polttoväliä ja plasmakammion aukon koon vaikutusta lähteen tuottamaan suihkuun. Itse läpilyöntiongelmiaan tutkin ratkaisumalleja, joissa elektrodien välimatkaa kasvatetaan tai poistetaan ongelmia aiheuttanut einzel-linssi kokonaan ja korvataan triodiekstraktiolla.

Ionisuihkun virtaa voi kasvattaa suurentamalla plasmakammion aukkoa, jolloin suurempi osa plasman vaipasta ajautuu ekstraktion sähkökenttään. Suurempi aukko kuitenkin vaatii suuremman ekstraktiojännitteen ja kasvattaa suihkun emittanssia. Varauksenvaihdon suurin hyötysuhde saavutetaan suihkun energian ollessa 7 keV, joten suurempi kiihdytysjännite pienentää suihkun varauksenvaihdon hyötysuhdetta. Ero varauksenvaihdon hyötysuhteissa 7 keV ja 10 keV suihkuilla ei ole suuri, 0,128% yksikköä [39]. Todennäköisesti saatavan negatiivisen suihkun virta on suurempi 10 keV suihkulle, sillä plasmasta saatavan positiivisen suihkun virta on lähes kaksinkertainen. Kääntöpuolena virran kasvamiselle on samassa suhteessa kasvava suihkun emittanssi.

MicroAlphatrossin ekstraktiossa on havaittu läpilyöntiä puller- ja einzel-elektrodien välissä, jota on koitettu ratkaista tyhjiöpumppausta tehostamalla. Pumppauksen tehostus on vähentänyt läpilyöntejä, mutta ei ratkaissut koko ongelmaa. Läpilyöntikestävyyttä on mahdollista tehostaa entisestään väljentämällä ekstraktiota.

Simulaatioideni mukaan einzel-linssin elektrodein etäisyydet toisistaan voisi kasvattaa ainakin puolitoistakertaisiksi läpilyöntikestävyyden parantamiseksi, sillä Townsendin teorian mukaisesti läpilyöntijännite on verrannollinen elektrodien välimatkaan. Elektrodien välimatkan kasvaessa vaaditaan kuitenkin suurempi kiihdytysjännite, jotta suihku ei kollimoidu fokuslinssin elektrodeihin. Suurempi kiihdytysjännite tuo hieman lisää virtaa odotetusti, mutta suurempi suihkun energia pienentää varauksenvaihdon hyötysuhdetta. Verratessa nykyisen suunnitelman mukaisen ja pidennettyjen elektrodien välisen ekstraktion teoreettista maksimaalista ulostulevaa negatiivista ionisuihkua, ero ei ole suuri kuten jo edellä käsitelty.

Elektrodien välimatkan kasvatus on helppo kokeellisesti toteuttaa paksummilla elektrodien välisillä eristeillä. Paksummat eristeet pitävät myös muotonsa paremmin, kun nykyiset ohuemmat muoviset eristeet vääntyvät helposti ja huonosti aseteltuna aiheuttavat vuodon tyhjiöjärjestelmään.

Ekstraktoitua suihkua fokusoiva einzel-linssi on MicroAlphatrossin ekstraktion kannalta olennainen, sillä simulaatioiden pohjalta triodi- tai diodiekstraktiota ei voida soveltaa. Triodi- ja diodiekstraktiosimulaatioissa suihku kollimoitui aina varauksenvaihtokanavan aukon seinämiin, joka reaalitylanteessa saa aikaan potentiaalinnousun varauksenvaihtokanavan seinissä ja seinän varaus täytyy vuodattaa pois. Kollimoituminen vähentää lähteestä ulos saatavaa ionivirtaa ja kollimoituminen suihkuputkeen voi aiheuttaa myös säteilyturvallisuusongelmia, sillä keV-energiaalueen ionit voivat törmäyksessä saada aikaan röntgensäteilyä ja suihkuputken kontaminoitumista. Simulaatiot osoittavat nykyisen suunnitelman mukainen einzel-linssi on tarpeellinen ekstraktion toimivuuden kannalta.

