

ELEKTRONISYKLOTRONIRESONANSSI-
IONILÄHTEEN PLASMAN TUOTTAMAN
MIKROAALTOSÄTEILYN TUTKIMINEN
AALTOPUTKISUODATTIMIEN AVULLA

JOOSE ORPANA
28. JOULUKUUTA 2016



Jyväskylän yliopisto
Fysiikan laitos

PRO GRADU

Ohjaaja:
Olli Tarvainen

Kiitokset

Haluan kiittää Pro gradu -tutkielmani ohjaajaa Olli Tarvaista kärsivällisestä ja aktiivisesta tuesta sekä erikoistyön, että tämän tutkielman laatimisessa. Lisäksi haluan kiittää ionilähderyhmän jäseniä sekä Jyväskylän yliopiston fysiikan laitoksen henkilökuntaa.

Haluan myös kiittää äitiäni Helenaa sekä veljeäni Samia loputtomasta tuesta ja rakkaudesta sekä enoani Jormaa inspiraatiosta tekniikan saralle.

Jyväskylässä 28. joulukuuta 2016

Joose Orpana

Tiivistelmä

Elektronisyklotroniresonanssi -ionilähde (ECR) on plasmaionilähde, joka tuottaa korkeasti varattuja ioneja plasman elektroni-atomi-, elektroni-molekyylisekä elektroni-ioni -törmäyksissä. Ionilähteen tuottamaa ionisuihkua käytetään hiukkaskiihdyttimellä haluttuun energiaan kiihdytettynä ytimien tai materiaalin ominaisuuksien tutkimiseen.

ECR-ionilähteen säätämiseen, eli tuotetun ionisuihkun intensiteetin optimointiin käytetään pääsasiassa kolmea parametria, jotka ovat neutraalin kaasun virtaama (paine), mikroaaltolähteen teho sekä magneettikentän voimakkuus. Plasman kineettisten epästabiilisuuksien on havaittu rajoittavan laitteen säätömahdollisuuksia ja aiheuttavan ionisuihkun laadun vaihtelua sekä voimakasta mikroaaltosäteilyä tietyillä taajuuksilla.

Plasman kineettisen epästabiilisuuden emittoiman mikroaaltosäteilyn taajuutta voidaan käyttää plasman diagnostisena työkaluna. Mikroaaltosäteilyn spektrin mittaamiseen tarvitaan oskilloskooppia suurella kaistanleveydellä, mikä nostaa mittauksen kustannuksia. Vaihtoehtoinen, huomattavasti kustannuksiltaan alhaisempi, keino mitata mikroaaltosäteilyä on käyttää yli- ja alipäästäaaltoputkisuodattimien kombinaatioita muodostaen kaistanpäästöalueita, sekä mikroaaltotaajuusalueelle suunniteltuja Schottky-diodeja.

Pro gradu tutkielmani tavoite oli mitata JYFL 14 GHz ECRIS plasman mikroaaltosäteilyä suunnittelemillani aaltoputkisuodattimilla ja verrata tuloksia suuren kaistanleveyden oskilloskoopilla suoritettuihin mittauksiin. Tutkielman tulosten mukaan voidaan aaltoputkisuodattimia käyttää mikroaaltoemission taajuuden selvittämiseen aaltoputkisuodattimien kombinaatioiden muodostaman taajuuskaistan tarkkuudella.

Sisältö

1 Johdanto	1
2 Elektronitörmäysionisaatio, elektronien lämmitys ja plasmaepästabiilisuudet ECR-ionilähteessä	3
2.1 Elektronitörmäysionisaatio	3
2.2 ECR-ionilähteen magneettikenttä ja elektronien lämmitys	5
2.2.1 Plasman säilöntä	8
2.2.2 Elektronien lämmitys	11
2.3 ECR -plasman kineettiset epästabiilisuudet	15
2.3.1 Epästabiilisuuksien ja ECR-ionilähteen magneettikentän voimakkuuden välinen yhteys	15
2.3.2 Epästabiilisuuksien ilmeneminen	17
2.3.3 Ionilähteen parametrien vaikutus epästabiilisuuksiin	20
3 Mittauslaitteisto ja kokeelliset menetelmät	24
3.1 JYFL 14 GHz ECR-ionilähde	24
3.2 Mittauskytkentä	26
3.2.1 Aaltoputkisuodattimet	28
3.2.2 Magic-T	33
3.2.3 Diodit	35
4 Tulokset	37
5 Johtopäätökset	42

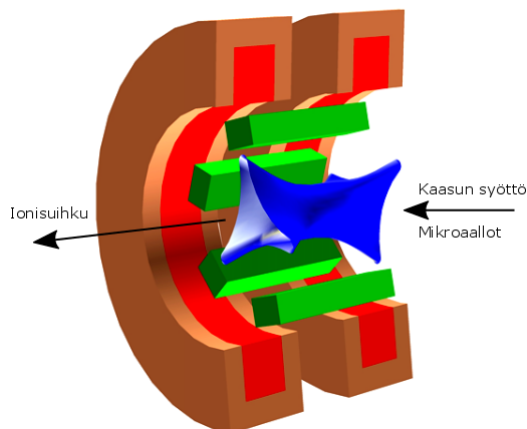
Liitteet	45
Liite 1	45

1 Johdanto

Ydin- ja materiaalfysiikan tutkimuksessa käytetään ionisuihkuja ytimen tai materiaalin ominaisuuksien tutkimiseen. Esimerkiksi ydinfysiikan tutkimuksissa on tarkoitus saada atomin ytimet törmäämään ohjamalla ionisuihku kohtioon, jonka seurauksena syntyy tutkittavia ytimiä joko fission tai fuusion kautta. Ytimillä on sama varaus, joten ne kokevat hylkivän sähkömagneettisen voiman, Coulombin voiman, kunnes ytimet ovat lyhyen kantaman vahvan vuorovaikutuksen piirissä ja ytimet törmäävät. Ylittääkseen Coulombin voiman aiheuttaman potentiaalivallin täytyy hiukkasilla olla suuri liike-energia. Ionilähteellä luodaan ionisuihku, jonka hiukkaskiihdytin kiihdyttää haluttuun energiaan joka edelleen ohjataan kohdemateriaaliin.

Jyväskylän yliopiston fysiikan laitoksen (JYFL) kiihdytinlaboratoriossa on käytössä kaksi elektronisyklotroniresonanssi -tyyppistä (Electron Cyclotron Resonance) ionilähdettä, JYFL 6,4 GHz ECRIS [1] ja JYFL 14 GHz ECRIS [2], joiden tuottamia ionisuihkuja kiihdytetään K-130 syklotronilla [3]. ECR-ionilähteillä tuotetaan raskaita korkeasti varattuja ioneja ydin- ja materiaalfysiikan tutkimukseen.

