
**Ionisuihkun laadun ja siirtolinjan toiminnan
kartoittaminen Jyväskylän yliopiston fysiikan laitoksen
kiihdytinlaboratoriossa**

Ville Toivanen



Pro gradu
JYVÄSKYLÄN YLIOPISTO
FYSIIKAN LAITOS
Kesäkuu 2008

Kiitokset

Haluan kiittää tutkielmani onnistumisesta koko Jyväskylän yliopiston fysiikan laitoksen henkilökuntaa, erityisesti työni ohjaajaa ja tarkastajaa Hannu Koivistoa sekä toista tarkastajaa Juha Merikoskea. Lisäksi haluan kiittää Tommi Roposta lukuisista mittauksiin liittyvistä käytännön ohjeistuksista. Suuri kiitos kuuluu myös kaikille ystäväilleni, opiskelutovereilleni ja perheelleni, joilta saamani tuki tämän projektin aikana on ollut korvaamatonta.

Jyväskylässä 3.6.2008

Ville Toivanen

Tiivistelmä

Jyväskylän yliopiston fysiikan laitoksella käytetään korkeasti varattuja ionisuihkuja niin tutkimuksen tarpeisiin kuin myös erilaisiin sovelluskohteisiin. Varsinkin tutkimuskäyttöön tarvitaan entistä korkeampia ionisuihkun intensiteettejä. Tämän vaatimuksen täyttämiseksi on kohdattu ongelmia. Vaikka ionilähteen tuottaman ionisuihkun intensiteettiä nostetaan, tutkimusryhmille saapuvan ionisuihkun määrä ei lisäännä samassa suhteessa. Se saattaa jopa laskea. Tässä tutkielmassa pyrittiin kartoittamaan ionisuihkujen laatua ja siirtolinjan tämänhetkistä tilaa. Tulosten avulla voidaan selvittää, johtuvatko ionisuihkun kuljetuksessa havaitut ongelmat ionisuihkun huonosta laadusta ja siirtolinjan toimivuuden ongelmista.

Mittauksissa havaittiin, että siirtolinjan läpäisy heikkenee voimakkaasti ionisuihkun lähtöintensiteetin noustessa. Vertailusuihkulle $^{40}\text{Ar}^{8+}$ koko kiihdytinlaitteiston läpäisy satureitui noin 6 % alueelle, kun lähtöintensiteetti oli yli 100 μA . Läpäisyä laskiessa myös ionisuihkun emittanssi kasvoi. Ionilähteen kiihdytysjännitteen nostamisen havaittiin parantavan läpäisyä voimakkaasti. Suurilla intensiteeteillä läpäisy voitiin jopa kaksinkertaistaa. Samalla myös ionisuihkun emittanssi laski selvästi.

Syklotronin syötön havaittiin olevan ionisuihkun kuljetuksen pullonkaula. Lähtöintensiteetin noustessa syötössä tapahtuvat intensiteettihäviöt voimistuivat edelleen. Todennäköisesti tämä on seurausta ionisuihkun huonosta laadusta, mikä aiheuttaa ongelmia syklotronin inflektorilla. Korkeilla intensiteeteillä myös injektioelinjan läpäisy alkoi selvästi laskea. Syklotronin läpäisyä havaittiin riippuvan hyvin vähän käytetystä lähtöintensiteetistä.

Injektioelinjan alkupään voimakkaan solenoidifokusoinnin havaittiin huonontavan ionisuihkun laatua voimakkaasti. Mittaukset tukevat päätelmää, jonka mukaan solenoidit aiheuttavat onttoja ionisuihkuja. Ionisuihkujen onttoisuus on tällä hetkellä selvästi suurin ionisuihkun laatuun liittyvä ongelma. Lisäksi solenoidien havaittiin kasvattavan ionisuihkun emittanssia. Solenoidien lisäksi ainakin ionilähteen jälkeinen analysointimagneetti huonontaa ionisuihkun laatua. Mittauksissa havaittiin, että analysointimagneetissa on aberraatioita, jotka aiheuttavat ionisuihkuun epäsymmetrisyyttä.

Sisältö

1 Johdanto	1
2 Peruskäsitteitä	2
2.1 Ionisuihku ja sen ominaisuuksia	2
2.2 Siirtolinja ja sen ominaisuuksia	5
3 Ionioptiikkaa	7
3.1 Varatun hiukkasen liike sähkömagneettisessa kentässä	7
3.2 Koordinaatistojen valinnat	9
3.3 Hiukkasen liike- ja ratayhtälöt	13
3.4 Ratayhtälön ratkaisu	17
3.5 Matriisiformalismi	18
3.6 Ohuen linssin approksimaatio	21
3.7 Hillin yhtälön ratkaisu ja Twissin parametrit	22
3.8 Hiukkasen radan tarkempi ratkaisu ja dispersio	25
3.9 Liouvillen teoreema	27
3.10 Emittanssi	28
3.10.1 Yksittäisen hiukkasen emittanssi	28
3.10.2 Ionisuihkun emittanssi	29
3.10.3 Geometrinen, rms- ja normitettu emittanssi	30
3.10.4 Emittanssi ja ionisuihkun käyttäytyminen	32
3.11 Kirkkaus	35
3.12 Akseptanssi	36
4 Siirtolinjassa käytetyt komponentit	37
4.1 Kääntömagneetit	37
4.2 Fokusointielementit	39
4.2.1 Solenoidi	39
4.2.2 Kvadrupoli	40
4.2.3 Einzel-linssi	43
4.3 Diagnostiikkaelementit	44

4.3.1	Faradayn kupit	44
4.3.2	Emittanssimittarit	45
4.3.3	Heijastelevyt	49
4.4	Muita komponentteja	49
5	ECR-ionilähteen toimintaperiaate	51
5.1	Tyhjiövaatimukset	52
5.2	Magneettikenttäkonfiguraatio	52
5.3	Plasman tuottaminen mikroaalloilla	53
5.4	Elektronitiheys ECR-ionilähteen plasmassa	54
5.5	Ionisuihkujen tuottaminen eri materiaaleista	55
5.6	Ekstraktio	56
6	Käytetty laitteisto	57
6.1	JYFL 14 GHz ECR-ionilähde	57
6.2	JYFL siirtolinja	60
6.3	Emittanssin mittaustaliteisto	65
6.4	Heijastelevyt	66
6.5	JYFL K-130 syklotroni	67
7	Suoritettut mittaukset	70
7.1	Emittanssimittaukset	71
7.2	Läpäisymittaukset	71
7.3	Heijastelevyillä suoritettut mittaukset	72
7.4	Tietokonesimulaatiot	73
7.5	Mittaustulosten virhe	73
8	Havainnot ja tulokset	74
8.1	Siirtolinjan ja syklotronin läpäisy	74
8.1.1	Kokonaisläpäisy intensiteetin funktiona	74
8.1.2	Kokonaisläpäisy eri kiihdytysjännitteillä ja varausasteilla	78
8.1.3	Osaläpäisy	80
8.2	Intensiteetin käyttäytyminen siirtolinjassa	82

8.3	Havainnot ionisuihkun emittanssista	84
8.3.1	Kiihdytysjännitteen ja varausasteen vaikutus emittanssiin . .	84
8.3.2	Emittanssi eri varausasteille samalla energialla	87
8.3.3	Emittanssin ja läpäisyn suhde	88
8.4	Solenoidifokusoinnin vaikutuksia ionisuihkun laatuun	93
8.4.1	Emittanssin kasvu	93
8.4.2	Ontot ionisuihkut	98
8.5	Kollimaattorin COLJ1 poistaminen	102
8.6	Dipoliaberraatioiden vaikutus ionisuihkun laatuun	104
8.6.1	Kenttäaberraatio	104
8.6.2	Kulma-aberraatio	106
9	Yhteenveto ja johtopäätöksiä	109
	Viitteet	114

Kuvat

1	Ionisuihkun energiaresoluutio	4
2	Ympyräkoordinaatisto ionin kuvaamiseen kehämäisessä rakenteessa	10
3	Käyräviivainen koordinaatisto	11
4	Hiukkasen etenemiskulmien määrittely	12
5	Yksittäisen hiukkasen emittanssiellipsi faasiavaruudessa	29
6	Emittanssiellipsin asento ja ionisuihkun käyttäytyminen	33
7	Aberraatioiden vaikutus emittanssiellipsin muotoon	33
8	Emittanssiellipsin määrittely Twissin parametrien avulla	34
9	Akseptanssin määrittäminen kahdelle rakolevyille	36
10	Hyperbolisten napojen muodostama magneettinen kvadrupolikenttä	41
11	Kvadrupoli fokusoii ionisuihkua yhdessä tasossa ja defokusoii toisessa	42
12	Jarruttavan Einzel-linssin toimintaperiaate	44
13	Skemaattinen kuva Faradayn kupista	45
14	Allison-emittanssiskannerin perusrakenne	46
15	Geometria säteen r ja kulman α välisen relaation laskemiseksi	47
16	ECR-ionilähteen perusrakenne	51
17	ECR-ionilähteen tyypilliset magneettikentät	53
18	JYFL 14 GHz ECRIS	57
19	JYFL 14 GHz ECR-ionilähteen ekstraktiogeometria	59
20	Koko injektioinjan rakenne ionilähteeltä syklotronille	60
21	J-linja JYFL 14 GHz ECR-ionilähteeltä switch-magneetille	61
22	I-linja switch-magneetilta kääntömagneetille DI2	62
23	I-linja kääntömagneetilta DI2 K-130 syklotronille	63
24	Esimerkki emittanssiskannerin antamasta emittanssikuvasta	66
25	Analysointimagneetin jälkeisen heijastelevyn asettelu siirtolinjaan .	67
26	Syklotronin yksinkertaistettu toimintaperiaate	68
27	$^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkun kokonaisläpäisy	75
28	$^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkun läpäisy 9,92 kV kiihdytysjännitteellä	75
29	$^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkun läpäisy 3. harmonisella	76
30	$^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkun kokonaisläpäisy	77

31	$^{40}\text{Ar}^{9+}$ -ionisuihkun läpäisy eri kiihdytysjännitteillä	78
32	$^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkun osaläpäisyjen muutokset	81
33	Syklotronin kokonaisläpäisy $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkulle	82
34	$^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkun intensiteetin käyttäytyminen, kun $h = 2$	83
35	$^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkun intensiteetin käyttäytyminen, kun $h = 3$	84
36	Ionisuihkun emittanssi eri kiihdytysjännitteillä ja varausasteilla	86
37	Ionisuihkun emittanssikuviot eri kiihdytysjännitteillä ja varausasteilla	86
38	Samalla energialla mitattujen ionisuihkujen emittanssikuviot	88
39	Ionisuihkun emittanssin ja läpäisyn käyttäytyminen	89
40	Läpäisymittauksen emittanssikuviot eri intensiteeteillä	90
41	Emittanssi ja läpäisy eri kiihdytysjännitteillä ja varausasteilla	92
42	Emittanssi ja intensiteetti SOLJ1:n ja SOLJ2:n virran funktiona	93
43	Emittanssi ja intensiteetti SOLJ1:n virran funktiona	94
44	Solenoidin vaikutusten simulointiin käytetyn ionisuihkun poikkileikkaus ja emittanssit	96
45	$^{40}\text{Ar}^{9+}$ -ionisuihku eri SOLJ1:n virroilla (kiihdytysjännite 9,75 kV)	97
46	$^{40}\text{Ar}^{9+}$ -ionisuihku eri SOLJ1:n virroilla (kiihdytysjännite 12,14 kV)	97
47	$^{40}\text{Ar}^{9+}$ -ionisuihku eri SOLJ1-2:n virroilla (kiihdytysjännite 13,5 kV)	98
48	$^{40}\text{Ar}^{11+}$ -ionisuihku eri SOLJ1:n virroilla (kiihdytysjännite 10 kV)	100
49	$^{16}\text{O}^{5+/6+}$ -ionisuihkut eri SOLJ1:n virroilla (kiihdytysjännite 9,75 kV)	101
50	$^{40}\text{Ar}^{8+/9+}$ -ionisuihkut eri SOLJ1:n virroilla (kiihdytysjännite 9,75 kV)	102
51	Intensiteetit ennen COLJ1:n poistamista ja sen jälkeen	103
52	Esimerkkejä dipolin aiheuttamasta kenttäaberraatiosta	105
53	Ionisuihkun poikkileikkaus ja DIMAD-simulaation antama kuva	106
54	Esimerkkejä dipolin aiheuttamasta kulma-aberraatiosta	107
55	Simulaation antamat Twissin β -funktiot $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkulle, kun dipolin reunakulmina on 30 ja 32 astetta	107
56	Simulaation antamat verhoikäyrät $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkulle, kun dipolin reunakulmina on 30 ja 32 astetta	108
57	Simulaation antamat verhoikäyrät $^{40}\text{Ar}^{9+}$ -ionisuihkulle, kun dipolin reunakulmina on 30 ja 32 astetta	109

1 Johdanto

Jyväskylän yliopiston fysiikan laitoksella (JYFL) käytetään korkeasti varattuja ionisuihkuja ydin- ja materiaalfysiikan tutkimuksen tarpeisiin. Lisäksi tuotetuilla ionisuihkuilla on lukuisia muita tärkeitä sovelluskohteita, kuten esimerkiksi avaruusteknologian säteilytystestaus Euroopan avaruusjärjestön ESA:n tarpeisiin, nanoteknologian materiaalitutkimus ja lääkeisotooppien valmistaminen. JYFL:ssä tutkimukseen tarvittavat korkeasti varatut ionisuihkut tuotetaan kahdella ECR (Electron Cyclotron Resonance) -ionilähteellä ja kiihdytetään käyttämällä K-130 syklotronia. Ionisuihkut kuljetetaan ionilähteeltä kiihdyttimelle ja kiihdyttimeltä tutkimusryhmien tiloihin siirtolinjan avulla.

Nykytutkimuksen suunta on kohti voimakkaampia ionisuihkujen intensiteettejä. Mitä enemmän kiihdytettyä ionisuihkuja voidaan kuljettaa kohtiolle, sitä enemmän tutkimusryhmät voivat havaita tutkimiaan tapahtumia ja reaktioita tietyssä ajassa. Käyttämällä korkeampia intensiteettejä voidaan tutkia reaktioita, joiden vaikutusalat ovat hyvinkin pieniä. Korkeammilla intensiteeteillä tutkimuksiin tarvittavien tulosten saamiseen voi mennä vuosien yhtämittaisen mittausajan sijasta kenties vain viikkoja. Mittausten nopeutumisen mukanaan tuomat edut tutkimukselle ovat ilmeiset.

Intensiteetin nostamisessa on kuitenkin havaittu ongelmia. Vaikka ionilähteeltä lähtevän ionisuihkun intensiteettiä nostetaan, kohtiolle saapuvan ionisuihkun määrä ei lisäännä samassa suhteessa. Joissakin tapauksissa on jopa havaittu, että kohtiolle saapuu entistä vähemmän käyttökelpoista ionisuihkuja.

Pääsyy ongelmiin on todennäköisesti ionisuihkun huono laatu. Jos ionisuihkun laatu on huono, kuljetuksen aikaiset häviöt lisääntyvät voimakkaasti, mikä vähentää ionisuihkun määrää siirtolinjan lopussa. Epäselvää kuitenkin on, mistä ionisuihkun laadun heikkeneminen johtuu. Ongelmat voivat olla peräisin ionilähteen ominaisuuksista, ionisuihkun ekstraktioon käytetystä geometriasta tai siirtolinjan rakenteesta.

Tutkimus ongelmien korjaamiseksi on luontevinta aloittaa tilanteen kartoittamisella. Tässä tutkielmassa on pyritty mittausten avulla selvittämään siirtolinjan toiminnan nykytilaa. Tutkimuksen keskittäminen aluksi siirtolinjaan on järkevää, koska vaikka ionilähde tuottaisi huonolaatuista ionisuihkuja ja se voitaisiin korja-

ta, ei muutoksesta olisi mitään hyötyä, jos siirtolinja joka tapauksessa huonontaisi ionisuihkun laatua kuljetuksen aikana.

Vaikka siirtolinjan toimintaa mitattiin myös kokonaisuudessaan, suuri osa suorite-
tuista mittauksista kohdistuu siirtolinjan alkupäähän. Ionisuihkun laatuun vaikut-
tavat erilliset ilmiöt voidaan nähdä selvimmin heti kuljetuksen alussa, ennen kuin
muut ilmiöt ja komponenttien vaikutukset piilottavat ne alleen.

Tutkielman alussa keskitytään selventämään ionisuihkuihin ja siirtolinjoihin liit-
tyvää teoriaa ja käsitteistöä. Peruskäsitteistön ja termistön esittelyn jälkeen siir-
rytään ionioptiikkaan. Ionioptiikkaa käydään läpi varsin laajasti, koska se määrää
kuinka ionisuihku käyttäytyy kuljetuksen aikana ja auttaa siten ymmärtämään
tutkittuja ilmiöitä. Myös siirtolinjoissa käytettyjen yleisimpien komponenttien ja
ECR-ionilähteen toiminnan teoriaa käydään läpi. Tutkielman loppupuolella kes-
kitytään käytetyn laitteiston esittelyyn, suoritettuihin mittauksiin ja niiden an-
tamiin tuloksiin. Tulosten perusteella pyritään kartoittamaan ionisuihkun laatua,
siirtolinjan roolia laadun määräytymisessä sekä siirtolinjan toiminnan pullonkau-
loja ionisuihkun kuljetuksessa.

2 Peruskäsitteitä

Tässä luvussa esitellään lyhyesti joitakin kiihdytinfysiikan peruskäsitteitä, jotka
liittyvät läheisesti ionisuihkuihin ja siirtolinjoihin. Kattavampi esitys näistä suu-
reista löytyy esimerkiksi lähteistä [1] ja [33].

2.1 Ionisuihku ja sen ominaisuuksia

Ionilla tarkoitetaan sähköisesti varattua hiukkasta. Jos suuri määrä ioneja kiihdy-
tetään kollektiiviseen liikkeeseen, kyseessä on ionisuihku. Ionisuihkut luokitellaan
yleensä sen mukaan, minkä alkuaineen ioneja ne sisältävät. Yleensä kiihdytinfy-
siikan sovelluksissa on pyrkimyksenä tuottaa ns. puhtaita ionisuihkuja, joissa on
vain yhdenlaisia ioneja. Esimerkiksi voidaan valmistaa ionisuihku, joka sisältää
vain massalukua 40 olevan argonin atomeja, jotka ovat menettäneet kahdeksan
elektronia. Tällöin puhutaan $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkusta ja sanotaan, että ionisuihkun
(tai ionin) varausaste on kahdeksan.

Koska ionisuihkun ionit ovat liikkeessä, syntyy sähkövirta. Kiihdytinfysiikassa tätä ionivirtaa kutsutaan yleensä ionisuihkun intensiteetiksi, koska se antaa jonkinlaisen mitan ionisuihkun määrälle, kun varausaste tunnetaan. Koska ionisuihku muodostuu samanmerkkisesti varatuista ioneista, ionit hylkivät toisiaan Coulombin repulsion vuoksi. Ionisuihkun yhteisvarausa kutsutaan yleensä avaruusvaraukseksi, ja sen aikaansaaman hylkimisreaktion takia on olemassa teoreettinen yläraja sille, kuinka tiiviisti ioneja voidaan kuljettaa. Tämän teoreettisen ylärajan sähkökentällä kiihdytetyn ionisuihkun virtatiheydelle antaa Child-Langmuirin laki [1]

$$j = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2q}{m}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{d^2}, \quad (1)$$

missä $\epsilon_0 \approx 8,85419 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}}$ on tyhjiön permittiivisyys, q on ionin varaus ja m massa, V ionien kiihdytykseen käytetty jännite ja d niiden elektrodien välimatka, joiden välillä kiihdyttävä jännite on.

Ionisuihkun intensiteetin yksikkö on *ampeeri* eli A . Varsinkin ydinfysiikassa intensiteetille käytetään kuitenkin joskus yksikköä *partikkeliampeeri*, mikä saadaan jakamalla todellinen sähköinen intensiteetti ionisuihkun ionien varausasteella. Tällöin esimerkiksi $80 \mu A$ intensiteetti $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkua vastaa $10 p\mu A$:a. Joissakin julkaisuissa sähköisen intensiteetin yksikölle käytetään myös jotakin lisämerkintää, esimerkiksi $e\mu A$. Tällaiset lisämerkinnät suureiden yksiköissä ovat kuitenkin virheellisiä ja yleensä enemmän sekoittavat kuin selventävät esitettävää asiaa.

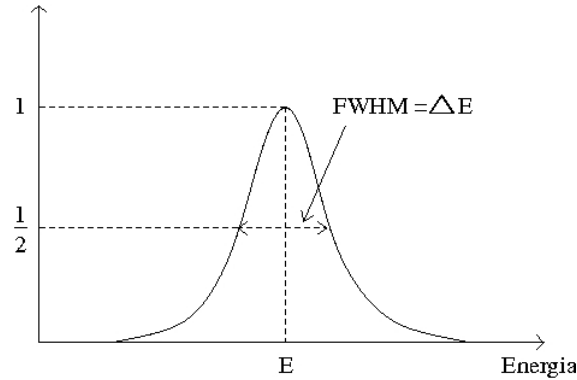
Joissakin julkaisuissa käytetään normaalin intensiteetin lisäksi myös normalisoitua tai ns. protoniekvivalenttia intensiteettiä. Se määritellään [1]

$$I_n = I \sqrt{\frac{A}{Q}}, \quad (2)$$

missä I on ionisuihkun intensiteetti, A ionien massaluku ja Q varausaste.

Ionisuihkujen yhteydessä puhutaan yleensä ionisuihkun energiasta. Tällä tarkoitetaan sitä, kuinka paljon ionisuihkun ioneilla on liike-energiaa. Yleensä tämä ilmoitetaan energiana ydinhiukkasta kohden. Se saadaan jakamalla liike-energia ionin massaluvulla.

Todellisuudessa kaikilla ionisuihkun ioneilla ei kuitenkaan ole täysin sama energia. Tämän vuoksi energiaresoluutio on tärkeä suure ionisuihkujen energiasta puhut-



Kuva 1: Ionisuihkun energioresoluution määrittäminen. Vaaka-akselilla ionisuihkun ionien energia ja pystyakselilla ionien määrä ionisuihkussa (mielivaltaiset yksiköt).

taessa. Energiarésoluutiota kutsutaan usein myös energiahajonnaksi ja se voidaan määrittellä olemaan [14]

$$\frac{\Delta E}{E}, \quad (3)$$

missä E on ionisuihkun energia ja ΔE energiaväli, jonka sisällä ionisuihkun yksittäisten ionien energiat tyypillisesti ovat. Yleensä voidaan olettaa, että ionien energia on gaussisesti jakautunut, jolloin E on jakauman keskikohta ja ΔE määritellään siten, että se on jakauman kokonaisleveys puolessavälissä sen suurinta arvoa (eli ns. Full Width at Half Maximum, FWHM). Kuvassa 1 tämä on esitetty havainnollisemmin. Joissakin julkaisuissa myös pelkkää ΔE :n arvoa kutsutaan ionisuihkun energioresoluutioksi.

Energiarésoluutioon läheisesti liittyvä ja usein käytetty suure on ionisuihkun liikemäärän hajontaa kuvaava dispersio. Se voidaan määrittellä samalla tavalla kuin energiarésoluutio, jolloin saadaan [11]

$$\frac{\Delta p}{p}, \quad (4)$$

missä p on ionisuihkun liikemäärä ja Δp on väli, jolla yksittäisten hiukkasten liikemäärät eroavat toisistaan.

2.2 Siirtolinja ja sen ominaisuuksia

Siirtolinjalla tarkoitetaan rakennelmaa, jota käyttämällä ionisuihkua voidaan kuljettaa paikasta toiseen. Yleensä siirtolinjoja käytetään varsinkin ionisuihkun kuljettamiseen ionilähteeltä hiukkaskiihdyttimelle sekä kiihdytetyn ionisuihkun kuljettamiseen hiukkaskiihdyttimeltä tutkimusryhmien tiloihin. Ennen hiukkaskiihdytintä olevaa osaa siirtolinjasta kutsutaan yleensä injektioinjaksi. Joissakin tapauksissa ionilähde voidaan myös rakentaa suoraan kiinni hiukkaskiihdytimeen.

Toimiakseen siirtolinja vaatii hyvät tyhjiöominaisuudet. Hyvä tyhjiö vähentää ionisuihkun hiukkasten törmäilyä väliaineen hiukkasiin. Hiukkasten törmäily johtaa varauksenvaihtoon ja sitä kautta ionisuihkun varausasteen alenemiseen. Törmäykset voivat myös laskea ionisuihkun energiaa. Näiden vuorovaikutusten seurauksena ionisuihkuun ilmaantuu ioneja, joiden energia ja varausaste poikkeavat merkittävästi alkuperäisen ionisuihkun ominaisuuksista. Tämä huonontaa ionisuihkun homogeenisuutta ja energioresoluutiota. Törmäysten välttämiseksi esimerkiksi JYFL:n siirtolinja toimii normaalisti noin 10^{-7} - 10^{-8} millibarin tyhjiössä. Tällöin törmäysten välinen vapaa matka on satojen metrien luokkaa.

Siirtolinjassa on normaalisti suuri määrä erilaisia komponentteja, joilla voidaan vaikuttaa kuljetettavaan ionisuihkuun ja mahdollisesti tarkkailla joitakin sen ominaisuuksia. Tässä yhteydessä näistä eri tehtäviä hoitavista komponenteista annetaan vain lyhyt yleiskuva, joka helpottaa tulevien asioiden käsittelyä. Tarkempi ja yksityiskohtaisempi kuvaus siirtolinjan rakenteesta ja komponenttien toiminnasta esitetään myöhemmissä luvuissa.

Yleisimmin käytetyt siirtolinjan komponentit voidaan jakaa käyttötarkoituksensa mukaan fokusointi-, ohjaus- ja diagnostiikkaelementteihin. Tämän lisäksi tarvitaan laitteistoa ylläpitämään siirtolinjan tyhjiötä. Kuten aiemmin on jo mainittu, ionisuihkut muodostuvat samaa varausta olevista ioneista, jotka kohdistavat toisiinsa Coulombin repulsion. Ionisuihkun kuljettamiseksi pidempiä matkoja tätä ionisuihkua hajottavaa vaikutusta täytyy kompensoida magneettisilla tai sähköisillä fokusointielementeillä.

Siirtolinjaa ei yleensä ole mahdollista tai käytännöllistä rakentaa kokonaan suoraksi. Tästä syystä ionisuihkua täytyy voida ohjata. Yleisin ohjauselementti on dipolimagneetti, jolla ionisuihkun suuntaa voidaan kääntää halutussa tasossa. Lisäksi dipolimagneetilla voidaan suorittaa eri ionien valikointia ionisuihkusta tai se

voidaan valmistaa siten, että se toimii samalla fokusointielementtinä. Myös siirtolinjan suorilla osuuksilla voidaan käyttää ohjauselementtejä, joilla ionisuihkun rataa voidaan hienosäätää.

Diagnostiikkaelementit ovat tärkeitä ionisuihkun kuljettamisen aikana. Ilman niitä siirtolinjassa kulkevasta ionisuihkusta ei saada mitään tietoja, mikä tekee ionisuihkun käytännön kontrolloimisen mahdottomaksi. Tärkeimmillä käytössä olevilla diagnostiikkaelementeillä voidaan mitata ionisuihkun intensiteettiä siirtolinjan eri pisteissä tai määrittää sen emittanssi. Myös ionisuihkun poikkileikkausta voidaan kuvata käyttämällä tarkoitukseen soveltuvia laitteistoja.

Osa siirtolinjassa kuljetettavasta ionisuihkusta menetetään kuljettamisen aikana. Tärkein siirtolinjan toimintaa kuvaava suure on kuljetustehokkuus. Se kertoo, kuinka suuri osa siirtolinjaan syötetystä ionisuihkusta on vielä käytettävissä siirtolinjan loppupäässä. Kuljetustehokkuus määritellään laskemalla jokaisen ionisuihkussa olevan eri massa-varaussuhteen, eli eri ionien, intensiteetti I_i siirtolinjan loppupäässä ja jakamalla se ionilähteen tuottamalla koko ionisuihkun intensiteetillä I_{kok} . Tällöin kuljetustehokkuudelle saadaan kaava [28]

$$\frac{\sum_i I_i}{I_{kok}} \cdot 100\%. \quad (5)$$

Kuljetustehokkuus voidaan laskea myös vain yhdelle valitulle massa-varaussuhteelle, jolloin saadaan selvä kuva siitä, kuinka hyvin juuri valittua ionia sisältävä ionisuihku läpäisee siirtolinjan. Tällöin puhutaan yleensä läpäisystä ja se voidaan määrittellä minkä tahansa kahden sellaisen siirtolinjan pisteen välille, mistä voidaan mitata ionisuihkun intensiteetti halutulle ionille. Merkitään näissä pisteissä mitattuja intensiteettejä I_{alku} :lla ja I_{loppu} :lla, jolloin mittauspisteiden välisen siirtolinjan läpäisy on

$$\frac{I_{loppu}}{I_{alku}} \cdot 100\%. \quad (6)$$

Edellä on oletettu, että käytetyllä siirtolinjalla on selvä alku- ja loppupiste ja ionisuihkun kiihdyttämiseen käytetty hiukkaskiihdytin sijaitsee yhdessä kohtaa näiden pisteiden välissä tai koko siirtolinjan lopussa. Siirtolinja voidaan kuitenkin rakentaa myös kehämäiseksi rakenteeksi siten, että ionisuihku kulkee useita kertoja siirtolinjan läpi. Kun tähän rakenteeseen lisätään hiukkasten kiihdyttämiseen käytettyjä

komponentteja, päädytään rakennelmaan missä siirtolinja ja hiukkaskiihdytin on sulautettu yhteen. Tällaisia hiukkaskiihdyttimiä kutsutaan synkrotroneiksi.

3 Ionioptiikkaa

Ionisuihkujen käyttäytymisen ja siirtolinjan toiminnan ymmärtämiseksi on välttämätöntä tuntea jonkin verran ionioptiikkaa. Käytännössä kaikki siirtolinjan komponentit toimivat vaikuttamalla varattuihin hiukkasiin sähkö- tai magneettikentillä. Tästä syystä on luonnollista aloittaa ionioptiikan esittely määrittelemällä varatun hiukkasen liike sähkömagneettisessa kentässä.

3.1 Varatun hiukkasen liike sähkömagneettisessa kentässä

Sähkö- ja magneettikenttien vaikutusalueella ollessaan varattu hiukkanen tuntee Lorentzin voiman [37]

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (7)$$

missä q on hiukkasen varaus ja \vec{v} nopeus, \vec{E} on sähkökenttä ja \vec{B} magneettikentän vuon tiheys.

On tärkeää huomata, että voiman magneettinen osa $\vec{F}_m = q\vec{v} \times \vec{B}$ on vektoritulon vuoksi aina kohtisuorassa hiukkasen nopeuteen nähden. Tämän johdosta magneettinen voima voi pelkästään muuttaa hiukkasen nopeuden suuntaa, ei suuruutta. Jos hiukkasen nopeus on kohtisuorassa magneettikentän kenttäviivoihin nähden, magneettinen voima kääntää hiukkasen ympyräradalle.

Sähkökentän aiheuttama osa Lorentzin voimasta, $\vec{F}_e = q\vec{E}$, puolestaan voi vaikuttaa hiukkasen nopeuden itseisarvoon, koska varatut hiukkaset tuntevat sähköisen voiman sähkökentän kenttäviivojen suuntaisesti. Positiivisesti varautuneet hiukkaset tuntevat voiman kenttäviivojen suuntaan, negatiivisesti varautuneet hiukkaset taas kenttäviivojen suuntaa vastaan.

Sähkö- ja magneettikenttien aiheuttamat erilaiset voimavaikutukset ovat perusta varattujen hiukkasten ohjaamiseen ja kiihdyttämiseen kaikissa kiihdytinfysiikan sovelluksissa.

Oletetaan, että hiukkanen kulkee magneettikentässä siten, että sen nopeus on kohtisuorassa magneettivuon tiheyteen. Tällöin yhtälö (7) voidaan kirjoittaa muotoon $F = qvB$. Newtonin toisen lain perusteella voima on myös $F = \frac{mv^2}{r}$, missä m on hiukkasen massa ja r ympyräradan säde, jolle hiukkanen joutuu. Yhdistämällä nämä kaksi yhtälöä voidaan ratkaista hiukkasen ns. Larmor-säde, ja saadaan

$$r = \frac{mv}{qB}. \quad (8)$$

Koska kulmataajuus on $\omega = \frac{v}{r}$, saadaan yllä olevasta yhtälöstä helposti ratkaistua hiukkasen ns. syklotronitaajuus

$$\omega = \frac{|qB|}{m}, \quad (9)$$

missä otetaan itseisarvo, koska taajuus ei voi olla negatiivinen. Hiukkasen varauksen merkki määrää kuitenkin sen, mihin suuntaan hiukkanen liikkuu ympyräradallaan.

Kertomalla yhtälö (8) magneettivuon tiheydellä B ja kirjoittamalla $r = \rho$, kuten kiihdytinfysiikassa on yleensä tapana merkitä, saadaan hiukkasen magneettinen jäykkyys

$$B\rho = \frac{mv}{q} = \frac{p}{q}, \quad (10)$$

missä $p = mv$ on hiukkasen liikemäärä. Sähkökentälle voidaan samalla tavalla kirjoittaa $\frac{mv^2}{r} = qE$, jolloin saadaan ratkaistua hiukkasen sähköinen jäykkyys

$$E\rho = \frac{mv^2}{q} = \frac{2E_{kin}}{q}, \quad (11)$$

missä E_{kin} on hiukkasen kineettinen energia. Magneettinen ja sähköinen jäykkyys kertovat kuinka helposti varatun hiukkasen rataa voidaan muuttaa magneetti- tai sähkökentillä.

Sähkökenttä muodostetaan yleensä kahdella elektrodilla, joiden välillä on sähköinen potentiaaliero V . Syntyvä sähkökenttä voidaan kirjoittaa potentiaalieron avulla muotoon

$$E = \frac{V}{d}, \quad (12)$$

missä d on elektrodien välimatka. Jos tätä sähkökenttää käytetään varattujen hiukkasten kiihdyttämiseen, hiukkasten saama kineettinen energia on

$$E_{kin} = qV. \quad (13)$$

Hiukkasten kineettinen energia on myös $E_{kin} = \frac{1}{2}mv^2$, jolloin yhdistämällä nämä kaksi esitystä hiukkasen saamaksi nopeudeksi voidaan ratkaista

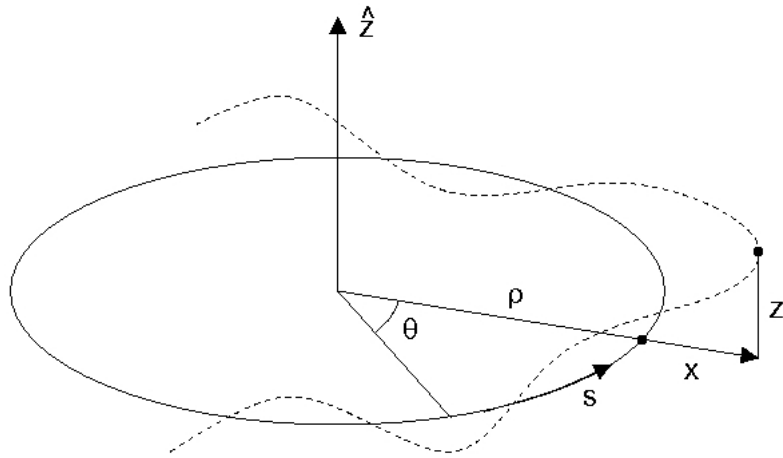
$$v = \sqrt{\frac{2qV}{m}}. \quad (14)$$

Yllä esitetty kaava pätee vain, jos hiukkasen saama nopeus pysyy epärelativistisena. Ennen hiukkaskiihdytintä olevassa injektioinjassa kulkevat ionit on kiihdytetty liikkeeseen ionilähteen ekstraktion potentiaalierolla, ns. kiihdytysjännitteellä. Esimerkiksi JYFL:ssä käytetään ECR-ionilähteissä yleensä noin 10 kV kiihdytysjännitettä raskaille ioneille. Tällöin esimerkiksi $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionit saavat kaavan (14) mukaan nopeudekseen $v \approx 0,002c$, missä c on valon nopeus. Tästä nähdään, että ennen hiukkaskiihdytintä hiukkasten nopeudet ovat selvästi epärelativistisia.

3.2 Koordinaatistojen valinnat

Siirtolinjojen toiminnan kuvaamiseen, ja kiihdytinfysiikan sovelluksiin yleensäkin, voidaan valita useita erilaisia esitystapoja. Tärkeintä on kuitenkin valita sellaiset koordinaatistot, jotka palvelevat parhaiten tarkoitustaan. Yleensä siirtolinjat, tai muut ionisuihkujen kuljettamiseen tai kiihdyttämiseen käytetyt rakenteet, eivät ole suoria. Poikkeuksia, kuten lineaarikiihdyttimet, toki löytyy, mutta silti suurin osa rakenteista on joko kokonaan tai osittain kehämäisiä tai niissä on muunlaisia käännöksiä. Tästä syystä karteesisen koordinaatiston käyttö ionisuihkun ionien kuvaamiseksi ei yleensä ole käytännöllistä.

Täysin kehämäisen rakenteen, kuten synkrotronin tai ionien varastorenkkaan, kuvaamiseen sopii parhaiten ns. ympyräkoordinaatisto [10]. Kuvassa 2 havainnollistetaan tällaista koordinaatistoa, missä ρ kuvaa rakennelman sädettä, joka osoittaa

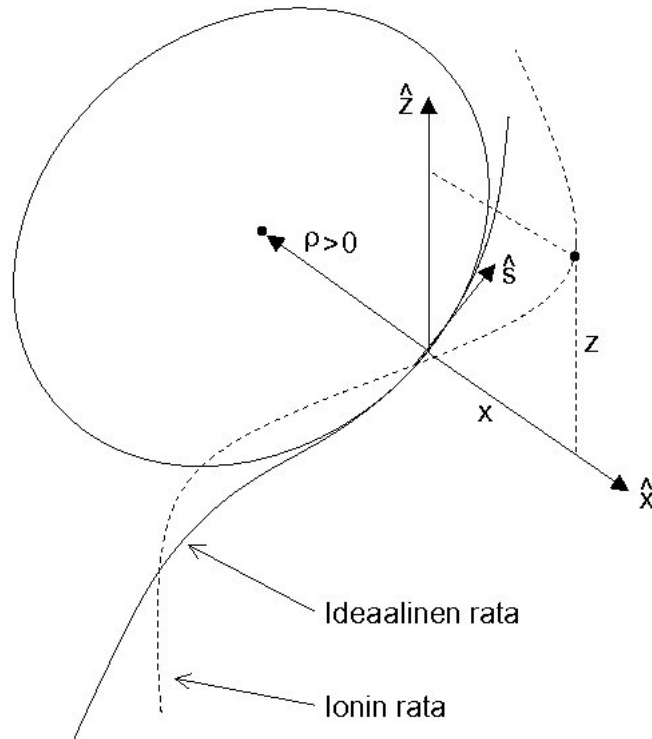


Kuva 2: Ympyräkoordinaatisto ionin kuvaamiseen kehämäisessä rakenteessa. Katkoviiva osoittaa hiukkasen rataa. Piirretty uudelleen lähteestä [10].

hiukkasten ns. ideaalisen radan laitteen sisällä. Koordinaatti s seuraa tätä ideaalista ympyrärataa. Yleensä ideaalinen rata on laitteen ns. optinen akseli, jolloin koordinaatit x ja z kuvaavat hiukkasen poikkeamaa optiselta akselilta.

Siirtolinjat eivät kuitenkaan yleensä ole, ainakaan kokonaan, kehämäisiä rakenteita. Tästä syystä yllä esitettyä ympyräkoordinaatistoa täytyy laajentaa siten, että se soveltuu myös erilaisten rakenteiden kuvaamiseen. Olkoon s koordinaattiakseli, joka koko ajan seuraa ionisuihkun kulkua siirtolinjan optista akselia pitkin. Tällöin se etenee siirtolinjan suorilla osilla suoraan, mutta kääntyy ympyräradalle kääntömagneettien kohdalla. Asetetaan lisäksi koordinaatit x ja z siten, että ne ovat kohtisuorassa toisiaan ja ionisuihkun etenemissuuntaa vastaan. Tällöin koordinaatit (s, x, z) muodostavat käyräviivaisen koordinaatiston, joka vastaa lokaalisti yllä esitettyä ympyräkoordinaatistoa. Siirtolinjan suorilla sen kaarevuussäde ρ on ääretön, jolloin koordinaatisto vastaa karteesista koordinaatistoa. Kuvassa 3 koordinaatisto on esitetty havainnollisemmin ja sitä esitellään tarkemmin esimerkiksi lähteessä [34].

Monissa tilanteissa ionisuihku käyttäytyy symmetrisesti x ja z -suunnissa. Lisäksi monia tuloksia voidaan johtaa samalla tavalla kummallekin koordinaatille. Tästä syystä yleensä käytetään koordinaattimerkintää y , jolla voidaan tarkoittaa kumpaa tahansa koordinaattia x tai z .



Kuva 3: Käyräviivainen koordinaatisto.

Ionisuihkun hiukkasia voidaan myös kuvata niiden paikkojen ja liikemäärien avulla. Tällöin hiukkanen vastaa pistettä 6-ulotteisessa faasiavaruudessa, jonka koordinaatteina ovat hiukkasen paikkakoordinaatit x, z, s sekä liikemääräkoordinaatit p_x, p_z, p_s . Yleensä faasiavaruutta käsiteltäessä oletetaan, että paikan ja liikemäärän komponenttien muodostamat koordinaattiparit eivät kytkeydy toisiinsa [1]. Tällöin ne eivät vuorovaikuta keskenään ja niitä voidaan käsitellä erikseen. Oletetaan lisäksi, että tutkittu ionisuihku on jatkuva ja yhtenäinen siinä mielessä, että yhdessä tarkastelupisteessä kaikki saapuvat ionit noudottavat samaa rataa kuin aiemmat ionit. Silloin ionisuihku on ns. kvasistaattinen, eikä ionisuihkun pitkittäisillä koordinaateilla s ja p_s ole merkitystä yhdessä tarkastelupisteessä olevien ionien käyttäytymisen kannalta. Jäljelle jää ionisuihkun poikittaiset koordinaattiparit (x, p_x) ja (z, p_z) , mitkä riittävät ionisuihkun hiukkasten kuvaamiseen halutussa kohtaa ionisuihkua eli halutussa s -akselin kohdassa.