Mittausdata MicroAlphatrossin ionivirrasta nykyisellä kokoonpanolla noudattaa oletetusti verrannollisuutta ekstraktiojännitteeseen. Mitattu virta myös lähestyy NEC:n ilmoittamaa Alphatrossin maksimaalista positiivista virtaa. MicroAlphatross on vielä kehitysvaiheessa ja lähteen negatiivisen suihkun tuottoa ei ole mitattu, joten täyttä vertailua NEC:n Alphatrossiin ei voida tehdä. Vertailun tekemiseksi tarvitaan kokeellisia lisätutkimusta MicroAlphatrossin ominaisuuksista ja tutkimusta varten MicroAlphatrossin ekstraktion täytyy toimia ongelmitta. Kokeellisia tutkimuksia tarvitaan myös varmistamaan simulaatioiden tarkkuus, simulaatio riippuu suuresti annetuista lähtöparametreista plasmalle. Simulaatioissa ei huomioida mahdollisia jäännöskaasun vaikutuksia ekstraktioon tai varauksenvaihtokammiossa tapahtuvaa hiukkasten vuorovaikutusta. Simulaatiot antavat alarajan negatiivisen suihkun emitanssille. Tässä tutkielmassa esitetyt simulaatiot ja alustavat kokeelliset tutkimukset kuitenkin osoittavat lupaavia merkkejä ionilähteen toiminnasta ja MicroAlphatrossin on mahdollista olla edeltäjänsä parempi ionilähde heliumsuihkun tuotossa.

Tarkempia mittauksia ionilähteen karakterisoimiseksi voisi tehdä korvaamalla nykyisen ekstraktion yksinkertaisella diodiekstraktiolla ja suurella tyhjiökammioilla. Tässä tutkielmassa esitetyt mittaukset on suoritettu ionilähteen suihkulinjan päässä plasmakammioista. Mittauksen pohjalta ei voida erottaa ionilähteen ja ekstraktion vaikutuksia suihkun ominaisuuksiin.

Plasmantuotannoltaan saman tyyppisiä mikroaaltoionilähteitä on olemassa ja

niitä käytetään yleisesti esimerkiksi implantointiin. Useimmat näistä ionilähteistä tuottavat muita kuin heliumioneja ja implantointi-ionilähteissä ekstraktio tapahtuu usein moniaukkoisella ekstraktiogeometrialla. Laitteet eivät vastaa MicroAlphatrossia tai tuota samanlaista ionisuihkua, joten tarkkaa vertailua ei voida tehdä, mutta muista mikroaltoaionilähteistä saa perspektiiviä MicroAlphatrossin jatkokehitystä ajatellen.

Artikkelissaan Cho ym. [6] esittelee implantointi-ionilähdettä, jonka tuottamaksi argonsuihkun maksimivirraksi on mitattu 6,9 mA. Song ym. ovat artikkelissaan [51] mitanneet 100 mA  $H^+$ -suihkun. Näille laitteille yhteistä on korkea ekstraktiojännite, 40-45 kV, ja ekstraktiojärjestelmä ilman fokuslinssiä. Leung, Walther ja Owren [52] ovat mitanneet vetyionilähteensä tuottaman suihkun virrantiheydeksi maksimissaan  $200 \text{ mA cm}^{-2}$ , kun ekstraktio on tapahtunut halkaisijaltaan 0,8 mm aukosta 2 kV ekstraktiojännitteellä, jolloin ionivirta on noin 1 mA. Kumar ym. rakentama tyyppi-implantteri [7] pystyy tuottamaan  $100 \mu\text{A cm}^{-2}$  virrantiheyden  $N^+$ -suihkulle, ekstraktiojännite on 3 kV ja normaalioperaatiossa lähteen tuottama ionisuihkun virta on 1 mA. Heidän lähteensä eroaa muista esitellyistä lähteistä ekstraktioltaan, sillä siinä on neljän elektrodin fokuslinssi.