ECR-ionilähde on plasmaionilähde, joka tuottaa korkeasti varattuja ioneja plasman elektroni-atomi, elektroni-molekyylit sekä elektroni-ioni -törmäyksissä. ECR-ionilähteen rakenne on yksinkertainen koostuen plasmakammioista, plasman vangitsemiseen tarvittavista magneeteista (kestomagneetit sekä solenoidit), plasman muodostamiseen ja ylläpitämiseen tarvittavasta mikroaaltolaitteistosta sekä injektio- ja ekstraktio-osasta. ECR-ionilähde tarvitsee hyvän tyhjiön ($< 2 \times 10^{-7}$ mbar) toimiakseen.



Kuva 1. ECR-ionilähteen toimintaperiaate. Magneettinen pullo luodaan kestomagneeteilla (kuvassa vihreällä) sekä solenoideilla (kuvassa punaisella) [4].

Ionisoitava materiaali syötetään yleensä ECR-ionilähteeseen kaasuna, mutta kiinteitä

materiaaleja, kuten metalleja voidaan myös käyttää. Kiinteät materiaalit höyrystetään plasmakammioon esim. lämmittämällä niitä tarkoitukseen suunnitellussa uunissa tai sputteroimalla. Ionisoitavan materiaalin kulutus on hyvin pientä, lähdettä voidaan pitää tarvittaessa toiminnassa hyvin pitkään sekä laite tuottaa korkeasti varattuja ioneja. Nämä seikat tekevät ECR-ionilähteestä hyvin suosituksen vaihtoehdon ionien tuottamiseen kiihdytinpohjaisessa tutkimuksessa.

ECR-ionilähteen säätämiseen eli tuotettujen ionisuihkujen intensiteetin optimointiin käytetään pääasiassa kolmea parametria, jotka ovat neuraalin kaasun virtaama (paine), mikroaaltolähteen teho sekä magneettikentän voimakkuus. Plasman epästabiilisuuksien on havaittu rajoittavan laitteen säätömahdollisuuksia ja aiheuttavan ionisuihkun laadun vaihtelua. Plasmaepästabiilisuudet aiheuttavat myös voimakasta mikroaaltosäteilyä. Plasman emittoiman mikroaaltosäteilyn taajuuksien mittaamiseen on käytetty aikaisemmissa tutkimuksissa erittäin kallista (n. 300 000 €) Tektronix MSO 72504 DX oskilloskooppia [5]. Tämän tutkielman tavoite on mitata mikroaaltosäteilyn taajuuksia huomattavasti halvemmalla tekniikalla (n. 3 000 €) käyttäen aaltoputkista valmistettuja suodattimia. Työ sisältää suodattimien suunnittelun, testausten ja demonstraation niiden käytöstä ECR-ionilähteen plasmaepästabiilisuuksien diagnostiikassa.

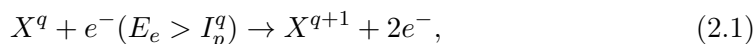
2 Elektronitörmäysionisaatio, elektronien lämmitys ja plasmaepästabiilisuudet ECR-ionilähteessä

ECR-ionilähteessä neutraalien atomien tai molekyylien ionisaatio tapahtuu plasmassa. Plasma on määritelmän mukaan kvasineutraali aineen olomuoto, joka sisältää useita toistensa kanssa vuorovaikuttavia elektroneja, ionisoituja atomeja tai molekyyliä, jotka käyttäytyvät kollektiivisesti pitkän kantaman Coulombin voimien vaikutuksesta [6].

Plasma ja sen yksittäiset varatut hiukkaset reagoivat sähkö- ja magneettikenttiin. Magneettikentällä plasma voidaan vangita ja sähkökentällä siirtää energiaa plasmaan, esimerkiksi kiihdyttää plasman elektroneja. Tässä työssä keskitytään nimenomaan plasman elektronien fysiikkaan.

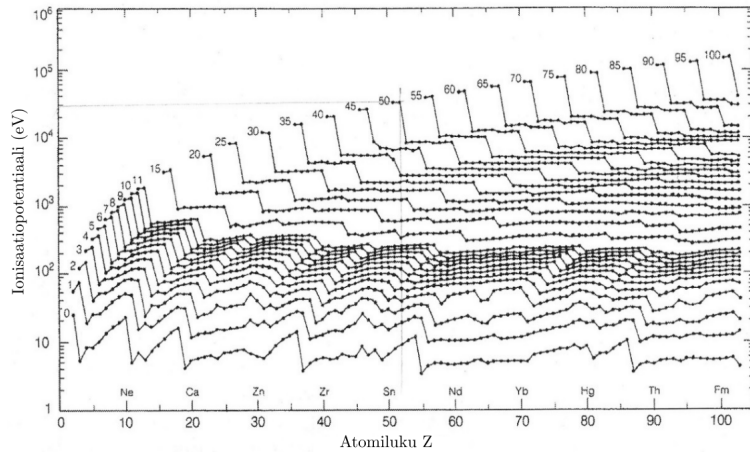
2.1 Elektronitörmäysionisaatio

ECR-ionilähteen plasma muodostetaan ohjaamalla plasmakammion tyhjiöön pieni määrä ionisoitavaksi haluttavaa materiaalia ja mikroaaltosäteilyä. Kammiossa olevat vapaat elektronit kiihtyvät saaden energiaa mikroaaltosäteilystä. Elektronien lämmittämiseen palataan kappaleessa 2.2.2. Vapaan elektronin törmätessä ionisoitavaksi halutun materiaalin atomiin voi atomi siirtyä korkeammalle elektroniselle viritystilalle tai ionisoitua riippuen elektronin energiasta. Ionisoitumista kuvaa reaktioyhtälö,