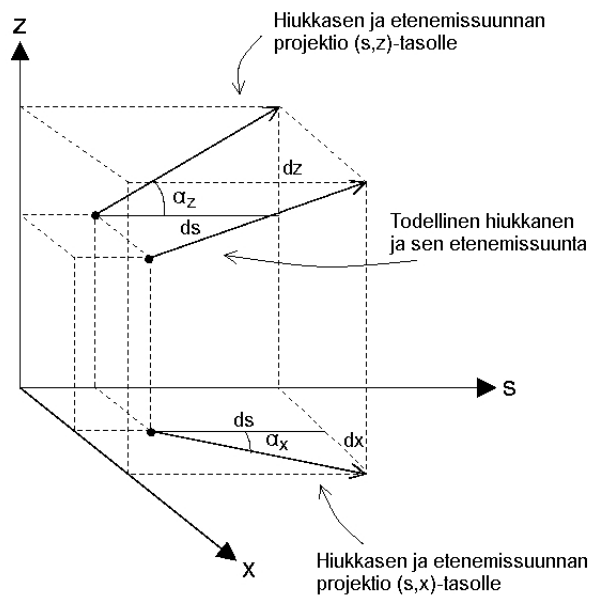
Oletetaan, että ionisuihkun hiukkasten energiat ovat puhtaasti epärelativistisia. Kuten aiemmin on näytetty, tämä oletus pätee hyvin esimerkiksi ennen hiukkas-

kiihdytintä olevassa siirtolinjassa. Koska hiukkasen liikemäärä ionisuihkun etenemissuunnassa voidaan jättää huomioimatta, hiukkasen liikemäärä kummassakin poikittaisessa suunnassa x tai z , merkitään tätä yhteisesti y :llä, voidaan korvata hiukkasen etenemiskulman α_y tangentilla seuraavasti

$$p_y = m \frac{dy}{dt} = m \underbrace{\frac{dy}{ds}}_{\tan(\alpha_y)} \frac{ds}{dt} = \tan(\alpha_y) p_s \longrightarrow \tan(\alpha_y) =: y'. \quad (15)$$

Tässä m on hiukkasen massa ja α_y on hiukkasen etenemiskulman projektiio (s,y) -tasolle. Kulman määrittely on esitetty kuvassa 4. Kiihdytinfysiikassa etenemiskulman tangentille käytetään yleensä merkintää y' . Yleensä voidaan olettaa, että hiukkasten liike poikittaisessa suunnassa on hidasta verrattuna ionisuihkun pitkitäiseen nopeuteen [1]. Tällöin hiukkasen etenemiskulma α_y on pieni ja kulman tangentti on hyvin lähellä kulman arvoa radiaaneissa. Tällöin voidaan käyttää pienten kulmien approksimaatiota ja saadaan

$$y' = \tan(\alpha_y) \approx \alpha_y. \quad (16)$$



Kuva 4: Hiukkasen etenemiskulmien määrittely.

Nyt ionisuihkun hiukkaset voidaan kuvata tietyssä kohtaa ionisuihkun optista akselia (s -koordinaatti) niiden pokittaisten paikkojen y ja etenemiskulmien y' avulla. Tätä koordinaattiesitystä tarvitaan erityisesti käsiteltäessä ionisuihkun emittanssia, joka esitellään kappaleessa 3.10.

3.3 Hiukkasen liike- ja ratayhtälöt

Varatun hiukkasen tuntemaa sähkö- ja magneettikenttien aiheuttamaa voimaa kuvaa Lorentzin yhtälö (7). Sijoittamalla tämä voima Newtonin toiseen lakiin $\vec{F} = m\vec{a}$ saadaan hiukkasen liikettä karteesisessa koordinaatistossa kuvaavat likeyhtälöt

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = q (E_x + v_y B_z - v_z B_y), \quad (17)$$

$$m \frac{d^2y}{dt^2} = q (E_y + v_z B_x - v_x B_z), \quad (18)$$

$$m \frac{d^2z}{dt^2} = q (E_z + v_x B_y - v_y B_x). \quad (19)$$

Jos magneetti- ja sähkökentät sekä hiukkasen alkutila tunnetaan tarkasti, hiukkasen liike voidaan ratkaista suoraan näistä yhtälöistä. Tätä varten on kehitetty lukuisia tietokoneohjelmia, jotka ratkaisevat hiukkasen rataa esimerkiksi numeerisen integroinnin tai differentiaali-algebran avulla. Tällaisia simulaatiokoodeja ovat esimerkiksi RAYTRACE [13] ja COSY Infinity [21]. Tällainen laskenta voi kuitenkin olla varsin raskasta eikä käytännöllistä ilman tietokoneita. Hiukkasen liikkeelle voidaan kuitenkin johtaa yksinkertaisempia approksimaatioita, jotka ovat varsin hyödyllisiä käytännön laskuissa.

Oletetaan, että hiukkasen liike x ja z suunnissa ei ole kytkettyä, jolloin liikettä voidaan käsitellä erikseen eri suunnissa toisistaan riippumatta. Oletetaan lisäksi, että hiukkaseen vaikuttaa magneettikenttä siten, että se koostuu magneettisesta dipoli- ja kvadrupolikentästä. Dipolikenttä määrittelee hiukkasen ideaaliradan ja asetetaan se olemaan z -akselin suuntainen ja homogeeninen. Kvadrupolikenttä hoitaa fokuoimisen ja pyrkii siten palauttamaan hiukkasen kohti ideaalirataa. Magneettikenttien asettaminen näin on hyödyllistä likeyhtälön johtamisessa, mutta myös tilanteet ilman kenttiä voidaan ratkaista saaduista lopputuloksista.

Dipoli- ja kvadrupolikenttiä käsitellään tarkemmin luvussa 4.2 dipoli- ja kvadrupolimagneettien yhteydessä. Liiketyhtälöiden johtamisen kannalta on kuitenkin olennaista tuoda esille joitakin kenttiin liittyviä ominaisuuksia. Dipolikenttä kääntää hiukkasen kulkusuuntaa ja pyrkii saattamaan sen ympyräradalle. Kvadrupolikenttä katoaa ideaaliradalla ja kasvaa lineaarisesti siirryttäessä siltä pois päin. Tällöin kvadrupolikenttä voidaan kirjoittaa positiivisesti varatulle hiukkaselle muotoon [5]

$$B_z = gx \quad \text{ja} \quad B_x = gz, \quad (20)$$

missä g on kvadrupolikentän gradientti. Gradientin avulla voidaan määritellä normalisoitu kvadrupolikentän voimakkuus k , jota kutsutaan kvadrupolimagneettien yhteydessä kvadrupolin fokuointivoimakkuudeksi. Se voidaan kirjoittaa muotoon [10]

$$k = \frac{g}{B\rho} = \frac{g}{p/q}. \quad (21)$$

Yhtälössä p on kvadrupolikentässä olevan hiukkasen liikemäärä ja q varaus. Kirjoitetaan hiukkaseen vaikuttavalle z -suuntaiselle magneettikentälle Taylorin sarjakehitelmä.

$$B_z(x) = B_z(0) + \frac{dB_z}{dx}x + \frac{1}{2!} \frac{d^2B_z}{dx^2}x^2 + \frac{1}{3!} \frac{d^3B_z}{dx^3}x^3 + O(4), \quad (22)$$

missä $O(4)$ sisältää kaikki neljättä ja sitä suurempaa kertalukua olevat termit. Otetaan tässä approksimaatiossa huomioon vain ensimmäistä kertalukua olevat termit, jolloin saadaan

$$B_z(x) \approx B_z(0) + \frac{dB_z}{dx}x. \quad (23)$$

Käyttämällä Maxwellin yhtälöitä voidaan ratkaista $B_x(z)$. Koska alueessa, jossa hiukkanen kulkee, ei ole virtaa eikä sähkökenttää, voidaan kirjoittaa

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0. \quad (24)$$

Ristitulo voidaan myös kirjoittaa auki, jolloin saadaan

$$\left(\frac{\partial B_s}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial s}\right) \hat{x} + \left(\frac{\partial B_x}{\partial s} - \frac{\partial B_s}{\partial x}\right) \hat{z} + \left(\frac{\partial B_z}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial z}\right) \hat{s} = 0. \quad (25)$$

Vasen puoli on nolla vain, jos kaikki sen komponentit ovat nollia. Tällöin nähdään, että täytyy päteä relaatio

$$\frac{\partial B_z}{\partial x} = \frac{\partial B_x}{\partial z}. \quad (26)$$

Käyttämällä tätä relaatiota ja yhtälöä (23) x -suuntaiselle magneettikentälle voidaan johtaa lineaarinen approksimaatio [10]

$$B_x(z) \approx \frac{dB_x}{dz} z. \quad (27)$$

On hyvä huomata, että dipolikentästä johtuen $B_z(0) \neq 0$, mutta $B_x(0) = 0$, koska kvadrupolikenttä katoaa ideaaliradalla.

Hiukkanen on dipolikentän johdosta ainakin lokaalisti ympyräradalla, jolloin sillä on keskeiskiihtyvyys a_r , jolle voidaan kirjoittaa [10]

$$a_r = \frac{d^2\rho}{dt^2} - \rho \left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2, \quad (28)$$

missä ρ on ympyräradan säde. Ideaaliradalla säde on vakio, jolloin keskeiskiihtyvyyden aiheuttama voima redusoituu ympyräradan keskihakuvoimaksi:

$$F = ma_r = m\rho \left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 = m\rho\omega^2 = m\rho \left(\frac{v}{\rho}\right)^2 = \frac{mv^2}{\rho}. \quad (29)$$

Oletetaan, että hiukkanen ei kuitenkaan ole ideaaliradalla, vaan sen poikkeama on edellä esitellyn ympyräkoordinaatiston (katso kuva 2) avulla ilmoitettuna x ja z vastaavien koordinaattien suunnassa. Tarkastellaan x -suuntaa ensin, jolloin hiukkaseen kohdistuva voima voidaan kirjoittaa yhtälöiden (28), (29) ja (7) avulla yleiseen muotoon

$$F = m \frac{d^2}{dt^2}(\rho + x) - \frac{mv^2}{\rho + x} = qB_z v, \quad (30)$$

missä v on hiukkasen nopeus. Oletetaan, että hiukkasen poikkeama on pieni verrattuna ympyräradan säteeseen. Silloin voidaan tehdä sarjakehitelmä jälkimmäiselle termille, minkä lineaarisena approksimaationa saadaan $mv^2 \left(\frac{1}{x+\rho} \right) \approx mv^2 \left(\frac{1}{\rho} - \frac{x}{\rho^2} \right)$. Koska ρ on nyt vakio, yhtälön (30) ensimmäisestä termistä jää jäljelle vain x :n toinen derivaatta. Sijoitetaan yhtälöön lisäksi magneettikentän lineaarinen approksimaatio (23), jolloin lopputulokseksi saadaan

$$F = m \frac{d^2x}{dt^2} - mv^2 \left(\frac{1}{\rho} - \frac{x}{\rho^2} \right) = qv \left(B_z(0) + \frac{dB_z}{dx} x \right). \quad (31)$$

Jaetaan yhtälö termillä mv^2 ja vaihdetaan muuttuja ajasta paikkaan muutoksella $\frac{dx}{dt} = \frac{dx}{ds} \frac{ds}{dt} = x' \frac{ds}{dt}$. Huomataan, että $v = \frac{ds}{dt}$, jolloin ajan suhteen derivointi katoaa ensimmäisestä termistä ja jäljelle jää $\frac{d^2x}{ds^2} = x''$. Yhtälö saadaan silloin muotoon [10]

$$\begin{aligned} x'' - \left(\frac{1}{\rho} - \frac{x}{\rho^2} \right) &= \frac{q}{mv} \left(B_z(0) + \frac{dB_z}{dx} x \right) \\ x'' - \frac{1}{\rho} + \frac{x}{\rho^2} &= \frac{qB_z(0)}{mv} + \frac{qgx}{mv} \\ x'' - \frac{1}{\rho} + \frac{x}{\rho^2} &= -\frac{1}{\rho} + kx \\ x'' + x \left(\frac{1}{\rho^2} - k \right) &= 0. \end{aligned} \quad (32)$$

Yllä kolmannella rivillä oikealla puolella yhtälöä olevan $\frac{1}{\rho}$ -termin merkki on seurausta koordinaatistossa käytetystä merkkikonventiosta, koska ρ ja x -akseli osoittavat vastakkaisiin suuntiin. Saatu yhtälö (32) kuvaa hiukkasen liikettä x -suunnassa. Yllä esitettyä johtoa vastaavalla tavalla saadaan johdettua lauseke myös z -suuntaiselle liikkeelle, jolloin tulokseksi saadaan [10]

$$z'' + kz = 0. \quad (33)$$

Merkitään horisontaalisessa tasossa $K = \frac{1}{\rho^2} - k$ ja vertikaalisessa tasossa $K = k$. Kumpaakin yhtälöä voidaan kuvata yhdellä hiukkasen liikettä kuvaavalla ratayhtälöllä

$$y'' + Ky = 0. \quad (34)$$

Parametri K kuvaa systeemin vaikutusta hiukkaseen. Esimerkiksi siirtolinjassa K määräytyy käytettyjen komponenttien mukaan. Täten on helppo ymmärtää, että yleensä käytännöllisissä laitteissa, missä fokusointivoimakkuudet ja kääntösäteet voivat vaihdella, K ei ole vakio koko hiukkasen kulkemalla matkalla, vaan $K = K(s)$. Tällöin hiukkasen liikettä kuvaava yhtälö muuttuu ns. Hillin yhtälöksi [10]

$$y(s)'' + K(s)y(s) = 0. \quad (35)$$

3.4 Ratayhtälön ratkaisu

Approksimoidaan, että siirtolinjassa käytettävän komponentin sisällä magneettikentät ovat homogeenisia ja ideaalisia. Lisäksi oletetaan, että komponentin vaikutus lakkaa täysin ja yhtäkkisesti hiukkasen poistuessa komponentista. Tällöin kaavan (34) ratayhtälössä K on vakio komponentin sisällä ja komponentin vaikutus hiukkasen rataa voidaan selvittää ratkaisemalla ratayhtälö. Hillin yhtälön ratkaisua, eli kun $K = K(s)$, käsitellään kappaleessa 3.7.

Yhden hiukkasen ratayhtälö on samaa muotoa kuin harmonisen värähtelijän yhtälö, missä K on jousivakio. Harmoniselle värähtelijälle tiedetään, että yhtälön yleinen ratkaisu on muotoa

$$y(s) = a_1 \cos(\omega s) + a_2 \sin(\omega s). \quad (36)$$

Derivoimalla tätä yhtälöä s :n suhteen saadaan helposti ratkaistua lausekkeet korkeamman kertaluvun derivaatoille

$$y'(s) = -a_1\omega \sin(\omega s) + a_2\omega \cos(\omega s), \quad (37)$$

$$y''(s) = -a_1\omega^2 \cos(\omega s) - a_2\omega^2 \sin(\omega s). \quad (38)$$

Järjestelemällä toisen kertaluvun derivaatan termejä ja sijoittamalla siihen yhtälö

(36) saadaan

$$\begin{aligned} y''(s) &= -a_1\omega^2 \cos(\omega s) - a_2\omega^2 \sin(\omega s) \\ &= -\omega^2(a_1 \cos(\omega s) + a_2 \sin(\omega s)) \\ &= -\omega^2 y. \end{aligned}$$

Vertaamalla tätä yhtälöä alkuperäiseen ratayhtälöön (34) nähdään, että $K = \omega^2$ eli $\omega = \sqrt{K}$. Sijoittamalla tämä tulos harmonisen yhtälön yleiseen ratkaisuun (36) sekä sen ensimmäiseen derivaattaan (37) saadaan yhtälöt

$$y(s) = a_1 \cos(\sqrt{K}s) + a_2 \sin(\sqrt{K}s) \quad (39)$$

$$y'(s) = \sqrt{K} \left(-a_1 \sin(\sqrt{K}s) + a_2 \cos(\sqrt{K}s) \right). \quad (40)$$

Yhtälössä olevat a_1 ja a_2 saadaan ratkaistua alkuehtojen avulla. Olkoon $y(0) = y_0$ ja $y'(0) = y'_0$. Tällöin yllä olevista yhtälöistä saadaan

$$y(0) = a_1 \cos(\sqrt{K} \cdot 0) + a_2 \sin(\sqrt{K} \cdot 0) = a_1 \quad (41)$$

$$y'(0) = \sqrt{K} \left(-a_1 \sin(\sqrt{K} \cdot 0) + a_2 \cos(\sqrt{K} \cdot 0) \right) = a_2 \sqrt{K}, \quad (42)$$

jolloin saadaan ratkaistua $a_1 = y_0$ ja $a_2 = \frac{y'_0}{\sqrt{K}}$. Sijoittamalla nämä yhtälöihin (39) ja (40) saadaan ratayhtälön ratkaisut

$$y(s) = y_0 \cos(\sqrt{K}s) + \frac{y'_0}{\sqrt{K}} \sin(\sqrt{K}s) \quad (43)$$

$$y'(s) = -y_0 \sqrt{K} \sin(\sqrt{K}s) + y'_0 \cos(\sqrt{K}s). \quad (44)$$

3.5 Matriisiformalismi

Ratayhtälön ratkaisu on varsin käytännöllistä esittää matriisimuodossa. Tällöin ratkaisua kuvaavat yhtälöt (43) ja (44) voidaan kirjoittaa yhtä aikaa muotoon

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_s = \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{K}s) & \frac{1}{\sqrt{K}} \sin(\sqrt{K}s) \\ -\sqrt{K} \sin(\sqrt{K}s) & \cos(\sqrt{K}s) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_0. \quad (45)$$

Yllä keskimmäisenä oleva matriisi sisältää kaiken järjestelmää koskevan tiedon,

joka muuttaa alkutilassa (oikeanpuolimmaisina matriisi) olevan hiukkasen järjestelmän läpi kulkeneeksi lopputilassa olevaksi hiukkaseksi (vasemmanpuoleisin matriisi). Koska yllä esitetty ratkaisu pätee vain, kun K on vakio, saatu matriisi kuvaa vain yhtä siirtolinjan ideaalista komponenttia, jonka toiminnan K :n arvo määrää. Jos $K > 0$, komponentti on fokuoiva ja sitä kuvaa siirtomatriisi

$$M_{fok} = \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{K}s) & \frac{1}{\sqrt{K}} \sin(\sqrt{K}s) \\ -\sqrt{K} \sin(\sqrt{K}s) & \cos(\sqrt{K}s) \end{pmatrix}. \quad (46)$$

Komponentti on defokuoiva, jos $K < 0$, ja sille voidaan johtaa seuraavanlainen siirtomatriisi [10]:

$$M_{defok} = \begin{pmatrix} \cosh(\sqrt{|K|}s) & \frac{1}{\sqrt{|K|}} \sinh(\sqrt{|K|}s) \\ \sqrt{|K|} \sinh(\sqrt{|K|}s) & \cosh(\sqrt{|K|}s) \end{pmatrix}. \quad (47)$$

Jos $K = 0$, komponentti ei vaikuta hiukkaseen millään tavalla eli kyseessä on siirtolinjan osa, jossa ei ole aktiivisia komponentteja. Tällaista tyhjää aluetta kutsutaan yleensä nimellä *drift* ja sille saadaan yhtälön (45) ja L'Hôpitalin raja-arvosäännön [25] avulla helposti johdettua siirtomatriisi

$$M_{drift} = \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (48)$$

missä s on driftin pituus.

Yllä esitellyistä yleisistä siirtomatriiseista nähdään, että matriisien elementit ovat sini- ja kosinimuotoisia (defokuoivassa matriisissa vastaavasti hyperboliset sini ja kosini). Tästä syystä siirtomatriiseja voidaan yleensä esittää yksinkertaistetussa muodossa siten, että pelkästään matriisielementtien muoto ilmoitetaan. Tällöin matriisiyhtälö (45) yksinkertaistuu muotoon

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_s = \begin{pmatrix} C & S \\ C' & S' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_0, \quad (49)$$

missä C ja S esittävät kosini- ja sinimuotoisia elementtejä ja C' ja S' niiden derivaattoja. Tämä esitystapa korostaa sitä, että matriisielementit ovat homogeenisen

ratayhtälön riippumattomia sini- ja kosinimuotoisia ratkaisuja ja niiden derivaattoja.

Ratayhtälöstä saadusta siirtomatriisin yleisestä muodosta (45) voidaan johtaa kaksi tärkeää siirtomatriisien ominaisuutta. Siirtomatriisin (45) determinantti on aina yksi:

$$\begin{aligned} \det(M) &= \cos(\sqrt{K}s) \cos(\sqrt{K}s) - \left(-\frac{1}{\sqrt{K}} \sin(\sqrt{K}s) \sqrt{K} \sin(\sqrt{K}s) \right) \\ &= \cos^2(\sqrt{K}s) + \sin^2(\sqrt{K}s) = 1. \end{aligned} \quad (50)$$

Siirtomatriisin (45) jälki on

$$\begin{aligned} \text{trace}(M) &= \cos(\sqrt{K}s) + \cos(\sqrt{K}s) \\ &= \underbrace{2 \cos(\sqrt{K}s)}_{\leq 1} \leq 2. \end{aligned} \quad (51)$$

Yllä esitetyn seurauksena kaikkien siirtomatriisien jälki on myös ≤ 2 . Nämä kaksi ominaisuutta ovat hyödyllisiä siirtomatriiseja käytettäessä.

Matriisiformalismia käyttämällä voidaan myös kuvata hiukkasen käyttäytymistä pidemmissä rakenteissa. Oletetaan, että kaikki esimerkiksi siirtolinjassa olevat komponentit ovat ideaalisia ja niiden vaikutus rajoittuu pelkästään niiden sisälle. Kuvataan hiukkasen alkutilaa arvoilla y_0 ja y'_0 ja siirtolinjassa olevia komponentteja matriiseilla $M_1, M_2, M_3, \dots, M_n$. Myös varsinaisten komponenttien välissä olevat tyhjät alueet kuvataan drift-matriiseilla, jotka sisältyvät edellä olleisiin matriiseihin. Kuljettuaan ensimmäisen komponentin M_1 läpi hiukkanen on tilassa

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_{s1} = M_1 \begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_0. \quad (52)$$

Seuraavan komponentin jälkeen tilanne on

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_{s2} = M_2 \begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_{s1} = M_2 \cdot M_1 \begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_0. \quad (53)$$

Kaikkien komponenttien läpi kuljettuaan hiukkanen on tilassa

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_{sn} = M_n \cdot \dots \cdot M_1 \begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_0 = M_{kok} \begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_0, \quad (54)$$

missä $M_{kok} = M_n \cdot \dots \cdot M_1$ on koko siirtolinjaa kuvaava siirtomatriisi.

3.6 Ohuen linssin approksimaatio

Käytännön laskujen kannalta edellisessä luvussa esiteltyt siirtomatriisit voivat olla vaivalloisia käyttää. Tämän vuoksi varsinkin nopeissa ja alustavissa laskuissa käytetään yleensä ns. ohuen linssin approksimaatiota. Suurissa useita komponentteja sisältävissä laitteistoissa sillä saadaan vielä varsin hyvin paikkaansa pitäviä tuloksia [10].

Ohuen linssin approksimaatiossa linssin eli fokusointielementin paksuus oletetaan hyvin pieneksi verrattuna linssin polttoväliin. Tämän jälkeen kyseessä olevan fokusointielementin siirtomatriisista otetaan raja-arvo siten, että elementin paksuus asetetaan menemään nollaan. Käsitellään esimerkkinä kvadrupolimagneettia.

Kvadrupolin siirtomatriisi on [10]

$$M_q = \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{k} l_q) & \frac{1}{\sqrt{k}} \sin(\sqrt{k} l_q) \\ -\sqrt{k} \sin(\sqrt{k} l_q) & \cos(\sqrt{k} l_q) \end{pmatrix}, \quad (55)$$

missä k on kvadrupolin fokusointivoimakkuus ja l_q sen pituus. Kvadrupolin fokusointipituus eli polttoväli on [5]

$$f = \frac{mv}{gql_q} \stackrel{(21)}{=} \frac{1}{kl_q}. \quad (56)$$

Oletetaan, että $f = \frac{1}{kl_q} \gg l_q$. Käyttämällä yllä olevaa polttovälin ja fokusointivoimakkuuden välistä relaatiota ja L'Hôpitalin raja-arvosääntöä kvadrupolin siirtomatriisista voidaan ottaa raja-arvo, kun $l_q \rightarrow 0$. Lopputulokseksi saadaan hyvin yksinkertainen esitys kvadrupolin siirtomatriisille:

$$M_q^{ol} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \quad (57)$$

Fokusoivassa kvadrupolimagneetissa $f > 0$ ja defokusoivassa $f < 0$.

3.7 Hillin yhtälön ratkaisu ja Twissin parametrit

Hillin yhtälö (35) kuvaa hiukkasen liikettä, kun tutkittavan systeemin kohti optista akselia oleva palauttava voima ei ole vakio koko systeemin matkalla. Tällöin yhtälössä (35) systeemin ominaisuuksia kuvaava suure on $K = K(s)$ eli se riippuu hiukkasen paikasta systeemin sisällä.

Hillin yhtälö voidaan ratkaista, jos voidaan olettaa, että $K(s)$ on periodinen suure, eli $K(s + L) = K(s)$ jollakin sopivalla matkalla L . Monissa tilanteissa tämä pitää paikkansa, koska siirtolinja voidaan rakentaa toistamalla samoista komponenteista koostuvaa rakennetta. Tällöin hiukkasen liike on periodista optisen akselin ympärillä. Näillä oletuksilla Hillin yhtälön yleiseksi ratkaisuksi ja sen derivaataksi voidaan johtaa [10]

$$y(s) = \sqrt{\epsilon} \sqrt{\beta(s)} \cos(\psi(s) + \phi), \quad (58)$$

$$y'(s) = -\frac{\sqrt{\epsilon}}{\sqrt{\beta(s)}} \left(-\frac{1}{2} \beta'(s) \cos(\psi(s) + \phi) + \sin(\psi(s) + \phi) \right), \quad (59)$$

missä ϵ ja ϕ ovat integroinnin tuottamia vakioita, jotka määräytyvät systeemin alkuehdoista. Funktio $\beta(s)$ on periodinen funktio, joka määräytyy systeemin fokusointiominaisuuksien perusteella ja $\psi(s)$ kuvaa hiukkasen vaihetta periodisessa liikkeessä. Ratkaisun $\beta(s)$ on yksi ns. Twissin parametreista. Muut Twissin parametrit $\alpha(s)$ ja $\gamma(s)$ voidaan johtaa sen avulla, jolloin saadaan [10]

$$\alpha(s) = -\frac{1}{2} \beta'(s) \quad \text{ja} \quad \gamma(s) = \frac{1 + \alpha(s)^2}{\beta(s)}. \quad (60)$$

Twissin yhtälöt ja varsinkin $\beta(s)$ ovat tärkeitä funktioita hiukkasen liikkeen kannalta, koska ne pitävät oleellisesti sisällään kaiken informaation systeemistä, missä hiukkanen liikkuu. Lisäksi $\beta(s)$ kuvaa ionisuihkun kokoa sekä herkkyyttä ulkoisille kentille eri kohdissa systeemiä [11]. On hyvä huomata, että määrittelynsä perusteella Twissin parametrit eivät ole toisistaan riippumattomia. Niiden välille saadaan määrittelyn (60) perusteella tärkeä relaatio

$$\beta\gamma - \alpha^2 = 1. \quad (61)$$

Myös ratkaisussa esiintyvä ϵ osoittautuu hyödylliseksi suureeksi. Hillin yhtälön ratkaisu voidaan kirjoittaa muotoon

$$\cos(\psi(s) + \phi) = \frac{y(s)}{\sqrt{\epsilon}\sqrt{\beta(s)}}. \quad (62)$$

Sijoittamalla yllä esitetty kaava Hillin yhtälön derivaattaan (59) voidaan ϵ :lle ratkaista esitysmuoto

$$\epsilon = \gamma(s)y(s)^2 + 2\alpha(s)y(s)y'(s) + \beta(s)y'(s)^2. \quad (63)$$

Havaitaan, että yllä oleva kaava on parametriesitys faasiavaruudessa (y, y') olevalle ellipsille, jonka asennon ja muodon Twissin parametrit määräävät. Osoittautuu, että suure ϵ on vakio hiukkasen paikan suhteen ja se kuvaa hiukkasen emittanssia ideaalisessa systeemissä [10]. Emittanssin ja betafunktion $\beta(s)$ avulla voidaan laskea ionisuihkun koko eri kohdissa systeemiä. Emittanssiin palataan luvussa 3.10.

Twissin parametrit voidaan määrittää ionisuihkusta sopivilla mittauksilla. Tämä tekee niistä varsin käyttökelpoisia ionisuihkun hiukkasten ominaisuuksien ja varsinkin radan laskemiseen. Käyttämällä apuna trigonometriaa kaavat (58) ja (59) voidaan kirjoittaa muotoon

$$y(s) = \sqrt{\epsilon}\sqrt{\beta_s}(\cos\psi_s \cos\phi - \sin\psi_s \sin\phi), \quad (64)$$

$$y'(s) = -\frac{\sqrt{\epsilon}}{\sqrt{\beta_s}}(\alpha_s \cos\psi_s \cos\phi - \alpha_s \sin\psi_s \sin\phi + \sin\psi_s \cos\phi + \cos\psi_s \sin\phi), \quad (65)$$

missä on selvyyden vuoksi merkitty $\beta(s) = \beta_s$, $\psi(s) = \psi_s$ ja $\alpha(s) = \alpha_s$. Olkoon hiukkasen alkupiste $s(0) = s_0$, jossa $\psi(0) = 0$. Sijoittamalla nämä alkuarvot yhtälöihin (58) ja (59) sekä asettamalla $y(0) = y_0$ ja $y'(0) = y'_0$ saadaan esitykset

$$\cos\phi = \frac{y_0}{\sqrt{\epsilon\beta_0}} \quad \text{ja} \quad \sin\phi = -\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0}} \left(y'_0 \sqrt{\beta_0} + \frac{\alpha_0 y_0}{\sqrt{\beta_0}} \right). \quad (66)$$

Sijoitetaan nämä esitykset yhtälöihin (64) ja (65), jolloin saadaan yhtälöt hiukkasen paikalle kohdassa s esitettynä Twissin parametrien avulla:

$$y(s) = \sqrt{\frac{\beta_s}{\beta_0}} (\cos \psi_s + \alpha_0 \sin \psi_s) y_0 + \left(\sqrt{\beta_s \beta_0} \sin \psi_s \right) y'_0, \quad (67)$$

$$y'(s) = \frac{1}{\sqrt{\beta_s \beta_0}} ((\alpha_0 - \alpha_s) \cos \psi_s - (1 + \alpha_s \alpha_0) \sin \psi_s) y_0 + \sqrt{\frac{\beta_0}{\beta_s}} (\cos \psi_s - \alpha_s \sin \psi_s) y'_0. \quad (68)$$

Matriisiformalismien avulla ratkaisu voidaan esittää muodossa

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_s = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{\beta_s}{\beta_0}} (\cos \psi_s + \alpha_0 \sin \psi_s) & \sqrt{\beta_s \beta_0} \sin \psi_s \\ \frac{(\alpha_0 - \alpha_s) \cos \psi_s - (1 + \alpha_s \alpha_0) \sin \psi_s}{\sqrt{\beta_s \beta_0}} & \sqrt{\frac{\beta_0}{\beta_s}} (\cos \psi_s - \alpha_s \sin \psi_s) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_0. \quad (69)$$

Yllä esitetty muoto on erityisen hyödyllinen, koska jos hiukkasen Twissin parametrit voidaan mitata tai muuten määrittää kahdessa kohtaa, saadaan hiukkasen rataa näiden pisteiden välillä kuvaava siirtomatriisi laskettua suoraan niiden avulla. Käyttämällä saatua siirtomatriisia voidaan vuorostaan laskea yksittäisten hiukkasten radat pisteiden välillä ilman mitään ylimääräistä tietoa systeemistä.

Vuorostaan, jos koko systeemiä kuvaava siirtomatriisi tunnetaan, voidaan sen avulla määrittää Twissin parametrit missä tahansa kohtaa systeemiä, jos tiedetään alkutilanne. Twissin parametreille voidaan johtaa yllä esiteltyjä relaatioita käyttäen matriisiyhtälö [10]

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix}_s = \begin{pmatrix} C^2 & -2SC & S^2 \\ -CC' & SC' + CS' & -SS' \\ C'^2 & -2S'C' & S'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix}_0, \quad (70)$$

missä C, S, C' ja S' ovat systeemiä kuvaavan siirtomatriisin elementit kuten on esitetty kaavassa (49).

3.8 Hiukkasen radan tarkempi ratkaisu ja dispersio

Yllä esiteltyt hiukkasen radan ratkaisut perustuvat huomattavasti yksinkertaistettuun tilanteeseen, joka jättää huomioimatta monia hiukkaseen vaikuttavia tekijöitä. Lisätekijöiden huomioonottaminen muuttaa hiukkaselle johdettua ratayhtälöä ja tekee siitä vaikeamman ratkaista.

Kuten jo luvussa 2.1 todettiin, ionisuihkun kaikilla hiukkasilla ei ole sama energia. Tämä aiheuttaa eroja hiukkasten liikemäärissä, mitä kuvataan ionisuihkun dispersiolla (4). Dispersio aiheuttaa muutoksia hiukkasten ratoihin, koska eri energialla ja siten eri nopeudella kulkevat hiukkaset käyttäytyvät eri tavalla siirtolinjan komponenteissa. Dispersion vaikutus hiukkasen rataa voidaan ottaa huomioon kirjoittamalla hiukkasen ratayhtälö muotoon [11]

$$y'' + K(s)y = \frac{1}{\rho} \frac{\Delta p}{p}. \quad (71)$$

Nyt ratayhtälö ei ole enää homogeeninen differentiaaliyhtälö. Sen ratkaisu saadaan kuitenkin yhdistämällä homogeenisen yhtälön ratkaisu $y_h(s)$ ja epähomogeenisen yhtälön erikoisratkaisu $y_y(s)$. Homogeenisen yhtälön ratkaisut on johdettu edellä, jolloin saatiin sini- ja kosinimuotoiset ratkaisut S ja C . Merkitään epähomogeenisen yhtälön erikoisratkaisua D :llä siten, että kyseinen ratkaisu on normalisoitu dispersiolla: $D(s) = \frac{y_y}{\Delta p/p}$. Tämä helpottaa saatavien yhtälöiden käyttöä. Ratayhtälön ratkaisuksi ja sen derivaataksi voidaan nyt kirjoittaa

$$y(s) = C(s)y_0 + S(s)y'_0 + D(s)\frac{\Delta p}{p}, \quad (72)$$

$$y'(s) = C'(s)y_0 + S'(s)y'_0 + D'(s)\frac{\Delta p}{p}. \quad (73)$$

Ratkaisu voidaan kirjoittaa matriisiformalismin avulla muotoon

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_s = \begin{pmatrix} C & S \\ C' & S' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_0 + \frac{\Delta p}{p} \begin{pmatrix} D \\ D' \end{pmatrix}. \quad (74)$$

Ratkaisu voidaan edelleen kirjoittaa kompaktimpaan muotoon yhden siirtomatrii-

sin avulla:

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \\ \frac{\Delta p}{p} \end{pmatrix}_s = \begin{pmatrix} C & S & D \\ C' & S' & D' \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y \\ y' \\ \frac{\Delta p}{p} \end{pmatrix}_0. \quad (75)$$

Erikoisratkaisu $D(s)$ voidaan määrittää laskemalla, jos homogeenisen yhtälön ratkaisut $C(s)$ ja $S(s)$ tiedetään. Tällöin $D(s)$:lle voidaan johtaa lauseke [11]

$$D(s) = S(s) \int_{s_0}^{s_1} \frac{1}{\rho} C(\tilde{s}) d\tilde{s} - C(s) \int_{s_0}^{s_1} \frac{1}{\rho} S(\tilde{s}) d\tilde{s}, \quad (76)$$

missä integrointi suoritetaan tutkitun alueen yli s -akselia pitkin kohdasta s_0 kohtaan s_1 . Derivaatta $D'(s)$ saadaan suoraan derivoimalla saatua esitystä.

Esimerkiksi siirtolinjan tyhjälle välille eli driftille saatiin edellä $C(s) = 1$, $S(s) = s$, $C'(s) = 0$ ja $S'(s) = 1$. Koska hiukkaseen ei vaikuta mitään ulkopuolisia voimia, sen rata on suora. Tämän seurauksena radan säde $\rho \rightarrow \infty$, jolloin $\frac{1}{\rho} \rightarrow 0$. Yhtälöstä (76) saadaan siten

$$D(s) = s \int_{s_0}^{s_1} \underbrace{\frac{1}{\rho}}_{=0} d\tilde{s} - \int_{s_0}^{s_1} \underbrace{\frac{1}{\rho}}_{=0} \tilde{s} d\tilde{s} = 0 \quad (77)$$

ja sen seurauksena myös $D'(s) = 0$. Sijoittamalla nämä kaikki arvot esitykseen (75) saadaan driftiä kuvaavaksi 3×3 -matriisiksi

$$M_{drift} = \begin{pmatrix} 1 & s & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (78)$$

Dispersion lisäksi muitakin ionisuihkun hiukkasiin kohdistuvia tekijöitä voidaan ottaa huomioon hiukkasen ratayhtälössä. Tämä johtaa suurempiin siirtomatriiseihin ja tarkempiin tuloksiin, mutta samalla myös monimutkaisempiin laskuihin. Tästä syystä on kehitetty tietokonesimulaatioita, jotka hoitavat matriisien muodostamisen ja laskennan annettujen siirtolinjan ominaisuuksien perusteella. Tällaiset tietokonesimulaatiot ovat paljon nopeampia kuin luvun alussa mainitut simulaatiokoodit, jotka laskevat hiukkasen liikettä suoraan annetuista sähkö- ja magneettikentistä likeyhtälöitä ratkomalla. Matriisiformalismia käyttäviä simulaatiokoodeja ovat

mm. TRANSPORT [2] ja DIMAD [26]. TRANSPORT käyttää laskennassa 6×6 -siirtomatriiseja, jotka määritellään [2]

$$\begin{pmatrix} x \\ \theta \\ y \\ \phi \\ l \\ \delta \end{pmatrix}_s = \begin{pmatrix} m_{11} & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & m_{16} \\ \vdots & \ddots & & & & \\ \vdots & & \ddots & & & \\ \vdots & & & \ddots & & \\ \vdots & & & & \ddots & \\ m_{61} & & & & & m_{66} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ \theta \\ y \\ \phi \\ l \\ \delta \end{pmatrix}_0. \quad (79)$$

Yllä olevassa esityksessä x ja y ovat paikkakoordinaatit ja θ ja ϕ niitä vastaavat etenemiskulmat. Täten ne vastaavat edellä käytettyjä koordinaatteja x , z , x' ja z' . Parametri l kertoo tutkitun radan pituuden eron verrattuna optimaaliseen keskirataan ja $\delta = \frac{\Delta p}{p}$ kuvaa dispersiota.

DIMAD käyttää laskennassa samaa matriisiformalismia kuin TRANSPORT, mutta sen lisäksi siinä voidaan käyttää joitakin lisäominaisuuksia esimerkiksi multipolien laskemiseen ja avaruusvarauksen huomioimiseen [26].

3.9 Liouvillen teoreema

Tähän asti edellä on käsitelty yhden hiukkasen liikettä ja sen radan ratkaisemista. Käsiteltäessä useiden hiukkasten kollektiivista liikettä tätä kokoelmaa yksittäisten hiukkasten ratoja kutsutaan ionisuihkuksi. Kuten edellä luvussa 3.2 on esitetty, hiukkanen voidaan karakterisoida kolmen paikkakoordinaattinsa ja niihin liittyvien liikemääriensä avulla ja esittää 6-ulotteisessa faasiavaruudessa. Samalla tavalla koko ionisuihku voidaan esittää faasiavaruudessa tilavuutena, jonka ionisuihkun hiukkaset miehittävät.

Kun ionisuihku etenee esimerkiksi siirtolinjassa, yksittäisten hiukkasten paikat faasiavaruudessa voivat muuttua. Ymmärrettävästi tämä johtaa samalla myös koko ionisuihkua kuvaavan tilavuuden muodon muutoksiin. Tähän muutokseen liittyy Liouvillen teoreema, joka sanoo [34]:

Joukolle liikkuvia hiukkasia faasiavaruuden hiukkastiheys $\rho(x, p_x, z, p_z, s, p_s)$ on muuttumaton.

Käytännössä Liouvillen teoreema tarkoittaa, että jos joukko hiukkasia, esimerkiksi ionisuihku, miehittää ajanhetkellä t_0 jonkin tilavuuden faasiavaruudessa, tämän tilavuuden muoto voi muuttua myöhemmillä ajanhetkillä $t > t_0$, mutta tilavuuden arvo pysyy vakiona. Täten ionisuihkon muodostaman tilavuuden pienentäminen tai suurentaminen millään sähkömagneettisilla kentillä on mahdotonta.

Luvussa 3.2 oletettiin, että hiukkasen liike eri paikkakoordinaattien suhteen on toisistaan riippumatonta. Tämän perusteella faasiavaruuden paikka-liikemäärä-koordinaattiparit voitiin erottaa toisistaan ja tarkastella 6-ulotteisen faasiavaruuden sijasta kolmea kaksikulotteista faasiavaruutta. Jos irtikytkytyminen on täydellistä, Liouvillen teoreema säilyttää hiukkasten miehittämät pinta-alat kaksikulotteisissa faasiavaruuksissa.

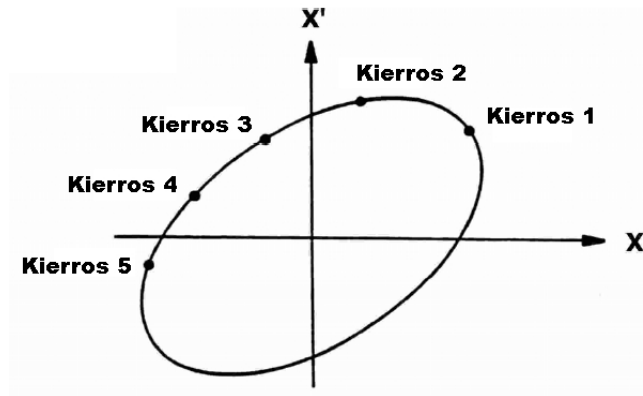
Kaksikulotteisia faasiavaruuksia käsiteltäessä Liouvillen teoreeman kanssa on syytä olla varovainen. Usein todellisissa systeemeissä eri koordinaattiparit eivät välttämättä ole täysin riippumattomia, koska hiukkasten välillä voi olla vuorovaikutuksia.

Ionisuihkon kiihdyttäminen etenemissuunnassa rikkoo Liouvillen teoreeman kaksikulotteisissa faasiavaruuksissa [34]. Tämä johtuu siitä, että kiihdytyksessä hiukkasen liikemäärä lisääntyy s -koordinaatin suunnassa, mikä johtaa kaksikulotteisessa (s, p_s) -faasiavaruudessa hiukkassuihkuja kuvaavan pinta-alan venymiseen liikemääräakselin suunnassa. Käytettäessä faasiavaruuden koordinaatteina paikkaa ja etenemiskulmaa Liouvillen teoreeman rikkoutuminen havaitaan siten, että kiihdyttäminen johtaa poikittaisten faasiavaruuksien (x, x') ja (z, z') etenemiskulmien pienentymiseen, minkä johdosta ionisuihkuja kuvaava pinta-ala litistyy liikemääräakselien suunnassa.

3.10 Emittanssi

3.10.1 Yksittäisen hiukkasen emittanssi

Luvussa 3.7 Hillin yhtälön ratkaisusta saatavalle suurelle ϵ johdettiin kaavan (63) mukainen esitysmuoto, jonka havaittiin kuvaavan (y, y') -faasiavaruudessa olevaa ellipsiä. Tämä suure on *yksittäisen hiukkasen emittanssi* ja yhtälön (63) ellipsi kuvaa sitä, missä kohtaa faasiavaruutta hiukkanen pystyy olemaan optisen akselin jossakin kiinnitettyssä pisteessä s . Tarkastellaan kehämäistä rakennetta, jossa



Kuva 5: Kiinnitetystä pisteestä s yhdelle hiukkaselle mitatut x ja x' asettuvat ellipsin kehälle. Kuva suomennettu lähteestä [22].

hiukkanen kiertää useita kertoja ja mitataan hiukkasen paikka y ja etenemiskulma y' joka kierroksella samassa kohtaa s . Tällöin havaitaan, että kaikki mitatut y ja y' asettuvat jollekin kohtaa ellipsiä [22]. Tätä on havainnollistettu kuvassa 5. Kehämäisissä laitteissa hiukkanen oskilloi optisen akselin ympärillä. Hiukkasen paikan muutos ellipsin kehällä riippuu siitä, kuinka suuri vaihe-ero tässä periodisessa liikkeessä tapahtuu eri kierrosten välillä.