MicroAlphatross ei ole Jyväskylän yliopiston ainoa mikroaltoaionilähde. Jyväskylän yliopistolla olevalla mikroaltoaionilähteellä [53] on saatu maksimissaan 1,5 mA heliumsuihkua tuotettua. Komppulan lähde tuottaa 1,2 mA suihkua 600 W mikroalototeholla ja hänen mittauksissa on käytetty 10 kV kiihdytysjännitettä. Kyseinen lähde on hyvä vertailukohde MicroAlphatrossille ja mahdollisesti MicroAlphatrossista saadaan samoja määriä suihkua, kun lähteen parametrit säädetään oikein.

Jatkotutkimusta MicroAlphatrossista tarvitaan ja laitteisto pitää saada toimimaan ongelmitta ennen varsinaista käyttöönottoa. Ehdottamallani linssin geometrian muutoksella voidaan yrittää ratkaista ekstraktiolinssin ongelmat läpilyöntikestävyydessä ja saattaa MicroAlphatross Pelletron-kiihdyttimen käyttöön. Ennen sitä kuitenkin pitää kokeellisesti tutkia lähteen tuottamaa virtaa, optimoida virran tuotto muokkaamalla plasmakammion aukon kokoa tarvittaessa ja tutkia varauksenvaihdon toimivuutta. Nämä tutkimusaiheet jäävät tulevaisuuteen.



## Lähteet

- [1] I. G. Brown. *The Physics and Technology of Ion Sources, 2nd, Revised and Extended Edition*. Weinheim: Wiley-VCH, 2004. ISBN: 978-3-527-40410-0.
- [2] M. Laitinen ym. ”Tang dynasty (618–907) bowl measured with PIXE”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 406 (2017). Proceedings of the 12th European Conference on Accelerators in Applied Research and Technology (ECAART12), s. 329–333. DOI: 10.1016/j.nimb.2017.03.144.
- [3] S. Kinnunen ym. ”Characterization of ALD grown TixAlyN and TixAlyC thin films”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 406 (2017). Proceedings of the 12th European Conference on Accelerators in Applied Research and Technology (ECAART12), s. 152–155. DOI: 10.1016/j.nimb.2016.12.032.
- [4] ”High-resolution scattering experiments at the K130 cyclotron in Jyväskylä”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 903 (2018), s. 241–245. DOI: 10.1016/j.nima.2018.07.002.
- [5] M. A. Lieberman ja A. . Lichtenberg. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. New Jersey: Wiley Interscience, 2005. ISBN: 0-471-72001-1.
- [6] Y.-S. Cho ym. ”Compact microwave ion source for industrial applications”. *Review of Scientific Instruments* 83 (2012), 02B914. DOI: 10.1063/1.3673864.
- [7] N. Kumar ym. ”Development and test of 2.45 GHz microwave ion source based intense ion beam experimental facility”. *Vacuum* 124 (2016), s. 55–59. DOI: 10.1016/j.vacuum.2015.11.014.
- [8] J. Rovey, B. Ruzic ja T. Houlahan. ”Simple Penning ion source for laboratory research and development applications”. *The Review of scientific instruments* 78 (marraskuu 2007), s. 106101. DOI: 10.1063/1.2791983.