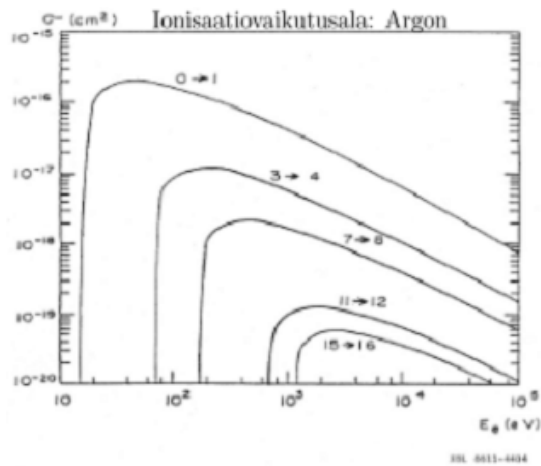
jossa q on ionin (tai neutraalin atomin) X varaustila ennen törmäystä ja $q + 1$ varaustila ioniaation jälkeen. Törmäävän elektronin energian ollessa suurempi kuin ionin tai neutraalin atomin ionisaatiopotentiaali I_p irtoaa ionista tai atomista törmäyksen seurauksena elektroni, jolloin ionin varausaste kasvaa tai atomi ionisoituu. Tätä kutsutaan elektronitörmäysionisaatioksi. Alkuaineiden eri varaustilojen ionisaatiopotentiaalit on esitetty kuvassa 2 [7]. Korkeasti varattujen ionien tuottamiseksi tarvitaan energeettisiä elektroneja, sillä ionin varausasteen kasvaessa sen ionisaatiopotentiaali-kin kasvaa, koska elektroneja irrotetaan atomin sisemmiltä elektronikuorilta, joiden sidosenergia on suurempi kuin ulompien kuorien elektronien sidosenergia. Plasman hyvä vanginta on korkeasti varattujen ionien tuottamisessa erittäin tärkeää, jotta ionit viipyvät plasmakammiossa riittävän pitkän ajan saavuttaakseen korkean varausasteen useiden peräkkäisten elektronitörmäysten seurauksena.

Ionisaation todennäköisyyttä kuvaa ionisaatioprosessin vaikutusala, jota merkitään



Kuva 2. Alkuaineiden eri varaustilojen ionisaatiopotentiaaleja. (Muokattu [7])

yleisesti symbolilla σ . Vaikutusalan SI-yksikkö on m^2 . Ionisaation todennäköisyys riippuu törmäävien elektronien liike-energiasta. Korkeasti varatuille ioneille ionisaation vaikutusala on huomattavasti pienempi kuin neutraaleille atomeille. Esimerkin vuoksi kuvassa 3 on esitetty ionisaation vaikutusala törmäävän elektronin energian funktiona jollekin argonin varaustasteille.



Kuva 3. Ionisaatiovaikutusala argonille törmäävän elektronin energian funktiona. (Muokattu [7])

2.2 ECR-ionilähteen magneettikenttä ja elektronien lämmitys

ECR-ionilähteen magneettikentällä on ionilähteessä kolme tehtävää, plasman säilöntä, elektronien tehokkaan lämmityksen mahdollistaminen ja magnetohydrodynaamisten epästabiilisuuksien vaimentaminen. Plasman säilöntään käytetään magneettista pulloa, jonka magneettikentän radiaalinen komponentti muodostetaan pääasiassa kestopagneeteilla (Kuvassa 1 vihreällä) ja aksiaalinen komponentti solenoideilla (Kuvassa 1 punaisella). Näiden magneettikenttien yhteisvaikutuksena syntyy nk. B - minimirakenne B_{\min} , jonka kentän voimakkuus on heikko kenttärakenteen (ionilähteen plasmakammion) keskellä. Solenoidikentän voimakkuutta ionilähteen plasmakammion akselilla on havainnollistettu kuvassa 4. Kuva 5 puolestaan esittää kestopagneeteilla toteutetun heksapolikentän voimakkuutta radiaalisessa suunnassa eli plasmakammion halkaisijalla. Kuvien 4 ja 5 perusteella voisi päätellä, että minimikenttä, B_{\min} saavutettaisiin plasmakammion keskellä. Näin ei kuitenkaan ole, sillä solenoidikenttä heikkenee radiaalisesti (kuva 6) ja toisaalta heksapolikenttä kasvaa kammion keskiakselin läheisyydessä tähän verrattuna hitaammin, minkä seurauksena minimikenttä saavutetaan sikarin muotoisella pinnalla (kuvassa 7 esitetty tasoleikkaus) kammion akselin lähellä.

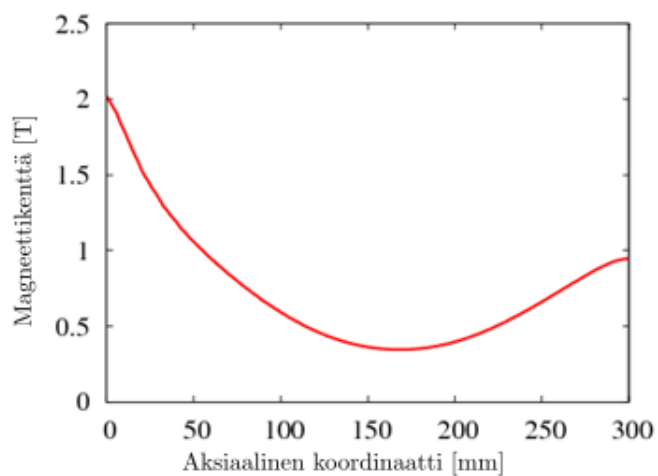
Magneettikentän rakenteen eräänä tarkoituksena on vaimentaa magneettihydrodynaamiset (MHD) epästabiilisuudet [8]. MHD-epästabiilisuuksia ei pysty muodostumaan kun