3.10.2 Ionisuihkun emittanssi

Tarkastellaan seuraavaksi koko ionisuihkua. Ionisuihkun jokainen hiukkanen voidaan esittää 6-ulotteisessa faasiavaruudessa, jolloin faasiavaruuteen muodostuu hiukkasten miehittämä tilavuus. Tämä tilavuus määrittelee *ionisuihkun emittanssin* [1]. Joskus tätä emittanssia kutsutaan myös kolmiulotteiseksi emittanssiksi (3D-emittanssi). Kuten edellä on jo esitetty, tämä faasiavaruus pilkotaan yleensä kaksiulotteisiksi faasiavaruuksiksi. Hiukkasten miehittämiä alueita kaksiulotteisissa faasiavaruuksissa kutsutaan myös ionisuihkun emittansseiksi tai kaksiulotteisiksi emittansseiksi (2D-emittanssit). Yleensä emittansseja käsiteltäessä ionisuihkun etenemissuunnan emittanssi (s, p_s) -faasiavaruudessa jätetään huomioimatta ja siirrytään luvussa 3.2 esitetyllä tavalla käyttämään (y, y') -faasiavaruuksia [1]. Tällöin jäljelle jääviä kaksiulotteisia emittansseja kutsutaan poikittaisiksi emittansseiksi ja niitä merkitään ϵ_x ja ϵ_z .

Jos tarkasteltava rakenne olisi kehämäinen kuten edellä, hiukkaset muodostaisi-

vat kaksiulotteisissa faasiavaruuksissa sisäkkäisiä ellipsejä, joita pitkin ne kulksivat samalla tavalla kuin yhden hiukkasen tapauksessa. Ionisuihkun emittanssia voidaan käyttää myös rakenteissa ja laitteissa, jotka eivät ole kehämäisiä. Ionisuihkun kulkiessa systeemin läpi hiukkasten paikat ja etenemiskulmat vaihtelevat. Tämä heijastuu niiden paikkaan faasiavaruudessa. Täten kaikkien ionisuihkussa olevien hiukkasten käyttäytymistä voidaan tutkia tarkastelemalla suoraan niiden miehittämän faasiavaruuden alueen käyttäytymistä.

Määritelmän perusteella ionisuihkun emittanssi liittyy faasiavaruuden tilavuuteen tai pinta-alaan. Emittanssin tarkkojen arvojen laskemiseksi on kuitenkin käytössä lukuisia eri määritelmiä, jotka voivat vaihdella huomattavasti eri julkaisujen välillä. Peruslähtökohta on se, että emittanssi antaa kaksiulotteisessa faasiavaruudessa olevan hiukkasten miehittämän alueen pinta-alan ja yhtenä konventiona on käyttää emittanssin arvona suoraan pinta-alan arvoa. Toinen konventio on jakaa pinta-ala π :llä. Syynä tähän on se, että yleensä faasiavaruuden emittanssikuviot on muodoltaan ellipsimäisiä. Tällöin emittanssikuviot voidaan päätellä suoraan laskemalla ellipsin puoliakseli emittanssin arvon ja yhden tiedetyn puoliakselin avulla. Ongelmana kuitenkin on ollut, ettei kaikissa julkaisuissa määritellä sitä, kumpaa konventiota käytetään [1]. Tämä on johtanut kolmannen, nykyään eniten käytössä olevan konvention käyttöönottoon. Siinä emittanssin arvo on emittanssikuviot pinta-ala jaettuna π :llä, mutta π kirjoitetaan näkyviin emittanssin yksikköön. Tällöin emittanssille käytetään symbolia ϵ (ϵ_x tai ϵ_z kun haluttu faasiavaruus on valittu) ja sen vakiintunut yksikkö on $\pi \text{ mm mrad}$. Tällöin hiukkasten miehittämä elliptinen faasiavaruuden pinta-ala on $E = \pi\epsilon$.

3.10.3 Geometrinen, rms- ja normitettu emittanssi

Emittanssikuviot pinta-alan määrittäminen on toinen ongelma, johon on käytössä useita eri konventioita. Määrittystavan perusteella ionisuihkun emittanssi voidaan jakaa ns. *geometriseen emittanssiin* ja *rms-emittanssiin* [22]. Geometrisessa emittanssissa pinta-alaan otetaan mukaan vain tietty osa kaikista faasiavaruuden hiukkasista. Yleensä oletetaan, että ionisuihkun hiukkaset ovat jakautuneet ionisuihkussa gaussisesti siten, että hiukkastiheys on suurin ionisuihkun keskiosassa [1]. Tällöin ionisuihkun reunoilla voi olla hyvin matalan hiukkastiheyden alue, ns. halo, joka voidaan haluta jättää pois tarkasteluista. Tällöin voidaan valita, että tarkas-

teluun otetaan esimerkiksi vain 90 % hiukkasista, jolloin faasiavaruuteen piirretään ellipsi siten, että haluttu määrä hiukkasista jää sen sisään. Emittanssin laskemiseksi käytetään näin saadun ellipsin pinta-alaa. Tarkasteluissa huomioitua hiukkasten osuutta kutsutaan yleensä threshold-prosentiksi. Käytännön mittauksissa yksittäisiä hiukkasia ei havaita, jolloin hiukkasten lukumäärän sijaan threshold-prosentilla voidaan rajata haluttu osuus ionisuihkun kokonaisintensiteetistä [28].

Geometrisen emittanssin variaatio on ns. *area-emittanssi*. Sille voidaan käyttää esimerkiksi merkintää ϵ_{area} . Area-emittanssissa todellisesta emittanssikuvioista poistetaan kuvion reunoilla oleva halo ottamalla mukaan vain haluttu osa hiukkasista (tai kokonaisintensiteetistä), minkä jälkeen emittanssi lasketaan käyttämällä todellisen emittanssikuvion pinta-alaa ellipsisovituksen sijasta.

Rms-emittanssissa tarkkailussa huomioitava ionisuihkun osa määritellään tilastollisesti käyttämällä apuna hiukkasten paikkojen ja etenemiskulmien keskihajontaa [22]. Yleensä rms-emittanssi määritellään olemaan [1]

$$\epsilon_{rms} = \sqrt{\langle y^2 \rangle \langle y'^2 \rangle - \langle yy' \rangle^2}, \quad (80)$$

missä $\langle \dots \rangle$ on kyseisen suureen keskiarvo. Rms-emittanssille voidaan myös johtaa ionien ominaisuuksista riippuva esitys [1]:

$$\epsilon_{rms} = \frac{a}{2} \sqrt{\frac{kT_i}{mv^2}}, \quad (81)$$

missä a on ionilähteen ekstraktioelektrodin reiän säde, k Boltzmannin vakio, T_i ionien termien lämpötila, m ionin massa ja v nopeus. Sijoittamalla yhtälöön ionin nopeuden kaava (14), se voidaan kirjoittaa muotoon

$$\epsilon_{rms} = \frac{a}{2} \sqrt{\frac{kT_i}{2qV}}, \quad (82)$$

missä q on ionin varaus ja V jännite, jolla ionit on kiihdytetty.

Luvussa 3.9 esiteltyä Liouvilin teoreemaa voidaan käyttää apuna emittanssin muutosten määrittämiseen ionisuihkun kuljettamisen aikana. Teoreeman seuraus on, että ionisuihkun emittanssi pysyy vakiona kuljettamisen aikana.

Liouvillen teoreema takaa kuitenkin varmuudella vain 3D-emittanssin säilymisen. Luvussa 3.9 todettiin, että ionisuihkun kiihdyttäminen johtaa kaksiulotteisessa faasiavaruudessa Liouvillen teoreeman rikkoutumiseen. Kiihdytys johtaa faasiavaruuden pinta-alan ja siten 2D-emittanssin pienenemiseen. Haluttaessa tämä ilmiö voidaan kiertää käyttämällä normitettua emittanssia. Se määritellään [1]

$$\epsilon_n = \beta\gamma\epsilon, \quad (83)$$

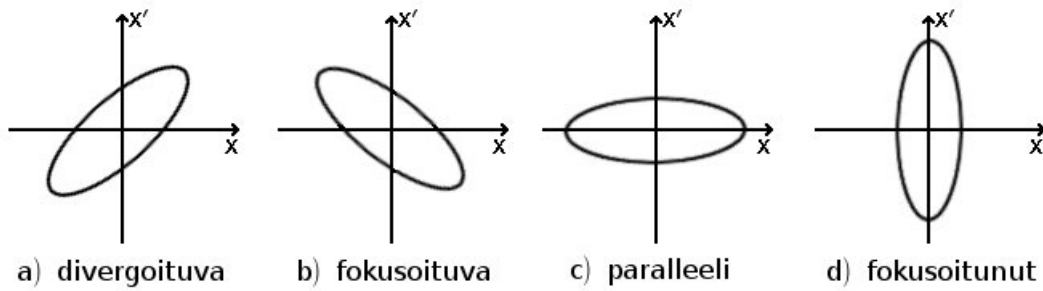
missä ϵ on normittamaton joko geometrinen tai rms-emittanssi, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ ja $\beta = \frac{v}{c}$, missä v on ionisuihkun nopeus ja c valon nopeus. Tässä esitettyjä suureita β ja γ ei pidä sekoittaa Twissin parametreihin.

3.10.4 Emittanssi ja ionisuihkun käyttäytyminen

Liouvillen teoreeman perusteella ionisuihkun emittanssi pysyy vakiona, voidaan yksittäisen hiukkasen ratayhtälöiden avulla laskea emittanssialueen muutos ionisuihkun kulkiessa esimerkiksi siirtolinjan läpi. Aluksi määritellään sopiva lähtötilanne ja sen mukainen alue faasiavaruuteen. Tätä aluetta voidaan approksimoida yksinkertaissa laskuissa esimerkiksi nelikulmiolla, jonka sisällä todellinen emittanssiellipsi on. Tunnettujen komponenttien avulla voidaan muodostaa siirtolinjalle siirtomatriisi, jolla voidaan laskea faasiavaruuden alueen pisteiden uudet paikat siirtolinjan lopussa. Koska alueen pinta-alan oletetaan pysyvän vakiona, tarvitsee lopputilan määrittämiseksi laskea loppuarvot vain muutamalle alkuperäisen alueen pisteelle (esimerkiksi nelikulmion kulmapisteet). Tämän jälkeen lopputilanne voidaan päätellä helposti pinta-alan säilymisestä.

Todellisissa systeemeissä Liouvillen teoreema ei kuitenkaan yleensä pidä täysin paikkaansa [11]. Ionisuihkun hiukkasten sironna toistensa ja tyhjiön jäännöskasvun kanssa kasvattaa emittanssia [22]. Lisäksi fokuointielementtien ominaisuudet voivat vaikuttaa emittanssin arvoon. Esimerkiksi solenoidit voivat aiheuttaa ionisuihkun emittanssin kasvua [4]. Solenoideja käsitellään tarkemmin luvussa 4.2.1.

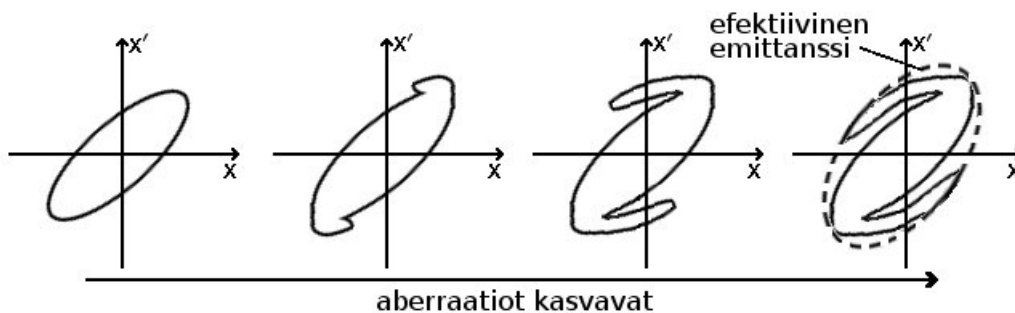
Emittanssikuvion avulla voidaan päätellä paljon ionisuihkun käyttäytymisestä. Jos emittanssikuvio muistuttaa muodoltaan ellipsiä, emittanssiellipsin asennosta voidaan päätellä, onko ionisuihku fokuoitumassa, divergoitumassa, fokuuspisteessä tai etenemässä paralleelista [1]. Tarkastellaan (x, x') -faasiavaruutta. Oletetaan, että el-



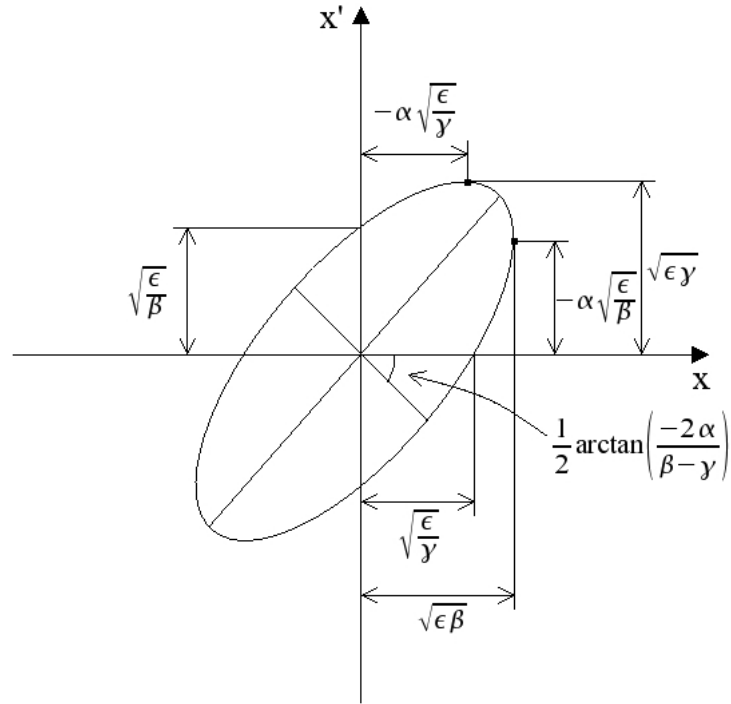
Kuva 6: Emittanssiellipsin asennon ja ionisuihkun käyttäytymisen väliset relaatiot.

lipsi on asettunut siten, että pidemmät puoliakselit kulkevat faasiavaruuden toisesta neljänneksestä neljanteen. Tällöin suurimmalla osalla hiukkasista, jotka ovat optisen akselin negatiivisella puolella (negatiivinen x), on positiivinen etenemiskulma. Nämä hiukkaset ovat siis kulkemassa kohti optista akselia. Vastaavasti optisen akselin positiivisella puolella olevilla hiukkasilla on negatiivinen etenemiskulma ja myös ne lähestyvät optista akselia. Kokonaisuudessaan ionisuihku fokusoituu. Vastaavalla tavalla voidaan päätellä muut käyttäytymiset, jolloin saadaan kuvassa 6 esitetyt relaatiot emittanssiellipsin asennoille ja ionisuihkun käyttäytymiselle.

Fokusoivissa komponenteissa voi olla aberraatioita eli taittovirheitä, jotka voivat huonontaa ionisuihkun laatua. Aberraatioiden vaikutus voidaan havaita helposti emittanssikuvion muodosta. Ionisuihkun laatua pidetään yleensä sitä parempana, mitä lähempänä emittanssikuvio on ellipsiä. Mitä enemmän ionisuihku on kokenut aberraatioita, sitä enemmän emittanssikuvion ellipsi vääristyy. Yleensä vääristyminen johtaa ellipsin vääntymiseen S-kirjaimen muotoon [28] [1]. Emittanssiellip-



Kuva 7: Aberraatioiden vaikutus emittanssiellipsin muotoon.



Kuva 8: Emittanssiellipsin määrittely Twissin parametrien avulla.

sin deformatumisen seurauksena todellisen ellipsin, jonka sisään koko ionisuihku voidaan sulkea, pinta-ala kasvaa. Tämän seurauksena myös emittanssin arvo kasvaa ionisuihkun laadun huonontuessa ja sitä kutsutaan efektiiviseksi emittanssiksi. Aberraatioiden vaikutus ellipsin muotoon on esitetty kuvassa 7.

Koska yksittäisen hiukkasen emittanssi johdettiin alunperin Twissin parametrien avulla, voidaan myös koko ionisuihkun emittanssia kuvaava ellipsi esittää näillä parametreilla. Tällöin voidaan johtaa kuvassa 8 esitetyt relaatiot ellipsin ja Twissin parametrien välille [1]. Niiden avulla voidaan esimerkiksi laskea ionisuihkun maksimisäde tutkitussa suunnassa (x tai z) emittanssin arvon ja betafunktion avulla:

$$r_{max} = \sqrt{\epsilon_{x,z}\beta}. \quad (84)$$

Ionisuihkun emittanssin tunteminen on tärkeää, koska se oleellisesti kertoo, paljonko ionisuihkussa olevien yksittäisten hiukkasten paikat ja etenemiskulmat eroavat toisistaan. Tämän perusteella se antaa jonkinlaisen numeerisen arvon ionisuihkun

koolle ja hajaantumiselle. Emittanssikuvioista voidaan päätellä paljon ionisuihkun tilasta, ominaisuuksista ja käyttäytymisestä. Kaikkien näiden ominaisuuksiensa perusteella emittanssi on paras ionisuihkun laatua kokonaisuudessaan kuvaava suure.

Yleensä ionisuihkun laatua pyritään parantamaan minimoimalla emittanssi. Ionisuihkun emittanssi riippuu hyvin voimakkaasti ionilähteen toiminnasta ja sen asetuksista. ECR-ionilähteiden tapauksessa mm. käytetyn mikroaaltotaajuuden kasvattaminen ja seoskaasun käyttö pienentävät syntyvän ionisuihkun emittanssia [31] [29]. Myös ionilähteen plasman stabiilisuudella ja ionisuihkun muodostamisella ekstraktiossa (ja siten ekstraktiogeometrialla) on suuri merkitys syntyvän ionisuihkun laatuun. Ionilähteen ominaisuuksien lisäksi myös ionisuihkuun valitun ionin ominaisuudet vaikuttavat emittanssiin. Emittanssi pienenee ionin massaluvun kasvaessa, minkä lisäksi tiettyä isotooppia tarkasteltaessa ionin varausasteen kasvattaminen pienentää emittanssin arvoa [36].

3.11 Kirkkaus

Kirkkaus on ionisuihkun laatuparametri, joka voidaan laskea emittanssin ja intensiteetin avulla. Se määritellään [1]

$$B = \frac{I}{\epsilon_x \epsilon_z}, \quad (85)$$

missä I on ionisuihkun intensiteetti ja $\epsilon_{x,z}$ ovat ionisuihkun poikittaiset emittanssit. Jos kumpaakin poikittaista emittanssia ei voida mitata, kirkkaudelle voidaan laskea approksimaatio käyttämällä mitatun poikittaisen emittanssin neliötä. Käyttämällä normitettuja emittansseja voidaan laskea emittanssinormitettu kirkkaus

$$B_{\epsilon n} = \frac{I}{\epsilon_{n,x} \epsilon_{n,z}}. \quad (86)$$

Emittanssinormitetun kirkkauden lisäksi voidaan käyttää normitetun intensiteetin I_n avulla määritettyä intensiteettinormitettua (eli virtanormitettua) kirkkautta [1]

$$B_{I_n} = \frac{I_n}{\epsilon_x \epsilon_z}. \quad (87)$$

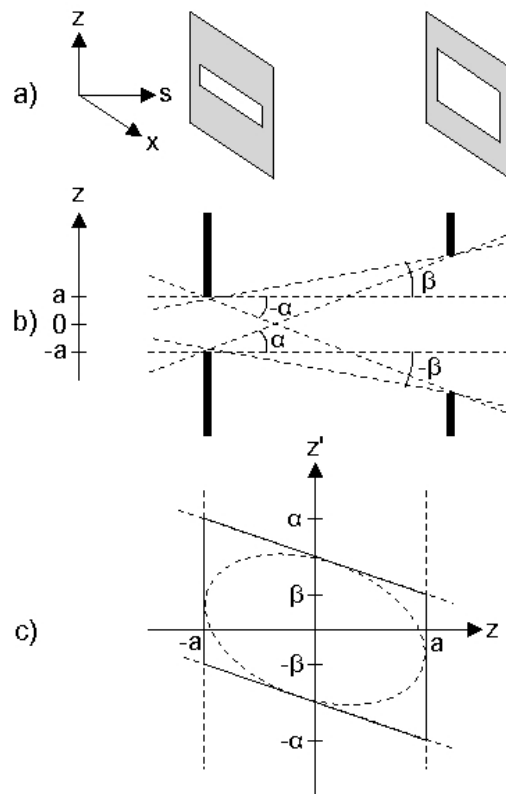
Normitetusta kirkkaudesta puhuttaessa on siten tärkeää tehdä selväksi kumpaa normitettua kirkkautta käytetään.

3.12 Akseptanssi

Akseptanssi on komponentin, komponenttien yhdistelmän tai minkä tahansa siirtolinjassa olevan rakenteen ominaisuus. Sillä tarkoitetaan suurinta mahdollista emittanssia, jolla ionisuihku vielä kykenee kokonaan läpäisemään kyseisen rakenteen.

Rakenteen akseptanssi määräytyy sen fyysisten ominaisuuksien, kuten rakenteessa olevien rakojen ja reikien koon, perusteella. Nämä ominaisuudet määrittävät ennen rakennetta poikittaisissa faasiavaruuksissa alueet, joiden sisällä olevat hiukkaset pääsevät esteettä kulkemaan rakenteen läpi. Näinollen ei riitä, että emittanssin arvo on akseptanssia pienempi, vaan koko emittanssikuvioiden tulee mahtua akseptanssin määrittämisen alueen sisälle. Jos näin ei ole, osa hiukkasista menetetään ionisuihkun kulkiessa rakenteen läpi. Akseptanssi voidaan määrittää myös suurimman mahdollisen ellipsin pinta-alana, joka mahtuu todellisen akseptanssikuvioiden sisälle [28]. Akseptanssin määrittämisestä seuraa, että ionisuihkun maksimiemittanssin, joka läpäisee usean komponentin muodostaman pidemmän rakenteen, määrää komponentti, jolla on pienin akseptanssi.

Määritetään esimerkkinä akseptanssi kahden erikokoisen rakolevyn muodostamalle systeemille. Kuvassa 9 tilanne on esitetty havainnollisemmin. Valitaan tutkitavaksi faasiavaruudeksi (z, z') , jolloin rakolevyjen muodostamaa rakennetta tar-



Kuva 9: Akseptanssin määrittäminen kahden rakolevyn muodostamalle systeemille.

kastellaan kuvan b) mukaisesta suunnasta. Akseptanssi lasketaan rakenteelle ensimmäisen rakolevyn kohdalla, jolloin nähdään, että vain ne hiukkaset, joiden z -koordinaatti on välillä $[-a, a]$, pääsevät rakolevyjen läpi. Tämän perusteella faasiavaruuteen piirretään pystysuorat viivat (ks. kuva c)). Hiukkanen, joka saapuu aivan raon reunalla kohdassa $z = a$ pääsee systeemin läpi vain, jos sen etenemiskulma on välillä $[-\alpha, \beta]$. Vastaavasti hiukkanen, jolla $z = -a$ pääsee läpi etenemiskulmalla joka on välillä $[-\beta, \alpha]$. Tämän perusteella faasiavaruuteen piirretään vinottain kulkevat suorat pisteiden $(-a, \alpha)$ ja (a, β) sekä $(-a, -\beta)$ ja $(a, -\alpha)$ välille. Näin faasiavaruuteen muodostuu kuvan 9 c) mukainen suljettu alue, joka määrittelee rakosysteemin akseptanssin. Jos akseptanssi halutaan määrittää ellipsin avulla, se voidaan piirtää alueen sisään kuvan mukaisesti.

4 Siirtolinjassa käytettyjä komponentteja

Siirtolinja muodostuu peräkkäin asetelluista komponenteista, joilla vaikutetaan ionisuihkun kulkuun tai tutkitaan sen ominaisuuksia. Ionioptisessa mielessä myös komponenttien välissä olevat tyhjät alueet, pelkät tyhjiöputket, ovat tärkeitä siirtolinjan toiminnan kannalta. Tässä luvussa esitellään yleisimpiä siirtolinjassa käytettyjä komponentteja ja niiden toimintaa. Pääpaino pidetään komponenteissa, joita käytetään JYFL:in siirtolinjassa.

4.1 Kääntömagneetit

Kääntömagneetteja käytetään ionisuihkun ohjaamiseen siirtolinjassa sekä ionisuihkussa olevien erilaisten ionien erotteluun. Niiden avulla ionisuihku saadaan käännettyä siirtolinjan mutkissa, minkä lisäksi ionisuihkun rataa voidaan hienosäätää myös siirtolinjan suorilla osuuksilla.

Kääntömagneetti on dipolimagneetti. Ideaalisessa kääntömagneetissa magneetin sisällä on homogeeninen dipolikenttä, missä ionit tuntevat Lorentzin lain (7) mukaisen magneettisen voiman $F_m = qvB$, joka kääntää ionit ympyräradalle. Koska tämä voima ja siten ympyräradan säde (8) on verrannollinen ionin varaukseen ja nopeuteen ($r = \frac{mv}{qB}$), kääntömagneettia voidaan käyttää myös eri ionien erotteluun

ionilähteen tuottamasta ionisuihkusta. Kirjoittamalla ionin ratasäteen kaavassa ionin nopeus v kaavan (14) avulla, saadaan säteelle lauseke

$$r = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2Vm}{q}} \propto \sqrt{\frac{m}{q}}. \quad (88)$$

Yllä olevasta lausekkeesta nähdään, että eri ionit kääntyvät kääntömagneetissa eri ratasäteelle massastaan ja varauksestaan riippuen. Tämän seurauksena kääntömagneetista poistuu useita eri ionisuihkuja, jotka koostuvat eri ioneista. Säättämällä kääntömagneetin virtaa ionilähteeltä saapuvasta ionisuihkusta voidaan siten valita vain haluttua ionia sisältävä ionisuihku. Muita ioneja sisältävät ionisuihkut osuvat joko kääntömagneetin tai sen jälkeisen siirtolinjan seinämiin. Yleensä yksi kääntömagneetti asetetaan ionilähteen jälkeen juuri tämän ominaisuuden vuoksi ja tätä magneettia nimitetään analysointimagneetiksi.

Idealiselle kääntömagneetille voidaan johtaa siirtomatriisi [11]

$$M_{dipoli} = \begin{pmatrix} \cos \frac{l}{\rho} & \rho \sin \frac{l}{\rho} & \rho \left(1 - \cos \frac{l}{\rho}\right) \\ -\frac{1}{\rho} \sin \frac{l}{\rho} & \cos \frac{l}{\rho} & \sin \frac{l}{\rho} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (89)$$

missä l on dipolin pituus ja ρ kääntösäde. Pituudella tarkoitetaan matkaa dipolin läpi optista akselia pitkin ja kääntösäteellä sädetä optiselle akselille.

Nykyään dipolit valmistetaan usein siten, että niillä on myös ionisuihkua fokuoiva ominaisuus. Tällaisia kääntömagneetteja kutsutaan joskus sektorilinsseiksi [1]. Kaksoisfokuoiva kääntömagneetti fokuoi fokuspisteestä saapuvan hajaantuvan ionisuihkun symmetrisesti x - ja y -tasossa uuteen fokuspisteeseen, joka on kääntömagneetin jälkeen. Tämä saadaan aikaan muuttamalla kääntömagneetin sisäänmeno- ja ulostulokulmia siten, että saapuvien ja poistuvien ionien lentoradan ja kääntömagneetin reunan normaalin väliin jää kulma α . Kun α , ns. napakulma, valitaan sopivasti, reunaefektien ja magneetin jäännöskentän ansiosta ionisuihku fokuoituu symmetrisesti x - ja y -tasoissa samaan fokuspisteeseen. Sopiva arvo α :lle on noin 30 asteen läheisyydessä [28]. Jos kääntömagneetissa käytetään eri reunakulmia, sen eri tasojen fokuointiominaisuudet voivat muuttua.

Magneettisten dipolimagneettien lisäksi käytössä on myös sähköstaattisia kääntö-

magneetteja. Ne muodostuvat yleensä kahdesta kaarevasta levyelektrodista, joiden välissä ionisuihku kulkee.

Kääntömagneetti voidaan valmistaa siten, että siinä on useita sisäänmeno- ja ulostulokohtia. Tällöin magneetti voi toimia siirtolinjassa olevan kytkimen tai jakajan tavoin, jolla valitaan haluttu kulkureitti useasta eri vaihtoehdosta. Tällaisia magneetteja kutsutaan yleensä switch-magneeteiksi.

Eräänlaisia kääntömagneetteja ovat myös siirtolinjan ympärille asennettavat XY-magneetit. Niiden avulla voidaan luoda x - tai y -suunnassa oleva magneettikenttä, jolla ionisuihku voidaan poikkeuttaa. Tällä tavalla voidaan korjata ionisuihkun radassa olevia pieniä virheitä myös siirtolinjan suorilla osuuksilla.

4.2 Fokusointielementit

Fokusointielementit voidaan jakaa kahteen luokkaan; sähköstaattisiin ja magneettisiin elementteihin. Tässä luvussa esitellään joitakin yleisimpiä fokusointielementtejä, joita käytetään JYFL:n siirtolinjassa. Näitä ovat magneettinen solenoidi, magneettinen kvadrupoli ja sähköstaattinen einzel-linssi.

4.2.1 Solenoidi

Solenoidi on yksinkertainen magneettinen linssi ja se on käytännössä aina fokuoiva. Solenoidi rakennetaan käyttämällä samankeskisiä keloja, jotka käämitään siirtolinjan kuljetusputken ympärille. Valmistuksessa voidaan käyttää apuna rautaa magneettikentän ohjaamiseen, jolloin solenoidin pituutta voidaan lyhentää. Tällaista linssiä kutsutaan yleensä glaser-linssiksi [28]. Solenoidi muodostaa sylinterisymmetrisen aksiaalisen ja radiaalisen magneettikentän, joka on solenoidin sisällä lähes homogeeninen ja kaartuu solenoidin päissä ulospäin.

Ioni, joka saapuu solenoidiin pitkin sen keskiakselia, ei tunne mitään voimavaiikutusta. Kauempana keskiakselista kulkeva ioni, jolla on radiaalinen nopeuskomponentti v_r , tuntee magneettisen voiman $F = qv_r B_z$, missä B_z on solenoidin aksiaalinen magneettivuon tiheys. Voima kääntää ionin korkkiruuviradalle. Koska solenoidin magneettikenttä voimistuu sen sisällä, ioni siirtyy radallaan lähemmäs keskiakselia. Poistuessaan solenoidista ioni vastaavasti siirtyy kauemmas keskiakselista magneettikentän heikentyessä. Nyt ioni on kuitenkin lähempänä keskiakse-

lia, jolloin divergoiva vaikutus jää heikommaksi kuin aiempi fokusoiva vaikutus. Lopputuloksena ionisuihku fokusoituu kulkiessaan solenoidin läpi.

Solenoidin polttoväliksi voidaan johtaa [1]

$$f_s = \frac{(2mv)^2}{LB_z^2 q^2}, \quad (90)$$

missä m on ionin massa ja v nopeus, L solenoidin keskiakselia pitkin mitattu pituus niiden pisteiden välillä, missä magneettikentän voimakkuus on tippunut puoleen maksimistaan, B_z magneettivuon tiheyden maksimi solenoidin keskiakselilla ja q ionin varaus. Kaavasta nähdään, että polttoväli on verrannollinen ionisuihkon nopeuteen ja siten energiaan. Tästä syystä solenoidit eivät sovellu suurenergisten ionisuihkujen fokuointiin.

Solenoidi kiertää lävitseen kulkevaa ionisuihku optisen akselinsa ympäri. Kiertymäkulmalle voidaan johtaa lauseke [28]

$$\phi = k_s L = \frac{B_z L}{2B\rho}, \quad (91)$$

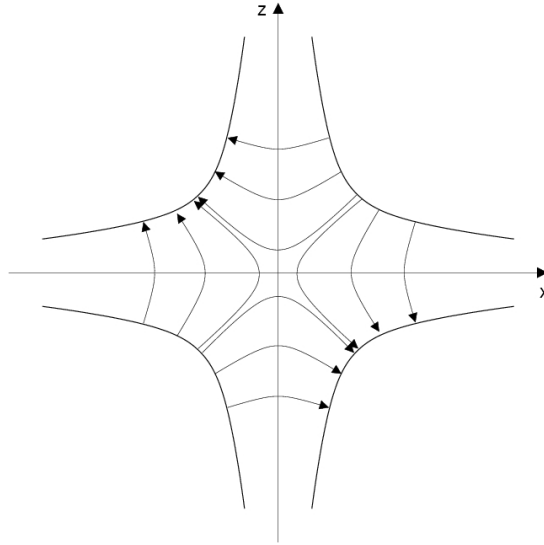
missä L on solenoidin efektiivinen pituus ja $B\rho$ kaavan (10) mukainen ionisuihkon magneettinen jäykkyys. Kaavassa oleva k_s on varsinkin simulaatio-ohjelmissa käytetty solenoidin vahvuus [26]. Käyttämällä tätä merkintää solenoidille voidaan johtaa 2×2 -siirtomatriisi [4]

$$M_{solenoidi} = \begin{pmatrix} \cos^2(k_s L) & \frac{1}{k_s} \sin(k_s L) \cos(k_s L) \\ -k_s \sin(k_s L) \cos(k_s L) & \cos^2(k_s L) \end{pmatrix}. \quad (92)$$

Solenoidissa kulkevan virran suuntaa vaihtamalla voidaan kääntää kiertymän suunta, mutta se ei vaikuta solenoidin polttoväliin. Kiertymä voi johtaa emittanssin kasvuun ja sitä kautta ionisuihkon laadun huononemiseen [4].

4.2.2 Kvadrupoli

Kvadrupolimagneetti on yleisimmin käytetty fokuointielementti kehämäisissä kiihdyttimissä ja siirtolinjoissa, joissa kuljetetaan suurenergisiä ionisuihkuja. Magneettisessa kvadrupolissa on neljä magneettista napaa, jotka on aseteltu ionisuihkon kulkureitin ympärille. Napojen polariteetit asetetaan siten, että vastakkaisissa



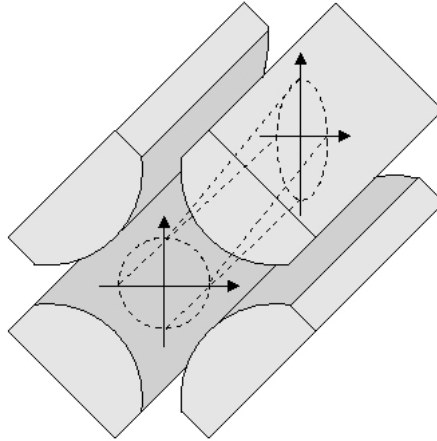
Kuva 10: Hyperbolisten napojen muodostama magneettinen kvadrupolikenttä.

navoissa on sama polariteetti ja vierekkäisissä vastakkainen. Tällöin napojen väliin muodostuu kuvan 10 mukainen kvadrupolikenttä.

Kuten aiemmin luvussa 3.3 todettiin, kvadrupolikenttä katoaa keskellä kvadrupolia ja kasvaa lineaarisesti siirryttäessä pois päin keskiakselilta. Kvadrupolikenttä on siten kaavan (20) mukaisesti muotoa $B_z = gx$ ja $B_x = gz$, missä g on kvadrupolikentän gradientti. Gradientin avulla saatiin myös määritettyä varsinkin simulaatio-ohjelmissa paljon käytetty kaavan (21) kvadrupolikentän voimakkuus $k = \frac{g}{B\rho} = \frac{g}{p/q}$, missä p on hiukkasen liikemäärä ja q varaus. Fokusointivoimakkuuden avulla voidaan puolestaan kirjoittaa kvadrupolin polttoväli, jolloin saadaan kaavan (56) mukainen $f = \frac{mv}{gql_q} = \frac{1}{kl_q}$. Jos kvadrupolin pituus on l_q , sille saadaan myös jo kaavassa (55) esitetty siirtomatriisi

$$M_q = \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{k}l_q) & \frac{1}{\sqrt{k}} \sin(\sqrt{k}l_q) \\ -\sqrt{k} \sin(\sqrt{k}l_q) & \cos(\sqrt{k}l_q) \end{pmatrix}.$$

Ideaalisen kvadrupolikentän tasapotentialipinnat ovat hyperbolin muotoisia [5]. Tästä syystä myös magneettiset navat tulisi muotoilla mahdollisimman lähelle tätä muotoa laadukkaan kvadrupolikentän saamiseksi. Käytännössä tämä on kuitenkin usein vaikeaa. Ongelmana on ollut varsinkin valmistusprosessien tarkkuus sekä se, että ideaalisessa kentässä hyperbolit jatkuvat äärettömiin magneetin ul-



Kuva 11: Kvadrupoli fokusoi ionisuihkua yhdessä tasossa ja defokusoi toisessa.

kopuolelle. Käytännössä tämä ei tietenkään ole mahdollista, jolloin napojen katkaisukohta magneetin reunoilla aiheuttaa vääristymiä syntyvään kenttään. Koska kvadrupolimagneetin voimakkuutta täytyy voida säätää, magneettikenttä muodostetaan käytännössä napojen ympärille käämittyjen virtajohtimien avulla. Kaikesta huolimatta nykyisillä kvadrupolimagneeteilla päästään hyvin lähelle ideaalista kvadrupolikenttää.

Kvadrupolikenttä fokusoi ioneja yhdessä tasossa, mutta defokusoi toisessa. Tällöin yhdellä kvadrupolimagneetilla voidaan aikaansaada fokusointi esimerkiksi x -suunnassa, mutta samalla ionisuihku defokusoituu z -suunnassa. Tämä on esitetty havainnollisemmin kuvassa 11. Tällöin käytännölliset fokusointisysteemit joudutaan yleensä rakentamaan käyttämällä useaa peräkkäistä kvadrupolia siten, että fokusoiivat ja defokusoiivat tasot vuorottelevat. Tällöin systeemin kokonaisvaikutus on fokusoiiva kummassakin tasossa [34]. Yleisimmät tällaiset rakenteet ovat dupletit, tripletit ja pidemmät FODO- ja FOFDOD-rakenteet [34] [8]. FODO-rakenteessa fokusoiivat ja defokusoiivat kvadrupolit vuorottelevat ja FOFDOD-rakenteessa käytetään vuorottelevia kvadrupolidupletteja.

Erilaisia kvadrupoliyhdistelmiä käyttämällä voidaan saada aikaan hyvin laaja valikoima erilaisia fokusointitapoja. Tällaisia on esimerkiksi fokuuspisteestä saapuvan ionisuihkun fokusointi paralleeliksi suihkuksi (point-to-parallel), paralleelin suihkun fokusointi fokuuspisteeseen (parallel-to-point), fokuuspisteestä fokuuspisteeseen fokusointi (point-to-point) tai fokuuspisteestä paralleelin kautta fokuuspisteeseen fo-

kusointi (point-to-parallel-to-point) [34]. Lisäksi kvadrupolin ominaisuutta vaikuttaa eri tavalla eri fokustasoihin käytetään usein hyödyksi ionisuihkun fyysisen koon tai emittanssin säätämisessä esimerkiksi ennen hiukkaskiihdytintä, että ionisuihkun emittanssi ja kiihdyttimen akseptanssi olisivat mahdollisimman lähellä toisiinsa.

Kvadrupoli voidaan valmistaa myös sähköstaattiseksi korvaamalla magneettiset navat elektrodeilla. Sähköinen ja magneettinen kvadrupoli fokusoivat ionisuihkua eri tasoissa samalla tavalla, jos toista niistä kierretään akselinsa ympäri 45 astetta [34].

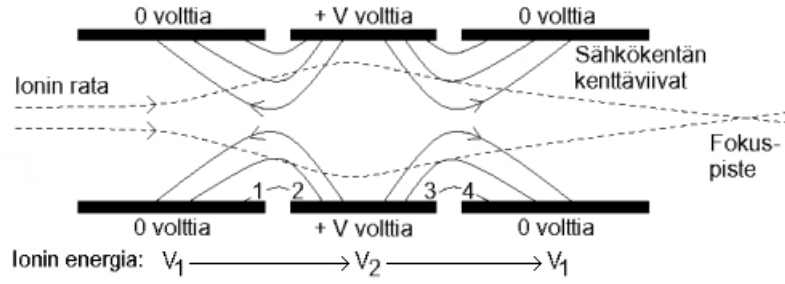
Muita multipoleja voidaan valmistaa lisäämällä fokuointimagneetin napojen lukumäärää. Yleisimpiä käytössä olevia multipoleja ovat kuusinaapainen heksapoli (seksstupoli) ja kahdeksannaapainen oktupoli.

4.2.3 Einzel-linssi

Einzel-linssi on ainoa JYFL:n injektioinjassa käytetty sähköstaattinen elementti ja se sijaitsee ECR-ionilähteen ekstraktiossa. Einzel-linssi on solenoidin sähköstaattinen analogia ja siten aina fokusoiva. Se valmistetaan kolmesta peräkkäin olevasta putkimaisesta osasta, joiden läpi ionisuihku kulkee. Yksinkertaisimmillaan linssi voidaan rakentaa siten, että reunimmaisina putkina toimivat maapotentiaalissa oleva siirtolinja, jolloin keskiosaa kutsutaan Einzel-elektrodiksi. Keskimäinen putki asetetaan eri potentiaaliin muihin putkiin nähden, jolloin osien väleihin muodostuu sähkökentät. Riippuen siitä, asetetaanko keskiosa korkeampaan vai matalampaan potentiaaliin kuin ympäröivät osat, Einzel-linssiä kutsutaan joko jarruttavaksi tai kiihdyttäväksi.

Tarkastellaan jarruttavan linssin toimintaa. Olkoon siirtolinjan loppupää, missä ensimmäinen sähkökenttä alkaa, 1 ja Einzel-elektrodin alkupää, missä ensimmäinen sähkökenttä päättyy, 2. Vastaavasti toisen sähkökentän alkupää on 3 ja loppupää, missä siirtolinja jatkuu, 4. Näin ionit kulkevat linssin läpi järjestyksessä 1-2-3-4 (kuva 12).

Ioni saapuu kohtaan 1. Sähkökenttä hidastaa sen liikettä ja defokusoi sitä. Kohdassa 2 sähkökenttä fokusoi ionia. Koska ionin nopeus on hidastunut, fokuointi vaikuttaa kauemmin kuin defokuointi, jolloin lopputuloksena ensimmäisen säh-



Kuva 12: Jarruttavan Einzel-linssin toimintaperiaate.

kökentän jälkeen ioni on fokusoitunut. Ioni kulkee Einzel-elektrodin läpi ja saapuu kohtaan 3. Sähkökenttä kiihdyttää ja fokusoii ionia. Kohdassa 4 sähkökenttä defokusoii, mutta koska ionin nopeus on lisääntynyt, defokusointi ehtii vaikuttaa vähemmän aikaa kuin edellisen kohdan fokusointi. Lopputuloksena ioni on taas fokusoitunut ja on alkuperäisessä nopeudessaan. Vastaavalla tavalla voidaan päätellä, että myös kiihdyttävä Einzel-linssi on aina fokusoiva.