- [9] Y. Lee ym. "Investigation of helium ion production in constricted direct current plasma ion source with layered-glow". *The Review of scientific instruments* 85 (helmikuu 2014), s. 02C105. DOI: 10.1063/1.4852298.
- [10] M. E. Abdelaziz ja S. G. Zakhary. "Development of radio frequency ion sources and their applications". Teoksessa: *Proceedings of the Sixteenth National Radio Science Conference. NRSC'99 (IEEE Cat. No.99EX249)*. 1999, H11/1–H1115.
- [11] R. Trassl. *Development of ECR ion source*. 2012. URL: <https://cds.cern.ch/record/1967371/files/CERN-2013-007-p203.pdf>.
- [12] B. Marsh. *Resonance Ionization Laser Ion Sources*. 2013. URL: <https://cds.cern.ch/record/1967371/files/CERN-2013-007-p203.pdf>.
- [13] B. Ghosh. *Basic Plasma Physics*. Oxford: Alpha Science International, 2014. ISBN: 978-1842658567.
- [14] M. Moisan ja J. Pelletier. *Physics of Collisional Plasmas - Introduction to High-Frequency Discharges*. Dordrecht: Springer, 2012. ISBN: 978-94-007-4558-2.
- [15] B. M. Smirnov. *Fundamentals of Ionized Gases*. John Wiley & Sons, Ltd, 2011. ISBN: 9783527637102. DOI: 10.1002/9783527637102.fmatter.
- [16] A. Wolski. "Maxwell's Equations for Magnets". arXiv:1103.0713 (maaliskuu 2011), 1–38. 38 p. DOI: 10.5170/CERN-2010-004.1.
- [17] URL: <https://images-of-elements.com/helium.php> (viitattu 23.01.2020).
- [18] T. Märk ja G. Dunn. *Electron Impact Ionization*. Wien: Springer-Verlag Wien, 1985. ISBN: 978-3-7091-4028-4.
- [19] R. Rejoub, B. G. Lindsay ja R. F. Stebbings. "Determination of the absolute partial and total cross sections for electron-impact ionization of the rare gases". *Phys. Rev. A* 65 (4 huhtikuu 2002), s. 042713. DOI: 10.1103/PhysRevA.65.042713.
- [20] E. E. Kunhardt ja L. H. Luessen. *Electrical Breakdown and Discharges in Gases, Part A Fundamental Processes and Breakdown*. New York: SpringerUS, 1982. ISBN: 978-1-4684-4409-4.
- [21] G. Castro ym. "Note: Enhanced production of He<sup>+</sup> from the Versatile Ion Source (VIS) in off-resonance configuration". *Review of Scientific Instruments* 85.9 (2014), s. 096109. DOI: 10.1063/1.4895603.

- [22] J. Tuunanen. *MicroAlphatross CAD-piirroksat*. 2020.
- [23] I. Langmuir ja K. T. Compton. "Electrical Discharges in Gases, Part II. Fundamental Phenomena in Electrical Discharges". *Reviews of Modern Physics* 3 (1931). DOI: 10.1103/RevModPhys.3.191.
- [24] J. R. Coupland ym. "A Study of the Ion Beam Intensity and Divergence Obtained from a Single Aperture Three Electrode Extraction System". *Review of Scientific Instruments* 44.9 (1973), s. 1258–1270. DOI: 10.1063/1.1686366.
- [25] F. Paschen. "Ueber die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff und Kohlensäure bei verschiedenen Drucken erforderliche Potentialdifferenz". *Annalen der Physik* 273.5 (1889), s. 69–96. DOI: 10.1002/andp.18892730505.
- [26] J. S. TOWNSEND. "The Conductivity produced in Gases by the Motion of Negatively-charged Ions". *Nature* 62.1606 (elokuu 1900), s. 340–341. DOI: 10.1038/062340b0.
- [27] J. S. TOWNSEND. "LXXVIII. The mode of conduction in gases". *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 22.131 (1911), s. 816–818. DOI: 10.1080/14786441108637178.
- [28] H. Wiedemann. *Particle Accelerator Physics*. Graduate Texts in Physics. Springer International Publishing, 2015. ISBN: 9783319183176.
- [29] J. Sarén. *FYSS3550 Ydin- ja kiihdytinhysiikan kokeelliset menetelmät, luentomateriaali*. 2019.
- [30] S. Rajappan Achary. "Effects and Modifications in In/Se and In/Sb Systems by Swift Heavy Ion Irradiation". Väitöskirja. Lokakuu 2008.
- [31] A. Chao. *Handbook of Accelerator Physics And Engineering*. Singapore: World Scientific, 1999. ISBN: 976-981-4415-86-6.
- [32] M. Laitinen. *Valokuva Pelletron-kiihdyttimestä kiihdytinpohjaisen materiaalfysiikan laboratoriossa*. 2010. URL: [http://users.jyu.fi/~mlaitin/Pelletron\\_PR/pelletron-lab-panorama\\_cropped.jpg](http://users.jyu.fi/~mlaitin/Pelletron_PR/pelletron-lab-panorama_cropped.jpg).
- [33] J. Schroeder, C. Howell ja G. Norton. "A new 3 MV tandem pelletron system". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 24-25 (1987), s. 763–766. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(87\)80242-2](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(87)80242-2).