$$\frac{\partial B}{\partial r} \geq 0 \quad (2.2)$$

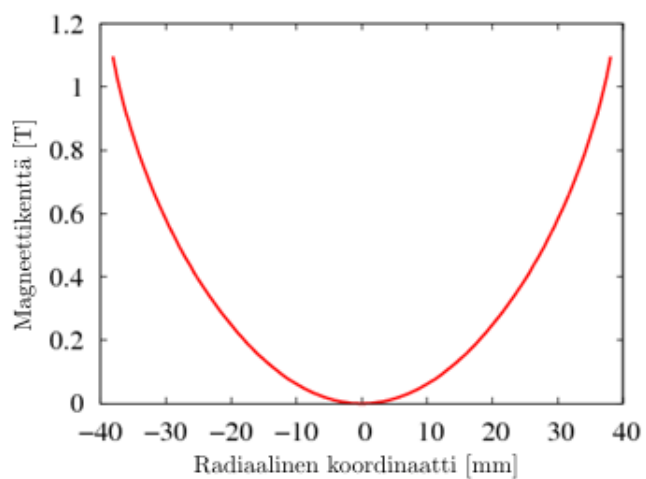
ja

$$n_e k T_e \ll \frac{B^2}{2\mu_0}. \quad (2.3)$$

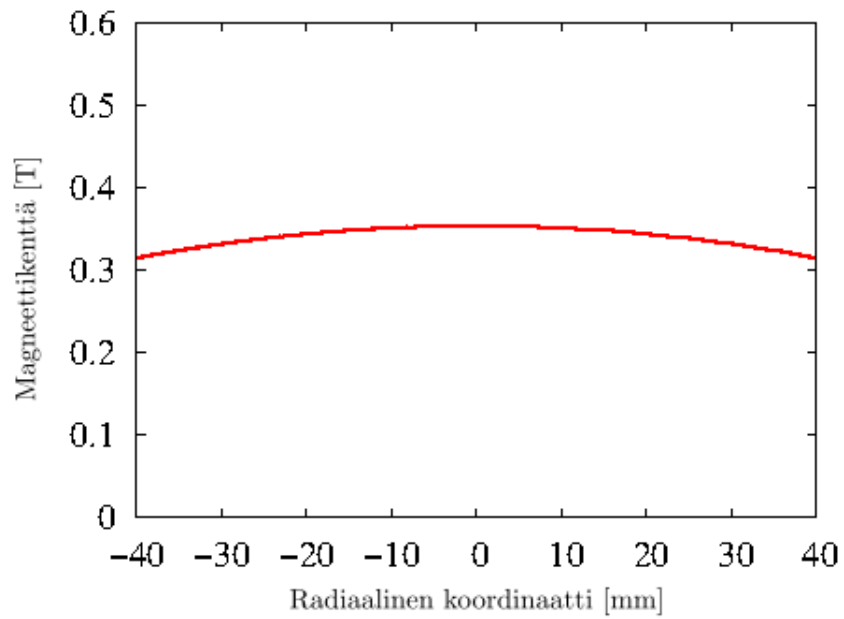
Yhtälö (2.2) vastaa tilannetta, jossa magneettikentän voimakkuus kasvaa radiaalisessa suunnassa ja yhtälö (2.3) tilannetta, jossa plasman elektronien aiheuttama hiukkaspaine on huomattavasti pienempi kuin staattisen magneettikentän aiheuttama paine [9] [10]. Tyypillisillä ECR-ionilähteen parametreilla magneettinen paine on aina elektronien hiukkaspainetta suurempi. Myös ehto (2.2) toteutuu suurimmassa osassa ECR-ionilähteen plasmatilavuutta kuten kuvista 4-7 nähdään.



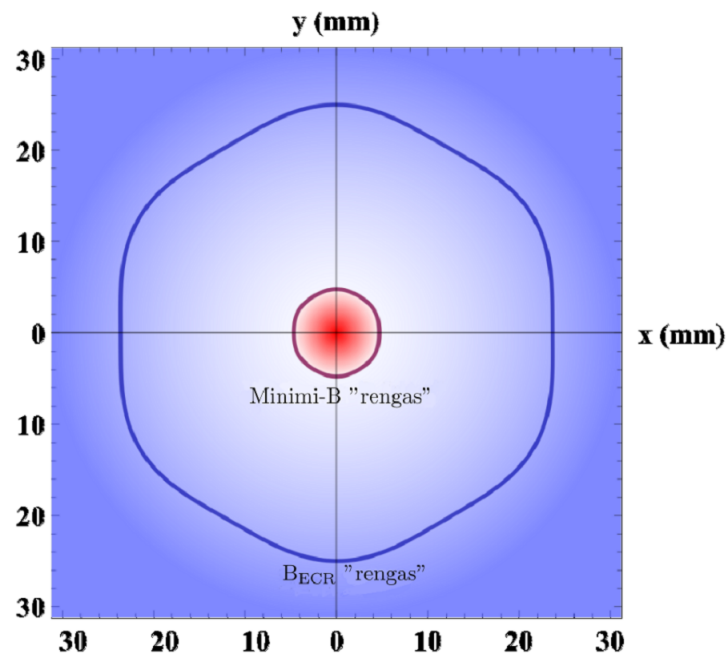
Kuva 4. JYFL 14 GHz ECR heksapolikentän aksiaalinen komponentti injektioista ekstraktioon [4].



Kuva 5. JYFL 14 GHz ECR heksapolikentän radiaalinen komponentti. Nollakohta kamion keskellä [4].



Kuva 6. JYFL 14 GHz ECR solenoidikentän voimakkuus radiaalisessa suunnassa, nolli-kohta kammion keskellä [4].



Kuva 7. B_{\min} rengas, sikarin muotoisen pinnan tasoleikkaus kammion keskiakselilla [4].

2.2.1 Plasman säilöntä

Sähkömagneettisessa kentässä nopeudella \vec{v} liikkuvaan varattuun hiukkaseen vaikuttaa Lorentzin voima

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (2.4)$$

missä Lorentzin voima saa hiukkasen kiertämään magneettikentässä ruuviviivan muotoisella radalla. Magneettisen pullon toiminta perustuu epähomogeeniseen magneettikenttään ja sen varattuun hiukkaseen aiheuttamaan voimaan

$$F_{\parallel} = -\mu \vec{\nabla}_{\parallel} B, \quad (2.5)$$

missä F_{\parallel} on voiman magneettikentän suuntainen komponentti ja μ on hiukkasen magneettinen momentti

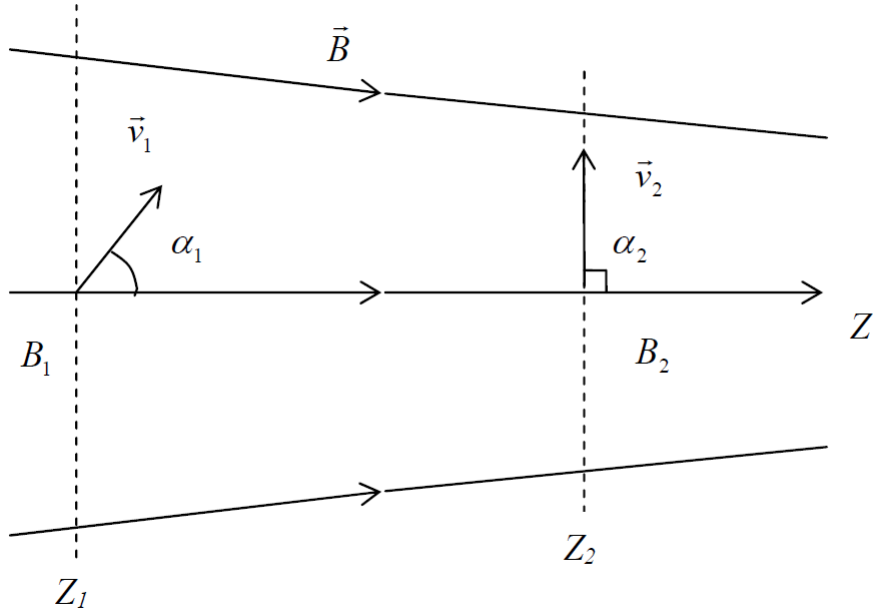
$$\mu = \frac{1}{2} m \frac{v_{\perp}^2}{B}, \quad (2.6)$$

jonka voidaan osoittaa säilyvän vakiona mikäli sähkökentän voimakkuus on nolla ja hiukkanen ei koe törmäyksiä. Tässä v_{\perp} kuvaa varatun hiukkasen magneettikenttää vasten kohtisuoraa nopeuskomponenttia. Sovitaan magneettisen pullon keskiakseli, joka on myös magneettikentän kenttäviivan suunta, z -akseliksi. Magneettisen momentin säilymisestä seuraa, että magneettisessa pullossa hiukkasen z -akselin suuntainen liike-energia pienentyy hiukkasen edetessä tihenevän magneettikentän suuntaan, kunnes sen z -akselin suuntainen liike-energia on nolla. Yhtälön (2.5) mukaisesti hiukkaseen vaikuttaa tässäkin pisteessä voima heikkenevän magneettivuon tiheyden suuntaan, jonka seurauksena hiukkanen kääntyy takasin tulosuuntaansa. Tätä tapahtumaa kutsutaan magneettiseksi peili-ilmiöksi. Magneettinen pullo koostuu kahdesta magneettisesta peilistä, joilla on sama keskiakseli [11].