Einzel-linssin polttovälille f_e voidaan johtaa kaava [1]

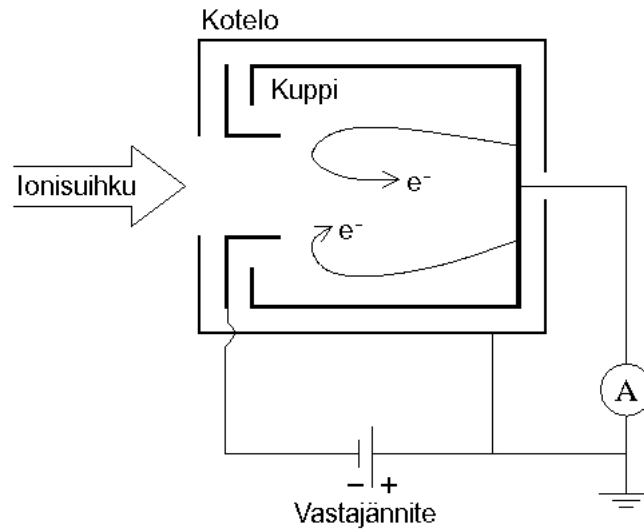
$$\frac{L}{f_e} = \frac{3}{8} \left(\frac{V_2}{V_1} - 1 \right) \left[4 - \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\frac{1}{2}} - 3 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\frac{1}{2}} \right], \quad (93)$$

missä L on koko systeemin pituus, V_1 ionin energia uloimman elektrodin kohdalla (eli siirtolinjan maapotentiaalissa) ja V_2 ionin energia sisemmän, Einzel-elektrodin kohdalla (katso kuva 12). Yllä oleva kaava on johdettu kolmesta ohuesta levystä muodostetulle Einzel-linssille, mutta sitä voidaan käyttää myös putkimalliselle linssille [28].

4.3 Diagnostiikkaelementit

4.3.1 Faradayn kupit

Yleisin diagnostiikkaelementti on ionisuihkun intensiteetin mittaukseen käytetty Faradayn kuppi. Metallinen kuppi työnnetään ionisuihkun eteen siten, että koko ionisuihku saadaan kerättyä kupin sisään. Ionit törmäävät kupin pohjaan, josta niiden varaus pääsee purkautumaan maapotentiaaliin virtamittarin kautta. Virtamittarin lukema kertoo ionisuihkun intensiteetin. Ionisuihkun törmäyksessä syntyy



Kuva 13: Skemaattinen kuva Faradayn kupista.

sekundaarisia elektroneja. Elektronien karkaaminen kupista estetään käyttämällä kupin suulla vastajännitettä, joka pakottaa elektronit takaisin kuppiin. Jos näin ei olisi, karkaavat elektronit vääristäisivät virranmittauksen ja saataisiin liian suuri intensiteetti.

Faradayn kupin pohja voi olla muodostettu useista toisistaan eristetyistä osista. Kun virta mitataan erikseen kunkin osan kohdalta, voidaan määrittää intensiteetin jakauma ionisuihkussa. Suuret energiat ja intensiteetit voivat lämmittää Faradayn kuppia huomattavasti. Tästä syystä kuppeihin voidaan rakentaa esimerkiksi vesijäähdytys. Kuvassa 13 on esitetty skemaattisesti Faradayn kupin rakenne.

4.3.2 Emittanssimittarit

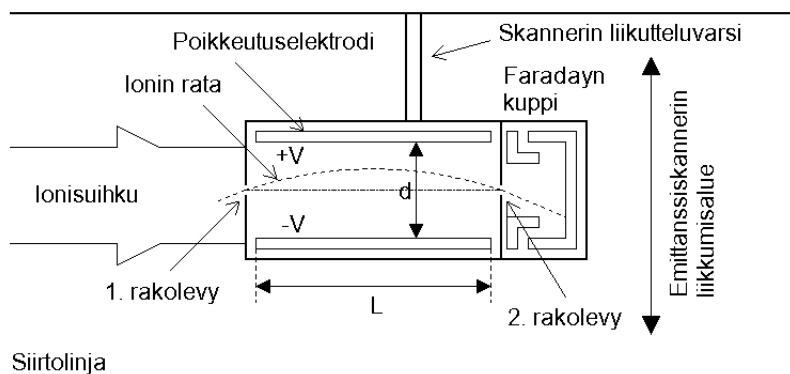
Emittanssin mittaamiseen on kehitetty monenlaisia diagnostiikkaelementtejä. Tällaisia on esimerkiksi liikuteltaviin kollimaattoreihin perustuva ratkaisu, Allison-emittanssiskanneri, pepper pot -emittanssimittari ja varjostintoiminen emittanssimittari. Allison-emittanssiskannerin toimintaa käsitellään tarkemmin kuin muiden emittanssimittareiden, koska sellainen on käytössä JYFL:n kiihdytinlaboratoriossa.

Yksinkertaisin emittanssiskanneri perustuu Faradayn kuppiin ja sitä ennen olevaan

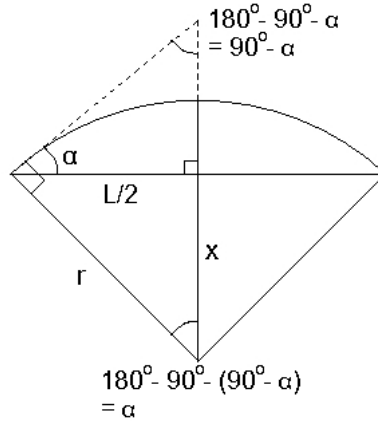
kahteen liikuteltavaan rakolevyyn eli kollimaattoriin. Ensimmäisellä kollimaattorilla valitaan faasiavaruuden paikka y (joko x tai z riippuen miten päin rakolevyt ovat), minkä jälkeen kyseistä paikkaa vastaavat intensiteetit eri kulmilla saadaan mitattua jälkimmäisellä rakolevyllä skannaamalla. Jälkimmäisen rakolevyn liikealue vastaa faasiavaruuden kulmia valittuun paikkakoordinaattiin nähden esimerkiksi välillä $[-y', y']$. Tämä tuottaa pystysuoran viivan faasiavaruuteen ensimmäisellä rakolevyllä valitun paikkakoordinaatin kohdalle. Sama toistetaan halutulla tiheydellä välille $[-y, y]$, jolloin saadaan kuva koko ionisuihkusta faasiavaruudessa. Menetelmän ongelmana on kuitenkin epätarkkuus ja hitaus [28].

Allison-tyyppisessä emittanssiskannerissa on poistettu kahden liikuteltavan osan tarve rakentamalla rakolevy kiinni liikuteltavaan Faradayn kuppiin. Koko kuppia liikuttelemalla voidaan skannata haluttu paikkaväli $[-y, y]$ ja kulmamittaus suoritetaan faradayn kupin edessä kiinteästi olevilla poikkeutuselektrodeilla, joiden jännite on verrannollinen skannerin läpi päässeiden ionien saapumiskulmaan. Emittanssiskannerin perusrakenne on esitetty kuvassa 14 ja skannerin rakennetta ja toimintaa on esitelty lähteessä [36].

Mittauslaitetta liikutetaan askelmoottorilla tutkitun paikkavälin yli ja jokaisen askeleen välillä poikkeutuselektrodien potentiaalia muutetaan välillä $-V \dots +V$ siten, että eri elektrodeissa on aina käänteisen polariteetin potentiaalit. Elektrodit kääntävät saapuvat hiukkaset likimain ympyräradalle, jonka säde saadaan Lorentzin kaavan (7) ja Newtonin toisen lain avulla muotoon $r = \frac{mv^2}{qE}$. Käyttämällä potentiaalin ja sähkökentän välistä yhteyttä (12) voidaan kirjoittaa $2V = Ed$,



Kuva 14: Allison-emittanssiskannerin perusrakenne.



Kuva 15: Geometria säteen r ja kulman α välisen relaation laskemiseksi.

missä $2V$ on elektrodien välissä oleva potentiaaliero ja d elektrodien välimatka. Lisäksi kaavalla (13) saadaan $E_{kin} = \frac{1}{2}mv^2 = qV_{acc}$, missä V_{acc} on ionisuihkun kiihdyttämiseen käytetty jännite. Yhdistämällä nämä saadaan säteelle yhtälö

$$r = \frac{dV_{acc}}{V}. \quad (94)$$

Kuvassa 15 on esitetty geometria säteen r ja hiukkasen saapumiskulman α relaation laskemiseksi. L on poikkeutuselektrodien pituus. Merkintöjen helpottamiseksi kirjoitamme $l = \frac{L}{2}$, jolloin kuvasta saadaan $x = \sqrt{r^2 - l^2}$ ja $\tan \alpha = \frac{l}{x}$. Yhdistetään nämä esitykset ja käytetään pienten kulmien approksimaatiota ($\tan \alpha \approx \alpha$), jolloin saadan

$$\alpha = \sqrt{\frac{l^2}{r^2 - l^2}} = \sqrt{\frac{1}{\frac{r^2}{l^2} - 1}}. \quad (95)$$

Kulma α on pieni, minkä seurauksena r on suuri luku. Lisäksi l on yleensä kymmeniä millimetrejä, joten voidaan approksimoida $\frac{r^2}{l^2} \gg 1$ ja saadaan

$$\alpha = \sqrt{\frac{1}{\frac{r^2}{l^2} - 1}} \approx \sqrt{\frac{1}{\frac{r^2}{l^2}}} = \frac{l}{r}. \quad (96)$$

Ratkaisemalla säde r ja sijoittamalla se yhtälöön (94) saadaan relaatio poikkeutusjännitteen ja hiukkasen saapumiskulman välille:

$$V = \frac{2V_{acc}d}{L}\alpha. \quad (97)$$

Kun kiihdytysjännite ja skannerin mitat tiedetään, voidaan eri poikkeutusjännitteet muuttaa hiukkasten etenemiskulmiksi, jolloin mittausdatasta saadaan jokaista kulmaa vastaava intensiteetti. Kun skannaus suoritetaan koko paikkavälille $[-y, y]$, saadaan määritettyä ionisuihkun miehittämä alue ja intensiteettijakauma faasia-varuudessa, josta voidaan laskea emittanssi. Mittauksen päätyttyä emittanssiskanneri nostetaan pois ionisuihkun edestä, ettei se häiritse sen kulkua.

Toisin kuin edellä esitellyillä emittanssinmittauslaitteistoilla, ns. pepper pot -emittanssimittarin etuna on se, että sillä voidaan määrittää samalla kertaa kummatkin poikittaiset emittanssit. Mittauslaitteiston toiminta perustuu ionisuihkun eteen tuotavaan maskiin, joka on täynnä hyvin pieniä reikiä, ja maskin takana olevaan mikrokanavalevyyn ja fosforoituun varjostimeen. Mikrokanavalevyllä fosforoitu varjostin ”pikselöidään”. Ionisuihkun hiukkasia pääsee maskin läpi vain reikien kohdalta, minkä jälkeen ne osuvat pikselöidylle varjostimelle aiheuttaen valoilmion. Varjostimella näkyvä kuva saadaan talteen kameran avulla. Maskin reikien järjestyksen tai esimerkiksi keskellä maskia olevan reiän puuttumisen avulla voidaan päätellä, mistä maskin reiästä kukin varjostimella havaittu hiukkanen (tai joukko hiukkasia) on saapunut. Kun varjostimen ja maskin etäisyys tiedetään, hiukkasten saapumiskulmat voidaan laskea. Samoin nähtävästä kuvasta saadaan määritettyä ionisuihkun koko. Datankäsittelyohjelmiston avulla näistä tiedoista saadaan laskettua projektiot poikittaisille tasoille ja sitä kautta ionisuihkun poikittaiset emittanssit. Lähteessä [24] on esitelty tarkemmin pepper pot -emittanssimittarin rakennetta ja toimintaa.

Emittanssimittari voidaan myös valmistaa asettamalla Faradayn kupin ympärille pyörivä varjostin [27]. Varjostimen lisäksi tarvitaan liikuteltavat rakolevyt, minkä johdosta systeemi on lähinnä aiemmin esitellyn yksinkertaisen kahden rakolevyn ja Faradayn kupin yhdistelmän päivitys. Käytettäessä pelkästään rakolevyjä ja Faradayn kuppia ionisuihkusta saadaan mitattua pelkästään poikittainen emittanssi, missä ionisuihku projisoidaan raon suunnassa. Tämän takia mittauksella ei voida määrittää ionisuihkun todellista profilia. Varjostimen avulla raoista saapuva ionisuihkun osa voidaan skannata raon suunnassa pyöräyttämällä muotoiltu varjostin Faradayn kupin ympäri. Tällöin mittaus kertoo myös sen, kuinka ionisuihkun in-

tensiteetti on jakautunut raon suunnassa. Kun kummatkin poikittaiset emittanssit mitataan tällä tavalla, saadaan lopputulokseksi emittanssikuvioiden lisäksi myös ionisuihkun profiili.

4.3.3 Heijastelevyt

Ionisuihkun poikkileikkaus voidaan määrittää käyttämällä tuikeaineella pinnoitettuja levyjä. Niille ei ole suomen kielessä selvästi vakiintunutta nimitystä, minkä johdosta tässä tutkielmassa niitä kutsutaan heijastelevyiksi.

Ionisuihkun hiukkaset saavat heijastelevyn pinnalla aikaan tuikeilmiön. Tuikeilmiöllä tarkoitetaan saapuvan hiukkasen väliaineessa aiheuttamaa sähkömagneettisen säteilyn emissiota. Jos tämä säteily on näkyvän valon alueella, heijastelevyllä nähdään valoa niissä kohdissa, joihin ionisuihkun hiukkaset osuvat. Näin syntyvästä kuvasta nähdään suoraan ionisuihkun poikkileikkaus. Lisäksi eri alueiden kirkkaudesta voidaan päätellä kuinka intensiteetti on jakautunut ionisuihkussa. Heijastelevyt ovat erityisen hyödyllisiä tutkittaessa ionisuihkuissa esiintyviä vääristymiä ja fokusointielementtien aiheuttamia taittovirheitä, jotka vaikuttavat ionisuihkun laatuun. Heijastelevyjen toiminnasta on kerrottu tarkemmin esimerkiksi lähteessä [32].

Heijastelevyjen lisäksi ionisuihkun poikkileikkauksen määrittämiseen on käytössä myös muita menetelmiä, kuten esimerkiksi lankaskannerit ja lankaverkkoilmaisimet, joiden läpi ionisuihku ohjataan [15]. Tämä aiheuttaa lankoihin mitattavan virran, mistä ionisuihkun profiili voidaan määrittää.

4.4 Muita komponentteja

Kaikkien yllä esiteltyjen elementtien lisäksi siirtolinjoissa käytetään joitakin komponentteja, jotka eivät sovi mihinkään aiempaan kategoriaan. Ionisuihkun kulkua voidaan rajoittaa rako- ja reikälevyillä, joita kutsutaan kollimaattoreiksi. Niillä ionisuihkun koko voidaan leikata halutuksi estämällä suihkun osan eteneminen fyysisesti. Tämä voi joissakin tapauksissa olla tarpeen esimerkiksi ennen herkkiä komponentteja, joissa ionisuihkun osuminen komponentin sisäosiin voisi olla haitallista. Kollimaattoreilla voidaan myös leikata pois ionisuihkun reunoilla olevia matalan intensiteetin alueita, jotka huonontavat ionisuihkun laatua. Kollimaattoriin osuvan

ionisuihkun määrää voidaan mitata samalla tavalla kuin Faradayn kupissa. Mitatusta virrasta ja sen muutoksista voidaan arvioida esimerkiksi ionisuihkun kokoa kollimaattorin kohdalla.

Siirtolinjassa käytetään paljon venttiileitä ja tyhjiöpumppuja. Pumppujen avulla siirtolinjan tyhjiö saadaan ylläpidettyä halutulla tasolla, jolloin jäännöskaasun vaikutukset ionisuihkun kuljetukseen minimoidaan. Venttiilien avulla siirtolinja osastoidaan erillisiin alueisiin. Vuodon sattuessa venttiilit voidaan sulkea, jolloin tyhjiölle aiheutuva vahinko saadaan rajattua mahdollisimman pienelle alueelle. Osastointi on tärkeää myös huoltotöitä suoritettaessa tai komponentteja vaihdettaessa. Tällöin koko siirtolinjaa ei tarvitse pumpata operaation jälkeen, mikä lyhentää huomattavasti operaatioon tarvittavaa aikaa.

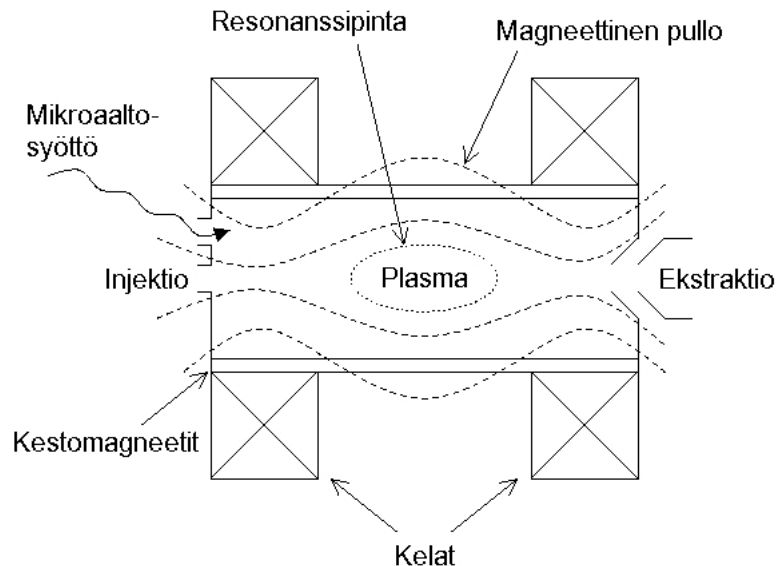
Joissakin tapauksissa hiukkaskiihdyttimelle saapuvaa ionisuihkun määrää voidaan haluta laskea. Tätä ei kuitenkaan mielellään tehdä ionilähteen asetuksia muuttamalla, koska silloin jouduttaisiin säätämään koko siirtolinjan fokusointi uudestaan. Ratkaisu tähän on käyttää ennen kiihdytintä nk. poikkeutinta. Poikkeuttimessa ionisuihku kuljetetaan kahden levyelektrodin välistä. Elektrodeihin johdetaan kanttiaallon muodossa jännitettä siten, että kanttiaallon pohja vastaa nolla-jännitettä. Kanttiaallon huipun kohdalla ionsuihku kokee poikkeuttavan voiman, minkä seurauksena osa ionisuihkusta menetetään. Lopputuloksena ionisuihku ”pätkittyy” ja sen intensiteetti laskee.

Ennen syklotronia voidaan käyttää buncheria eli ”kimputtajaa”. Sen läpi kulkiesä ionisuihkua ensin jarrutetaan ja sen jälkeen kiihdytetään nopeassa tahdissa. Lopputuloksena jatkuvaan ionisuihkuun muotoutuu peräkkäin olevia intensiteettikeskittymiä. Kimputus säädetään vastaamaan syklotronissa käytettyä kiihdytysjännitteen taajuutta siten, että intensiteettikeskittymät osuvat kiihdytettävällä alueelle. Tällöin kiihdytyksessä menetetään vain matalan intensiteetin osat ionisuihkusta ja kiihdyttimen tehokkuus paranee.

5 ECR-ionilähteen toimintaperiaate

ECR (Electron Cyclotron Resonance) -ionilähteen toiminta perustuu hyvin tyhjiöolosuhteisiin, korkeasti varattujen ionien tuottamiseen mikroaalloilla lämmitetyssä plasmassa ja plasman tehokkaaseen magneettiseen vangitsemiseen. Sen etuina ovat luotettavuus, kuluvien osien vähyydestä johtuva pitkä käyttöikä, korkeat intensiteetit ja pieni energiahajonta. Näin ollen se on hyvä valinta ionilähteeksi, jota tarvitaan kovaan ja jatkuvaan käyttöön. Jyväskylän yliopiston fysiikan laitoksen kiihdytinlaboratoriossa toimii kaksi ECR-ionilähdettä; vuonna 1991 käyttöön otettu JYFL 6,4 GHz ECRIS ja vuonna 2000 käyttöön otettu JYFL 14 GHz ECRIS [19].

ECR-ionilähteen toiminnan perusideana on ohjata neutraali kaasu, josta ionisuihku halutaan muodostaa, ionilähteen sisällä olevaan plasmakammioon. Plasmakammioon johdetaan mikroaaltosäteilyä, mikä lämmittää elektroneja riittävään energiaan. Elektronien törmäily neutraaliin kaasuun synnyttää ioneja ja siten plasmaa, joka vangitaan kammiossa olevalla pullomaisella magneettikentällä. Korkeasti varatut ionit saadaan ulos plasmasta voimakkaan sähkökentän avulla. Ekstraktiossa ioneista muodostetaan ionisuihku, joka ohjataan siirtolinjaan. Kuvassa 16 on esitetty ECR-ionilähteen perusrakenne.



Kuva 16: ECR-ionilähteen perusrakenne.

5.1 Tyhjiövaatimukset

Ionilähdettä käytettäessä sen sisälle pumpataan tyhjiö. Hyvä tyhjiö kasvattaa ionien vapaata matkaa eli etäisyyttä, jonka ioni ehtii kulkea ennen törmäystä toiseen hiukkaseen. Tällä pyritään minimoimaan neutraalien atomien ja ionien väliset törmäykset plasmassa, koska törmäyksissä ionit menettävät varausastettaan varauksenvaihdolla. Varauksenvaihdon todennäköisyys kasvaa voimakkaasti ionin varausasteen kasvaessa. Korkeasti varatulle ionille vaikutusala varauksenvaihtoon johtavalle törmäykselle neutraalin hiukkasen kanssa voi olla jopa 3 - 4 kertalukua suurempi kuin pidemmälle ionisoitumisen vaikutusala [1].

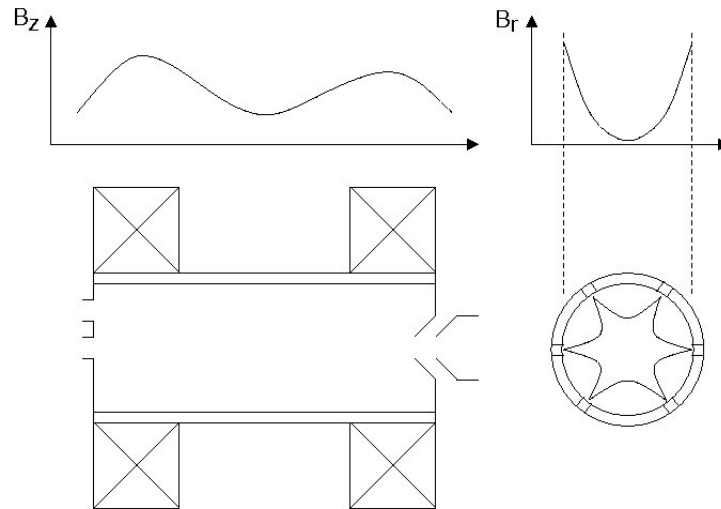
Vaikka varauksenvaihdolla on huomattavasti suurempi vaikutusala kuin edelleen ionisoitumisella, korkeiden varausasteiden muodostaminen on mahdollista. Neutraalit atomit liikkuvat plasmakammiossa huomattavasti hitaammin kuin mikroaalloilla lämmitetyt elektronit, mikä lisää elektronien ja ionien törmäämisen todennäköisyyttä. Elektronitiheyden nostattaminen lisää ionisoitumista edelleen.

Esimerkiksi JYFL:ssä käytettyjen ECR-ionilähteiden peruspaine ilman plasmaa on 10^{-8} mbarin alueella. Käytön aikana paine on normaalisti noin 10^{-7} mbarin alueella. Tällaisissa paineissa nopeasti liikkuvien hiukkasten vapaa matka törmäysten välillä on useita satoja metrejä.

5.2 Magneettikenttäkonfiguraatio

Plasman vangitsemista varten tarvitaan voimakas muotoiltu magneettikenttä. ECR-ionilähteissä käytetään ns. minimi-B-konfiguraatiota, missä magneettikenttä muotoillaan magneettiseksi pulloksi, jonka keskellä magneettikentän vuontiheys on pienimmillään [1]. Kenttä vahvistuu sekä aksiaalisesti että radiaalisesti ja plasmakammion seinämille muodostuu magneettiset peilit, joissa kentän vuontiheys on suurimmillaan. Kammion keskellä olevan minimikentän ja magneettisten peilien maksimikentän suhdetta kutsutaan peilisuhteeksi [1]. Ionilähteen stabiilin toiminnan varmistamiseksi plasmakammion injektio päässä magneettikentän tulisi olla noin kaksi kertaa ekstraktiopään kenttää voimakkaampi [19]. Tällä tavalla ionit työntyvät enemmän kohti ekstraktiota, mikä helpottaa ionien kulkeutumista pois plasmakammioista ja ionisuihkun muodostamista.

Minimi-B-konfiguraatio voidaan toteuttaa yhdistämällä aksiaalinen ja radiaalinen



Kuva 17: ECR-ionilähteelle tyypillinen aksiaalinen (B_z) ja radiaalinen (B_r) magneettikenttä. Heksapoli aiheuttaa plasmakammion sisälle kuusikärkisen magneettikenttärakenteen.

magneettikenttä. Aksiaalinen kenttä toteutetaan plasmakammion päiden ympärillä olevien kelojen avulla. Radiaalinen kenttä muodostetaan käyttämällä multipolikestomagneettia siten, että multipolin navat (erilliset kestopagneetit) on aseteltu aksiaalisesti plasmakammion ympärille (katso kuva 16 ja 17). Rakennetuissa ECR-ionilähteissä käytetyt multipolit ovat joko heksa- tai oktupoleja [1]. Kuvassa 17 on esitetty ECR-ionilähteelle tyypillinen aksiaalinen ja radiaalinen magneettikenttä.

Magneettikentällä vangitsemisen seurauksena ionit viettävät plasmakammiossa pidemmän ajan. Tämän ansiosta elektroneilla on enemmän aikaa törmäillä ioneihin, mikä johtaa korkeampiin varausasteisiin. Lisäksi vangitseminen helpottaa korkean elektronitiheyden ylläpitämistä plasmassa ja vähentää ionisaatioon tarvittavaa tehonkulutusta [1].

5.3 Plasman tuottaminen mikroaalloilla

Neutraalin kaasun ionisoimiseksi elektronitörmäyksillä plasmakammiossa oleville elektroneille täytyy antaa riittävästi energiaa. Toisaalta tuotettujen ionien liikeenergia tahdotaan pitää mahdollisimman matalana, koska se lisää ionisuihkun energiajontaa ja emittanssia [1]. Ratkaisu ongelmaan on käyttää mikroaalloja, joilla

voidaan lämmittää pelkästään plasmassa olevia elektroneja.

Elektronien lämmittämistä mikroaalloilla kutsutaan ECR-lämmittämiseksi (ECR Heating, ECRH). Plasmakammion magneettikenttäkonfiguraatiosta johtuen elektronit liikkuvat kammion sisällä ympyrämaisilla radoilla. Elektroneilla on silloin kaavan (9) mukainen syklotronitaajuus. Plasmakammioon johdetaan sähkömagneettista säteilyä. Jos säteilyn taajuus on sama tai lähellä plasmakammiossa olevien elektronien syklotronitaajuutta, energiaa siirtyy tehokkaasti suoraan säteilyttä elektronien liike-energiaksi [1].

Tehokas energiansiirto tapahtuu kuitenkin vain, jos taajuusehto täyttyy. Plasmakammion magneettikenttä kasvaa radiaalisesti (kuva 17), jolloin magneettikentän tasapotentiaaalipinnat ovat suljettuja pintoja plasmakammion keskikohdan ympärillä. Tällöin elektronin syklotronitaajuus (9) $\omega = \frac{eB}{m_e}$ on sama kuin käytetyn sähkömagneettisen säteilyn taajuus tietyllä tasapotentiaaalipinnalla. Tätä pintaa, jolla elektronien lämmittäminen on tehokkainta, kutsutaan ECR-pinnaksi tai resonanssipinnaksi [1]. Elektronien lämmityksen ja laitteen tehokkaan toiminnan kannalta resonanssipinnan on oltava kokonaan plasmakammion sisäpuolella. Lisäksi resonanssipinnalla olevan magneettikentän B_{ECR} tulisi olla noin neljäsosa aksiaalisen magneettikentän maksimista [19]. Tämä asettaa paljon vaatimuksia käytetylle magneettikenttäkonfiguraatiolle ja mikroaaltotaajuudelle.

Kun mikroaalloilla lämmitetyillä elektroneilla on tarpeeksi energiaa, ne kykenevät poistamaan törmäyksillä elektroneja neutraalin kaasun atomeilta, mikä johtaa kaasun ionisoitumiseen. Ionisoitumisen seurauksena plasmakammioon syntyy plasmaa. Elektronien törmätessä jo ionisoituneihin atomeihin ne menettävät lisää elektroneja, jolloin voidaan saavuttaa ionien korkeita varausasteita. Mittauksilla on havaittu, että korkeimmin varatut ionit syntyvät plasman sisäosissa [36].

5.4 Elektronitiheys ECR-ionilähteen plasmassa

Plasman elektronitiheydellä on suuri vaikutus ionisointitehokkuuteen. Mitä suurempi elektronitiheys on, sitä tehokkaampaa ionisoituminen on ja sitä paremmin saadaan korkeita varausasteita.

Elektronit törmäilevät paljon plasmakammion seinämiin. Tästä syystä plasman elektronitiheyttä voidaan kasvattaa valmistamalla plasmakammio materiaalista,

joka luovuttaa paljon sekundäärielektroneja. Yleisesti käytetään alumiinia, joka on oksidoituessaan hyvä sekundäärielektronien lähde. Yksi alumiiniseinämään osunut elektroni voi irrottaa siitä jopa seitsemän sekundääristä elektronia [12]. Sekundäärielektroniemission hyväksikäyttö vähentää myös käytettävän neutraalin kaasun tarvetta, koska ionisointiin tarvittavia elektroneja saadaan myös muualta kuin kaasusta itsestään.

Käytetyn mikroaaltosäteilyn ominaisuudet vaikuttavat myös elektronitiheyteen. Mikroaaltotehon nostamisen on havaittu kasvattavan elektronitiheyttä [19] ja myös korkeammat mikroaaltotaajuudet johtavat suurempiin plasman tiheyksiin [1]. On myös havaittu, että mikroaaltotaajuutta nostettaessa muodostetun ionisuihkun emittanssi pienenee [31].

5.5 Ionisuihkujen tuottaminen eri materiaaleista

Aine, josta ionisuihku halutaan muodostaa, tuodaan neutraalina kaasuna ECR-ionilähteen injektioalueelle, mistä se joutuu plasmakammion elektronipommitukseen ionisoitavaksi. Laitteeseen ohjattavan kaasun kokonaismäärä on pieni, yleensä alle 1 cm^3 tunnissa (kaasun ollessa NTP-tilassa) [28]. Jos materiaali ei ole luonnostaan kaasumaisessa olomuodossa, voidaan siitä silti valmistaa ionisuihkuja. Tätä varten se saatetaan ensin kaasumaiseen olotilaan käyttämällä esimerkiksi höyrystysuuneja, plasmakuumennusmenetelmää, sputterointia tai MIVOC (Metal Ions from Volatile Compounds) -menetelmää [17] [18].

Yleensä ECR-ionilähteissä käytetään ns. seoskaasumenetelmää korkeiden varausasteiden saamiseksi. Siinä ionilähteeseen tuodaan kahta eri kaasua, mikä pidentää raskaamman komponentin oloaikaa plasmakammiossa. Tällöin se ehtii kokea useampia törmäyksiä elektronien kanssa ja korkeiden varausten osuus kasvaa. Lisäksi plasmakammiossa raskaamman komponentin ionit jäähtyvät luovuttamalla törmäyksissä energiaa keveämmälle aineelle. Tämän seurauksena raskaamman komponentin ionien muodostaman ionisuihkun intensiteetti kasvaa ja emittanssi pienenee [29].

5.6 Ekstraktio

Plasmakammiossa syntyneistä ioneista muodostetaan ionisuihku ionilähteen ekstraktiossa. Ekstraktiolla tarkoitetaan plasmakammion ja siirtolinjan väliin jäävää aluetta, minkä läpi plasmakammiossa syntyneet ionit kiihdytetään siirtolinjaan. Yksinkertaisimmillaan tämä on jännite plasmakammion ja siirtolinjan välillä.

ECR-ionilähteen yhteydessä käytetty ekstraktio-osio muodostuu plasmakammion ekstraktiopäädyn muodostavasta plasmaelektrodista ja mahdollisista muista elektrodeista (katso kuva 19). Plasmaelektrodin ja maapotentiaalissa olevan siirtolinjan välille muodostuu sähkökenttä, jolla ionit kiihdytetään. Ekstraktion muilla elektrodeilla pyritään muotoilemaan syntyvää kenttää mahdollisimman optimaaliseksi ionisuihkun ominaisuuksien kannalta.

Ekstraktion elektrodit muotoillaan yleensä siten, että kiihdyttävä sähkökenttä myös fokusoi syntyvää ionisuihkua. Yleisin tapa saavuttaa tämä on muotoilla elektrodit osittain sisäkkäin oleviksi kartioiksi, joiden läpi ionisuihku kiihdytetään [1]. Silloin muodostuneella sähkökentällä on komponentti, joka osoittaa joka puolelta kohti ionisuihkun keskiakselia ja kompensoi siten avaruusvarauksen aiheuttamaa ionisuihkun hajaantumista.

Plasmaelektrodin jännitettä kutsutaan kiihdytys- tai ekstraktiojännitteeksi. Koko plasmakammio on tässä jännitteessä, koska kammion ekstraktiopää muodostaa plasmaelektrodin. Jyväskylän yliopiston kiihdytinlaboratoriossa käytetty kiihdytysjännite on yleensä luokkaa 10 kV, mutta ECR-ionilähteillä voidaan käyttää myös paljon korkeampia jännitteitä. Kiihdytysjännite ja ionien varausaste määräävät syntyvän ionisuihkun energian kaavan (13) mukaisesti. Suuri energia on toivottava, koska mitä nopeampi ionisuihku on, sitä vähemmän se ehtii hajaantua avaruusvarauksen vaikutuksesta kuljetuksen aikana. Jos käytetty kiihdytysjännite on liian matala, ionisuihku leviää ja osuu ekstraktioalueen reunoihin. Liian korkea kiihdytysjännite vuorostaan saa aikaan ionisuihkun ylifokusoitumisen sähkökentän muotoilun takia. Näiden kahden ääripään väliin jää kuitenkin yleensä varsin suuri jännitealue, mikä tarjoaa paljon vaihtoehtoja käytetyn jännitteen valinnalle. Lopullisesti käytetyn kiihdytysjännitteen määrää hiukkaskiihdytin ja ionisuihkulle haluttu loppuenergia.

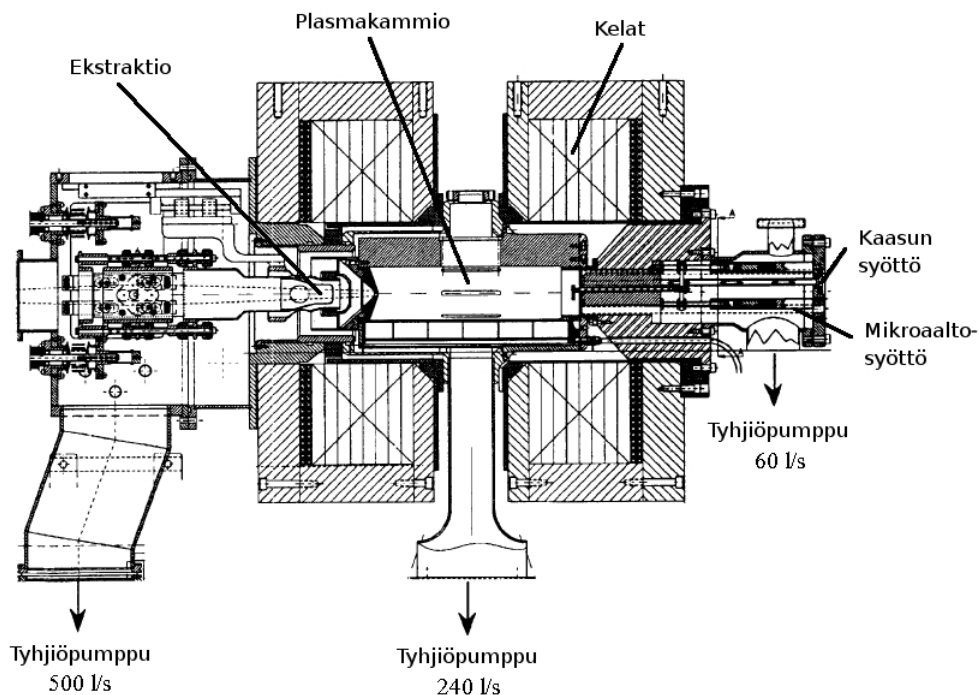
Ionien poistuessa ionilähteeltä ekstraktion kautta muodostuu virta, joka voidaan mitata plasmaelektrodin jännitelähteen vuotovirtana. Vuotovirrasta saadaan hyvä

arvio ionilähteestä poistuvalla kokonaisintensiteetillä. Myös muille ekstraktioalueen elektrodeille voidaan mitata vuotovirta, josta voidaan arvioida kuinka paljon ionisuihkua osuu elektrodeihin.

6 Käytetty laitteisto

6.1 JYFL 14 GHz ECR-ionilähde

Kaikki tutkimuksissa käytetyt ionisuihkut tuotettiin JYFL 14 GHz ECR-ionilähteellä, joka on esitetty kuvassa 18. Ionilähteen rakenne perustuu Lawrence Berkeley National Laboratoryn (LBNL) 14 GHz AEER-U -ionilähteeseen. Rakennusvaiheessa siihen on tehty joitakin samoja muutoksia, jotka oli otettu käyttöön samanlaisessa ionilähteessä Michigan State University:n National Superconducting Cyclotron Laboratoryssä (MSU/NSCL). Ensimmäinen plasma saatiin aikaan 21. helmikuuta 2000 ja ionilähde otettiin virallisesti käyttöön heinäkuussa 2000. Valmistumisensa jälkeen ionilähteen kehittämiseksi on tehty paljon työtä ja esimerkiksi lokakuussa



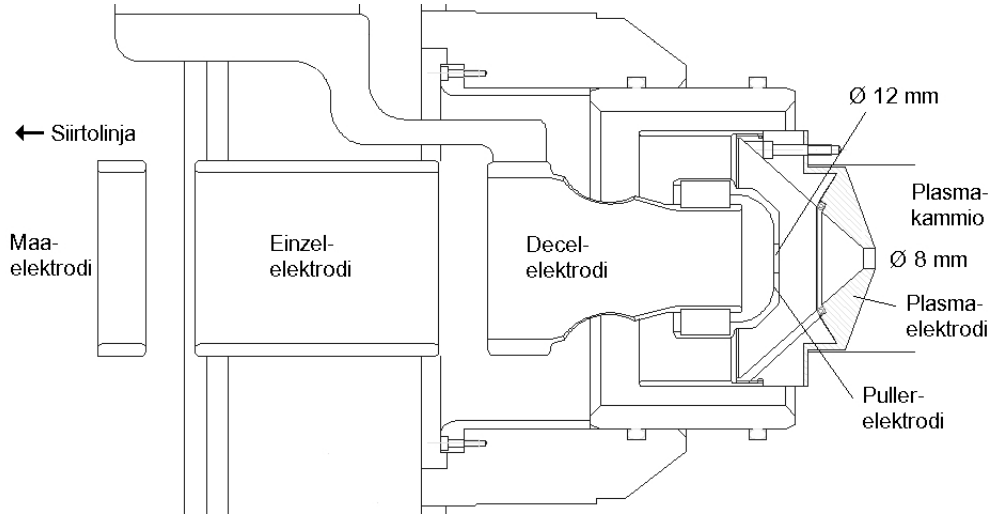
Kuva 18: JYFL 14 GHz ECRIS.

2006 siihen asennettiin sputterointilaitteisto metalli-ionisuihkujen valmistamista varten.

Taulukossa 1 on esitetty JYFL 14 GHz ECR-ionilähteen tekniset tiedot. Alumiinilla plasmakammioilla maksimoidaan sekundäärielektronien määrä, mikä mahdollistaa suuremman elektronitiheyden plasmassa. Ionilähteen mikroaallot tuotetaan klystron-tyyppisellä mikroaaltolähettimellä ja johdetaan plasmakammioon aaltoputkilla. Lähettimen maksimiteho on 2,5 kW, mutta käytännössä teho on rajoitettu 0,9 kW:iin. Ionilähteeseen on kytketty myös toinen mikroaaltolähetin, joka mahdollistaa kahden eri mikroaaltotaajuuden käytön samaan aikaan. Tämän lä-

Taulukko 1: JYFL 14 GHz ECR-ionilähteen tekniset tiedot. Esitetyt maksimiarvot ovat ohjausjärjestelmään asetettuja rajoja. Laitteiston maksimiarvot on esitetty sulkeissa. Tiedot koottu lähteistä [19] ja [30].

Plasmakammio:	
materiaali	Alumiini
tilavuus	n. 1,3 litraa
Plasman tilavuus	n. 0,2 litraa
Mikroaaltotaajuus:	
klystroni (primäärilähetin)	14,1 GHz
lisälähetin	10,75 - 12,4 GHz
Maks. mikroaaltoteho	0,9 kW (2,5 kW)
Maks. kiihdytysjännite	16 kV (30 kV)
Kelojen (2 kpl) suurin virta	650 A
Magneettikentät:	
B_{ECR}	0,5 T
B_{injektio}	2,2 T
$B_{\text{ekstraktio}}$	0,9 T
B_{min}	0,4 T
$B_{\text{radiaalinen}}$ (kammion seinällä)	0,85 T
Heksapoli:	
materiaali	NdFeB
remanenssi	1,39 T
Turbopumppujen pumppausnopeudet:	
injektio	60 l/s
plasmakammio	240 l/s
ekstraktio	500 l/s
Peruspaine	$< 5 \cdot 10^{-8}$ mbar



Kuva 19: JYFL 14 GHz ECR-ionilähteen ekstraktiogeometria.

hettimen taajuutta voidaan säätää alueella 10,75 - 12,4 GHz. Kiihdytysjännitteen (plasmaelektrodin jännite) maksimi on laitteiston puolelta 30 kV, mutta käytännössä 16 kV:ia suurempien kiihdytysjännitteiden käyttö ei ole syklotronin rakenteen vuoksi mahdollista.