- [34] E. Lin ym. "3 MV Pelletron accelerator at IPAS". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 56-57 (1991), s. 996–999. DOI: [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(91\)95080-W](https://doi.org/10.1016/0168-583X(91)95080-W).
- [35] L. Celona. "Microwave Discharge Ion Sources". *CERN Yellow Report/arXiv:1411.0538* (2014). DOI: 10.5170/CERN-2013-007.421.
- [36] T. Kalvas. *Yksityinen keskustelu*. 2020.
- [37] *Alphatross Source RF-Charge Exchange Ion Source*. Tekninen raportti. Middleton, WI, USA: National Electrostatics Corp., 2017.
- [38] A. S. Schlachter. "Formation of negative ions by charge transfer: He<sup>-</sup> to Cl<sup>-\*</sup>". *AIP Conference Proceedings* 111.1 (1984), s. 300–332. DOI: 10.1063/1.34431.
- [39] R. Girnius ja L. Anderson. "Collisions of He<sup>+</sup> ions with a Rb vapor target". *Nuclear Instruments and Methods* 137.2 (1976), s. 373–378. DOI: [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(76\)90347-5](https://doi.org/10.1016/0029-554X(76)90347-5).
- [40] H.-S. Lee, J.-G. BAK ja H.-I. Bak. "Construction of Rb Charge Exchange Cell and Characteristic Experiment for He<sup>-</sup> Ion Production". *Nuclear Engineering and Technology* 23 (tammikuu 1991).
- [41] O. Tarvainen. *yksityinen keskustelu*. 2020.
- [42] A. S. Schlachter ym. "Charge-Exchange Collisions Between Helium Ions and Cesium Vapor in the Energy Range 1.5-25 keV". *Phys. Rev.* 174 (1 lokakuu 1968), s. 201–211. DOI: 10.1103/PhysRev.174.201.
- [43] P. Strehl. *Beam Instrumentation and Diagnostics*. Berlin: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006. ISBN: 978-3-540-26404-0.
- [44] A. A. Vlasov. "THE VIBRATIONAL PROPERTIES OF AN ELECTRON GAS". *Soviet Physics Uspekhi* 10.6 (kesäkuu 1968), s. 721–733. DOI: 10.1070/PU1968V010N06ABEH003709.
- [45] S. D. Poisson. "Remarques sur une équation qui se présente dans la théorie des attractions des sphéroïdes". *Bulletin de la société philomatique* 3.75 (1813).
- [46] L. W. Parker ja E. C. Sullivan. *Iterative methods for plasma sheath calculations: Application to spherical probe*. Tekninen ohje 19740009329. Washington, United States: NASA, 1973.