Pistettä, jossa hiukkanen heijastuu takaisin kutsutaan peilipisteeksi. Hiukkasen liikkuessa magneettikentässä esimerkiksi kuvan 8 mukaisesti pisteessä Z_1 vektorin \vec{v}_1 suuntaan, muodostuu sen ja magneettikenttävektorin $\{vecB_1$ välille nousukulma α_1 . Hiukkasen liikuttua peilipisteeseen Z_2 , hiukkasen nopeusvektori \vec{v}_2 ja magneettikenttävektori \vec{B}_2 ovat kohtisuorassa eli nousukulma $\alpha_2 = 90^\circ$. Varatun hiukkasen magneettinen momentti säilyy, joten

$$\frac{E_{\perp 1}}{B_1} = \frac{E_{\perp 2}}{B_2}. \quad (2.7)$$

Soveltamalla trigonometriaa yhtälöön (2.7) saadaan



Kuva 8. Havainnekuva magneettisen peilin toimintaperiaatteesta [11].

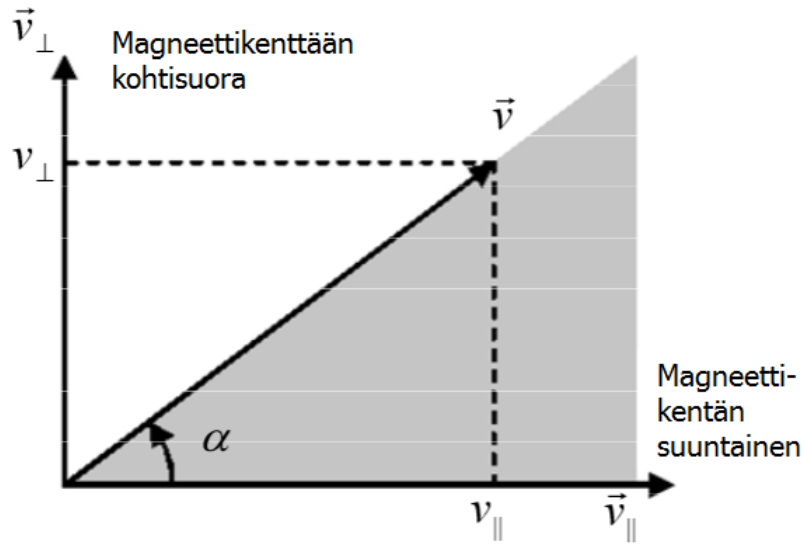
$$\frac{\sin^2 \alpha_1}{B_1} = \frac{\sin^2 \alpha_2}{B_2} \Leftrightarrow \sin^2 \alpha_1 = \frac{B_1}{B_2}. \quad (2.8)$$

Asettamalla kuvan 8 piste Z_1 magneettisen pullon keskipisteeksi saadaan $B_1 = B_{\min}$. Pisteessä Z_2 , jossa hiukkanen kääntyy takaisin, $B_2 = B_{\max}$. Kulmalle α_1 saadaan laskettua pienin mahdollinen arvo α_1^{\min} niin, että

$$\sin^2 \alpha_1^{\min} = \frac{B_{\min}}{B_{\max}} = R. \quad (2.9)$$

Yhtälön (2.9) R on magneettikentän minimin ja maksimin suhde, jota kutsutaan magneettisen peilin peilisuhteeksi. Hiukkaset, joiden nopeusvektoreille pisteessä Z_1 $\alpha_1 < \alpha_1^{\min}$ eli niiden nopeusvektori \vec{v} on magneettisen pullon nopeusavaruudessa (v_{\parallel}, v_{\perp}) määritellyssä pakoalueessa, pääsevät poistumaan magneettisesta pullosta. Toisin sanoen pakoalueen sisäpuolella olevat hiukkaset eivät säily magneettiseen pulloon säilytyssä plasmassa. Hiukkasten vanginta ei riipu hiukkasten massasta tai varauksesta, ainoastaan nopeuskomponenttien suhteesta.

Yhtälössä (2.9) esiintyvä B_{\min} voidaan ECR-ionilähteen tapauksessa korvata B_{ECR} :llä, sillä elektronien kulkiessa kappaleessa 2.2.2 käsitellyn resonanssipinnan (jolla $B =$



Kuva 9. Pakokulma. Pakoalue harmaalla [4].

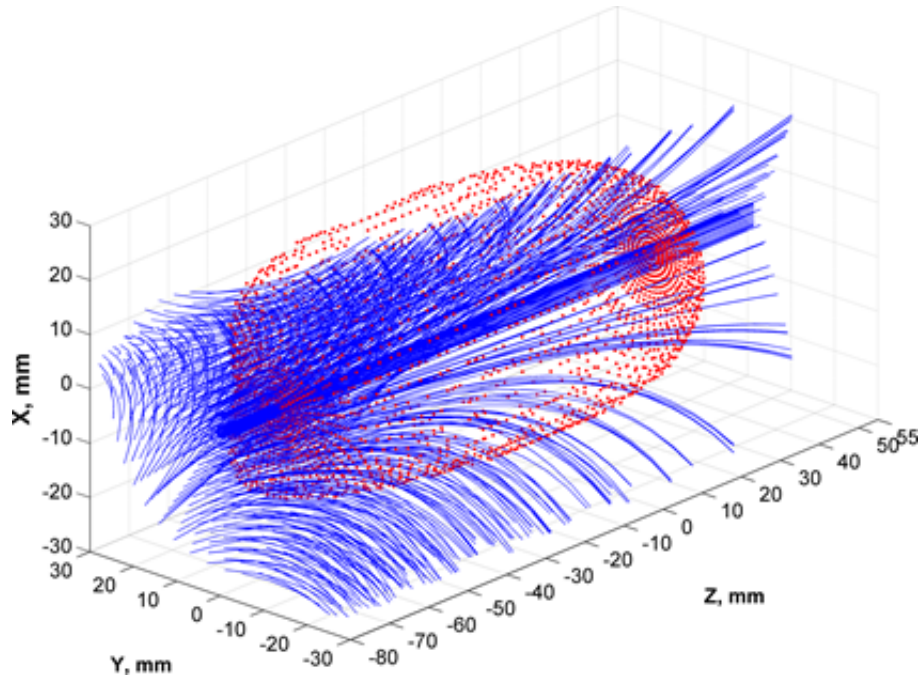
B_{ECR}) läpi niiden magneettinen momentti muuttuu. Tällöin pakokulmalle α (Kuva 9) saadaan

$$\alpha = \arcsin \left(\sqrt{\frac{B_{\text{ECR}}}{B_{\text{max}}}} \right). \quad (2.10)$$