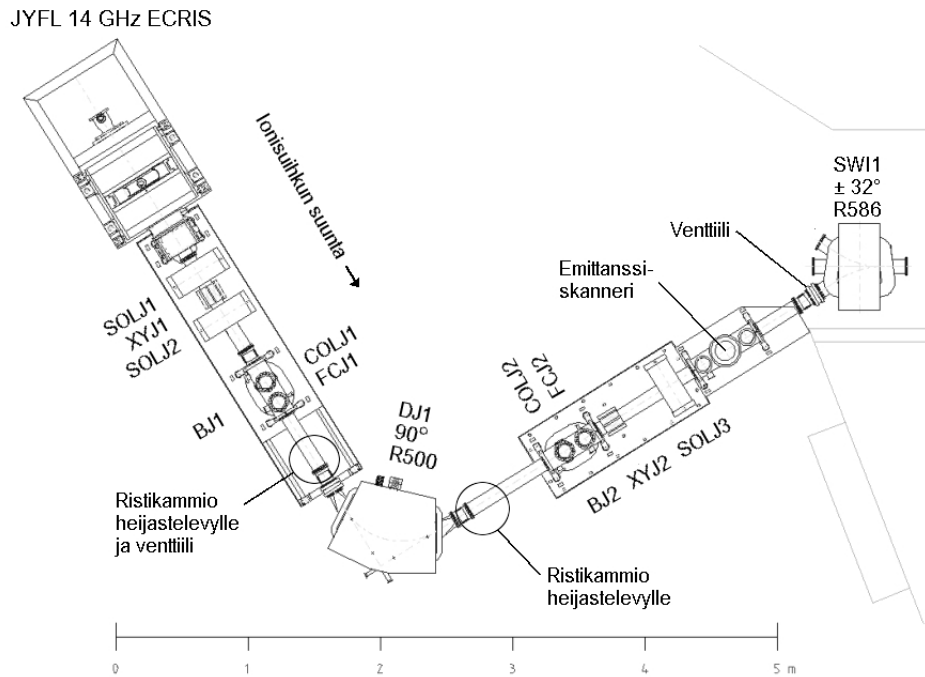
Elektronien lämmittäminen on tehokkainta resonanssi- eli ECR-pinnalla (kappale 5.3). Tätä pintaa vastaava magneettikentän tasapotentialipinta B_{ECR} on laskettu käyttämällä kappaleessa 5.3 esiteltyä ECR-ehtoa, jonka mukaan resonanssipinnalla mikroaaltotaajuus f_{ma} on sama kuin elektronin syklotronitaajuus f_{sykl} . Tällöin saadaan

$$f_{\text{ma}} = f_{\text{sykl}} = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{eB_{\text{ECR}}}{2\pi m_e} \implies B_{\text{ECR}} = \frac{2\pi m_e f_{\text{ma}}}{e}. \quad (98)$$

Asettamalla $f_{\text{ma}} = 14,1$ GHz saadaan ECR-pinnalle taulukossa esitetty $B_{\text{ECR}} = 0,5$ T.

Ionilähteen ohjaaminen on toteutettu TotalPlant Alcont -teollisuusautomaatiojärjestelmällä. Järjestelmän kautta voidaan muuttaa ja seurata lähes kaikkia ionilähteen parametreja. Lisäksi järjestelmään on asetettu suojarajoja, jotka estävät sellaisten arvojen asettamisen, jotka voivat johtaa laitteistojen vioittumiseen.

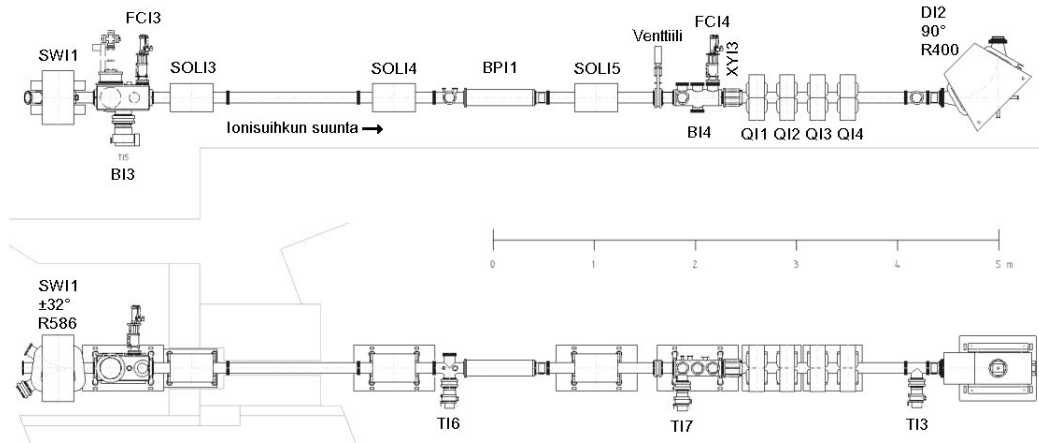
Kuvassa 19 on esitetty JYFL 14 GHz ECR-ionilähteen ekstraktiogeometria. Ekstraktio muodostuu plasma- ja puller-elektrodeista sekä jarruttavasta Einzel-lins-



Kuva 21: J-linja JYFL 14 GHz ECR-ionilähteeltä switch-magneetille ylhäältä päin kuvattuna.

Siirtolinja jatkuu myös kiihdyttimen jälkeen, mutta koska suoritettavat mittaukset ja simulaatiot koskevat lähes yksinomaan ennen kiihdytintä olevaa injektioinjaa, ei linjaston loppuosan rakennetta esitellä tässä tarkemmin.

Ionilähteeltä switch-magneetille ulottuvaa linjaa (kuva 21) kutsutaan J-linjaksi. Heti ionilähteen jälkeen on kaksi solenoidia (SOLJ1 ja SOLJ2) ionisuihkun fokusointiin sekä niiden välissä XY-magneetti (XYJ1), jolla voidaan tarvittaessa hienosäätää ionisuihkun rataa. Solenoidien jälkeen on tyhjiökammio BJ1, missä on kollimaattori (COLJ1) sekä ensimmäinen Faradayn kuppi (FCJ1) ionilähteen tuottaman kokonaisionisuihkun intensiteetin mittaamiseksi. Kammion jälkeen on ensimmäinen 90 asteen kääntömagneetti (DJ1), millä hoidetaan myös ionisuihkun spektrin analysointi ja halutun osan erottelu kokonaissuihkusta. Kääntömagneetin kummallakin puolella on ristikammio heijastelevyjä varten. Kääntömagneetin jälkeen on toinen tyhjiökammio (BJ2), missä on kollimaattori (COLJ2) ja Faradayn kuppi (FCJ2) valitun ionisuihkun intensiteetin mittaamiseksi. Kammion jälkeisellä solenoidilla (SOLJ3) ionisuihku fokusoidaan emittanssiskanneriin tai J-linjan päättävään switch-magneettiin (SWI1).

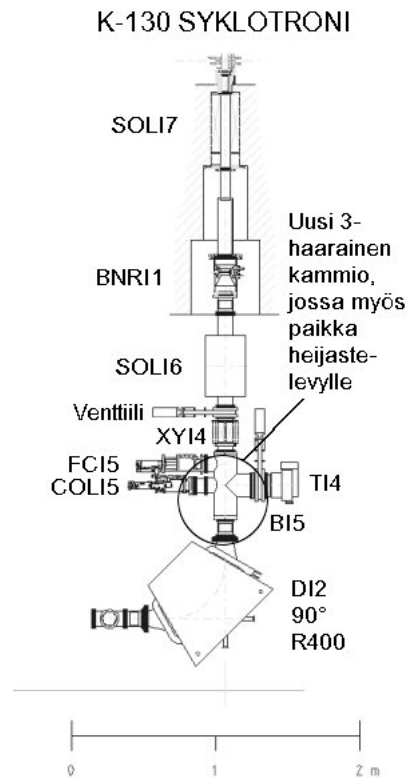


Kuva 22: I-linja switch-magneetilta kääntömagneetille DI2 kuvattuna sivulta (yläkuva) ja ylhäältä (alakuva) päin.

Switch-magneetin jälkeen ionisuihku ohjaantuu I-linjaan (kuva 22). Heti magneetin jälkeen on tyhjiökammio BI3 mittausslaitteille ja Faradayn kupille (FCI3). Tyhjiökammion jälkeen ovat solenoidit SOLI3, SOLI4 ja SOLI5 ionisuihkun fokusointiin. Solenoidien SOLI4 ja SOLI5 välissä on poikkeutin (BPI1), millä ionisuihkun intensiteettiä voidaan halutessa laskea. Solenoidien jälkeen on tyhjiökammio BI4, missä on Faradayn kuppi FCI4. Kupin jälkeen on neljä kvadrupolia (QI1 - QI4) ionisuihkun fokusointiin ja muodon säätämiseen. Kvadrupolien jälkeen ionisuihku käännetään 90 asteen kääntömagneetilla (DI2) kohti syklotronia.

Kääntömagneetin DI2 jälkeen on tyhjiökammio BI5, missä on kollimaattori COLJ5 ja Faradayn kuppi FCI5 (kuva 23). Kesän 2007 lopulla kammio vaihdettiin uuteen 3-haaraiseen kammioon, missä on paikka myös heijastelevylle. Kammion jälkeen on solenoidit SOLI6 ja SOLI7, millä ionisuihku fokusoidaan syklotronin inflektoriin. Solenoidien välissä on buncher (BNRI1), millä saapuva ionisuihku kimputetaan vastaamaan syklotronin käyttämää kiihdytysjännitteen taajuutta. Injektiolinjassa käytettyjen komponenttien tietoja on kerätty taulukkoon 2.

Tässä tutkielmassa injektiolinjan koordinaatit on asetettu siten, että x -koordinaatti on samassa tasossa kuin JYFL 14 GHz ECR-ionilähteen J-linja. Tällöin I-linjan loppupää juuri ennen syklotronia on vertikaalisesti z -akselin suunnassa. Ionisuihku etenee s -akselin suuntaan.



Kuva 23: I-linja kääntömagneetilta DI2 K-130 syklotronille sivulta päin kuvattuna. Tyhjiökammio BI5 vaihdettiin syksyllä 2007 uuteen 3-haaraiseen kammioon, jossa on paikka myös heijastelevylle.

Taulukko 2: JYFL injektiolinjassa käytettyjen komponenttien ominaisuuksia. Maksimivirrat ovat ohjausjärjestelmään asetettuja rajoja.

SOLJ1 - SOLJ3:	maksimivirta	100 A
	efektiivinen pituus	182 mm
	magneettikenttä	$B_s = 0,00252 \frac{\text{T}}{\text{A}} \cdot I + 0,00051 \text{ T}$
	apertuurin halkaisija	105 mm
SOLI3 - SOLI6:	maksimivirta	60 A
	efektiivinen pituus	336 mm
	magneettikenttä	$B_s = 0,00280 \frac{\text{T}}{\text{A}} \cdot I$
	apertuurin halkaisija	105 mm
XY-magneetit:	virta-alue	-10 ... 10 A
DJ1:	maksimivirta	100 A
	magneettikenttä	$B_0 = 0,00085 \frac{\text{T}}{\text{A}} \cdot I + 0,00127 \text{ T}$
	kääntökulma	90°
	napakulma	32°
	taittosäde	500 mm
	apertuurin halkaisija	85 mm
DI2:	maksimivirta	100 A
	magneettikenttä	$B_0 = 0,00164 \frac{\text{T}}{\text{A}} \cdot I + 0,00025 \text{ T}$
	kääntökulma	90°
	napakulma	30°
	taittosäde	400 mm
	apertuurin halkaisija	85 mm
SWI1:	virta-alue	-60 ... 60 A
	magneettikenttä	$B_0 = 0,00588 \frac{\text{T}}{\text{A}} \cdot I + 0,00226 \text{ T}$
	kääntökulma	$\pm 32^\circ$
	taittosäde	586 mm
	apertuurin halkaisija	68 mm
QI1 - QI4:	virta-alue	-10 ... 10 A
	efektiivinen pituus	187,5 mm
	gradientti	$g = 0,137 \frac{\text{T}}{\text{Am}} \cdot I$
	apertuurin halkaisija	105 mm
	asettelu	FODO x-tasossa kun $I < 0$

6.3 Emittanssin mittauslaitteisto

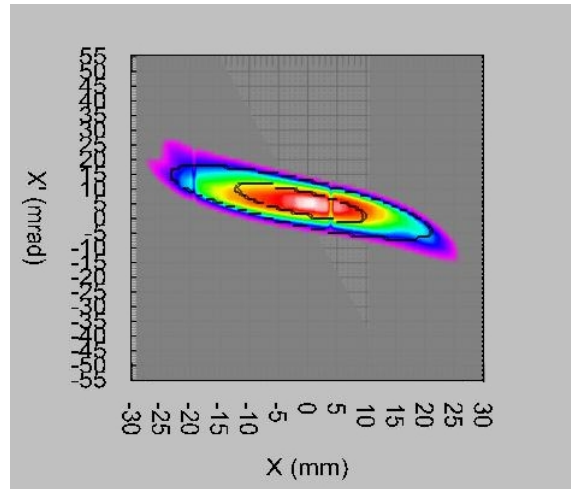
Ionisuihkun emittanssia mitataan JYFL:n siirtolinjassa Allison-tyyppisellä emittanssiskannerilla. Skannerin prototyyppi on alunperin rakennettu Lawrence Berkeley National Laboratory:ssa (LBNL) [36]. Koska skanneri osoittautui LBNL:ssä toimivaksi ja luotettavaksi, samanlainen emittanssiskanneri rakennettiin myös Jyväskylään. Allison-tyyppisen emittanssiskannerin toimintaperiaatetta on selitetty tarkemmin luvussa 4.3.

Allison-skanneri on asennettu JYFL:n siirtolinjaan siten, että se liikkuu askelmoottorilla pystysuunnassa (z -koordinaatin suunnassa). Skannaus aloitetaan skannerin ala-asennosta, joka on 30 mm optisen akselin alapuolella. Skannausalue loppuu 30 mm optisen akselin yläpuolelle. Kun skanneri ei ole käytössä, se nostetaan kokonaan yläasentoon, jolloin se ei ole ionisuihkun edessä. Skannerin etulevyn sisään-tulorako on 60 mm leveä ja 0,5 mm korkea. Ennen Faradayn kuppia on toinen samanlainen rakolevy. Rakolevyjen väliin jäävien poikkeutuselektrodien pituus on 120 mm ja ne ovat 19 mm päässä toisistaan. Tällöin kaavan (97) mukaan poikkeutuselektrodien jännitteen V ja ionien etenemiskulman α välille saadaan yhteys

$$V = \frac{2V_{acc}d}{L}\alpha = \frac{2 \cdot V_{acc} \cdot 19 \text{ mm}}{120 \text{ mm}}\alpha \approx 0,32 \cdot V_{acc} \cdot \alpha, \quad (99)$$

missä V_{acc} on ionilähteessä käytetty kiihdytysjännite. Suurin jänniteväli, millä skannerin poikkeutuselektrodeja voidaan käyttää, on -500 ... +500 V. Tällöin esimerkiksi 10 kV kiihdytysjännitteellä saadaan katettua ionien etenemiskulmat noin alueelta -160 ... +160 mrad, joka on noin -9 ... +9 astetta. Koska ionien etenemiskulmat siirtolinjassa ovat pieniä, tämä riittää yleensä hyvin kaikkien saapuvien ionien mittaamiseen.

Skanneria käytetään National Instruments'in kehittämän LabVIEW-ohjelmistoympäristön [23] päälle rakennetulla ohjelmistolla. Ohjelmisto hoitaa automaattisesti skannerin ohjaamisen sekä tulevan datan keruun ja analysoinnin, minkä perusteella se laskee ionisuihkun emittanssille arvon ja piirtää mitattua dataa vastaavan emittanssikuvion faasiavaruuteen. Ohjelmiston avulla voidaan myös muuttaa esimerkiksi mittauksessa käytettävää askelpituutta, pyyhkäisyjännitteitä ja emittanssin laskemiseen käytettävää threshold-prosenttia. Kuvassa 24 on esimerkki ohjelmiston antamasta emittanssikuvasta.



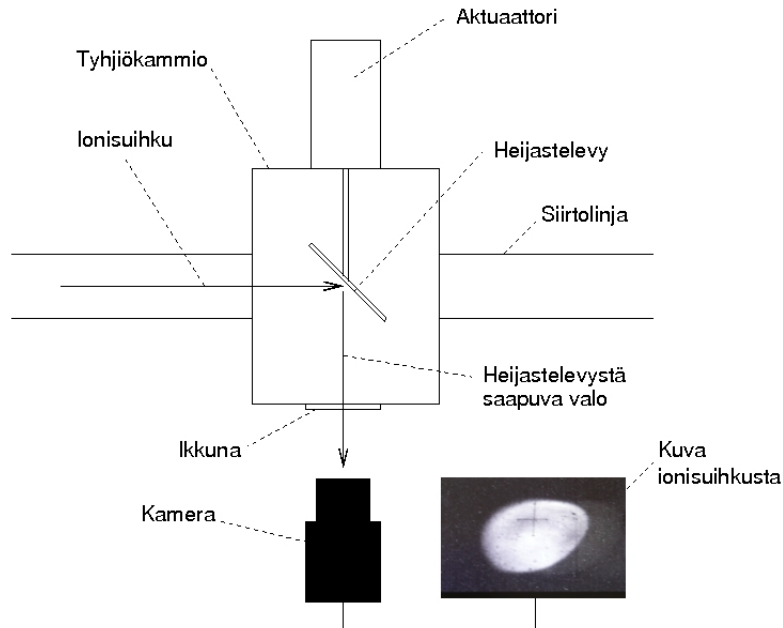
Kuva 24: Esimerkki Allison-emittanssiskannerin ohjelmiston antamasta emittanssikuvasta. Mittaus on 9,66 kV:lla kiihdytetystä $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkusta. Ionisuihkun area-emittanssiksi mitattiin 285π mm mrad kun threshold-prosentti oli 95.

6.4 Heijastelevyt

Kiihdytinlaboratoriossa käytetään neljää erilaista heijastelevyä. Injektiolinjassa käytetään kaliumbromidilla (KBr) pinnoitettuja levyjä, joiden pohjalevynä on alumiini. Joissakin vanhemmissa levyissä on käytetty myös kuparia. Injektiolinjassa on myös testattu bariumfluoridilla (BaF_2) pinnoitettuja levyjä, mutta kaliumbromidia huonommilla tuloksilla [32]. Kaliumbromidi- ja bariumfluoridilevyt on valmistettu itse fysiikan laitoksella. Levyistä ja niiden valmistamisesta löytyy tarkempaa tietoa lähteestä [32].

Syklotronin jälkeen suurienergisille ja matalaintensiteettisille ionisuihkuille käytetään kahdenlaisia alumiinioksidisia (Al_2O_3) heijastelevyjä. Tarkempi ja herkemmin reagoiva on kromilisätty alumiinioksidi. Myös puhdasta alumiinioksidia on käytetty. Se ei ole yhtä herkkä kuin kromilisätty, mutta se kestää suurempia ionisuihkun intensiteettejä. Alumiinioksidisissa heijastelevyissä ei ole erillistä pohjalevyä, vaan ne ovat kokonaisia keraamisia kappaleita. Niitä ei myöskään valmisteta itse, vaan ne on tilattu ulkopuoliselta valmistajalta.

Ennen syklotronia olevaan injektioinjaan on tällä hetkellä mahdollista asentaa heijastelevyjä kolmeen eri paikkaan. Analysointimagneetin DJ1 kummallakin puolella on ristikkammio heijastelevyä varten. Lisäksi ennen syklotronia on asennettu



Kuva 25: Analysointimagneetin jälkeisen heijastelevyn asettelu siirtolinjaan.

uusi tyhjiökammio, johon voidaan asettaa myös heijastelevy. Kaikki tässä tutkielmassa esitetyt heijastelevyillä saadut tulokset on mitattu analysointimagneetin jälkeisen ristikkamion kohdalta. Kuvassa 25 on esitetty heijastelevyn asettelu ristikkamioon.

6.5 JYFL K-130 syklotroni

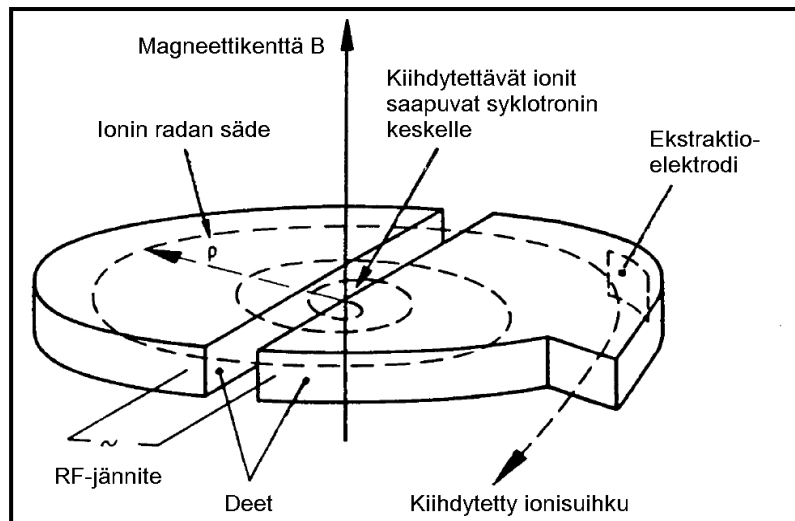
Jyväskylän yliopiston fysiikan laitoksen K-130 syklotronin suunnittelu aloitettiin yhteistyössä valmistajan Scanditronix AB:n kanssa 1987. Kiihdyttimen magneetti suunniteltiin pääosin itse laitoksella. Syklotroni oli valmis ja otettiin käyttöön kesällä 1992 ja vuonna 1996 kiihdyttimen vuotuinen käyttö ylitti 6000 tunnin rajan [9]. Vuonna 2000 syklotroniin suoritettiin päivitys, missä negatiivisten ionien kiihdyttäminen tehtiin mahdolliseksi [7].

Syklotroni on hiukkaskiihdytin, jossa kiihdytettävät ionit pakotetaan kasvavalle spiraaliradalle. Kiihdyttimen sisällä olevassa tyhjiökammiossa sijaitsevat muotoillut kiihdytys elektrodit, joiden sisällä ionit kulkevat. Tällaista elektrodia kutsutaan deeksi, koska alkuperäisissä syklotroneissa ne olivat D-kirjaimen muotoisia (katso

kuva 26). Tyhjiökammion ylä ja alapuolella on magneetit, joilla tyhjiökammion alueille luodaan dipolikenttä. Elektrodeihin kytketään muuttuva RF-jännite, jolloin niiden välille syntyy muuttuva sähkökenttä. Kiihdyttävät ionit tuodaan kiihdyttimen keskiosaan, mistä sähkökenttä kiihdyttää ne deen sisälle. Deen sisällä ei ole sähkökenttää, jolloin magneettikenttä kääntää ionit ympyräradalle. Saapuessaan uudestaan elektrodien väliin kiihdytysjännitteen polariteetti on vaihtunut ja ionit kiihtyvät uudelleen toisen deen sisään. Jokaisella kiihdytyksellä ionien energia ja ratasäde kasvaa. Kiihdytystä jatketaan, kunnes ionit saavuttavat syklotronin maksimisäteen ja ne poikkeutetaan ulos kiihdyttimestä. Syklotronin yksinkertaistettu toimintaperiaate on esitetty kuvassa 26.

Edellä esitetty kuvaus antaa karkean yleiskuvan syklotronin toimintaperiaatteesta. Todellisissa syklotroneissa on paljon rakenteellisia muutoksia, joilla pyritään parantamaan ionisuihkun fokuointia kiihdytyksen aikana sekä kompensoimaan relativististen efektien vaikutusta. Tällaisia muutoksia ovat mm. useamman deen käyttö, niiden kulmien muutokset ja magneettikentän muotoilu. Joissakin syklotroneissa voidaan myös muuttaa RF-jännitettä kiihdytyksen aikana.

JYFL K-130 syklotronin magneettikenttä on muotoiltu valmistamalla magneettisiten, että se muodostuu kolmesta spiraaliseksi sektorista. Sektorit alkavat kiihdyttimen



Kuva 26: Syklotronin yksinkertaistettu toimintaperiaate. Kuva suomennettu lähteestä [3].

keskeltä ja levenvät kiertyessään ulospäin. Magneetin muotoilu sektoreiksi kasvattaa ionin magneettikentässä kulkemaa matkaa ionin radan kasvaessa. Tällöin ionien muuttuessa relativistisiksi lisääntynyt matka magneettikentässä kääntää ionit elektrodin sisällä samassa ajassa kuin aiemmin. Ilman muotoilua ionit saapuisivat kiihdytys elektrodien väliin väärässä vaiheessa kiihdytysjännitteeseen nähden. Sektorien muotoileminen spiraaleiksi parantaa ionisuihkun fokuointia kiihdytyksen aikana.

Syklotronin suorituskykyä kuvaa sen K -arvo. Se määräytyy syklotronin ominaisuuksien kuten fyysisen koon ja magneettikentän voimakkuuden perusteella. Voidaan osoittaa, että syklotronille pätee [6]

$$\frac{E}{A} = K \left(\frac{Q}{A} \right)^2 \frac{\text{MeV}}{\text{nukleoni}}, \quad (100)$$

missä E on ionin saama maksimienergia, A massaluku ja Q varausaste. Siten K -arvo määrää teoreettisen ylärajan kullekin kiihdytettävälle ionille saatavalle maksimienergialle. Tätä rajaa suuremmilla energioilla syklotroni ei enää kykene kääntämään ioneja ympyräradalle. JYFL K-130 syklotronille $K = 130$, jolloin esimerkiksi kiihdytettyjen protonien teoreettinen maksimienergia on 130 MeV. Todellisuudessa saavutettava maksimienergia jää huomattavasti tämän arvon alapuolelle.

Syklotronin kiihdytysjännitteen taajuus on kiihdytettyjen ionien syklotronitaajuuden (9) monikerta [6]. Tällöin voidaan kirjoittaa

$$\omega_{RF} = h\omega_{sykl}, \quad (101)$$

missä ω_{RF} on kiihdytysjännitteen taajuus ja ω_{sykl} ionien syklotronitaajuus. Kokonaislukua h kutsutaan harmoniseksi luvuksi. JYFL K-130 syklotronissa on mahdollista käyttää harmonisia lukuja $h = 1, 2$ ja 3 .

JYFL K-130 syklotronissa on kaikkiaan neljä deetä, joista kaksi on kytketty maapotentiaaliin. Vaihtuvapotentiaalisia elektrodeja on siten kaksi, mikä on yleensä syklotronista ilmoitettu dee-elektrodien lukumäärä. Suurin elektrodien välille saatava kiihdytysjännite on 50 kV. Taulukkoon 3 on kerätty joitakin JYFL K-130 syklotronin ominaisuuksia.

Kiihdyttimen akseptanssi on tärkeä suure ionisuihkun kuljettamisessa. JYFL

Taulukko 3: Joitakin JYFL K-130 syklotronin ominaisuuksia. Tiedot lähteestä [16].

Magneetti	
Magn. navan halkaisija	2,4 m
Sektorien lkm	3
Spiraalikulma	maks. 58 astetta
Paino (Fe + Cu)	320 tonnia
Kenttä (kun $NI = 4 \cdot 10^5$ At)	
huippu	2,1 T
laakso	1,3 T
keskiarvo	1,76 T
Ekstraktiosäde	0,94 m
Ionien energiat	
Protonit	2 - 75 MeV
Muut ionit	2 - $130 \frac{Q^2}{A^2}$ MeV/nukl.
Kiihdytinsysteemi	
Dee lkm	2
Deekulma	78 astetta
RF-taajuus	10 - 21 MHz
Harmoniset luvut	1, 2, 3
Maks. deejännite	50 kV

K-130 syklotronille injektiosysteemin akseptanssi on noin 100π mm mrad [20].

7 Suoritetut mittaukset

Tässä luvussa esitellään tutkimuksen yhteydessä suoritetut mittaukset ja simulaatiot. Tarkoituksena on antaa yleiskuva mittauksiin liittyvistä käytännöistä ja suoritustavoista. Varsinaiset mittauksilla saadut tulokset esitellään myöhemmissä luvuissa. On tärkeää huomata, että yleensä yksi suoritettu mittaus piti käytännössä sisällään useita alla esitettyjä mittaustapahtumia. Esimerkiksi läpäisymittauksen yhteydessä mitattiin yleensä lisäksi ionisuihkun emittanssi sekä mahdollisesti myös ionisuihkun profiili heijastelevyillä.

7.1 Emittanssimittaukset

Emittanssimittauksilla pyrittiin arvioimaan ionisuihkun laatua eri mittausten yhteydessä. Tutkittaessa eri parametrien vaikutusta emittanssiin ionisuihku ohjattiin ja fokusoitiin yleensä vähintään switch-magneetille (SWI1) asti, emittanssilaitteiston ohi. Kun halutut säädöt oli asetettu, ionsuihkun emittanssi mitattiin emittanssiskannerilla. Ennen laitteistoa olevalla solenoidilla (SOLJ3) ionisuihkua fokusoitiin tarvittaessa siten, että koko ionisuihku saatiin mahtumaan laitteiston skannausalueelle. Mittauksen jälkeen ionisuihkun tai injektioinjan komponenttien asetuksia muutettiin halutulla tavalla, minkä jälkeen emittanssimittaus toistettiin. Luotettavampien tulosten saamiseksi jokainen emittanssin mittaus toistettiin samoilla asetuksilla useamman kerran. Lopulliset emittanssiarvot saatiin laskemalla tulosten keskiarvo. Kaikissa mittauksissa threshold-prosenttina oli 95 %.

Mittausten yhteydessä emittanssiskannerin toiminnassa havaittiin ongelmia, jotka johtivat laitteiston antamien tulosten luotettavuuden kyseenalaistamiseen. Lisätutkimuksissa havaittiin, että vaikka emittanssiskanneri fyysisesti skannasi koko ionisuihkun, se prosessoi saadun informaation virheellisesti. Laitteiston vika saatiin korjattua ja ennen korjausta olevista mittauksista saatuja virheellisiä emittanssietietoja ei ole käytetty tutkimuksessa. Myös myöhemmin emittanssiskannerin toiminnassa havaittiin hetkellisiä toimintahäiriöitä. Kaikkien näiden ongelmien johdosta mitattujen emittanssien numeroarvoihin tulee suhtautua varauksella. Vaikka emittanssin absoluuttisissa numeroarvoissa olisikin virhettä, voidaan tuloksista silti varsin luotettavasti nähdä emittanssin käyttäytyminen eri parametreja säädettyäessä.

7.2 Läpäisymittaukset

Läpäisymittausten tulokset kuvaavat ionisuihkun kuljettamisen tehokkuutta. Näillä mittauksilla oli mahdollista kartoittaa, kuinka hyvin JYFL:n siirtolinja toimii kokonaisuudessaan tällä hetkellä. Lisäksi voitiin mitata eri parametrien, kuten ionilähteen kiihdytysjännitteen, vaikutusta koko siirtolinjan toimivuuteen.

Ionisuihku ohjattiin läpäisymittauksissa koko injektioinjan ja syklotronin läpi. Lähtevän ionisuihkun intensiteetti saatiin JYFL 14 GHz ECR-ionilähteen analysointimagneetin (DJ1) jälkeisestä kupista FCJ2. Lisäksi intensiteetit mitattiin

injektiolinjan kupeissa FCI4 ja FCI5. Faradayn kuppia FCI3 ei käytetty, koska ionisuihku fokusoidaan JYFL 14 GHz ECR-ionilähteeltä sen ohi. Kuppia FCI3 käytetään, kun ionisuihku tuotetaan JYFL 6,4 GHz ECR-ionilähteellä.

Injektiolinjan kuppien lisäksi ionisuihkun intensiteetti mitattiin JYFL K-130 syklotronin inflektorissa (sisäänmeno) ja deflektorissa (ulostulo). Deflektorilla intensiteetti mitattiin kahteen kertaan, sisä- (positio 10) ja ulkoasennossa (positio 35). Injektiolinjan ja kiihdyttimen läpäisy lopullinen intensiteetti mitattiin syklotronin jälkeisellä tehokupilla (PFC). Koska intensiteetit mitattiin kuljetuksen aikana useassa pisteessä, saaduista tuloksista voidaan laskea kokonaisläpäisyn lisäksi myös injektiolinjan ja kiihdyttimen osaläpäisyjä.

Läpäisymittauksissa ionilähteen säätöjä pyrittiin muuttamaan mahdollisimman vähän eri mittausten välillä. Tällä tavoin pyrittiin minimoimaan ionilähteen ominaisuuksista aiheutuvat muutokset mittaustuloksiin. Läpäisyssä tapahtuvien muutosten voidaan siten olettaa johtuvan, ainakin suurimmaksi osaksi, siirtolinjan ja syklotronin ominaisuuksista. Suurimmassa osassa läpäisymittauksia ionilähteeltä saapuvan ionisuihkun intensiteetin muuttaminen hoidettiin vain ionilähteen mikroaaltotehoa säätämällä.

7.3 Heijastelevyillä suoritettut mittaukset

Heijastelevyjä käytettiin mittauksissa enimmäkseen ionisuihkun laadun ja siirtolinjan komponenttien välisien yhteyksien tutkimiseen. Heijastelevyjen avulla komponenttien aiheuttamat vaikutukset ionisuihkuun, varsinkin mahdolliset vääristymät ja aberratiot, voitiin nähdä kaikkein selvimmin.

Mittauksissa heijastelevy siirrettiin aktuaattorilla ionisuihkun eteen ja levyn pinnalla näkyvää ionisuihkun poikkileikkausta kuvattiin tyhjiökammiossa olevan ikkunan kautta videokameralla. Kameran lähettämä kuva johdettiin ohjaushuoneen näytöille, missä sitä voitiin seurata reaaliajassa eri parametreja säädettäessä.

Suurimpana ongelmana heijastelevyjen käytössä oli niiden lyhyt elinikä. Lisäksi heijastelevyjen toiminta heikkenee käytöstä riippumatta niiden ollessa asennettuihin siirtolinjaan. Näistä ilmiöistä on kerrottu tarkemmin lähteessä [32].

7.4 Tietokonesimulaatiot

Todellisten mittausten tueksi on suoritettu tietokonesimulaatioita. Simulaatioiden avulla on pyritty toistamaan joitakin mittauksista saatuja havaintoja ja osoittamaan siten, mistä saadut tulokset johtuvat. Tällä tavalla siirtolinjan toimintaa voidaan ymmärtää paremmin.

Simulointiin käytettiin DIMAD-simulaatiokoodia [26], jonka toiminta perustuu matriisilaskentaan. Halutut komponentit ja niiden ominaisuudet määritellään koodin vaatimaan muotoon ja tallennetaan erilliseen tiedostoon. Komponenteista rakennetaan samaan tiedostoon myös tutkittu osa siirtolinjaa ja määritetään komponenttien ajoarvot. Siirtolinjan alusta lähtevä ionisuihku voidaan määrittellä Twissin parametrien avulla tai jollakin vaihtoehtoisista tavoista.

Simulaation ajossa koodi muodostaa annetuista komponenteista matriisiesitykset ja luo halutun määrän hiukkasia ionisuihkulle asetettujen ehtojen mukaisesti. Tämän jälkeen hiukkaset kuljetetaan siirtolinjan läpi kertomalla hiukkasten matriisiesitykset siirtolinjaa kuvaavilla matriiseilla luvussa 3.5 esitetyn käytännön mukaisesti. Lopputuloksena jokaiselle hiukkaselle saadaan sen tilaa kuvaavat tiedot siirtolinjan lopussa. Koska simulaatio tallentaa hiukkasten tiedot myös komponenttien väleillä, nähdään simulaation tuloksista ionisuihkun käyttäytyminen koko siirtolinjan pituudella.

Simulaatiokoodi tallentaa simulaation tulokset tiedostoksi. Tulosten tarkastelemiseksi ja havainnollistamiseksi käytettiin kahta erillistä ohjelmaa, joiden nimet ovat PHYSICA ja DIPLOT. PHYSICAn avulla DIMADin antamista tiedoista voidaan muokata esimerkiksi graafisia esityksiä ionisuihkujen poikkileikkauksista ja emitansseista. DIPLOTia käytettiin ionisuihkujen verhoikäyrien piirtämiseen.

7.5 Mittaustulosten virhe

Mittaustulosten virheitä on vaikea arvioida, koska mittalaitteiden antamat arvot ovat seurausta monimutkaisesta signaalinkäsittelystä ja käytettyjen ohjelmistojen sisäisistä laskutoimituksista. Lisäksi tuloksissa voi olla paljon mittalaitteistosta johtuvaa systemaattista virhettä. Tästä syystä mittauksista saadut lukuarvot esitetään mittalaitteen antamalla lukutarkkuudella ja tulosten käsittelyssä pyritään

tutkimaan suureiden muutoksia ja trendejä, ei niinkään niiden absoluuttisia lukuarvoja.

8 Havainnot ja tulokset

8.1 Siirtolinjan ja syklotronin läpäisy

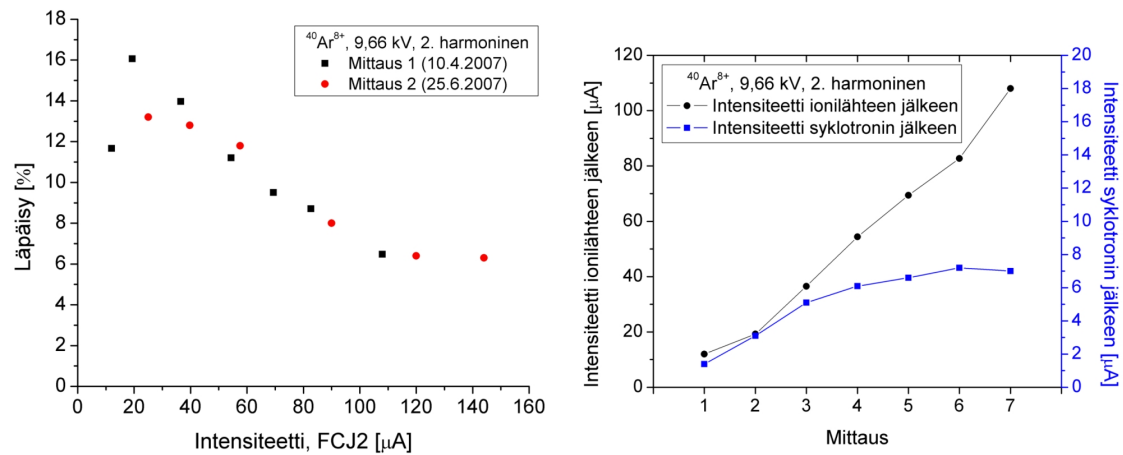
Läpäisy on siirtolinjan toiminnan mittatikka. Mitä parempi läpäisy siirtolinjalle ja syklotronille saadaan, sitä enemmän ionisuihkua niiden läpi pystytään kuljettamaan tutkimusryhmien käyttöön. Läpäisy kuitenkin vaihtelee ionisuihkon ominaisuuksien, varsinkin energian ja intensiteetin, funktiona. Alla olevissa kappaleissa esitellään tulokset mittauksista, joilla pyrittiin kartoittamaan siirtolinjan ja syklotronin toimintaa läpäisyjen avulla sekä selvittämään eri ionisuihkujen läpäisyyn vaikuttavat tekijät.

8.1.1 Kokonaisläpäisy intensiteetin funktiona

Suoritettujen mittausten perusteella saatiin määritettyä siirtolinjan ja syklotronin kokonaisläpäisy. Ionisuihkon intensiteetti mitattiin ensimmäisen kerran ionilähteen analysointimagneetin (DJ1) jälkeen Faradayn kupissa FCJ2 ja tämä arvo asetettiin läpäisyn lähtöintensiteetiksi. Loppuarvo intensiteetille mitattiin syklotronin jälkeisessä tehokupissa PFC. Kokonaisläpäisy laskettiin jakamalla loppuintensiteetti lähtöintensiteetillä ja kertomalla sadalla, jolloin läpäisy saatiin prosentteina kaavan (6) mukaisesti.

Kokonaisläpäisyn määrittämisessä käytettiin $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkua, mihin muiden myöhempien mittausten tuloksia voidaan verrata. Mittaukset suoritettiin asettamalla ionilähteen kiihdytysjännitteeksi 9,66 kV ja syklotronin harmoniseksi luvuksi $h = 2$. Tämä ionisuihku on valittu kokonaisläpäisyn määrittämiseksi, koska sillä suoritettiin eniten läpäisymittauksia. Mittausten tulokset on esitetty kuvassa 27. Kuvan vasemmanpuoleisesta kuvaajasta nähdään selvästi, että kokonaisläpäisy laskee voimakkaasti lähtöintensiteetin kasvaessa. Suurimmilla mitatuilla intensiteeteillä läpäisy vaikuttaisi saturoituvan noin 6 % arvoon.

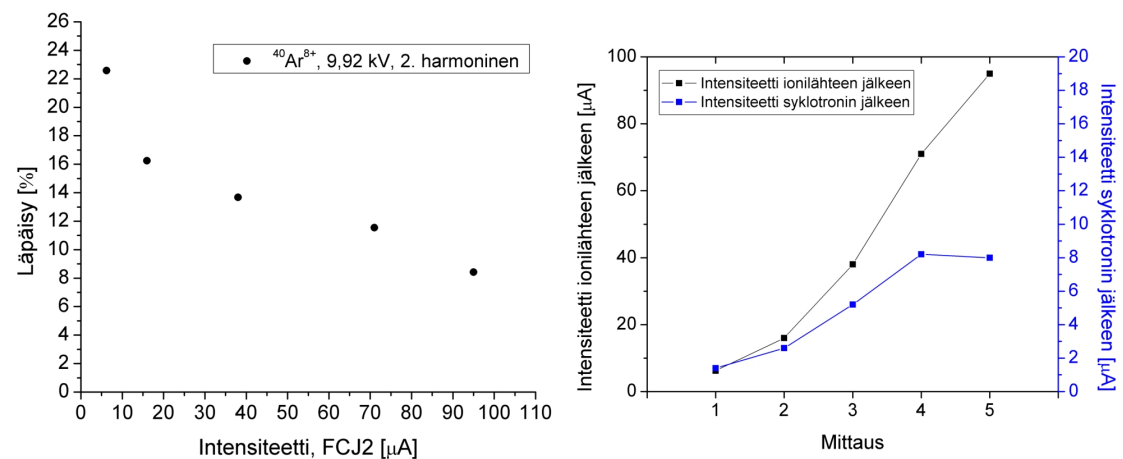
Kuvan 27 oikeanpuoleisessa kuvaajassa on esitetty läpäisyn laskun vaikutus hyödynnettävän ionisuihkon määrään. Ionilähteeltä lähtevää intensiteettiä kasvatet-



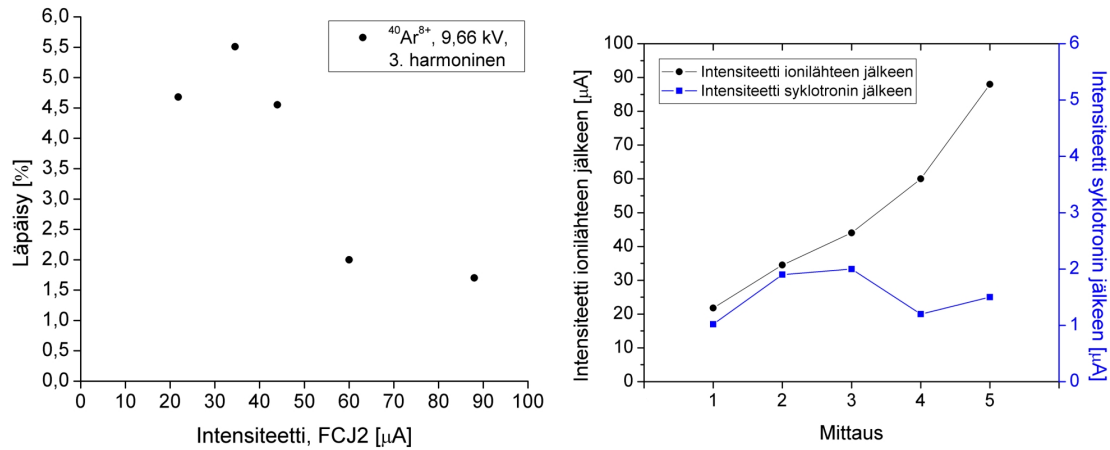
Kuva 27: $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkun läpäisy ionilähteeltä lähtevän intensiteetin funktiona sekä mitatut intensiteetit ionilähteen ja syklotronin jälkeen (10.4. 2007 suoritetusta mittauksesta).

tiin tasaisesti eri mittausten välillä, mutta syklotronin jälkeen mitatun intensiteetin kasvu hidastuu läpäisyn heikentyessä. Mittaussarjan lopussa syklotronin jälkeinen intensiteetti kääntyy jopa laskuun.