- [47] J. Whealton. "Expeditious vlasov solver for computation of ion extraction from a plasma". *Journal of Computational Physics* 40.2 (1981), s. 491–496. DOI: [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(81\)90224-2](https://doi.org/10.1016/0021-9991(81)90224-2).
- [48] T. Kalvas. *Ion Beam Simulation -simulaatiokirjasto*. luettu 10.5.2020. 2018. URL: <http://ibsimu.sourceforge.net/>.
- [49] J. Whealton, R. McGaffey ja P. Meszaros. "A finite difference 3-D Poisson-Vlasov algorithm for ions extracted from a plasma". *Journal of Computational Physics* 63.1 (1986), s. 20–32. DOI: 10.1016/0021-9991(86)90082-3.
- [50] S. Mazumder. *Numerical Methods for Partial Differential Equations*. Toim. S. Mazumder. Academic Press, 2016. ISBN: 978-0-12-849894-1.
- [51] Z. Song ym. "Minipermanent magnet high-current microwave ion source". *Review of Scientific Instruments* 77.3 (2006), 03A305. DOI: 10.1063/1.2150807.
- [52] K. Leung, S. Walther ja H. Owren. "A Compact Microwave Ion Source". *Nuclear Science, IEEE Transactions on* 32 (marraskuu 1985), s. 1803–1805. DOI: 10.1109/TNS.1985.4333729.
- [53] J. Komppula ja T. Kalvas. *Sähköpostikeskustelu*. 28. huhtikuuta 2014.



## A Simulaatiokoodilista

Simulaatiokoodi ja vaadittavat tiedostot <https://github.com/MikkoKivekas/GraduSimut/tree/master/simu>.

simu.cpp

```
#include <fstream>
#include <iomanip>
#include <limits>
#include "epot_bicgstabsolver.hpp"
// #include "epot_umfpacksolver.hpp"
#include "meshvectorfield.hpp"
#include "dxf_solid.hpp"
#include "mydxffile.hpp"
#include "gtkplotter.hpp"
#include "geomplotter.hpp"
#include "geometry.hpp"
#include "func_solid.hpp"
#include "epot_efield.hpp"
#include "error.hpp"
#include "ibsimu.hpp"
#include "trajectorydiagnostics.hpp"
#include "particledatabase.hpp"
#include "particlediagplotter.hpp"

using namespace std;

const int nrounds = 15;
const double r0 = 0.75e-3;
const double rplasma = 2.0e-3;
```

```
const double h = 4e-5;
const double Nperh = 1000.0;
const uint32_t Npart = Nperh*rplasma/h;

const double q = 1.0;
const double m = 4.0;
const double E0 = 4.0;

const double Tp = 0.0;
const double Tt = 0.5;

const double Te = 5.0;
const double Up = 5.0;
const double Vplasma = 0;
const double Vpuller = -7e3;
const double Veinzel = -1.375e3;
const double Vconv = -7e3;
const double Vgnd = -15e3;
const double Veinzel2 = -20e3;
const double I = 1e-3;
const double J = 1.35*I/(M_PI*r0*r0);

const double sc_alpha = 0.5;
string stamp = "_10";

void simu( int argc, char **argv )
{
    double sizereq[3] = { 71.0e-3,
                        25.0e-3,
                        0.0e-3 };
    Int3D meshsize( (int)floor(sizereq[0]/h)+1,
                   (int)floor(sizereq[1]/h)+1,
                   (int)floor(sizereq[2]/h)+1 );
```

```

Vec3D origo( -1e-3, 0, 0 );
Geometry geom( MODE_CYL, meshsize, origo, h );

MyDXFFile *dxffile = new MyDXFFile( "muokattu9.dxf" );
dxffile->set_warning_level( 2 );
MyDXFEntities *e = dxffile->get_entities();
MyDXFEntitySelection *sel = e->selection_all();
e->scale( sel, dxffile, 1.0e-3 );

DXFSolid *s1 = new DXFSolid( dxffile, "plasma" );
geom.set_solid( 7, s1 );
DXFSolid *s2 = new DXFSolid( dxffile, "puller" );
geom.set_solid( 8, s2 );
DXFSolid *s3 = new DXFSolid( dxffile, "einzel" );
geom.set_solid( 9, s3 );
DXFSolid *s4 = new DXFSolid( dxffile, "conv" );
geom.set_solid( 10, s4 );
DXFSolid *s5 = new DXFSolid( dxffile, "gnd" );
geom.set_solid( 11, s5 );
//DXFSolid *s6 = new DXFSolid( dxffile, "einzel2" );
//geom.set_solid( 12, s6 );

geom.set_boundary( 1, Bound(BOUND_NEUMANN, 0.0) );
geom.set_boundary( 2, Bound(BOUND_DIRICHLET, Vconv) );
geom.set_boundary( 3, Bound(BOUND_NEUMANN, 0.0) );
geom.set_boundary( 4, Bound(BOUND_NEUMANN, 0.0) );

geom.set_boundary( 7, Bound(BOUND_DIRICHLET, Vplasma) );
geom.set_boundary( 8, Bound(BOUND_DIRICHLET, Vpuller) );
geom.set_boundary( 9, Bound(BOUND_DIRICHLET, Veinzel) );
geom.set_boundary( 10, Bound(BOUND_DIRICHLET, Vconv) );
geom.set_boundary( 11, Bound(BOUND_DIRICHLET, Vgnd) );
//geom.set_boundary( 12, Bound(BOUND_DIRICHLET, Veinzel2) );
geom.build_mesh();