Peilisuhteen lisäksi elektronien vangintaan vaikuttaa myös positiivinen plasmapotentiaali, joka estää matalaenergistien elektronien poistumisen plasmasta riippumatta niiden nopeusvektorin ja magneettikenttävektorin välisestä kulmasta [6].

2.2.2 Elektronien lämmitys

ECR-ionilähteen plasman muodostamiseen ja ylläpitämiseen käytetään mikroaalloja. Magneettikentän B -minimirakenteen myötä plasmakammioon syntyy suljettu resonanssipinta, jolla elektronien liike magneettikentän voimaviivan ympäri on resonanssissa plasmakammioon ohjatun mikroaaltotaajuuden sähkökentän kanssa. Syntyneitä lähestulkoon ellipsoidin muotoista pintaa kutsutaan ECR-pinnaksi (Kuva 10 ja Kuva 11).



Kuva 10. B-kentän resonanssipinta, ECR-pinta (punaiset pisteet) ja pinnan läpäisevät magneettikentän kenttäviivat (sininen). [12]

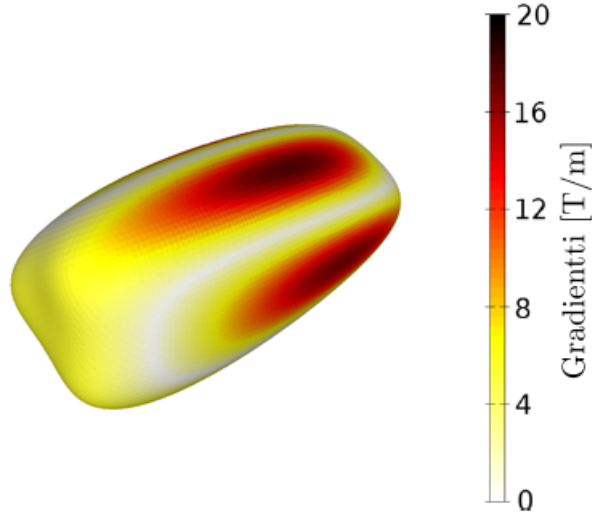
Resonanssipinta, eli ECR -pinta muodostuu resonanssiehdon

$$\omega_{RF} = \omega_{ce} = \frac{eB_{ECR}}{\gamma m_e}, \quad (2.11)$$

täyttyessä. Tässä ω_{RF} on mikroaallojen kulmataajuus,

$$\omega_{RF} = 2\pi f \quad (2.12)$$

ja magneettisessa pullossa kiertävien elektronien niin kutsutun syklotroniliikkeen



Kuva 11. ECR -pinta, väriskaala kuvaa B-kentän gradienttia. [12]

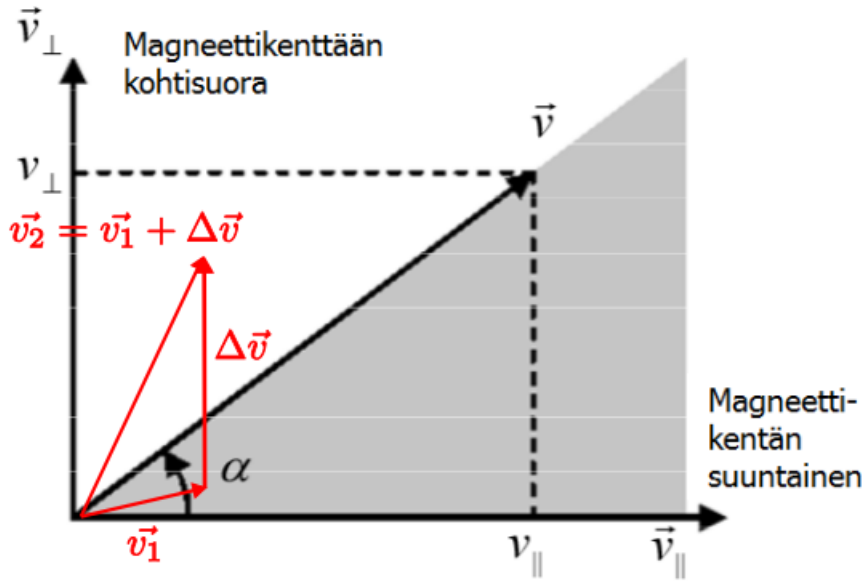
kulmataajuus ω_{ce} on

$$\omega_{ce} = \frac{eB_{\text{ECR}}}{\gamma m_e}. \quad (2.13)$$

Yhtälöissä (2.11) ja (2.13) esiintyvä γ on suhteellisuusteoreettinen Lorentzin tekijä, joka huomioi elektronien massan kasvun niiden nopeuden funktiona. Mikroaaltojen sähkökentän kiihdyttävässä vaiheessa olevien elektronien energia kasvaa huomattavasti niiden läpäisessä ECR-pinnan. ECR-pinnan läpäisseet elektronit, joiden energia kasvaa riittävästi pystyvät ionisoimaan plasmakammioon syötettyjä neutraaleja atomeja.

ECR-pinnan läpäisseet elektronit ovat erittäin energettisiä ja niiden nopeusjakauma ei ole isotrooppinen. Näiden ns. kuumien elektronien magneettikenttää vastaan kohtisuora nopeuskomponentti kasvaa resonanssissa huomattavasti magneettikentän suuntaisen komponentin säilyessä ennallaan, joten näille elektroneille $\alpha > \alpha_{\text{min}}$ eivätkä ne pääse pakenemaan magneettisesta pullosta (Kuva 12). ECR-plasmassa on myös matalaenerginen elektronipopulaatio, johon kuuluvat ionisaatiossa vapautuneet elektronit, jotka eivät ole läpäisseet ECR-pintaa. Näiden matalaenergistien elektronien nopeusjakauma on lähes isotrooppinen [15].