Kokonaisläpäisy $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkulle mitattiin myös käyttämällä ionilähteessä 9,92 kV:n kiihdytysjännitettä. Koska se on lähellä aiempien mittausten 9,66 kV:n kiihdytysjännitettä, voidaan mittausten tuloksia verrata helposti toisiinsa. Mitatut lä-



Kuva 28: $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkun läpäisy, kun ionilähteen kiihdytysjännite on 9,92 kV.



Kuva 29: $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkun läpäisy käytettäessä kiihdyttimessä harmonista lukua $h = 3$.

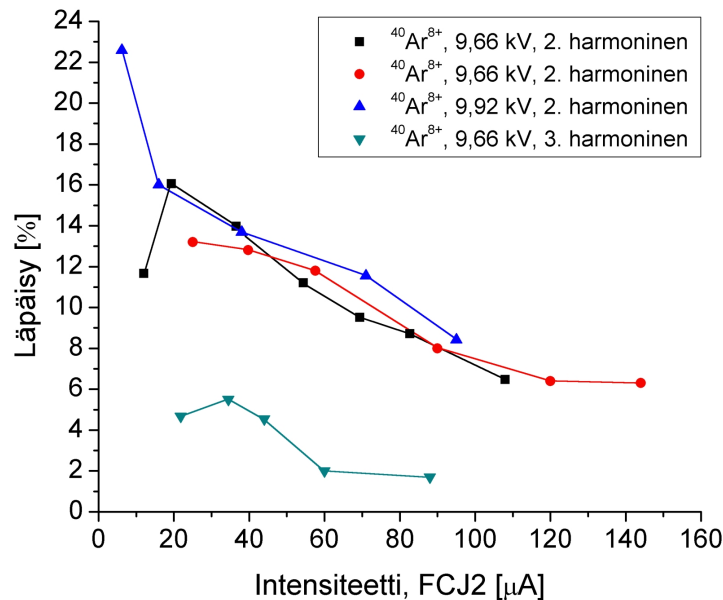
päisy on esitetty kuvassa 28. Vertaamalla sitä kuvaan 27 havaitaan, että läpäisyn käyttäminen intensiteetin funktiona on hyvin lähellä aiemmista mittauksista saatuja tuloksia. Muutamaa mittauspistettä lukuun ottamatta mitatut läpäisyt ovat hieman parempia kuin 9,66 kV:n mittauksissa. Tämä voi selittyä mittaustarkkuudella tai hieman suuremmalla kiihdytysjännitteellä. Kiihdytysjännitteen vaikutuksesta läpäisyyn puhutaan kappaleessa 8.1.2. Havaitaan myös, että pienimmällä, alle 10 μA intensiteetillä saavutettiin suurin, lähes 23 % läpäisy. Tämä antaa aiheita epäillä, että aiemmassa 10.4. 2007 suoritettussa 9,66 kV:n mittauksessa saatu läpäisyn voimakas lasku pienimmällä intensiteetillä (ks. kuva 27) on virheellinen tulos. On kuitenkin myös mahdollista, että mittauksen aikana ionisuihkun laatu huononi jostakin syystä, mikä aiheutti läpäisyn laskun.

Kokonaisläpäisy mitattiin myös käyttämällä syklotronissa harmonista lukua $h = 3$. Ionilähteen kiihdytysjännite pidettiin samana kuin aiemmissa mittauksissa (9,66 kV) tulosten vertailun mahdollistamiseksi. Saadut läpäisyt on esitetty kuvassa 29. Kuvasta nähdään, että läpäisy putoaa voimakkaasti verrattuna tuloksiin joita saatiin käyttämällä harmonista lukua $h = 2$. Koko mittausalueella läpäisy on 6 - 10 %-yksikköä matalampi kuin aiemmissa mittauksissa. Suurin mitattu läpäisy oli noin 5,5 % mikä saatiin 34,5 μA intensiteetillä. Harmonisella luvulla $h = 2$ samalla intensiteetillä saavutettiin noin 13 - 14 % läpäisy. Samoin kuin aiemmissa mittauksissa, myös käytettäessä harmonista lukua $h = 3$, läpäisy vaikuttaisi al-

kavan saturoitua suurimmilla mitatuilla intensiteeteillä. Myös syklotronin jälkeen mitattu intensiteetti kääntyy selvästi laskuun suurimmilla lähtöintensiteeteillä.

Kuvaan 30 on kerätty kaikki yllä esitellyt $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkulle mitatut kokonaisläpäisyt. Harmonisella luvulla $h = 2$ saadut eri mittaustulokset näyttävät tukevan toisiaan hyvin. Tämän perusteella vaikuttaa uskottavalta, että mittausten yhdesä muodostama käyrä kuvaa hyvin kokonaisläpäisyn käyttäytymistä intensiteetin funktiona. Käyrien perusteella intensiteetin kasvaessa läpäisy laskee aluksi voimakkaasti, minkä jälkeen lasku alkaa jossain määrin hidastua. Sama käyttäytyminen havaitaan myös $h = 3$ -mittauksessa. Tärkeää on myös huomata, että kasvattamalla ionilähteeltä saapuvan ionisuihkon määrää kaikissa yllä esitellyissä mittauksissa, yhtä lukuunottamatta, saavutettiin raja, jonka jälkeen kiihdyttimen jälkeinen ionisuihkon määrä alkoi pienentyä.

Kokonaisläpäisylle saadut tulokset kuvaavat hyvin siirtolinjan ja ionisuihkon tämänhetkistä tilaa. Varsinkin kuvan 30 yhteenveto läpäisyistä toimii hyvänä mittatikkuna puhuttaessa ionisuihkon kuljetuksen toimivuudesta. Tuloksia voidaan hyödyntää tulevaisuudessa vertailupohjana, kun siirtolinjan rakenteeseen tai ioni-



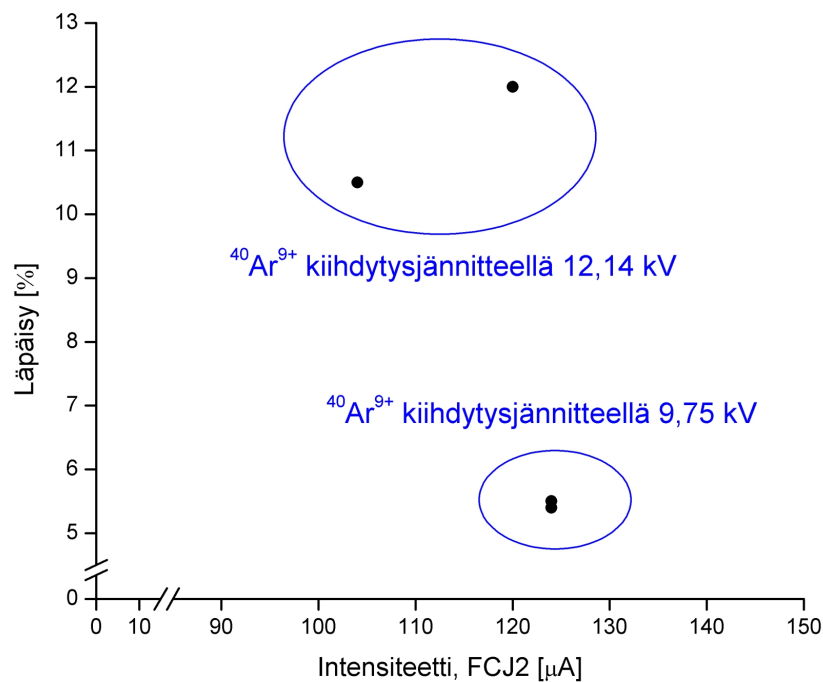
Kuva 30: $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkon kokonaisläpäisyt.

suihkun muodostukseen liittyen tehdään muutoksia. Vertaamalla näihin tuloksiin voidaan muutosten jälkeen suoritetuista läpäisymittauksista helposti nähdä, missä määrin muutokset ovat vaikuttaneet läpäisyyn.

8.1.2 Kokonaisläpäisy eri kiihdytysjännitteillä ja varausasteilla

Ionisuihkun kuljetuksen nykytilan kannalta on oleellista tietää, kuinka ionisuihkun parametrit, esimerkiksi energia ja varaus, vaikuttavat kuljetukseen. Tästä syystä suoritettiin mittauksia, joilla tutkittiin ionilähteen kiihdytysjännitteen ja ionisuihkun varausasteen vaikutusta injektioelinjan ja syklotronin läpäisyyn.

Mittauksissa havaittiin, että läpäisy paranee selvästi kiihdytysjännitettä nostamalla. Paraneminen nähdään selvästi vertaamalla $^{40}\text{Ar}^{9+}$ -ionisuihkun läpäisyä eri mittauksissa, joissa käytettiin eri kiihdytysjännitteitä. Kuvaan 31 on kerätty tulokset kahdesta erillisestä mittauksesta. Kuvasta nähdään, että korkeampaa, 12,14



Kuva 31: $^{40}\text{Ar}^{9+}$ -ionisuihkun läpäisy kun ionilähteen kiihdytysjännite on 9,75 kV ja 12,14 kV.

Taulukko 4: ^{40}Ar -ionisuihkun intensiteetit ionilähteen (I_{FCJ2}) ja syklotronin (I_{PFC}) jälkeen sekä läpäisy eri kiihdytysjännitteillä V_{acc} ja varausasteilla.

Varausaste	V_{acc} (kV)	I_{FCJ2} (μA)	I_{PFC} (μA)	Läpäisy
8+	9,66	130,0	7,0	5,4 %
9+	9,75	124,0	7,3	5,9 %
9+	12,14	120,0	14,4	12,0 %
11+	13,69	18,2	4,1	22,5 %

kV:n kiihdytysjännitettä käyttämällä ionisuihkun läpäisy on ollut huomattavasti parempi kuin matalammalla, 9,75 kV:n kiihdytysjännitteellä. Korkeammalla kiihdytysjännitteellä läpäisy on jopa yli kaksinkertainen matalampaan kiihdytysjännitteeseen verrattuna.

Taulukossa 4 on esitetty tulokset mittauksesta, jossa läpäisy mitattiin käyttämällä neljää eri kiihdytysjännitettä. Syklotroniin ei kuitenkaan voida syöttää tietyn $\frac{q}{m}$:n ionisuihkua kuin vain tietyllä energia-alueella, minkä takia kiihdytysjännitettä ei voida muuttaa suurella alueella samalle ionisuihkulle. Tästä syystä mittauksen yhteydessä jouduttiin myös muuttamaan ionisuihkun varausastetta siten, että korkeammilla kiihdytysjännitteillä käytettiin myös korkeampaa varausastetta.

Kaikki mittaukset suoritettiin käyttämällä ^{40}Ar -ionisuihkua. Varausaste 8+ kiihdytettiin 9,66 kV:n kiihdytysjännitteellä, 9+ 9,75 kV:n ja 12,14 kV:n kiihdytysjännitteillä ja 11+ 13,69 kV:lla. Taulukosta 4 nähdään, että läpäisy paranee koko ajan kiihdytysjännitettä nostettaessa ja suurimmalla, 13,69 kV:n kiihdytysjännitteellä, se on jopa 22,5 %. On kuitenkin syytä huomata, että tämä mittaus on suoritettu huomattavasti muita mittauksia alhaisemmalla intensiteetillä, mikä parantaa läpäisyä. Lisäksi korkeampi varausaste todennäköisesti vaikuttaa suotuisasti läpäisyyn, koska ionisuihku saa kiihdytyksessä suuremman energian.

Ensimmäinen varausasteen 9+ ionisuihku kiihdytettiin lähes samalla jännitteellä kuin varausasteen 8+ ionisuihku. Varausasteella 9+ läpäisy oli vain 0,5 %-yksikköä korkeampi. Näiden mittausten perusteella varausasteen nostaminen ei ole vaikuttanut kovinkaan merkittävästi läpäisyyn, vaikka nostaminen lisää ionisuihkun energiaa. Tämä voi johtua varausasteen nostamisen vaikutuksesta emittanssiin, mitä tutkitaan kappaleessa 8.3.2. Kyseessä on kuitenkin vain yksi mittaus, joten tulokseen on syytä suhtautua varauksella.

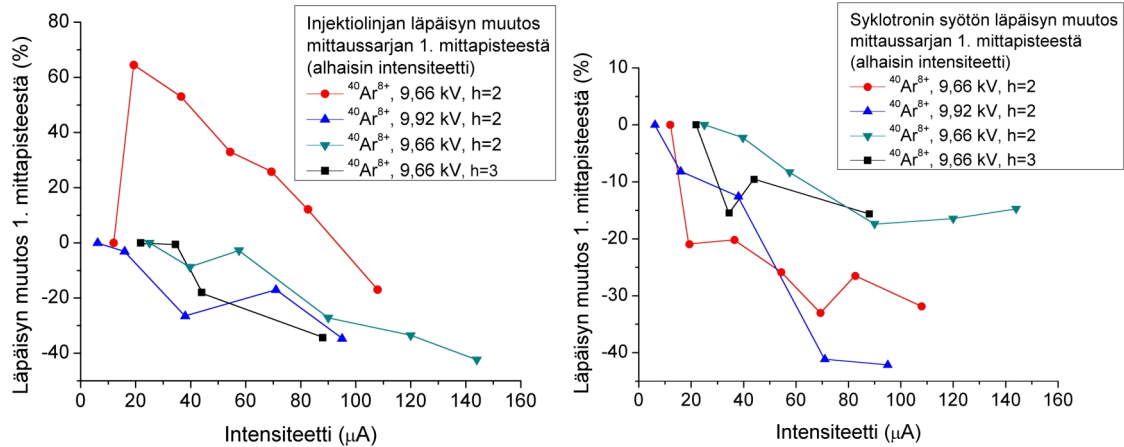
Läpäisyn paraneminen selittyy todennäköisesti ionisuihkun energian muutoksella. Kiihdytysjännitteen nostaminen lisää ionisuihkun energiaa, mikä puolestaan lisää ionisuihkun nopeutta ja vähentää avaruusvarauksen vaikutusta. Ionisuihku pysyy tällöin tiiviimpänä kuljetuksen aikana, mikä vähentää kuljetushäviöitä ja parantaa läpäisyä.

8.1.3 Osaläpäisy

Kaikissa läpäisymittauksissa ionisuihkun intensiteetti mitattiin injektioinjassa kolmessa Faradayn kupissa; FCJ2, FCI4 ja FCI5. Hiukkaskiihdyttimen syötetyn ionisuihkun intensiteetti mitattiin syklotronin inflektorissa ja poistuva ionisuihku deflektorissa sisä- ja ulkokohdassa. Syklotronin jälkeinen lopullinen intensiteetti saatiin tehokupista PFC.

Faradayn kupit FCI4 ja FCI5 ovat mittausten kannalta ongelmallisia. Kuppi FCI5 mittaa systemaattisesti liian suurta intensiteettiä, mikä nähdään siitä, että kupista mitatut intensiteetit voivat olla lähtöintensiteettiä suurempia. Kuppi FCI4 puolestaan tuntuu mittaavan systemaattisesti liian pientä intensiteettiä. Nämä ongelmat voivat johtua kuppien biasointiin liittyvistä tekijöistä, mutta siitä ei ole varmuutta. Ionisuihkun kuljettamisen ja kokonaisläpäisyjen kannalta tämä ei ole ongelma, koska ionisuihkun intensiteetti maksimoidaan joka tapauksessa jokaiseen kuppiin, eikä intensiteetin tarkalla lukuarvolla ole juurikaan merkitystä näissä välipisteissä. Intensiteetin käyttäytymisen ja osaläpäisyjen laskemisen kannalta se kuitenkin on ongelmallista.

Osaläpäisy on laskettu erikseen injektioinjalle (FCJ2 - FCI5), syklotronin syötölle (FCI5 - inflektori) ja koko syklotronille (inflektori - PFC). Faradayn kupista FCI4 saadut epävarmat tulokset on jätetty pois laskuista, minkä johdosta injektioinjaa ei voida jakaa useampaan osaan. Silti kupin FCI5 toiminnan vuoksi koko injektioinjalle saadut läpäisyn absoluuttiset arvot ovat liian suuria ja syklotronin syötön absoluuttiset läpäisy liian pieniä. Tämän johdosta näitä läpäisyjä ei ole mielekäästä esittää absoluuttisina arvoina. Injektioinjaa ja syklotronin syöttöä tarkastellaan tästä syystä tutkimalla läpäisyn muutosta. Prosentuaalinen muutos on laskettu eri intensiteeteillä mitatuille läpäisyille siten, että läpäisyn arvoa verrataan mittaussarjan ensimmäiseen, alimmalla intensiteetillä mitattuun läpäisyyn. Syklotronin kokonaisläpäisy laskettiin suoraan mitatuista intensiteeteistä. Tulok-

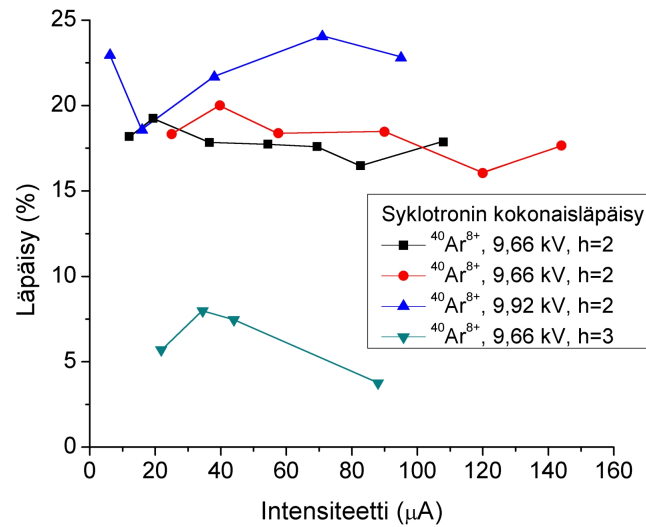


Kuva 32: $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkun läpäisyn muutokset injektioinjassa ja syötettävässä syklotroniin. Kuvaajat esittävät läpäisyn prosentuaalista muutosta verrattuna mittaussarjojen ensimmäisiin mittapisteisiin.

set on esitetty kuvassa 32.

Kuvan 32 kuvaajista nähdään, että suoritetuissa mittauksissa läpäisyn muutoksen trendi on laskeva. Näin ollen injektioinjassa läpäisy heikkenee intensiteetin noustessa. Myös injektioinjassa ensimmäisestä mittauksesta nähdään läpäisyn heikkeneminen. Positiiviset mittapisteet selittyvät sillä, että mittauksissa alimmalle intensiteetille mitattiin alhaisempi läpäisy kuin lähes kaikille korkeammille intensiteeteille, mikä vääristää kuvaajaa.

Laskeva käyttäytyminen nähdään myös syklotronin syötön läpäisyssä. Intensiteetin noustessa läpäisyn muutos painuu enemmän negatiiviseen suuntaan, jolloin läpäisy heikkenee. Injektioinjassa läpäisyn heikkeneminen käyttäytyy eri mittausten välillä varsin samalla tavalla. Lisäksi nähdään, että mittauksissa läpäisyn muutos käyttäytyy lähes lineaarisesti intensiteetin noustessa ja eri mittausten tulokset noudattavat tätä muutosta varsin hyvin. Syklotronin syötössä eri mittaukset antavat sen sijaan hyvin erilaisia käyttäytymisiä läpäisyn muutokselle. Vaikka kaikissa mittauksissa mittaussarjat ovat trendiltään laskevia, laskun jyrkkyys vaihtelee paljon mittausten välillä. Syklotronin syöttö on todennäköisesti pullonkaula huonolaatuisen ionisuihkun kuljettamisessa. Tällöin ionisuihkun laadussa olleet erot eri mittaussarjojen välillä tulisivat esille juuri syklotronin syötön läpäisyssä.

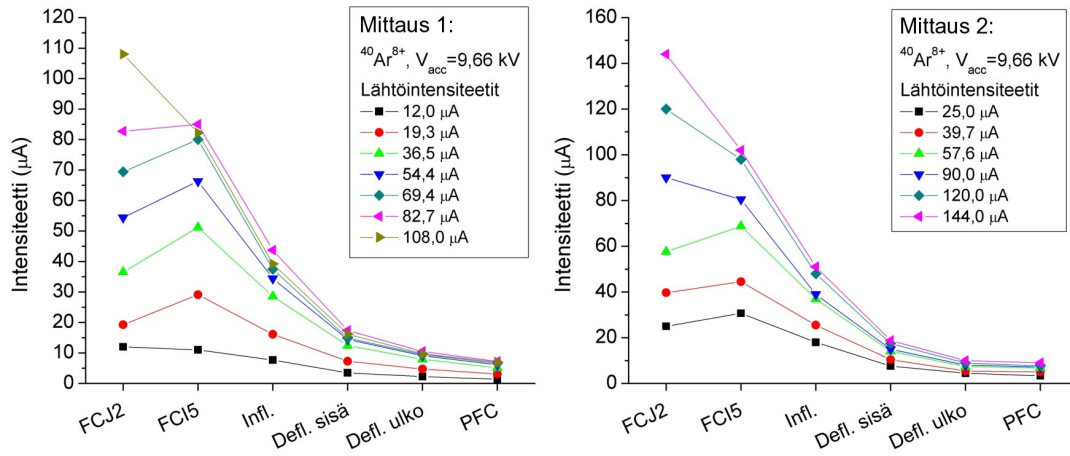


Kuva 33: Syklotronin kokonaisläpäisy $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkulle.

Kuvassa 33 on esitetty syklotronin kokonaisläpäisy eri mittauksille intensiteetin funktiona. Mittauksissa, joissa syklotronin harmonisena lukuna oli $h = 2$ ja ionilähteen kiihdytysjännitteena 9,66 kV, kokonaisläpäisy pysyy lähes vakiona hieman alle 20 % tienoilla ja riippuvuus ionisuihkun intensiteetistä on hyvin heikko. Hieman korkeammalla 9,92 kV kiihdytysjännitteellä läpäisyn heilahtelu on suurempaa, mutta silti käyttäytymisessä ei ole selvää nousevaa tai laskevaa trendiä. Kun harmonisena lukuna on $h = 3$, syklotronin kokonaisläpäisy laskee voimakkaammin intensiteetin kasvaessa.

8.2 Intensiteetin käyttäytyminen siirtolinjassa

Läpäisymittausten tulosten avulla voidaan esittää intensiteetin käyttäytyminen koko siirtolinjan ja syklotronin alueella. Vaikka kupin FCI5 antamat intensiteetit ovat jossain määrin korkeammat kuin niiden pitäisi olla, voidaan sen antamista tuloksista kuitenkin päätellä jotain siirtolinjan toimivuudesta. Lisäksi se on ainoa mittauspiste, josta voidaan mitata ionisuihkun intensiteetti injektio- ja lopussa ennen syklotronia. Inflektorin antama intensiteetti kuvaa syklotronin sisälle päässeeseen ionisuihkun määrää. Jos ionisuihkun syöttämisessä syklotroniin on ongelmia esimerkiksi ionisuihkun huonon laadun vuoksi, pitäisi tämän näkyä intensiteetin



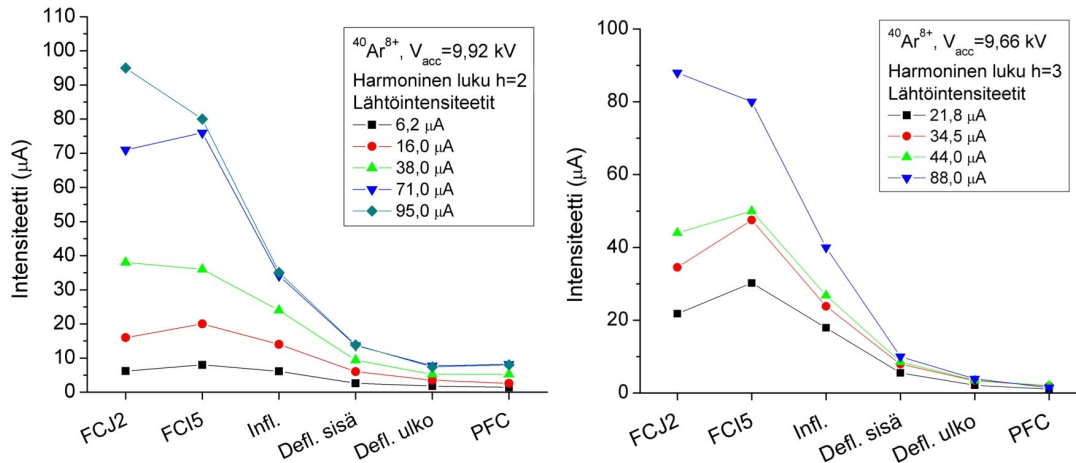
Kuva 34: $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkun intensiteetit eri kohdissa siirtolinjaa ja syklotronia, kun kiihdytysjännite on 9,66 kV ja syklotronin harmoninen luku $h = 2$.

käyttäytymisessä injektioinjan lopun ja inflektorin välillä. Ilman kupin FCI5 tuloksia tätä ilmiötä ei kuitenkaan voitaisi tutkia. Kupin FCI4 antamat intensiteetit on kuitenkin jätetty pois alla esitetyistä tuloksista.

Kuvassa 34 on esitetty läpäisymittauksista saadut intensiteetit siirtolinjan ja syklotronin eri kohdissa, kun ionilähteen kiihdytysjännite on 9,66 kV ja syklotronissa käytetään harmonista lukua $h = 2$. Vaikka FCI5:ssä mitatut intensiteetit ovat liian suuria, kuvaajista nähdään, että ionisuihkun intensiteetti laskee voimakkaasti kupin FCI5 ja syklotronin inflektorin välillä. Suurilla lähtöintensiteeteillä tämä nähdään kaikkein selvimmin. Intensiteetin lasku on suora osoitus siitä, että ionisuihkun syöttämisessä hiukkaskiihdytimeen on ongelmia. Sama ilmiö havaitaan myös kuvassa 35 esitetyissä kuvaajissa. Toisessa kuvan kuvaajista on käytetty kiihdytysjännitettä 9,92 kV ja harmonista lukua $h = 2$. Toisessa käytössä on harmoninen luku $h = 3$ ja sama 9,66 kV:n kiihdytysjännite kuin aiemmissa mittauksissa.

Ongelmat ionisuihkun syöttämisessä syklotroniin voivat johtua ionisuihkun heikentyneestä laadusta. Huonolaatuinen ionisuihku on vaikea fokusoida kokonaisuudessaan syklotronin inflektoriin, mistä seuraa suuret intensiteettihäviöt.

Kuvista 34 ja 35 nähdään myös, että suurilla intensiteeteillä ennen syklotronia olevan injektioinjan läpäisy heikkenee voimakkaasti. Tämä nähdään selvästi siitä,



Kuva 35: $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkun intensiteetit eri kohdissa siirtolinjaa ja syklotronia. Vasemmassa kuvaajassa kiihdytysjännite on 9,92 kV ja syklotronin harmoninen luku $h = 2$. Oikealla vastaavasti 9,66 kV ja $h = 3$.

että vaikka FCI5 mittaa liian suurta intensiteettiä, mittausten suurimmilla intensiteeteillä FCI5:n antamat arvot kääntyvät voimakkaaseen laskuun. Ennen tätä injektioinjajan läpäisy vaikuttaa kuitenkin olevan varsin hyvä, eikä selvää romahdusta havaita.

Intensiteetin muutokset syklotronin sisällä ovat verrattain pienet verrattuna syklotronia edeltäneisiin osiin. Lisäksi intensiteetin nousu ei näyttäisi vaikuttavan käyttäytymiseen läheskään yhtä dramaattisesti kuin ennen syklotronia.

8.3 Havaintoja ionisuihkun emittanssista

Ionisuihkun emittanssilla on selvä yhteys ionisuihkun laatuun. Tästä syystä ionisuihkun emittanssia ja sen käyttäytymistä tutkittiin useilla mittauksilla. Mittauksista saatuja havaintoja ja tuloksia esitellään alla olevissa luvuissa.

8.3.1 Kiihdytysjännitteen ja varausasteen vaikutus emittanssiin

Määrittäessä kiihdytysjännitteen ja varausasteen vaikutusta ionisuihkun läpäisyyn mitattiin myös ^{40}Ar -ionisuihkujen emittanssit. Mittausten pohjalta voitiin

Taulukko 5: ^{40}Ar -ionisuihkun area-emittanssit eri kiihdytysjännitteillä V_{acc} ja varausasteilla. Kaksi alinta tulosta on saatu erillisestä mittaussarjasta.

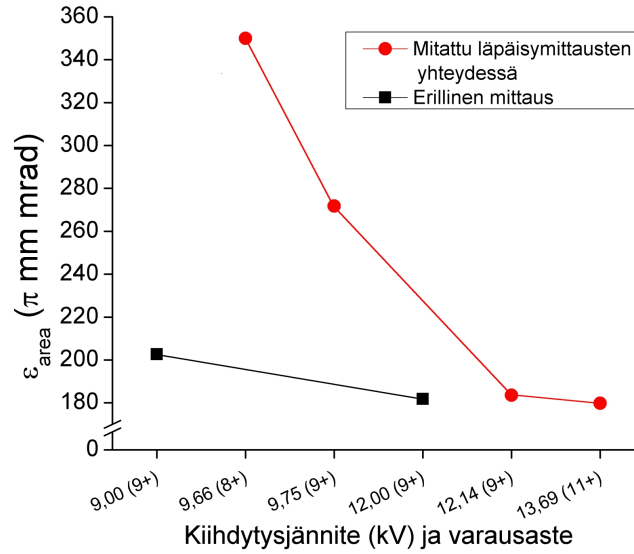
V_{acc} (kV)	Varausaste	ϵ_{area} (π mm mrad)
9,66	8+	350,01
9,75	9+	271,76
12,14	9+	183,57
13,69	11+	179,80
9,00	9+	202,62
12,00	9+	181,84

tutkia, kuinka ionisuihkun emittanssi, ja siten myös laatu, muuttuu kiihdytysjännitteen ja varausasteen funktiona.

Mittauksista saadut area-emittanssit on kerätty taulukkoon 5. Tuloksista nähdään, että kiihdytysjännitteen ja varausasteen kasvaessa ionisuihkun emittanssi pienenee selvästi. Tämä on ymmärrettävää, koska suuremman kiihdytysjännitteen ansiosta ionisuihku saa suuremman energian ja nopeuden. Tämä kompensoi avaruusvarauksen aiheuttamaa hajoamista, jolloin ionisuihku pysyy tiiviimpänä ja sen emittanssi pienempänä.

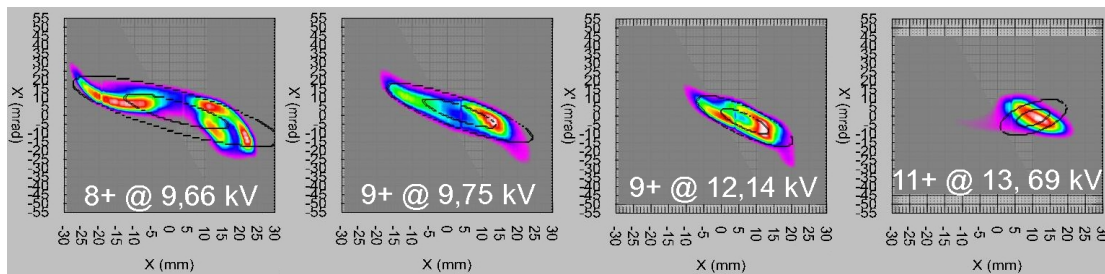
Mittauksissa kiihdytysjännite ja varausaste vaikuttivat yhdessä ionisuihkun emittanssiin. Tästä syystä suoritettiin myös erillinen mittaus, missä tutkittiin pelkästään kiihdytysjännitteen vaikutusta. Mittauksessa $^{40}\text{Ar}^{9+}$ -ionisuihkun emittanssi mitattiin käyttämällä 9,00 kV:n ja 12,00 kV:n kiihdytysjännitteitä. Ionisuihkuille mitatut area-emittanssit on esitetty taulukon 5 alemmassa osassa. Mittaukset suoritettiin noin 90 μA intensiteetillä, mikä on huomattavasti matalampi kuin edellisissä mittauksissa varausasteelle 9+ käytetyt intensiteetit (120 μA ja 124 μA). Tästä syystä saatuja tuloksia ei voida verrata suoraan toisiinsa. Silti nähdään selvästi, että kiihdytysjännitteen nostamisella on laskeva vaikutus ionisuihkun emittanssiin. Saadut tulokset emittanssin käyttäytymisestä on esitetty havainnollisemmin kuvassa 36.

Kappaleessa 3.10 esitettiin, että ioneja kiihdyttävän jännitteen nostaminen aiheuttaa hiukkasten miehittämän alueen kutistumisen faasiavaruudessa ja siten ionisuihkun emittanssin pienenemisen. Kuvassa 37 on esitetty ensimmäisestä mittaussarjasta saadut ionisuihkun emittanssikuviot. Kuvasta nähdään selvästi, kuinka kiih-



Kuva 36: ^{40}Ar -ionisuihkun emittanssi eri kiihdytysjännitteillä ja varausasteilla. Mittaussarjoissa on käytetty eri intensiteettejä ja ionilähteen asetuksia. Huomaa, että mittaukset ovat x -akselilla tasavälein, koska kiihdytysjännitteen lisäksi myös varausaste muuttuu.

dytysjännitteen kasvaessa emittanssikuvio pienenee teorian ennustamalla tavalla. Kuvasta nähdään myös, että varausasteen 8+ ionisuihku on ollut varsin huonolaatuinen, koska emittanssikuvio on voimakkaasti vääristynyt. Myös yhtälöstä (82) nähdään, että emittanssi on kääntäen verrannollinen kiihdytysjännitteen neliöjuureen. Näin ollen suoritettujen mittausten tulokset ovat teorian mukaisia. Lisäksi on hyvä huomata, että yhtälön (82) mukaan myös ionien varausasteen kasvatta-



Kuva 37: ^{40}Ar -ionisuihkun emittanssikuviot eri kiihdytysjännitteillä ja varausasteilla.

minen pienentää emittanssia. Näin ollen myös varausasteen kasvu on vaikuttanut ensimmäisissä mittauksissa myönteisesti ionisuihkun emittanssiin.

Emittanssin pieneneminen on merkki ionisuihkun laadun paranemisesta. Kappa-leessa 8.1.2 havaittiin, että myös ionisuihkun läpäisy parani kiihdytysjännitteen ja varausasteen kasvaessa. Todennäköisesti havaittu läpäisyn nousu johtuu ainakin osittain juuri ionisuihkun laadun paranemisesta.

8.3.2 Emittanssi eri varausasteille samalla energialla

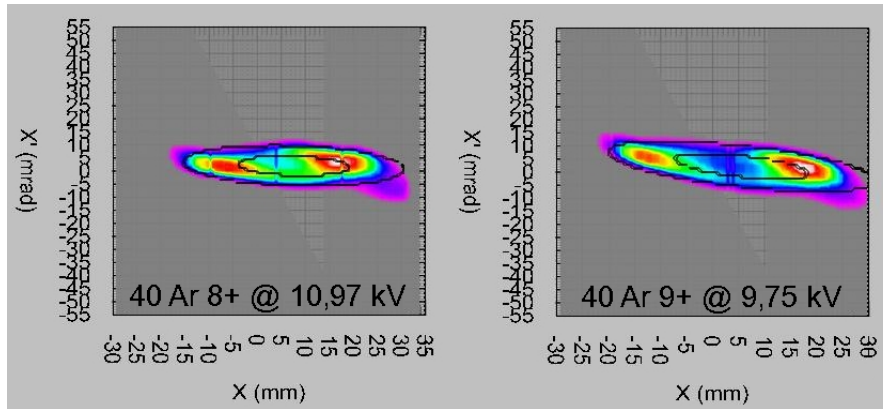
Edellisen luvun mittaukset osoittivat, että ionisuihkun emittanssi pienenee kiihdytysjännitteen ja varausasteen kasvaessa, kuten emittanssin kaava (82) ennustaa. Kaavan mukaan $\epsilon \propto 1/\sqrt{qV}$ eli emittanssi on kääntäen verrannollinen ionin varauksen ja kiihdytysjännitteen tulon neliöjuureen. Silloin ionisuihkun emittanssin tulisi pysyä kaavan perusteella vakiona, jos q ja V muuttuvat eri suuntiin siten, että niiden tulo pysyy vakiona. Tällöin ionisuihkun energia $E = qV$ ei muutu varausasteen muuttuessa. Suuremman varausasteen pitäisi kuitenkin aiheuttaa suurempi ionisuihkun avaruusvaraus. Ilman energian lisäyksen aiheuttamaa kompensatiota suuremman avaruusvarauksen tulisi vaikuttaa ionisuihkun rakenteeseen hajottavasti, mikä näkyisi kaavan vastaisesti emittanssin kasvuna.

Yllä esitettyä päättelyä tutkittiin mittauksella. Ionisuihkun energia määräytyy kaavan (13) mukaisesti ionien varausasteesta ja käytetystä kiihdytysjännitteestä. Mittauksessa eri varausasteen ionisuihkuille haluttiin sama energia, jolloin kaavan avulla voidaan kirjoittaa

$$q_1 V_1 = q_2 V_2 \quad \iff \quad V_2 = \frac{q_1}{q_2} V_1, \quad (102)$$

missä q_i ja V_i ovat tarkasteltavien ionisuihkujen varausasteet ja kiihdytysjännitteet. Ensimmäiseksi ionisuihkuksi valittiin $^{40}\text{Ar}^{9+}$ kiihdytysjännitteellä 9,75 kV, jolloin toiselle, $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkulle, saadaan yllä esitetyllä kaavalla kiihdytysjännitteeksi noin 10,97 kV.

Kumpikin ionisuihku ohjattiin analysointimagneetin jälkeiseen Faradayn kuppiin FCJ2 siten, että niiden intensiteetti oli noin 100 μA . Kiihdytysjännitettä lukuun ottamatta ionilähteen asetuksia ei muutettu mittausten välillä. Luotettavamman tuloksen saamiseksi emittanssit mitattiin kummallekin ionisuihkulle kolme kertaa



Kuva 38: Samalla energialla mitattujen ionisuihkujen emittanssikuviot. Huomaa x -akseleiden ero.

ja saaduista tuloksista laskettiin keskiarvo. Area-emittansseiksi saatiin $254,33 \pi$ mm mrad varausasteelle $8+$ ja $282,85 \pi$ mm mrad varausasteelle $9+$. Normitetuiksi rms-emittansseiksi saatiin vastaavasti $0,095 \pi$ mm mrad ja $0,111 \pi$ mm mrad.

Kuvassa 38 on esitetty emittanssilaitteiston antamat emittanssikuviot mitatuista ionisuihkuista. Kuvioista nähdään, ettei ionisuihkuissa ole selviä eroja aberratioiden suhteen, mikä voisi vaikuttaa ratkaisevasti saatuihin emittanssiarvoihin.

Emittanssien ero ei ole suuri, mutta samalla energialla korkeamman varausasteen ionisuihkulle mitattiin selvästi suurempi emittanssi. Tulos pitää yhtä kappaleen alussa esitetyn päättelyn kanssa. Korkeampi varausaste johtaa suurempaan avaruusvaraukseen, joka ilman energian lisäyksen kompensointia pyrkii hajottamaan ionisuihkua. Tämä johtaa suurempaan emittanssiin, vaikka se on vastoin teoriaa.

8.3.3 Emittanssin ja läpäisyn suhde

Ionisuihkun laatu vaikuttaa kuljetuksen aikana tapahtuviin häviöihin sekä siihen, kuinka tehokkaasti ionisuihku voidaan syöttää syklotroniin. Tämän seurauksena emittanssin kasvun, joka on merkki ionisuihkun laadun huononemisesta, tulisi johtaa läpäisyn heikkenemiseen.

Läpäisyn ja emittanssin suhdetta tutkittiin mittaamalla ionisuihkun emittanssi kaikkien läpäisymittausten yhteydessä. Valitettavasti emittanssiskannerin toiminnasta löydettiin myöhemmin virheitä, eikä kaikkiin sen antamiin tuloksiin voida

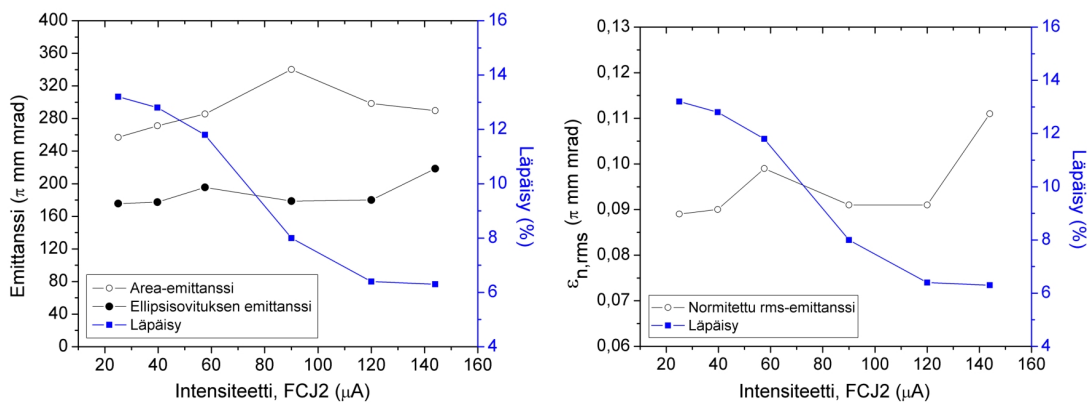
Taulukko 6: $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkun läpäisy, area-emittanssi, ellipsisovituksen emittanssi ja normitettu rms-emittanssi eri intensiteeteillä.