```

```

EpotBiCGSTABSolver solver( geom );
//EpotUMFPACKSolver solver( geom );
InitialPlasma initp( AXIS_X, 0.2e-3 );
solver.set_initial_plasma( Up, &initp );

EpotField epot( geom );
MeshScalarField scharge( geom );
MeshScalarField scharge_ave( geom );

// Define magnetic field
bool fout[3] = {true, true, false};
MeshVectorField bfield( MODE_CYL, fout, 1.0e-3, 1.0, "bfield_2d.dat" );
field_extrpl_e bfldextrpl[6] = { FIELD_ZERO, FIELD_ZERO,
                                FIELD_ZERO, FIELD_ZERO,
                                FIELD_ZERO, FIELD_ZERO };
bfield.set_extrapolation( bfldextrpl );
bfield.translate( Vec3D(-4e-3,0,0) );

//MeshVectorField bfield(geom,fout);
EpotEfield efield( epot );
field_extrpl_e efldextrpl[6] = { FIELD_EXTRAPOLATE, FIELD_EXTRAPOLATE,
                                FIELD_SYMMETRIC_POTENTIAL, FIELD_EXTRAPOLATE,
                                FIELD_EXTRAPOLATE, FIELD_EXTRAPOLATE };
efield.set_extrapolation( efldextrpl );

ParticleDataBaseCyl pdb( geom );
pdb.set_max_steps( 1000 );
bool pmirror[6] = { false, false, true, false, false, false };
pdb.set_mirror( pmirror );
pdb.set_polyint( true );

PPlasmaBfieldSuppression psup( epot, 20.0 );
pdb.set_bfield_suppression( &psup );

```

```

    ibsimu.message(1) << "J = " << J << " A/m2\n";

    double rho_tot;
    for( size_t i = 0; i < nrounds; i++ ) {

    ibsimu.message(1) << "Iteration round " << i << "\n";

    if( i == 1 ) {
        solver.set_pexp_plasma( rho_tot, Te, Up );
    }

    solver.solve( epot, scharge_ave );
    //int iterc = solver.get_iter();
    //if( iterc == 0 ) {
    //ibsimu.message(1) << "Zero iterations, breaking cycle\n";
    //break;
    //}
    efield.recalculate();

    pdb.clear();
    ibsimu.message(1) << "J = " << J << " A/m2\n";
    pdb.add_2d_beam_with_energy( Npart, J, q, m, E0, Tp, Tt,
        origo[0], 0.0,
        origo[0], rplasma );
        pdb.iterate_trajectories( scharge, efield, bfield );
    rho_tot = pdb.get_rhosum();

    if( i == 0 ) {
        scharge_ave = scharge;
    } else {
        double sc_beta = 1.0-sc_alpha;
        uint32_t nodecount = scharge.nodecount();
        for( uint32_t b = 0; b < nodecount; b++ ) {