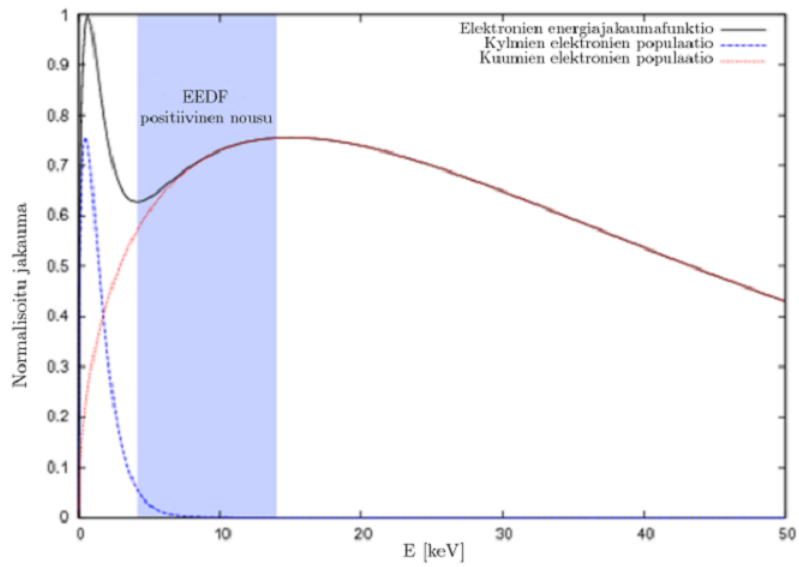
ECR-lämmityksen seurauksena plasman elektronien nopeusjakauma koostuu kahdesta populaatiosta; kylmä populaatio sisältää ionisaation johdosta vapautuvat elektronit ja lämmin populaatio sisältää ECR-pinnan läpäisseet elektronit, joilla on enimmäkseen magneettikenttää vastaan kohtisuoraa nopeutta (Kuva 12) (Elektronien energiajakauma on havainnollistettu kuvassa 13). Energiajakauman lokaaliin kasvuun (kuvassa n.



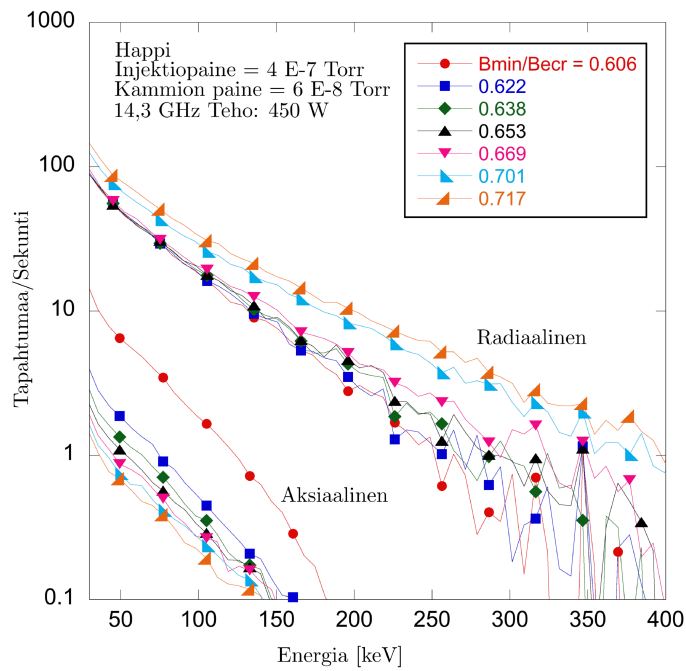
Kuva 12. ECR-lämmitys nopeusvaruudessa. Elektroneja lämmitettäessä kohtisuora nopeuskomponentti kasvaa huomattavasti, jonka seurauksena elektroni poistuu pakoalueesta [4].

10 keV:n energialla) palataan myöhemmissä kappaleissa.

Plasman elektronien energiajakauman suora mittaaminen on erittäin haastavaa ellei jopa mahdotonta. Elektronien maksimienergia voidaan kuitenkin arvioida mittaamalla plasmasta karkaavien elektronien aiheuttamaa jarrutussäteilyä. Jarrutussäteily syntyy kiihtyvässä liikkeessä olevan varatun hiukkasen säteilyssä osan liike-energiastaan sähkömagneettiseksi säteilyksi. Korkeaenergistien (nopeiden) elektronien törmätessä ionilähteen seinämiin ne jarruuntuvat voimakkaasti, jolloin syntyy jarrutussäteilyä. Kuvassa 14 on esitetty esimerkki 14 GHz:n mikroaaltotaajuudella toimivan ECR-ionilähteen jarrutussäteilyn spektristä mitattuna radiaalisesti ja aksiaalisesti [13]. Kuvasta nähdään, että jarrutussäteilyn maksimienergia, joka vastaa plasmasta pakenneiden elektronien maksimienergiaa on useita satoja keV:ja. Radiaalisen ja aksiaalisen jarrutussäteily-spektrin ero johtuu ionilähteen magneettikenttärakenteesta ja elektronien nopeusvektoreiden pääasiallisesta suunnasta suhteessa käytetyn ilmaisimen sijaintiin.



Kuva 13. Plasman energiajakauma elektroneille. Kylmä populaatio sinisellä ja lämmin populaatio punaisella [4].



Kuva 14. Elektronien jarrutussäteilyenergia, joka vastaa plasmasta pakenevien elektronien energiaa 14 GHz ionilähteelle. [13]

2.3 ECR -plasman kineettiset epästabiilisuudet

Edellisissä kappaleissa on käsitelty ECR-ionilähdettä yleisesti, sen magneettikenttää, plasman muodostumista sekä elektronien lämmitystä. Tässä kappaleessa keskitytään ECR-ionilähteen plasman epästabiilisuuksiin ja erityisesti syihin, jotka johtavat epästabiilisuuksien syntymiseen ja tarkastellaan niiden vaikutusta laitteiston toimintaan.