I_{FCJ2} (μA)	I_{PFC} (μA)	Läpäisy (%)	ϵ_{area} (π mm mrad)	$\epsilon_{\text{ellipsi}}$ (π mm mrad)	$\epsilon_{\text{n,rms}}$ (π mm mrad)
25,0	3,3	13,2	256,84	175,60	0,089
39,7	5,1	12,8	271,13	177,35	0,090
57,6	6,8	11,8	285,43	195,59	0,099
90,0	7,2	8,0	340,14	178,63	0,091
120,0	7,7	6,4	298,38	179,95	0,091
144,0	9,0	6,3	289,58	218,53	0,111

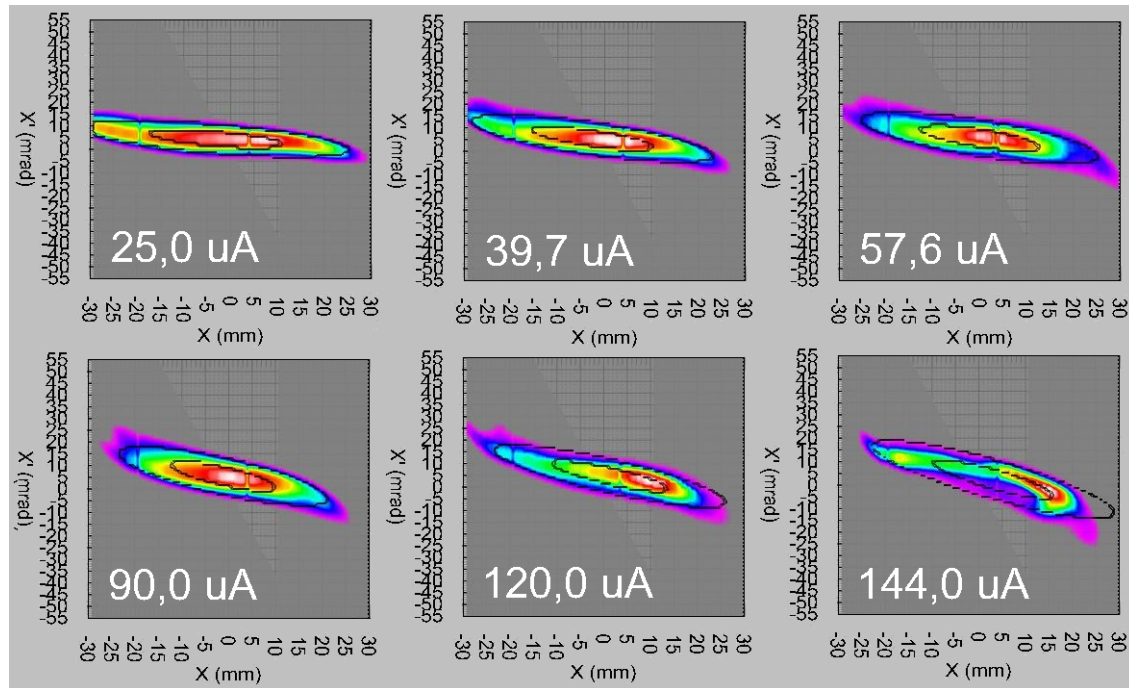
luottaa. Tämän seurauksena käyttökelpoista emittanssidataa on saatavilla vain muutamasta suoritetusta läpäisymittauksesta.

Läpäisymittausten tulokset ja emittanssit on kerätty taulukkoon 6. Kattavampien tulosten saamiseksi emittanssin käyttäytymistä tutkitaan tarkastelemalla yhden emittanssin sijasta useiden eri määritelmien kautta laskettujen emittanssien arvoja. Taulukkoon on kerätty mittausten antamat area-emittanssit, ellipsisovituksesta lasketut emittanssit sekä normitetut rms-emittanssit.

Emittanssin ja läpäisyn suhdetta on pyritty esittämään havainnollisemmin kuvassa 39, missä eri emittanssit ja läpäisy on piirretty samaan kuvaan intensiteetin funktiona. Kuvasta nähdään selvästi se, kuinka area-emittanssin arvot ovat ellip-



Kuva 39: Ionisuihkun emittanssin ja läpäisyn käyttäytyminen intensiteetin funktiona.



Kuva 40: Lämpäismittauksen emittanssikuviot eri intensiteeteillä.

sisovituista suuremmat. Syy tähän löytyy katsomalla faasiavaruuteen piirrettyjä ellipsikuvioita (kuva 40).

Kuvasta 39 nähdään, että intensiteetin kasvaessa ionisuihkun emittanssi kasvaa määritelmästä riippumatta. Samalla myös ionisuihkun läpäisy heikkenee voimakkaasti. Kuvasta 40 nähdään, että intensiteetin kasvaessa ionisuihkun emittanssikuvio alkaa vääristyä. Tämä on seurausta ionisuihkun aberraatioiden lisääntymisestä ja sen laadun heikkenemisestä, kuten kappaleessa 3.10 ja kuvassa 7 esitettiin. Jo $57,6 \mu\text{A}$:n intensiteetillä emittanssikuviossa nähdään S-kirjaimen muotoa ja viimeisessä $144 \mu\text{A}$:n mittauksessa kuvio on jo kaukana toivotusta ellipsistä. Ionisuihkun laadun heikkenemisen vaikutus nähdään läpäisyn voimakkaana putoamisena.

Intensiteetin nostaminen kasvattaa emittanssia ja huonontaa läpäisyä, mutta tulokset eivät anna selvää vastaavuutta. Mittauksissa läpäisy pienenee koko mittausarjan ajan intensiteetin noustessa. Emittansseille mitatut arvot kuitenkin vaihtelevat enemmän. Vaikka emittanssin yleinen suuntaus on kasvava intensiteetin noustessa, joissakin mittauksissa emittanssin mitattu arvo laski intensiteettiä nostettaessa. Kuvasta 39 havaitaan myös, että emittanssien arvojen vaihtelut eivät aina

osu yksiin läpäisyn käyttäytymisen kanssa. Esimerkiksi intensiteetin noustessa 57,6 μA :sta 90,0 μA :iin läpäisy laskee hyvin voimakkaasti. Samalla välillä emittanssien arvot kuitenkin laskevat area-emittanssia lukuunottamatta. Vastaavasti viimeisellä mittaussivellä läpäisy laskee vain vähän, mutta emittanssit, area-emittanssia lukuunottamatta, nousevat voimakkaasti.

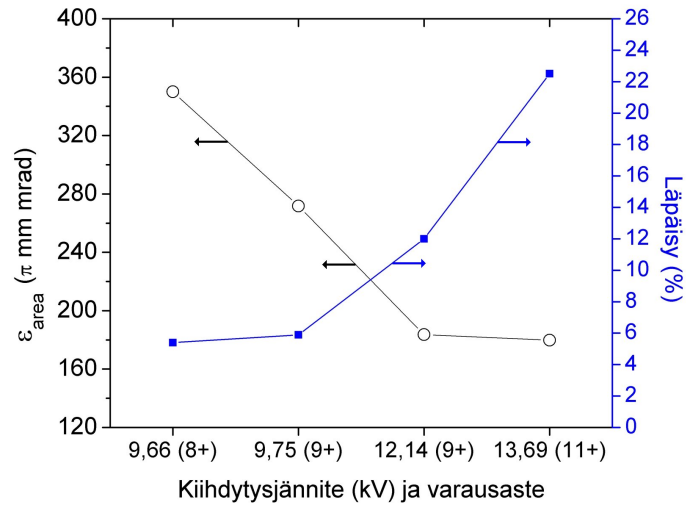
Tulosten perusteella vaikuttaisi siltä, että emittanssilla ja läpäisyllä todennäköisesti on yhteys, mutta ei ole täysin selvää kuinka voimakas se on. Lisäksi emittanssin numeroarvo ei kerro kaikkea ionisuihkun laadun muutoksista. Kuvan 40 perusteella ionisuihkuun vaikuttavien aberratioiden määrä lisääntyy koko ajan intensiteetin noustessa, vaikka emittanssin numeroarvot välillä laskevat.

Läpäisyyn todennäköisesti vaikuttavat myös monet muut ionisuihkun tai siirtolinjan ominaisuudet, joita ei voida suoraan nähdä emittanssista. Eri emittanssin määritelmistä voidaan mittausten perusteella sanoa, että area-emittanssi vaikuttaisi korreloivan parhaiten ionisuihkun läpäisyn kanssa. Area-emittanssin suurin nousu asettui mittauksissa samalle kohtaa läpäisyn suurimman laskun kanssa ja muutenkin kuvasta 39 nähdään, että area-emittanssin arvot seuraavat parhaiten läpäisyn muutoksia.

Verrataan vielä ionisuihkun ja läpäisyn käyttäytymistä mittauksissa, joissa ionilähteen kiihdytysjännitettä ja ionisuihkun varausastetta muutettiin. Näiden mittausten läpäisyjä ja emittansseja on jo käsitelty erikseen kappaleissa 8.1.2 ja 8.3.1. Kuvassa 41 on esitetty samassa kuvaajassa mittauksista saadut ionisuihkun area-emittanssit ja läpäisy. Kuvasta nähdään hyvin selvästi kiihdytysjännitteen ja varausasteen nostamisen vaikutus ionisuihkun emittanssiin. Kiihdytysjännitteen ja varausasteen noustessa emittanssi laskee voimakkaasti. Samalla läpäisy paranee huomattavasti.

Kahdesta varausasteella 9+ suoritetusta mittauksesta nähdään pelkästään kiihdytysjännitteen vaikutus. Kiihdytysjännitteen noustessa 9,75 kV:sta 12,14 kV:iin ionisuihkun area-emittanssi pienenee arvosta 271,75 π mm mrad arvoon 183,57 π mm mrad, mikä vastaa yli 32 %:n muutosta. Samalla läpäisy kasvaa arvosta 5,9 % arvoon 12,0 %, eli yli kaksinkertaistuu.

Vaikka emittanssi laskee voimakkaasti läpäisyn parantuessa, nähdään kuvaa 41 tutkimalla sama selvän korrelaation puuttuminen, mikä havaittiin myös aiemmassa mittauksessa intensiteetin funktiona. Vaikka emittanssi laskee koko mittaussarjan



Kuva 41: Ionisuihkun emittanssin ja läpäisyn käyttäytyminen eri kiihdytysjännitteillä ja varausasteilla.

aikana, ensimmäisissä mittauksissa havaitut emittanssin suurimmat muutokset eivät osu samaan kohtaan läpäisyn suurimpien muutosten kanssa. Kahden viimeisen mittauspisteen välillä ionisuihkun läpäisy paranee voimakkaimmin, mutta ionisuihkun emittanssin muutos on koko mittaussarjan pienin. Viimeisessä mittauksessa ionisuihkun intensiteetti on aiempia mittapisteitä huomattavasti pienempi, mikä parantaa huomattavasti läpäisyä. Edellisten mittausten perusteella alhaisen intensiteetin pitäisi kuitenkin vaikuttaa myönteisesti myös emittanssin arvoon.

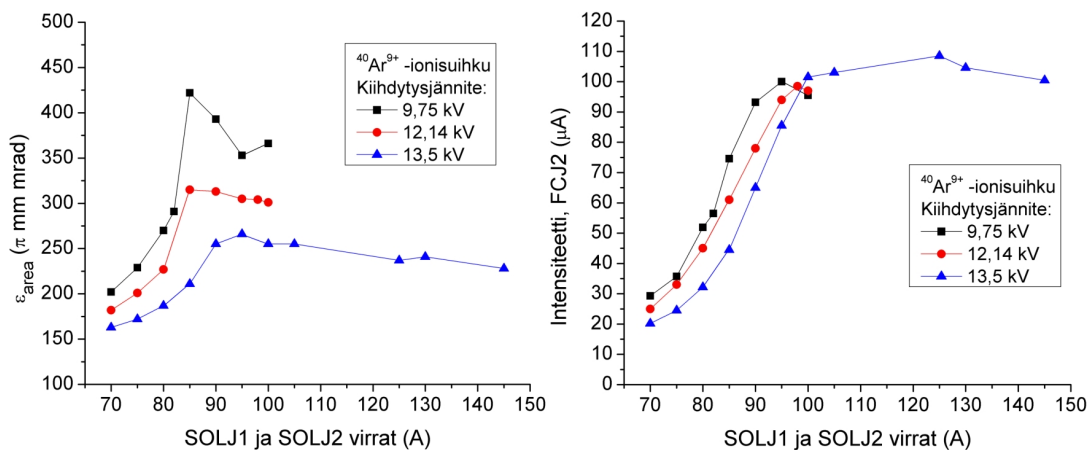
Kaiken kaikkiaan voidaan sanoa, että suoritetuista mittauksista nähdään, kuinka läpäisyn heikentyessä myös ionisuihkun emittanssi kasvaa. Tämän tuloksen perusteella vaikuttaa todennäköiseltä, että emittanssin kuvaamalla ionisuihkun laadun heikkenemisellä on yhteys läpäisyyn. Emittanssin muutokset eivät kuitenkaan vaikuta korreloivan suoraan läpäisyn muutosten kanssa. Lisäksi läpäisymittausten yhteydessä emittanssien muutokset olivat oletettua vaatimattomampia. Tulosten perusteella vaikuttaa siltä, että läpäisyyn vaikuttaa myös muita oleellisia ionisuihkuun ja siirtolinjaan kuuluvia tekijöitä, joita ei voida suoraan nähdä emittanssimittauksista.

8.4 Solenoidifokusoinnin vaikutuksia ionisuihkun laatuun

Kesän 2007 aikana suoritettiin paljon mittauksia, joilla pyrittiin selvittämään kuinka injektioinjnan alussa käytetty voimakas solenoidifokusointi vaikuttaa ionisuihkuun. Mittauksissa käytettiin paljon apuna heijastelevyjä, joilla ionisuihkujen poikkileikkauksia voitiin kuvata. Suurin osa mittauksista tehtiin yhteistyössä MSU/NSCL:stä saapuneen asiantuntijan, tohtori Xiaoyu Wun kanssa.

8.4.1 Emittanssin kasvu

Solenoidifokusoinnin vaikutusta ionisuihkun emittanssiin tutkittiin kolmella erillisellä mittaussarjalla. Mittaussarjoissa käytettiin $^{40}\text{Ar}^{9+}$ -ionisuihkua ja ionilähteen kiihdytysjännitteenä oli 9,75 kV, 12,14 kV ja 13,5 kV. Jokaisessa mittauksessa ionisuihkun intensiteetti ja emittanssi mitattiin injektioinjnan alkupään solenoidien eri virroilla. Lisäksi jokaisessa mittauspisteessä ionisuihkun poikkileikkaus kuvattiin heijastelevyllä, joka sijaitsi analysointimagneetin DJ1 jälkeen. Kahdella alemmalla kiihdytysjännitteellä solenoidin SOLJ2 virta pidettiin nollassa ja vain ensimmäisen solenoidin SOLJ1 virtaa muutettiin. Viimeisessä mittauksessa käytettiin myös solenoidia SOLJ2. Kaikissa mittauksissa ennen emittanssiskanneria olevan solenoidin SOLJ3 virta oli 70 A. Tällöin ionisuihku pysyi tarpeeksi fokuoituneena



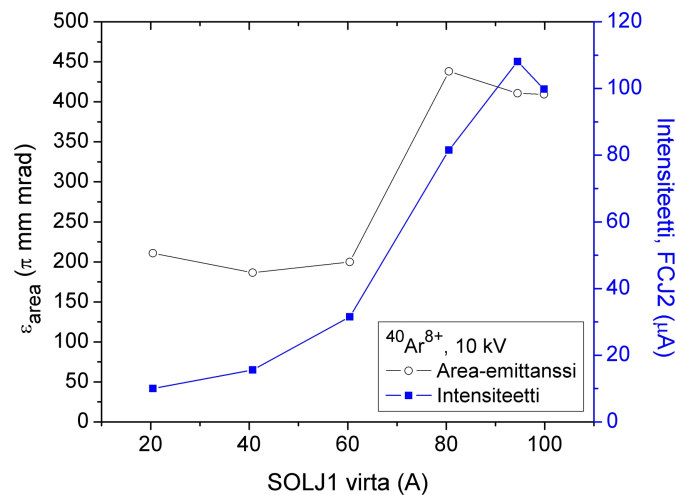
Kuva 42: $^{40}\text{Ar}^{9+}$ -ionisuihkun emittanssi ja intensiteetti SOLJ1:n ja SOLJ2:n virran funktiona. Kuvaajissa alueella 0 - 100 A käytössä on vain SOLJ1. Sitä suuremmilla virroilla SOLJ1:n virta on aina 100 A.

emittanssiskannerin kohdalla koko ionisuihkun mittaamiseksi.

Kuvassa 42 on esitetty ionisuihkujen emittanssit ja intensiteetit solenoidien virran funktiona. Kuvasta nähdään, että solenoidin SOLJ1 virtaa nostettaessa area-emittanssi kasvaa voimakkaasti. Myös kiihdytysjännitteen nostamisen pienentävä vaikutus ionisuihkun emittanssiin nähdään selvästi. Suurimmilla solenoidien virroilla emittanssin arvo kääntyy kuitenkin kaikissa mittauksissa laskuun.

Sama ilmiö nähdään myös kuvassa 43, missä on esitetty aiemmin suoritetusta samanlaisesta mittauksesta saadut tulokset. Ionisuihkuna on argonin varausaste $8+$ ja kiihdytysjännitteenä 10 kV. Kuten aiemmissakin tuloksissa, emittanssi kasvaa voimakkaasti solenoidin virta-alueen keskiosilla aina 80 A virtaan asti ja tasaantuu sen jälkeen. Pienimmillä virroilla saadut alhaiset ja varsin vakiona pysyvät emittanssin arvot selittyvät todennäköisesti sillä, että heikolla fokuosoinnilla ionisuihkua leikkautuu paljon pois ja vain pieni osa siitä pääsee emittanssiskannerille asti. Tämä nähdään myös matalasta intensiteetistä. Fokusoinnin vahvistuessa ionisuihkua leikkautuu vähemmän ja ionisuihkun reunoilla oleva ”huono” alue, halo, pääsee emittanssiskannerille asti. Tämän seurauksena emittanssi kasvaa.

Lähteen [4] mukaan solenoidi voi muuttaa ionisuihkun emittanssia. Jos poikittaisilla emittansseilla ϵ_x ja ϵ_z on toisistaan poikkeavat arvot, ionisuihkun emittanssit pyrkivät muuttumaan sen kulkiessaan solenoidin läpi. Solenoidin aiheuttama kier-



Kuva 43: $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkun emittanssi ja intensiteetti SOLJ1:n virran funktiona.

tymä määrää, kuinka paljon emittanssia vaihtuu eri tasojen välillä. Kiertymän kasvaessa suurempi poikittaisista emittansseista alkaa pienentyä kohti pienemmän emittanssin arvoa. Vastaavasti pienempi emittanssi kasvaa. Poikittaisten emittanssien arvot risteävät kiertymän ollessa 45 astetta.

Kaavalla (91) voidaan laskea JYFL:n solenoidien SOLJ1-3 aiheuttama ionisuihkun kiertymä. Magneettikenttä eri solenoidin virroilla I saadaan laskettua taulukossa 2 esitetyllä kaavalla $B_s = 0,00252 \frac{\text{T}}{\text{A}} \cdot I + 0,00051 \text{ T}$. Samasta taulukosta saadaan myös solenoidin efektiivinen pituus $L = 182 \text{ mm}$. Yhdistämällä nämä sekä kaavat (10) ja (14) ionisuihkun $B\rho$ -arvolle ja nopeudelle kiertymälle saadaan lauseke

$$\phi = \frac{(0,00252 \frac{\text{T}}{\text{A}} \cdot I + 0,00051 \text{ T})L}{2\sqrt{\frac{mV}{q}}}, \quad (103)$$

missä V on ionilähteen kiihdytysjännite, m ionisuihkun ionien massa ja q varaus. Kaavasta nähdään, että suurin kiertymä saavutetaan aina suurimmalla, 100 A:n virralla. Kun ionisuihkuna on $^{40}\text{Ar}^{9+}$, kiertymä on 9,75 kV kiihdytysjännitteellä noin 44 astetta, 12,14 kV:lla noin 39 astetta ja 13,5 kV:lla noin 37 astetta. Tämän perusteella emittanssin lasku suurimmilla virroilla voi johtua emittanssin siirrosta mitatusta tasosta toiseen poikittaiseen tasoon.

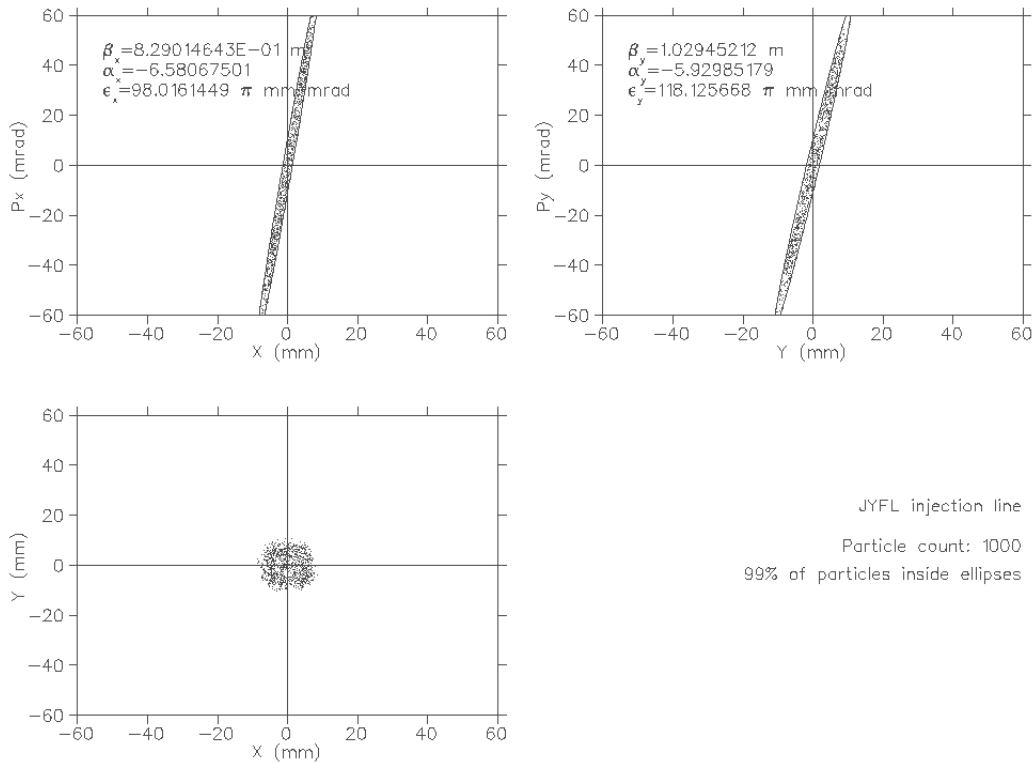
Solenoidi aiheuttaa myös emittanssin kasvua kummassakin poikittaisessa tasossa, jos ionisuihku ei ole symmetrinen tasojen välillä [4]. Tämä tarkoittaa sitä, että ionisuihkua kuvaavat Twissin parametrit poikkeavat toisistaan tasojen välillä. Mitä suurempi ero eri tasojen Twissin parametrien välillä on, sitä voimakkaammin emittanssi kasvaa. Kasvu määräytyy myös solenoidin aiheuttaman kierron funktiona. Emittanssin kasvu vaihtelee syklisti siten, että se saavuttaa maksiminsa 45 asteessa ja sen jälkeen aina 90 asteen välein. JYFL:n solenoidit SOLJ1-3 aiheuttavat kiertoa mitatuilla ionisuihkuilla enintään 44 astetta, kun solenoidin virta vaihtelee välillä 0 - 100 A ja kiihdytysjännite välillä 9,75 - 13,5 kV. Tällöin emittanssi kasvaa aina ionisuihkun kulkiessa solenoidin läpi, jos ionisuihku ei ole täysin symmetrinen eri tasojen välillä, ja kasvu on sitä voimakkaampaa, mitä suuremmilla virroilla solenoideja käytetään. Kuvasta 42 nähdään, että mittausten maksimi-intensiteetit asettuvat solenoidien virta-alueen yläpähän. Koska ionisuihkun kuljetuksessa pyritään maksimoimaan intensiteetti, solenoideja käytetään hyvin suurilla virroilla. Edellisen esityksen perusteella tämä johtaa emittanssin kasvuun. Suurimmilla vir-

roilla kasvua ei kuitenkaan nähdä. Tämä voi kuitenkin johtua emittanssin siirrosta eri tasojen välillä, kuten edellä mainittiin.

Havainnollistetaan seuraavaksi solenoidin aiheuttamaa emittanssin kasvua simulaatiolla. Määritellään solenoidiin saapuva ionisuihku Twissin parametrien ja emittanssien avulla seuraavasti:

$$\begin{aligned} \alpha_x &= -6,5 & \beta_x &= 0,8 \text{ m} & \epsilon_x &\approx 98 \pi \text{ mm mrad} \\ \alpha_y &= -5,9 & \beta_y &= 1,0 \text{ m} & \epsilon_y &\approx 118 \pi \text{ mm mrad} \end{aligned}$$

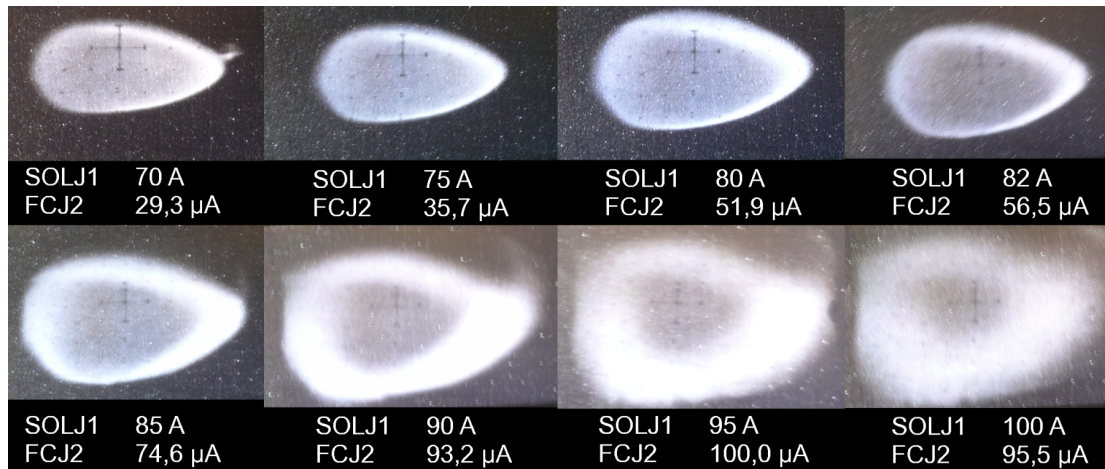
Parametreja vastaavan ionisuihkun poikkileikkaus ja emittanssikuviot on esitetty kuvassa 44. Ionisuihku ei ole täysin symmetrinen ja sen poikittaiset emittanssit eroavat hieman toisistaan. Käyttämällä kaavaa (103) ja lähteessä [4] esitettyjä kaavoja, voidaan laskea emittanssit solenoidin SOLJ1 jälkeen. Jos solenoidin virta on 50 A, saadaan solenoidin jälkeisiksi emittansseiksi $\epsilon_x \approx 119 \pi \text{ mm mrad}$



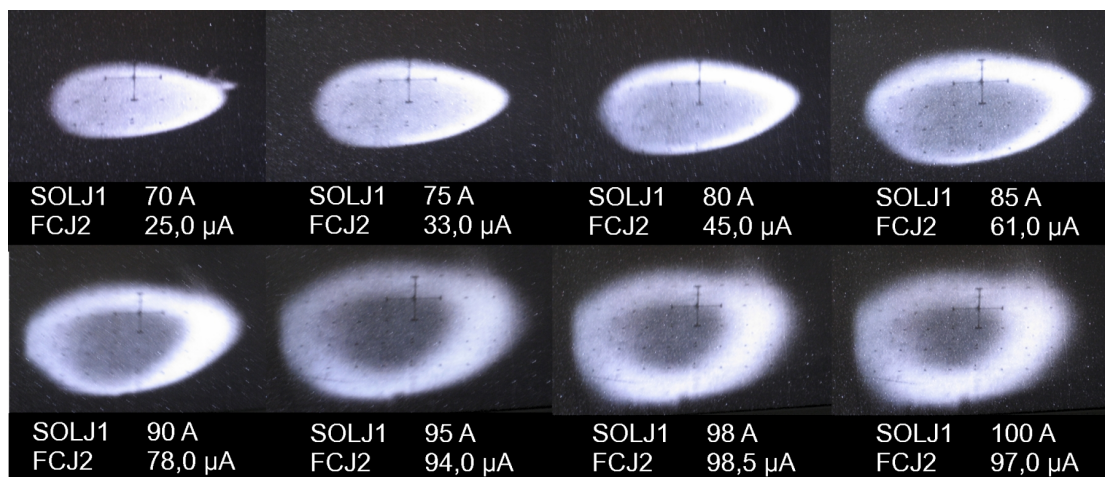
Kuva 44: Solenoidin vaikutusten simulointiin käytetyn ionisuihkun poikkileikkaus ja emittanssit.

ja $\epsilon_y \approx 133 \pi$ mm mrad. Suurimmalla 100 A:n virralla emittansseiksi saadaan $\epsilon_x \approx 148 \pi$ mm mrad ja $\epsilon_y \approx 151 \pi$ mm mrad. Havaitaan, että emittanssit kasvavat solenoidin suurilla virroilla voimakkaasti, vaikka ionisuihku ei ole selvästi vääristynyt (kuva 44).

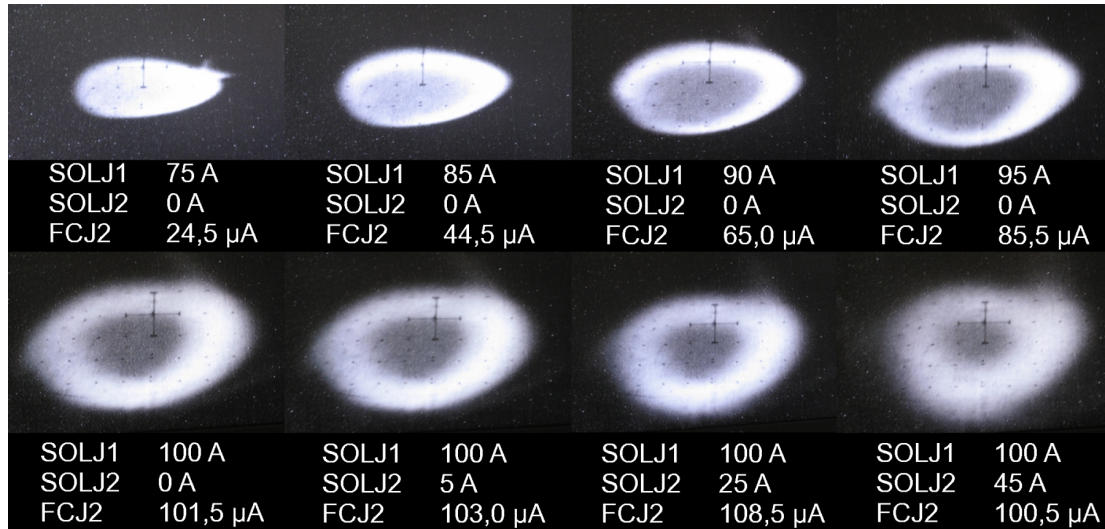
Kuvissa 45, 46 ja 47 on esitetty heijastelevyltä kuvatut ionisuihkujen poikkileikkaukset. Kaikissa mittaussarjoissa nähdään, että solenoidien virran kasvaessa ionisuihkun poikkileikkaus muuttuu epäselvemmäksi ja sen reunat sumeammiksi. Tä-



Kuva 45: $^{40}\text{Ar}^{9+}$ -ionisuihkun poikkileikkaukset eri SOLJ1:n virroilla. Ionilähteen kiihdytysjännite on 9,75 kV ja SOLJ2:ssa ei ole virtaa.



Kuva 46: $^{40}\text{Ar}^{9+}$ -ionisuihkun poikkileikkaukset eri SOLJ1:n virroilla. Ionilähteen kiihdytysjännite on 12,14 kV ja SOLJ2:ssa ei ole virtaa.



Kuva 47: $^{40}\text{Ar}^{9+}$ -ionisuihkun poikkileikkaukset eri SOLJ1:n ja SOLJ2:n virroilla. Ionilähteen kiihdytysjännite on 13,5 kV.

mä on merkki ionisuihkun emittanssin kasvamisesta [35]. Kuvista on myös helppo ymmärtää, että poikkileikkauksen sumentuminen tarkoittaa suoraan ionisuihkun laadun heikkenemistä. Ionisuihku ei ole enää yhtä eheä ja tiivis kuin alhaisemmilla solenoidin virroilla. Lisäksi sen reunojen määrittely muuttuu vaikeaksi, mikä lisää ionisuihkun ympärillä olevan alhaisen intensiteetin aluetta eli ionisuihkun haloa. On helppo ymmärtää, että tällaisen ionisuihkun fokusointi ja syöttäminen syklotroniin voi olla ongelmallista. Todennäköisesti nämä ongelmat aiheuttavat osaltaan intensiteetin suureen putoamisen syklotronin syötössä, mikä nähtiin läpäisymittauksissa.

Poikkileikkauksista nähdään myös ionisuihkun muuttuminen ontoksi sekä muita suihkun muotoon liittyviä vääristymiä. Näistä puhutaan lisää seuraavissa kappaleissa.

8.4.2 Ontot ionisuihkut

Edellisen kappaleen kuvista 45, 46 ja 47 nähdään, että suurilla solenoidien virroilla ionisuihku muuttuu ontoksi. Tämä voi johtua injektioinjannin alkupäässä käytetystä voimakkaasta solenoidifokusoinnista ja avaruusvarauksesta.

Yhdistämällä ionin nopeuden kaava (14) ja solenoidin polttovälin kaava (90), voi-

daan polttovälin yhtälö kirjoittaa uudestaan muotoon

$$f_s = \frac{8V}{LB_z^2} \frac{m}{q}, \quad (104)$$

missä m on ionisuihkun ionien massa ja q varaus, V ionilähteen kiihdytysjännite, L solenoidin efektiivinen pituus ja B_z magneettikentän vuontiheys solenoidin sisällä. Yhtälöstä nähdään, että solenoidi fokusoi ionit, joilla on eri $\frac{q}{m}$, eri kohtiin. Mitä suurempi ionin varauksen ja massan suhde on, sitä lyhyempi solenoidin polttoväli on kyseiselle ionille.

ECR-ionilähteen tuottamassa kokonaisionisuihkussa on suuri joukko eri alkuaineiden isotooppeja ja jokaisella isotoopilla jakauma eri varausasteita. Tämän seurauksena ennen analysointimagneettia käytetty voimakas solenoidifokusointi tuottaa ionilähteen ja analysointimagneetin väliin lukuisia eri fokuksipisteitä eri ioneille. Jos tiettyä ionia on suhteessa paljon ionilähteen tuottamassa ionisuihkussa, voi fokuksipisteeseen muodostua suuri varaustihentymä. Tällöin fokuksipisteen ohi kulkeva muu ionisuihku tuntee fokuksoituneen ionisuihkun avaruusvarauksesta johtuvan voimakkaan Coulombin repulsion, mikä pyrkii levittämään ionisuihkua sisältäpäin. Tämän seurauksena ulompi ionisuihku fokuksoituu heikommin. Jos analysointimagneetissa valitaan tämän jälkeen ulompi, pienemmän $\frac{q}{m}$:n ionisuihku, voi lopputuloksena olla ontto ionisuihku, kuten edellisen kappaleen kuvissa nähtiin. Onttouden lisääntyminen solenoidin virran kasvaessa selittyy sillä, että virran kasvaessa solenoidin magneettikenttä voimistuu, jolloin kaavan (104) perusteella kaikkien ionien polttovälit lyhenevät. Tällöin ionien fokuksipisteet siirtyvät lähemmäs toisiaan ja ulommat ionisuihkun osat kulkevat tiiviimpinä fokuksipisteiden yli. Ionien etäisyyden pieneneminen voimistaa Coulombin repulsiota, mikä voi johtaa voimakkaampaan ionisuihkun sisäosien defokuksoitumiseen ja siten ontompiin ionisuihkuihin analysointimagneetin jälkeen.

Mittausten avulla pyrittiin selvittämään, johtuuko havaittu ionisuihkujen ontto todella solenoidifokusoinnista ja avaruusvarauksesta, kuten yllä esitettiin. Jos ontto johtuu korkeamman $\frac{q}{m}$:n ioneista, suuren varausasteen ionisuihkujen ei tulisi olla onttoja. Tätä testattiin kuvaamalla $^{40}\text{Ar}^{11+}$ -ionisuihkun poikkileikkaus eri SOLJ1:n virroilla. Ennen mittausta analysointimagneetilla skannattiin ionilähteen kokonaisionisuihku ja määritettiin eri ionien jakauma. Ionisuihkun suurimmat intensiteetit mitattiin argonin eri varausasteille. Tulokset on esitetty taulukossa 7.

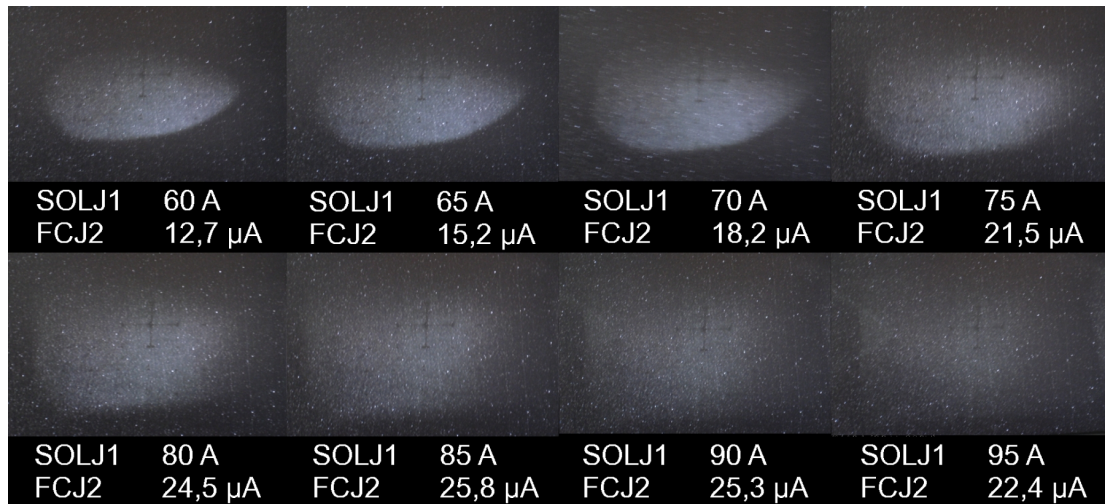
Taulukko 7: ^{40}Ar -ionisuihkun eri varausasteiden intensiteetit ECR-ionilähteen kokonaisionisuihkussa.

Varausaste	Intensiteetti (μA)
7+	46
8+	118
9+	106
10+	76
11+	29

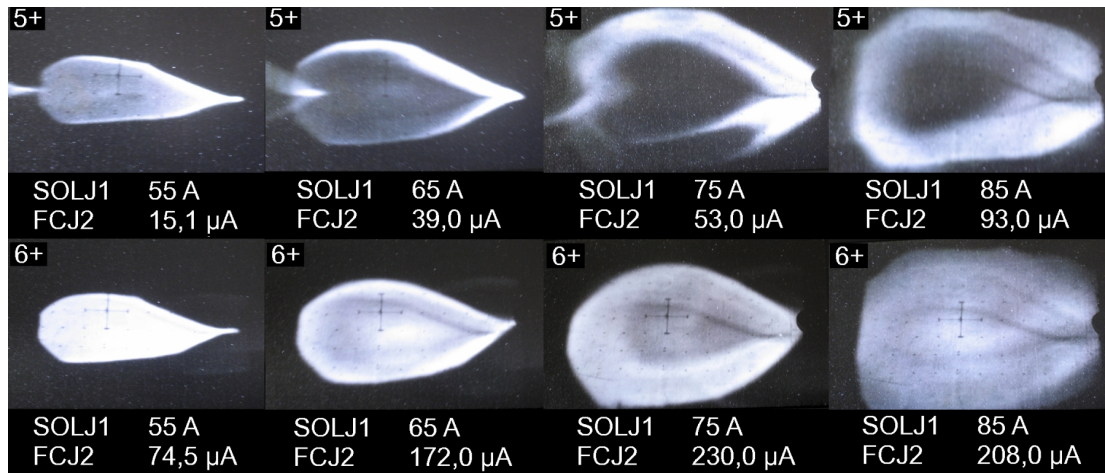
Varausasteella 10+ on sama $\frac{q}{m}$ kuin hapen varausasteella 4+. Koska happea on yleensä aina läsnä ionilähteen plasmassa, on 10+:lle mitattu piikki todennäköisesti yhdistelmä argonia ja happea.

Argonin varausasteelle 11+ mitatut poikkileikkauskuvat on esitetty kuvassa 48. Kuvat ovat varsin himmeitä, koska ionisuihkun intensiteetti on matala. Siitä huolimatta kuvista nähdään selvästi, ettei ionisuihku muutu ontoksi edes suurimmilla mitatuilla solenoidin virroilla.

Onttoutta tutkittiin myös kuvaamalla hapen varausasteiden 5+ ja 6+ ionisuihkut SOLJ1:n eri virroilla. Varausasteella 6+ on paljon suurempi intensiteetti kuin alhaisemmalla varausasteella 5+. Lisäksi ionilähteen kokonaisionisuihkussa ei mi-



Kuva 48: $^{40}\text{Ar}^{11+}$ -ionisuihkun poikkileikkauskuvat eri SOLJ1:n virroilla. Ionilähteen kiihdytysjännite on 10 kV.

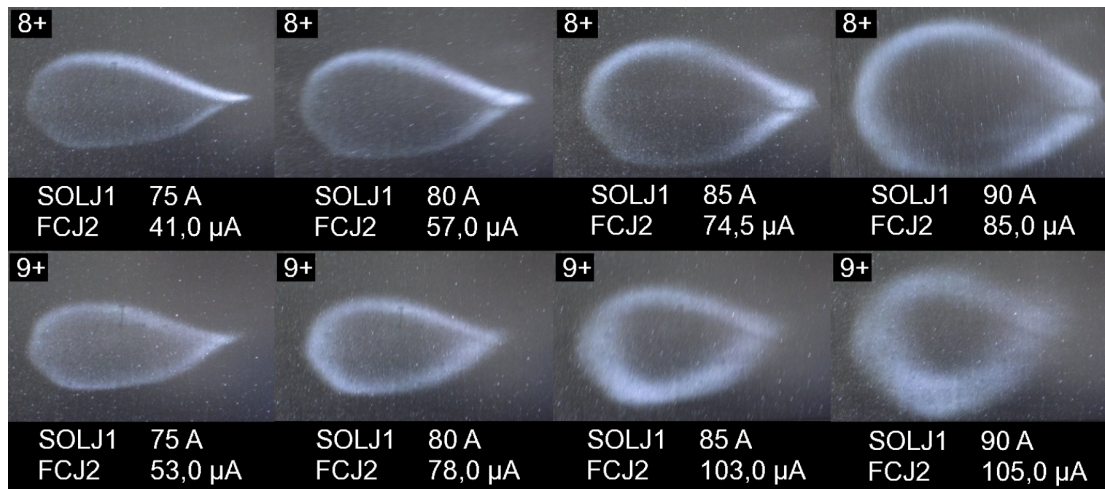


Kuva 49: Poikkileikkaukset ^{16}O -ionisuihkuista varausasteilla 5+ ja 6+ eri SOLJ1:n virroilla. Ionilähteen kiihdytysjännite on 9,75 kV.

tattu korkeamman $\frac{q}{m}$:n ioneja merkittävästi intensiteeteillä. Jos avaruusvaraus on syynä ionisuihkujen ontoutuksen, hapen varausasteen 6+ tulisi olla ehjä, mutta aiheuttaa alhaisemmalle varausasteelle 5+ voimakas Coulombin repulsio ja ontto.

Kuvassa 49 on esitetty hapen varausasteiden 5+ ja 6+ poikkileikkaukset neljällä SOLJ1:n virralla. Kuvasta nähdään selvästi, että korkeamman varausasteen 6+ ionisuihkut ovat täysin ehjiä kaikilla solenoidin virroilla. Sen sijaan alhaisemman varausasteen 5+ ionisuihkut ovat selvästi onttoja, kun SOLJ1:n virta on suurempi kuin 65 A.