```

```

        scharge_ave(b) = sc_alpha*scharge(b) + sc_beta*scharge_ave(b);
    }
}

// Trajectory diagnostics
TrajectoryDiagnosticData tdata;
std::vector<trajectory_diagnostic_e> diagnostics;
diagnostics.push_back( DIAG_R );
diagnostics.push_back( DIAG_RP );
pdb.trajectories_at_plane( tdata, AXIS_X, geom.max(0)-geom.h(), diagnostics )
Emittance emit( tdata(0).data(), tdata(1).data() );

// Output
ofstream dout( "emittance.txt", ios_base::app );
dout << emit.alpha() << " "
      << emit.beta() << " "
      << emit.epsilon() << "\n";
dout.close();

if( i == nrounds-1 ) {
    MeshScalarField tdens( geom );
    pdb.build_trajectory_density_field( tdens );

    GTKPlotter plotter( &argc, &argv );
    plotter.set_geometry( &geom );
    plotter.set_epot( &epot );
    plotter.set_bfield( &bfield );
    plotter.set_scharge( &scharge );
    plotter.set_trajdens( &tdens );
    plotter.set_particledatabase( &pdb );
    plotter.new_geometry_plot_window();
    plotter.run();
}
}

```



```

geom.save( "geom.dat" );
epot.save( "epot.dat" );
pdb.save( "pdb.dat" );

// Write output file containing all particles
ofstream fileOut( "particles_out.txt" );
for( size_t k = 0; k < pdb.size(); k++ ) {

ParticleCyl &pp = pdb.particle( k );

// Skip ions not at the end
if( pp(PARTICLE_X) < geom.max(0)-geom.h() )
    continue;

fileOut << setw(12) << pp.IQ() << " ";
// t, x, vx, r, vr, w
for( size_t j = 0; j < 6; j ++ )
    fileOut << setw(12) << pp(j) << " ";
fileOut << "\n";
}
fileOut.close();

GeomPlotter geomplotter( geom );
geomplotter.set_size( 1500, 1500 );
geomplotter.set_epot( &epot );
geomplotter.set_particle_database( &pdb );
vector<double> eqpotlines;
eqpotlines.push_back( -4.0 );
eqpotlines.push_back( -2.0 );
eqpotlines.push_back( -1.0 );
eqpotlines.push_back( 0.0 );
eqpotlines.push_back( 1.0 );
eqpotlines.push_back( 2.0 );

```

```

    eqpotlines.push_back( 4.0 );
    geomplotter.set_eqlines_manual( eqpotlines );
    geomplotter.set_scharge( &scharge_ave );
    geomplotter.plot_png( "particle_plot" + stamp + ".png" );

    if( false ) {
MeshScalarField tdens( geom );
pdb.build_trajectory_density_field( tdens );
GTKPlotter plotter( &argc, &argv );
plotter.set_geometry( &geom );
plotter.set_epot( &epot );
plotter.set_bfield( &bfield );
plotter.set_efield( &efield );
plotter.set_scharge( &scharge );
plotter.set_trajdens( &tdens );
plotter.set_particledatabase( &pdb );
plotter.new_geometry_plot_window();
plotter.run();
    }
}

int main( int argc, char **argv )
{
    remove( "emittance.txt" );

    try {
//ibsimu.set_message_output( "ibsimu" + stamp + ".txt" );
        ibsimu.set_message_threshold( MSG_VERBOSE, 1 );
ibsimu.set_thread_count( 4 );
simu( argc, argv );
    } catch( Error e ) {
e.print_error_message( ibsimu.message( 0 ) );
        exit( 1 );
    }
}

```

```
    }  
  
    return( 0 );  
}
```