Mittauksilla tutkittiin myös lisää argonin varausasteita 8+ ja 9+. Kuvassa 50 on esitetty mittauksista saadut poikkileikkaukset ionisuihkusta solenoidin SOLJ1 eri virroilla. Pienimmällä virralla varausasteiden kuvat näyttävät lähes identtisiltä ja kumpikin ionisuihku on ontto. Tämä johtuu ionilähteen tuottamassa kokonaisionisuihkussa olevista korkeammista varausasteista, joita edellisten mittausten perusteella ovat merkittävästi intensiteeteillä ainakin 10+ ja 11+. Kuvista kuitenkin nähdään, että varausaste 8+ hajaantuu voimakkaammin ja muuttuu ohuemmaksi renkaaksi kuin korkeampi varausaste 9+. Tämä johtuu siitä ilmeisimmin juuri siitä, että varausaste 9+, jolla on varsin suuri intensiteetti, on mukana hajottamassa varausasteen 8+ ionisuihkua sisältäpäin. Varausastetta 9+ hajottavat vain sitä korkeammat varausasteet 10+ ja 11+, jolloin ionisuihku ei ole yhtä voimakkaasti ontto. Poikkileikkauksen pienempi koko johtuu todennäköisesti ainakin suurim-



Kuva 50: Poikkileikkauskuvat ^{40}Ar -ionisuihkuista varausasteilla 8+ ja 9+ eri SOLJ1:n virroilla. Ionilähteen kiihdytysjännite on 9,75 kV.

maksi osaksi siitä, että samalla virralla solenoidi fokusoi korkeampaa varausastetta voimakkaammin.

Kaikki mittauksista saadut tulokset tukevat teoriaa, jonka mukaan injektioinjan alkupään voimakas solenoidifokusointi aiheuttaa ionisuihkujen ontouden, joka nähdään analysointimagneetin jälkeen. Hapen ja argonin viimeisimmissä mittauksissa ennen analysointimagneettia ollut kollimaattori COLJ1 on poistettu. Kollimaattorin poistamisesta kerrotaan lisää seuraavassa kappaleessa.

8.5 Kollimaattorin COLJ1 poistaminen

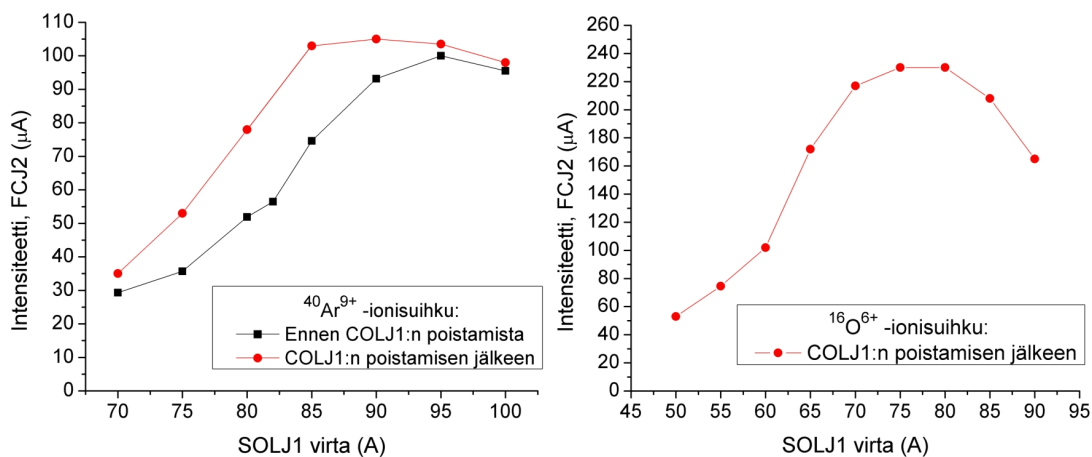
JYFL:n kiihdytinlaboratorion injektioinja on rakennettu siten, että ionisuihku fokusoidaan kuljetuksen aikana laskettujen fokuspisteiden kohdalla olevien kollimaattoreiden läpi. Injektioinjan alussa, ionilähteen ja analysointimagneetin välissä juuri ennen ensimmäistä Faradayn kuppia FCJ1, on siten myös kollimaattori COLJ1. Normaalisti kollimaattorissa käytetään halkaisijaltaan 20 mm kokoista pyöreää aukkoa.

Koska ionisuihku on fokusoitava tiukasti kollimaattorin läpi, heräsi kesällä 2007 kysymys siitä, vaikuttaako tämä fokusointityyli negatiivisesti ionisuihkun laatuun. Aiemmissä mittauksissa oli havaittu, että voimakas solenoidifokusointi juuri tällä

alueella aiheuttaa onttoja ionisuihkuja. Kollimaattorin takia ionisuihkuja ei kuitenkaan voida kuljettaa eri tavalla, joka voisi minimoida avaruusvarauksen vaikutusta ja vähentää ontoutta. Lisäksi kollimaattori todennäköisesti aina leikkaa osan ionisuihkusta pois, mikä laskee ionisuihkun intensiteettiä.

Koska kollimaattorin COLJ1 poistamiselle ei ilmennyt mitään esteitä, se päätettiin poistaa injektioinjasta. Kollimaattorin levyä ei ollut mahdollista nostaa aktuaattorilla kokonaan pois ionisuihkun edestä, joten koko kollimaattorin levy irrotettiin aktuaattorin varresta.

Edellisessä kappaleessa esitetyissä kuvissa 49 ja 50 kollimaattori on poistettu injektioinjasta. Kuten kuvista nähdään, ionisuihku on valitettavasti yhä kollimaattorin poistamisenkin jälkeen ontto. Kollimaattorin poistolla saavutettiin kuitenkin muita hyötyjä. Kuvassa 51 on esitetty $^{40}\text{Ar}^{9+}$ -ionisuihkulle mitattu intensiteetti solenoidin SOLJ1 virran funktiona ennen kollimaattorin poistoa ja poistamisen jälkeen. Kuvasta nähdään, että kollimaattorin poistamisen jälkeen ionisuihkun intensiteetit ovat hieman aiempaa korkeammat. Tärkein muutos on kuitenkin laakean intensiteettimaksimin syntyminen solenoidin virta-alueen yläpäähän. Ennen kollimaattorin poistoa maksimi-intensiteetin saavuttamiseksi SOLJ1:ssä täytyi käyttää hyvin suuria virtoja. Kuvan tilanteessa maksimi on saavutettu 95 A virralla. Kollimaattorin poiston jälkeen intensiteetin maksimi saavutetaan kuitenkin jo 85 A virralla,



Kuva 51: FCJ2:ssa mitattu intensiteetti SOLJ1:n virran funktiona ennen COLJ1:n poistamista ja sen jälkeen. Kaikissa mittauksissa kiihdytysjännitteenä on 9,75 kV.

ja intensiteetti pysyy lähes muuttumattomana aina 95 A virtaan asti. Laaja maksimi nähdään myös kuvan 51 hapen varausasteelle 6+ suoritetussa mittauksessa.

Laajempi intensiteettimaksimi mahdollistaa solenoidien operoimisen laajemmalla virta-alueella ja ionisuihkun kuljettamisen käyttämällä aiempaa matalampia solenoidivirtoja. Kuten edellä osoitettiin, tällä on positiivinen vaikutus ionisuihkun laatuun.

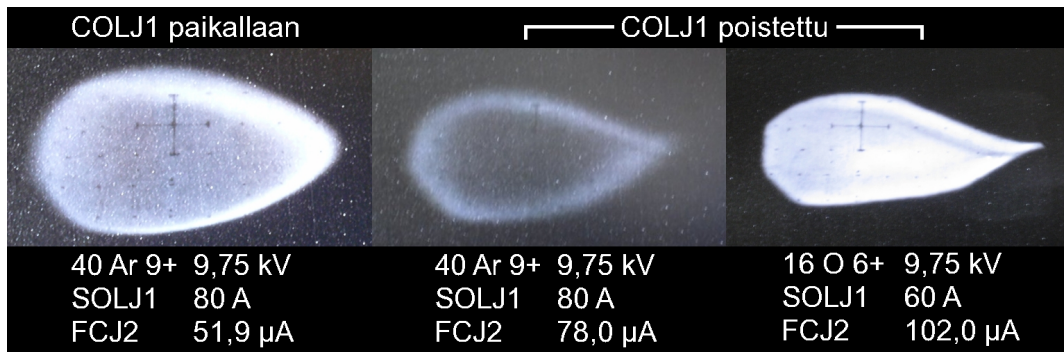
8.6 Dipoliaberraatioiden vaikutus ionisuihkun laatuun

Ionisuihkujen poikkileikkauksista, joita on esitetty edellisten kappaleiden kuvissa, nähdään selvästi, että kuvatut ionisuihkut eivät juuri koskaan ole pyöreitä. Lähes kaikissa mittauksissa kuvatut ionisuihkut ovat venyneet ellipsin muotoisiksi. Monien mittausten kuvissa on havaittavissa myös muita vääristymiä. Todennäköisesti nämä vääristymät johtuvat ainakin osittain dipolin DJ1 aiheuttamista aberraatioista.

Ionisuihkun poikkileikkauksessa esiintyvät epäsymmetrisyydet huonontavat ionisuihkun laatua. Kun ionisuihku ohjataan solenoidien läpi, jotka kiertävät ionisuihkua, laatu huononee todennäköisesti entisestään. Lisäksi epäsymmetrisen ionisuihkun syöttäminen syklotroniin on todennäköisesti ongelmallista.

8.6.1 Kenttäaberraatio

Dipolin kenttäaberraatio aiheuttaa ionisuihkun poikkileikkaukseen kolmiomaisen muodon. Aberraatio johtuu dipolin magneettikentän heikkenemisestä magneetin reunoilla. Jos heikkenemistä tapahtuu merkittävässä määrin jo alueella, millä ionisuihku kulkee, kaikki ionisuihkun ionit eivät käänny magneetissa samalla tavalla. Oletetaan, että ionisuihku saapuu symmetrisenä dipoliin siten, että ionisuihkun poikkileikkaus on ympyrän muotoinen. Dipolin sisällä magneettikenttä muuttuu siten, että se on homogeeninen ionisuihkun keskiosan kohdalla, mutta heikkenee ionisuihkun reunoilla. Sisäkaarten puolella olevat ionit tuntevat silloin heikomman magneettikentän ja kääntyvät muuta ionisuihkua vähemmän. Tämän seurauksena ne ajautuvat kohti ionisuihkun keskiosia. Ulkokaarten puolella olevat ionit tuntevat vastaavasti keskiosia heikomman kentän ja kääntyvät muuta ionisuihkua vähemmän. Tämän seurauksena ionit ajautuvat kauemmas muusta ionisuihkusta ja

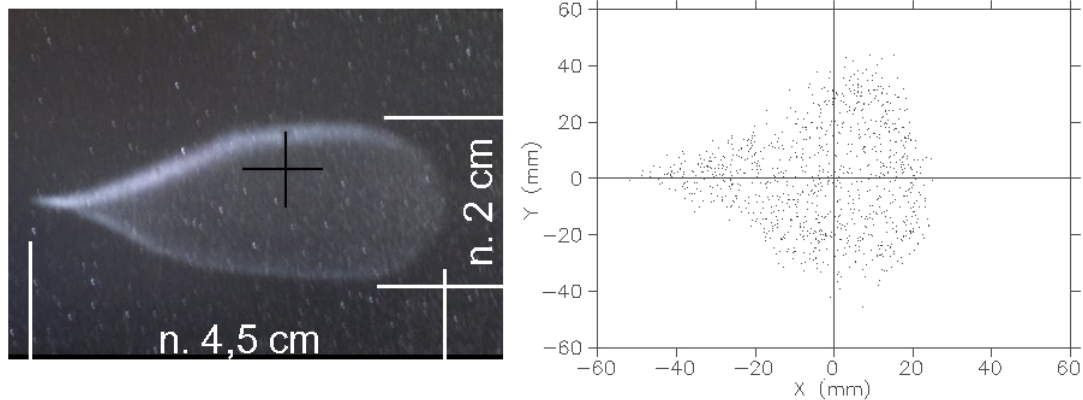


Kuva 52: Esimerkki dipolin aiheuttamasta kenttäaberraatiosta ennen COLJ1:n poistamista ja poistamisen jälkeen.

poikkileikkaukseen muodostuu terävä kärki. Kokonaisuutena ionisuihkun poikkileikkaus muokkautuu kolmiomaiseksi.

Kollimaattorin COLJ1 poistaminen mahdollisti dipolin DJ1 kenttäaberraation havaitsemisen aiempaa selvemmin, koska ionisuihku voidaan kuljettaa aiempaa suurempana dipolin läpi. Kuvassa 52 on esitetty argon-ionisuihkun poikkileikkaukset ennen kollimaattorin poistamista ja sen poistamisen jälkeen. Lisäksi on esitetty happi-ionisuihkun poikkileikkaus kollimaattorin poistamisen jälkeen. Kuvasta nähdään, että jo ennen kollimaattorin poistamista poikkileikkauksessa voidaan havaita kolmiomaisia piirteitä. Kollimaattorin poistamisen jälkeisissä poikkileikkauksissa kolmiomainen muoto on selvästi esillä.

Kuvassa 53 on $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkun poikkileikkaus analysointimagneetin jälkeen, kun kiihdytysjännitteensä on 9,75 kV ja solenoidissa SOLJ1 on virtana 70 A. Sen vieressä on DIMAD-simulaation antama kuva vastaavasta tilanteesta. Simulaatiossa on oletettu, että ionilähteeltä saapuva ionisuihku on pyöreä, halkaisijaltaan noin 3 cm ja symmetrinen kummassakin poikkitasossa. Tämä on saatu aikaan määrittämällä ionisuihku Twissin parametreilla siten, että $\alpha_x = \alpha_y = -6,5$ ja $\beta_x = \beta_y = 0,85$ m. Poikittaisina lähtöemittansseina on noin 200π mm mrad. Kuvasta nähdään, että simulaatio vahvistaa ionisuihkun poikkileikkauksessa havaittavan dipolin kenttäaberraation. Kuvien dimensiot eivät ole samat, mikä johtuu simulaatioon asetetuista lähtöehdoista.



Kuva 53: Kuvattu ionisuihkun poikkileikkaus ja DIMAD-simulaation vastaavilla asetuksilla antama kuva. Todellinen kuva on peilattu vastaamaan simulaation akseleita.

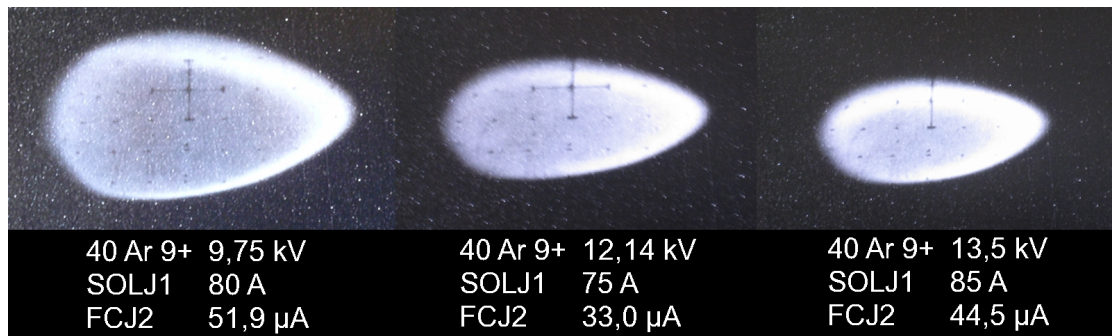
8.6.2 Kulma-aberraatio

Lähes kaikissa heijastelevyillä suoritetuissa mittauksissa nähtiin, että ionisuihkun poikkileikkaus on venynyt analysointimagneetin kääntötasossa (x -taso). Tämä voi olla seurausta dipolin kulma-aberraatiosta.

Kuten kappaleessa 4.1 kerrottiin, kaksoisfokusoivassa kääntömagneetissa saapuvan ionisuihkun radan ja magneetin tuloreunan normaalin väliin jää kulma α . Yhtä suuri kulma on myös magneetista poistuvan ionisuihkun radan ja dipolin poistumisreunan normaalin välillä. Dipolin fokusointiominaisuudet riippuvat oleellisesti kulmalle α valitusta arvosta. Jos kulma on noin 30 astetta, ionisuihkun pitäisi fokusoitua symmetrisesti samaan fokuksipisteeseen kummassakin poikkitasossa x ja z [28].

Analysointimagneetissa DJ1 saapumis- ja poistumiskulma α on noin 32 astetta. Kulman muutos muuttaa dipolin fokusointiominaisuuksia eri tasojen välillä, mikä uskotaan selittävän havaitut ionisuihkujen poikkileikkausten venymät. Suuremman reunakulman seurauksena dipoli fokusoi ionisuihkua voimakkaammin toisessa poikkitasoista. Tämän seurauksena ionisuihkun poikkileikkaus muotoutuu kohti ellipsiä.

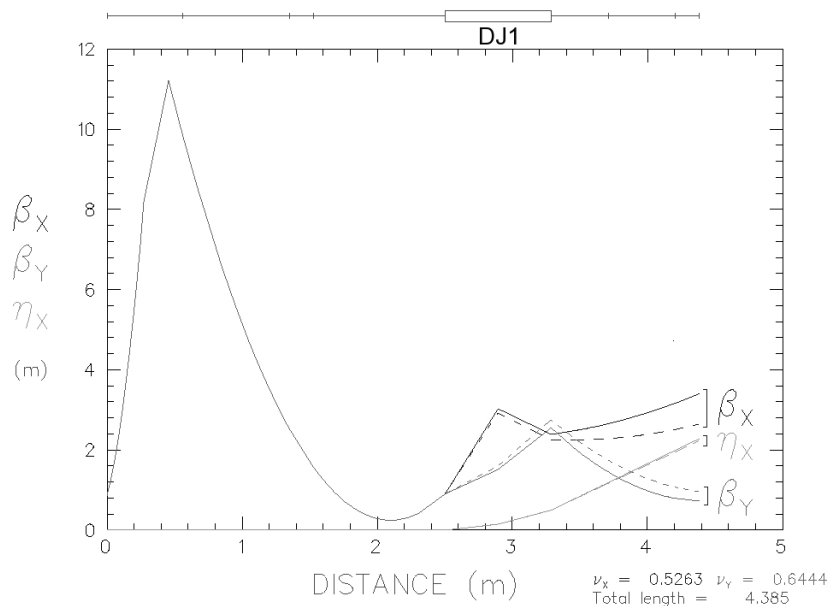
Kuvassa 54 on esitetty esimerkkejä ionisuihkuista, joissa dipolin kulma-aberraatio näkyy selvästi. Kuvan poikkileikkaukset on valittu siten, että ionisuihkun intensiteetti on varsin matala. Korkeammilla intensiteeteillä muut vaikutukset, kuten



Kuva 54: Esimerkejä dipolin aiheuttamasta kulma-aberraatiosta.

ionisuihkun onttous ja avaruusvaraus, tulevat voimakkaasti esille, peittäen kulma-aberraation osittain alleen. Tämän voi nähdä selvästi aiempien kappaleiden poikkileikkauskuvista.

Dipolin DJ1 reunakulmien vaikutusta ionisuihkun fokusointiin tutkittiin DIMAD-simulaatioilla. Kuvassa 55 on esitetty simulaation antamat Twissin β -funktiot sekä parametri η , joka kuvaa ionisuihkun dispersion vaikutusta. Simulaatiossa ionina on



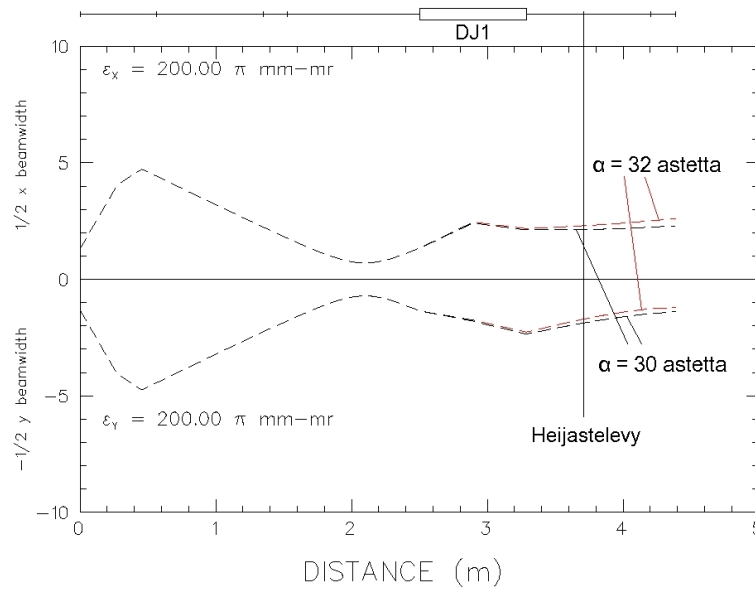
Kuva 55: Simulaation antamat Twissin β -funktiot $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkulle, kun dipolin reunakulmina on 30 (katkoviivat) ja 32 (yhtenäiset viivat) astetta. Kiihdytysjännite on 10 kV ja SOLJ1:n virta 100 A. Parametri η kuvaa dispersion vaikutusta.

argonin varausaste $8+$, kiihdytysjännitteenä 10 kV ja solenoidissa SOLJ1 virtana 100 A . Ionilähteeltä lähtevän ionisuihkun alkuarvot on asetettu samoin kuin edellisen kappaleen simuloinneissa, eli lähtevä ionisuihku on pyöreä, halkaisijaltaan noin 3 cm ja kummankin tason lähtöemittanssit ovat noin $200\pi\text{ mm mrad}$.

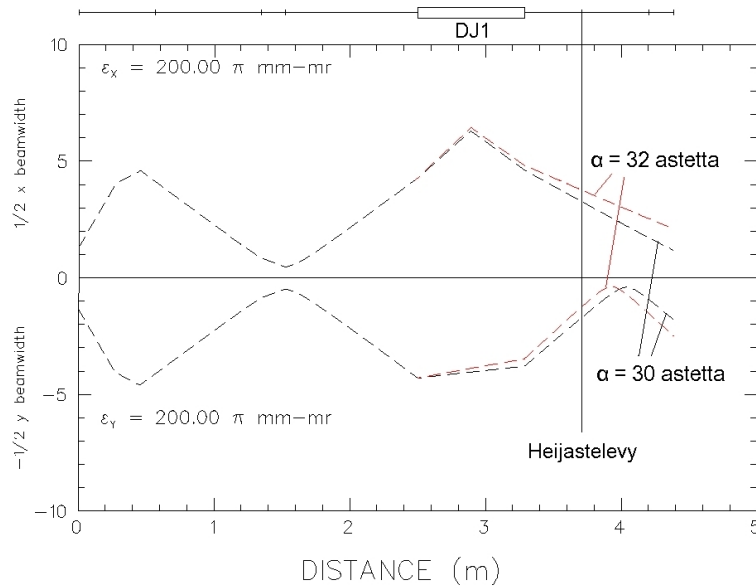
Simulaation antamien β -funktioiden avulla voidaan piirtää ionisuihkun verhokäyrät, joista nähdään suoraan ionisuihkun koko. Oletetaan, että ionisuihkun emitanssi pysyy samassa arvossa koko kuljetuksen ajan, jolloin verhokäyrät voidaan piirtää kaavan (84) avulla. Saadut verhokäyrät on esitetty kuvassa 56. Kuvassa 57 on esitetty vastaavalla tavalla saadut verhokäyrät argonin varausasteelle $9+$. Kuviin on merkitty myös analysointimagneetin jälkeisen heijastelevyn paikka.

Kuvista nähdään, että reunakulman nostaminen 30 asteesta 32 asteeseen muuttaa dipolin fokusointia siten, että x -tasossa (dipolin kääntötaso) ionisuihku fokuoittuu heikommin ja z -tasossa (simulaation y -taso) fokusointi voimistuu. Tämä aiheuttaa ionisuihkun venymistä ellipsiksi, kuten myös kuvista voidaan nähdä.

Simulaation tuloksista nähdään kuitenkin myös, että eri tasot fokuoittuvat myös 30 asteen reunakulmilla eri tavalla. Varsinkin kuvasta 57 nähdään selvästi, että io-



Kuva 56: Simulaation antamat verhokäyrät $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkulle, kun dipolin reunakulmina on 30 ja 32 astetta. Kiihdytysjännite on 10 kV ja SOLJ1:n virta 100 A .



Kuva 57: Simulaation antamat verhoikäyrät $^{40}\text{Ar}^{9+}$ -ionisuihkulle, kun dipolin reunakulmina on 30 ja 32 astetta. Kiihdytysjännite on 10 kV ja SOLJ1:n virta 100 A.

nisuihkun eri tasojen fokuksipisteet eivät osu samaan kohtaan. Tämän perusteella 30 asteesta poikkevat reunakulmat eivät ole ainoa syy ionisuihkujen poikkileikkausten venymiseen, vaan myös kääntömagneetin muut ominaisuudet aikaansaavat samaa ilmiötä. Reunakulmien valinta pelkästään korostaa ilmiön esilletuloa.

9 Yhteenveto ja johtopäätöksiä

Tutkielman päätavoitteena oli kartoittaa ionisuihkujen laatua ja siirtolinjan toimintaa. Erityisen kiinnostuneita oltiin siitä, kuinka suuri vaikutus siirtolinjan rakenteella, varsinkin heti injektioinjnan alussa, on ionisuihkun laatuun. Suoritetuista mittauksista ja simulaatioista saatiin paljon tuloksia, jotka antavat hyvän kokonaiskuvan tilanteesta.

Siirtolinjan ja syklotronin kokonaisläpäisyn havaittiin riippuvan hyvin voimakkaasti ionisuihkun intensiteetistä. Intensiteetin noustessa läpäisy heikkenee nopeasti. Mitatuilla $^{40}\text{Ar}^{8+}$ -ionisuihkuilla kokonaisläpäisy laski noin kuuteen prosenttiin, kun 9,66 kV:lla kiihdytettyjen ionisuihkujen intensiteetti kasvoi suuremmaksi kuin

100 μA . Lisäksi useissa mittauksissa havaittiin, että suurimmilla mitatuilla lähtöintensiteeteillä kiihdyttimen jälkeinen intensiteetti kääntyi jopa laskuun. Suurin osa mittauksista suoritettiin syklotronin harmonisella luvulla $h = 2$. Harmonisen luvun nostamisen havaittiin pudottavan läpäisyä voimakkaasti. Tällöin kokonaisläpäisy jäi pienilläkin intensiteeteillä vain noin 5,5 % tienoille ja intensiteetin kasvaessa kohti 100 μA :ia läpäisy laski noin 1,5 prosenttiin.

Ionilähteen kiihdytysjännitteen nostamisen havaittiin parantavan siirtolinjan ja syklotronin kokonaisläpäisyä huomattavasti. Esimerkiksi $^{40}\text{Ar}^{9+}$ -ionisuihkulle läpäisy lähes kaksinkertaistui, kun kiihdytysjännite nostettiin 9,75 kV:sta 12,14 kV:iin ionisuihkujen intensiteettien ollessa noin 120 μA . Myös ionisuihkun varausasteen nostamisen havaittiin parantavan läpäisyä voimakkaasti.

Kiihdytysjännitteen ja varausasteen nostaminen lisää ionisuihkun energiaa. Teorian mukaan tämän pitäisi pienentää ionisuihkun emittanssia, mikä havaittiin myös mittauksissa. Emittanssin pieneneminen on merkki ionisuihkun laadun paranemisesta. Verrattaessa ionisuihkun emittanssia ja läpäisyä nähdään, että emittanssin kasvaessa läpäisy heikkenee. Tämä tukee päätelmää, että ionisuihkun laadulla on tärkeä rooli läpäisyn määräytymisessä. Emittanssin muutokset ovat kuitenkin varsin vaatimattomia verrattuna läpäisyssä tapahtuviin muutoksiin. Lisäksi emittanssin käyttäytyminen ei aina korreloi suoraan läpäisyn käyttäytymisen kanssa. Nämä tulokset antavat syytä olettaa, että läpäisyyn vaikuttaa myös paljon muita tekijöitä, joita ei voida suoraan nähdä ionisuihkun emittanssista. Lisäksi on tärkeää huomata, että emittanssi mitattiin vain injektioinjunnan alkupuolella. Emittanssikannerin jälkeisissä siirtolinjan komponenteissa ionisuihkun laadussa ja emittanssissa voi tapahtua vielä paljon muutoksia.

Siirtolinjan ja syklotronin osaläpäisyistä nähdään, että syklotronin syötön läpäisy laskee voimakkaasti ionisuihkun intensiteetin kasvaessa. Kun tarkastellaan intensiteetin käyttäytymistä koko siirtolinjan pituudella, nähdään intensiteetin voimakas lasku syklotronin inflektorissa. Intensiteetin lasku voimistuu edelleen ionisuihkun lähtöintensiteetin kasvaessa. Ongelmat syklotronin syötössä voivat olla suora seuraus ionisuihkun laadussa tapahtuvista muutoksista. Ionisuihkun laadun heikkeneminen ja aberratiot vaikeuttavat ionisuihkun fokusointia inflektoriin, mikä nähdään intensiteetin ja läpäisyn voimakkaana laskuna. Syklotronin akseptanssi on 100 π mm mrad. Jos ionisuihkun emittanssi on laadun heikkenemisen seurauksena tätä suurempi, osa ionisuihkusta leikkautuu syklotronin syötössä pois.

Myös injektiolinjan osaläpäisy heikkenee intensiteetin kasvaessa, mutta muutokset ovat syklotronin syöttöä maltillisemmat. Vasta suurilla intensiteeteillä injektiolinjan läpäisy alkaa laskea voimakkaasti. Injektiolinjan osaläpäisyjen käyttäytyminen eri mittausten välillä oli varsin yhdenmukaista ja mittauksista saadut tulokset tukevat selvästi toisiaan. Syklotronin syötössä osaläpäisyjen käyttäytyminen vaihteli huomattavasti enemmän eri mittausten välillä. Tämä voi olla seurausta ionisuihkun laadun eroista eri mittausten välillä, jotka tulivat selvästi esille vasta kun ionisuihku syötettiin syklotroniin. Syklotronin sisällä lähtöintensiteetin muutokset eivät juurikaan vaikuttaneet läpäisyyn, lukuunottamatta harmonisella luvulla $h = 3$ suoritettua mittausta. Tulosten perusteella vaikuttaa ilmeiseltä, että ionisuihkun syöttäminen syklotroniin on yksi kuljetuksen suurimmista pullonkauloista.

Solenoidifokusoinnin havaittiin olevan yksi päätekijöistä, jotka vaikuttavat ionisuihkun laatuun. Jos ionisuihku ei ole täysin symmetrinen, solenoidifokusointi aiheuttaa ionisuihkun emittanssiin syklistä muutosta, joka on verrannollinen solenoidin aiheuttamaan kiertymään. Perustellusti voidaan olettaa, ettei ionilähteen tuottama todellinen ionisuihku ole täysin symmetrinen. Lisäksi injektiolinjan alussa käytettyjen solenoidien virta-alueella emittanssin muutos on aina kasvava ja voimistuu solenoidien virran kasvaessa. Emittanssin kasvu pystyttiin osoittamaan myös mittauksilla. Solenoidifokusointi myös vaihtaa emittanssia eri poikkitasojen välillä. Tämä voi selittää mittauksissa havaitun emittanssin tasaantumisen solenoidien suurimmilla virroilla, koska emittanssilaitteistolla pystyttiin mittaamaan vain toinen poikkitasoista. Jos tämä pitää paikkansa, ionisuihkun kokonaisemittanssi kasvaa todellisuudessa voimakkaasti solenoidien suurimmilla virroilla, mikä johtaa ionisuihkun laadun huononemiseen.

Solenoidifokusoinnin aiheuttama ionisuihkun laadun heikkeneminen nähtiin kuitenkin kaikkein selvimmin heijastelevyillä suoritetuista mittauksista. Solenoidien virran kasvaessa ionisuihkun poikkileikkaus muuttuu sumeaksi ja sen reunat hämärtävät. Tämä on selvä osoitus ionisuihkun laadun heikkenemisestä, koska sumeneminen tarkoittaa ionisuihkun tiivyyden laskua ja lisää ionisuihkun reunoilla olevan matalan intensiteetin aluetta.

Kenties tärkein ionisuihkun laatuun liittyvä tulos on kuitenkin ionisuihkujen ontous. Useissa mittauksissa havaittiin, että solenoidifokusoinnin vahvistuessa ionisuihkun poikkileikkaus muotoutuu ontoksi. Todennäköisesti tämä on seurausta solenoidifokusoinnin aiheuttamasta avaruusvarauksesta. Injektiolinjan alun solenoi-

dit fokusoivat ionilähteen tuottamassa kokonaisionisuihkussa olevat suuren $\frac{q}{m}$:n ionit muun ionisuihkun sisään. Tämän seurauksena ionisuihkun sisälle muodostuu näiden ionien fokuspeisteisiin voimakkaat varaustihentymät, jotka pyrkivät hajotamaan muuta ionisuihkua sisältäpäin. Jos analysointimagneetissa valitaan ioni, jonka $\frac{q}{m}$ on matala, seurauksena voi olla onttio ionisuihku. Ionisuihkujen onttoutta tutkittiin useilla mittauksilla, ja kaikki mittauksista saadut tulokset vaikuttavat tukevan tätä päätelmää. Simulaatioita ei voitu käyttää onttouden tutkimiseen, koska käytetty simulaatio-ohjelma ei osaa mallintaa avaruusvarauksen vaikutuksia. Ionisuihkujen onttous on vakava ongelma ionisuihkun laadulle ja voi siten olla yksi pääsyy ionisuihkun syötön ongelmiin syklotronin inflektorilla. Onttous voitaisiin estää tai sen vaikutusta ainakin vähentää muuttamalla injektioinjän alkupään fokusointia. Yksi vaihtoehto on vähentää solenoidifokusointia ja kuljettaa ionisuihku heikommin fokusoituna analysointimagneetille. Tätä vaihtoehtoa helpottaa kollimaattorin COLJ1 poistaminen. Kollimaattorin poistamisen jälkeen havaittiinkin, että syntynyt laajempi intensiteettimaksimi mahdollistaa ionisuihkun fokusoinnin analysointimagneetin läpi käyttämällä matalampia virtoja solenoideissa. Solenoidifokusoinnin korvaaminen sähköstaattisella fokusoinnilla voisi poistaa ionisuihkujen onttouden kokonaan, koska eri ionien fokuspeisteet eivät enää eriaisi toisistaan.

Toinen pääsyy ionisuihkun huonoon laatuun vaikuttaa olevan ionilähteen jälkeinen analysointimagneetti. Mittauksissa havaittiin, että analysointimagneetti aiheuttaa epäsymmetrisen ionisuihkun. Dipolin kenttäaberraation seurauksena ionisuihku venyy kolmiomaiseksi. Tämä ilmiö pystyttiin osoittamaan selvästi myös tietokonesimulaatioilla. Dipoliin valitut 32 asteen reunakulmat aiheuttavat myös ionisuihkun venymistä kääntötasossa. Tietokonesimulaatioilla voitiin todentaa, että kulmien valinta lisää ionisuihkuin venymistä muuttamalla dipolin eri tasojen fokusointiominaisuuksia. Simulaatiot osoittivat kuitenkin myös sen, että myös 30 asteen reunakulmilla dipoli aiheuttaa todennäköisesti yhä ionisuihkun venymistä. Nykyinen kulma kuitenkin voimistaa tätä vaikutusta. Koska analysointimagneetti aiheuttaa epäsymmetrisyyttä ionisuihkuun, on syytä epäillä, että myös muilla siirtolinjassa käytetyillä kääntömagneeteilla voi olla negatiivisia vaikutuksia ionisuihkun laatuun. Sen lisäksi, että epäsymmetrisyys huonontaa ionisuihkun laatua suoraan, epäsymmetrisen ionisuihkun kuljettaminen useiden solenoidien läpi huonontaa tilannetta entisestään.

Dipolin eri tasojen fokusointia voidaan korjata dipolin rakenteen muokkaamisella.

Toinen vaihtoehto on käyttää kvadrupoleja. Koska kvadrupoli fokusoi ionisuihkua yhdessä tasossa ja defokusoi toisessa, voidaan dipolin eri tasojen fokuksipisteet asettaa sen avulla samaan kohtaan. Tämän seurauksena ionisuihkusta tulisi symmetrisempi.

Loppupäätelmänä voidaan todeta, että siirtolinjan ja ionisuihkun laadun kartoitus onnistui varsin hyvin ja toi esille lukuisia ilmiöitä, jotka vaativat huomiota, kun siirtolinjan toimintaa halutaan tulevaisuudessa parantaa. Korkeampien kiihdytysjännitteiden käyttö on tulosten perusteella kaikin puolin houkuttelevaa. Kiihdytysjännitteen nostaminen ionilähteellä vaatisi kuitenkin rakenteellisten muutosten tekemistä syklotronin syöttöön ja keskusalueelle. Ionisuihkun laadun parantamisella on positiivinen vaikutus läpäisyyn. Laadun suhteen merkittävimmät muutoskohteet siirtolinjassa ovat tämän tutkimuksen perusteella injektioinjann alun solenoidifokusointi sekä kääntömagneetit, varsinkin ensimmäinen analysointimagneetti.

Viitteet

- [1] I. Brown, *The Physics and Technology of Ion Sources*, ss. 25, 30-35, 98, 101, 211-216, John Wiley & Sons, 1989.
- [2] K. Brown, D. Carey, C. Iselin and F. Rotacker, *TRANSPORT: a computer program for designing charged particle beam transport systems*, CERN-80-04, Geneva, 1980.
- [3] P. Bryant, *A Brief History And Review Of Accelerators*, CERN, Geneva, Switzerland, CERN 94-1, 1994.
- [4] M. Doleans, *Variation of the 2-D transverse emittances for a beam going through a solenoid*, MSU/NSCL, raportti 15.5. 2007.
- [5] I. Grant and W. Phillips, *Electromagnetism*, Second Edition, ss. 159 - 163, John Wiley & Sons, 2000.
- [6] P. Heikkinen, *Accelerator Physics*, Lecture notes, International Summer Semester, August 1991, Jyväskylä, Finland.
- [7] P. Heikkinen and E. Liukkonen, *Cyclotron Development Program at Jyväskylä*, Proceedings of the 16th International Conference on Cyclotrons and their Applications, USA, 2001. Also: <http://epaper.kek.jp/c01/cyc2001/paper/E-3.pdf> (4.3.2008).
- [8] P. Heikkinen, *Status And The Future Plans Of The Jyväskylä K130 Cyclotron*, Proceedings of the 17th International Conference on Cyclotrons and their Applications, Tokyo, 2004. Also: <http://epaper.kek.jp/c04/data/CYC2004\papers/18C6.pdf> (15.2.2008).
- [9] P. Heikkinen, *New MCC30/15 Cyclotron for the JYFL Accelerator Laboratory*, Proceedings of the 18th International Conference on Cyclotrons and their Applications, Italy, 2007. Also: <http://felino.elettra.trieste.it/cyc07/papers/MOYCRO2.pdf> (4.3.2008).
- [10] B. Holzer, *Introduction to Transverse Beam Optics*, Lecture notes, CERN Accelerator School, Intermediate Accelerator Physics Course, Daresbury, 16 - 28 September 2007. Also: <http://cas.web.cern.ch/cas/>

- UK-2007/Lectures/PDF/Holzer/Transverse%20Beam%20Dynamics\1.pdf (17.1.2008).
- [11] B. Holzer, *Introduction to Transverse Beam Optics II*, Lecture notes, CERN Accelerator School, Intermediate Accelerator Physics Course, Daresbury, 16 - 28 September 2007. Also: http://cas.web.cern.ch/cas/UK-2007/Lectures/PDF/Holzer/Transverse%20Beam%20Dynamics_2.pdf (25.1.2008).
- [12] H.J. Hopman, H. Alberda, I. Attema, H. Zeijlemaker and J. Verhoeven, J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom. 131-132 (2003) 51-60.
- [13] IME Softwaren verkkosivut RAYTRACE -simulaatiokoodille, <http://members.ozemail.com.au/~imesoft/raytrace.htm> (21.1.2008).
- [14] Y. Ishii et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 260 (2007) 15-19.
- [15] R. Jones, *Introduction to Beam Instrumentation*, Lecture notes, CERN Accelerator School, Intermediate Accelerator Physics Course, Daresbury, 16 - 28 September 2007. Also: <http://cas.web.cern.ch/cas/UK-2007/Lectures/PDF/Jones/Jones-BI.pdf> (6.2.2008).
- [16] Jyväskylän yliopiston fysiikan laitoksen verkkosivut (5.3.2008):
<http://www.phys.jyu.fi>
<http://www.jyu.fi/science/laitokset/fysiikka/en/research/accelerator/accelerator/cyclotron/>
- [17] H. Koivisto, J. Ärje and M. Nurmia, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 94 (1994) 291-296.
- [18] H. Koivisto, J. Ärje and M. Nurmia, Rev. Sci. Instrum., Vol. 69, No. 2, February 1998.
- [19] H. Koivisto et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 174 (2001) 379-384.
- [20] H. Koivisto et. al., *Ion Beam Development for the Needs of the JYFL Nuclear Physics Programme*, International Conference on Ion Sources, Korea, 2007.
- [21] Michigan State Universityn verkkosivut COSY Infinity -simulaatiokoodille, http://bt.pa.msu.edu/index_cosy.htm (21.1.2008).

- [22] D. Möhl, *Sources of Emittance Growth*, Lecture notes, CERN Accelerator School, Intermediate Accelerator Physics Course, Daresbury, 16 - 28 September 2007. Also: <http://cas.web.cern.ch/cas/UK-2007/Lectures/PDF/Moehl/Mohl.pdf> (30.1.2008).
- [23] National Instruments:in kotisivut LabVIEW-ohjelmistoympäristölle, <http://www.ni.com/labview/> (25.2.2008).
- [24] A. Pikin, A. Kponou, J. Ritter and V. Zajic, *Pepper Pot Emittance Meter*, Brookhaven National Laboratory, C-A/AP#244, July 2006.
- [25] K. Riley, M. Hobson and S. Bence, *Mathematical Methods for Physics and Engineering*, Third Edition, ss. 142 - 144, Cambridge University Press, 2006.
- [26] R. Servranckx, *User's Guide to the Program DIMAD*, TRIUMF Design Note, TRI-DN-93-K233, July 1993.
- [27] K.E. Stiebing et al., Rev. Sci. Instrum., Vol. 75, No. 5, May 2004.
- [28] P. Suominen, *Pro gradu-tutkielma: ECR-ionilähteen ionisuihkun laadun mittaaminen*, Jyväskylän yliopiston fysiikan laitos, 2002.
- [29] O. Tarvainen, P. Suominen, T. Ropponen, T. Kalvas, P. Heikkinen and H. Koivisto, Rev. Sci. Instrum. 76, 093304 (2005).
- [30] O. Tarvainen, *Väitöskirja: Studies of Electron Cyclotron Resonance Ion Source Plasma Physics*, ss. 55-56, Jyväskylän yliopiston fysiikan laitos, 2005.
- [31] O. Tarvainen, P. Suominen, T. Ropponen and H. Koivisto, Rev. Sci. Instrum. 77, 03A309 (2006).
- [32] V. Toivanen, *Erikoistyö: Heijastelevyjen valmistaminen ja käyttö ionisuihkun laadun tutkimisessa*, Jyväskylän yliopiston fysiikan laitos, 2007.
- [33] V. Toivanen, *Kandidaatin tutkielma: Ionisuihkujen muodostaminen ECR-ionilähteellä ja kuljettaminen siirtolinjassa*, Jyväskylän yliopiston fysiikan laitos, 2007.
- [34] H. Wollnik, *Optics of Charged Particles*, ss. 41, 48-50, 138-140, 181-184, Academic Press, 1987.

- [35] X. Wu, keskustelu 25.7. 2007.
- [36] D. Wutte, M.A. Leitner and C.M. Lyneis, *Physica Scripta*, T92, 247-249, 2001.
- [37] H. Young and R. Freedman, *University Physics with Modern Physics*, ss. 805-809 ja 1029-1031, Pearson Addison Wesley, 2004.