2.3.1 Epästabiilisuuksien ja ECR-ionilähteen magneettikentän voimakkuuden välinen yhteys

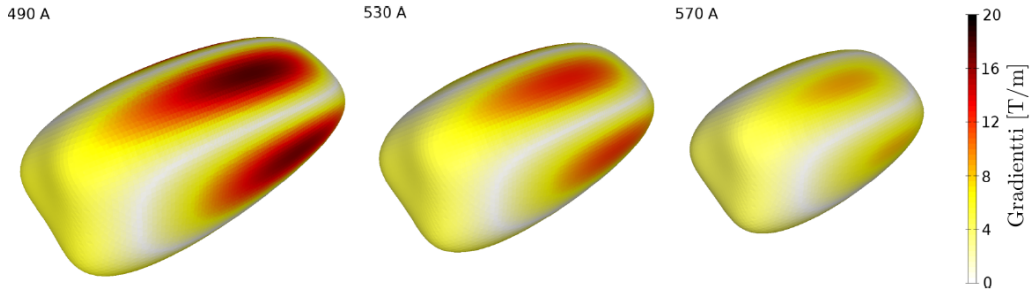
ECR-ionilähteen tavoitteena on useimmiten tuottaa korkean varausasteen ioneja. Korkeiden varausasteiden tuottamiseksi mikroaaltolähteen tehoa ja magneettikentän voimakkuutta kasvatetaan plasman elektronitiheyden kasvattamiseksi ja magneettisen vanginnan parantamiseksi. Magneettikentän voimakkuutta kasvatettaessa on havaittu elektronien maksimienergian kasvavan, mikä viittaa elektronien tehokkaampaan lämmitykseen. Elektronien energian kasvu voidaan havaita esimerkiksi jarrutusäteily-spektrin maksimienergian kasvuna (Kuva 14). Tehokkaampi lämmitys johtaa plasman elektronien kuumen, energialtaan 10 -100 keV, populaation korostumiseen suhteessa kylmään, energialtaan alle 10 keV, populaatioon (kuva 13). Tällöin ECR-ionilähteen plasman epäisotrooppisuuden aste kasvaa ja se altistuu helpommin kineettisille epästabiilisuuksille.

Tehokkaampi lämmitys on seurausta magneettikentän gradientin muutoksesta resonanssipinnalla magneettikentän voimakkuutta kasvattaessa. Resonanssipinnan magneettikentän gradientilla on merkittävä vaikutus resonanssipinnan läpäisevän elektronin yhdellä läpäisykerralla saamaan energiaan. Gradientin vaikutus voidaan ymmärtää tarkastelemalla elektronin resonanssissa viettämää aikaa. Gradientin kentän suuntaisen komponentin $\frac{\vec{B}}{|\vec{B}|} \cdot \nabla B$ pienentyessä elektroni pysyy resonanssissa mikroaallon sähkökentän kanssa pidemmän ajan kulkiessaan (äärellisen paksuisen) resonanssipinnan läpi ja saa tällöin suuremman energian.

Magneettikenttärakenteen vaikutusta ECR-ionilähteen toimintaan on tutkittu laajasti [7]. Tutkimuksen tuloksena modernien tehokkaiden ECR-ionilähteiden suunnittelussa käytetään yleisesti semiempiirisiä magneettikentän skaalauslakeja,

$$\frac{B_{\text{inj}}}{B_{\text{ECR}}} \geq 4, \frac{B_{\text{ext}}}{B_{\text{ECR}}} \geq 2, \frac{B_{\text{rad}}}{B_{\text{ECR}}} \geq 2 \quad \text{ja} \quad \frac{B_{\text{min}}}{B_{\text{ECR}}} \approx 0,8 \quad , \quad (2.14)$$

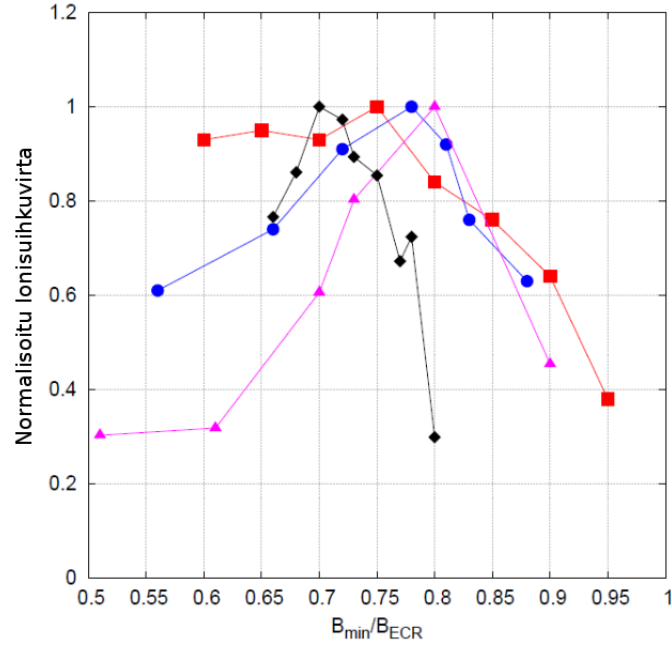
missä B_{inj} ja B_{ext} ovat magneettikentän maksimit ionilähteen injektio- ja ekstraktiosassa, B_{rad} on radiaalisen magneettikentän minimiarvo, B_{min} magneettikentän mini-



Kuva 15. JYFL 14 GHz ECR-ionilähteen resonanssipinnan gradientti solenoidien virran funktiona. Magneettikentän gradientin kentän suuntainen komponentti pienenee solenoidin virran kasvaessa. [12]

miarvo plasmakammiossa sekä B_{ECR} resonanssikenttä. Epästabiilisuuksien on havaittu syntyvän erityisesti tilanteissa, jossa $\frac{B_{\text{min}}}{B_{\text{ECR}}} > 0,8$ [12].

Epästabiilisuudet rajoittavat kaikkien ECR-ionilähteiden toimintaa. ECR-ionilähteet toimivat hyvin, eli tuottavat intensiteetiltään voimakkaita korkeasti varattuja ionisuihkuja kun $B_{\text{min}}/B_{\text{ECR}} < 0,7 - 0,8$ (Kuva 16). Magneettikentän voimakkuuden, mukaanlukien B_{min} kasvaessa tämän tason yläpuolelle ionisuihkun virta alkaa vaihdella periodisesti epästabiilisuuksien johdosta (Kuva 18). Ionivirran heilahtelu ja keskiarvovirran lasku johtuvat plasman epästabiilisuudesta, jonka seurauksena sekä elektronit että ionit poistuvat plasmasta. Ilmiö vaikuttaa erityisesti korkeiden varausasteiden ionisuihkun virtoihin, sillä epästabiilisuuksien periodin ollessa lyhyempi kuin korkeiden varausten tuottamiseen tarvittava kumulatiivinen ionien säilöntäaika, epästabiilisuuksiin liittyvä plasman vanginnan heikentyminen estää korkeiden varausten saavuttamisen. Vastaavasti matalien varausasteiden ajallisesti keskiarvoistetut ionivirrat kasvavat plasman epästabiilisuuksien ilmaantuessa verrattuna stabiiliin tilanteeseen. Tilannetta on havainnollistettu kuvassa 18, jossa on esitetty JYFL 14 GHz ECR-ionilähteen $B_{\text{min}}/B_{\text{ECR}}$ -suhteen vaikutus matalan ja korkean varausasteen happi-ionien (O^{2+} ja O^{6+}) (normitettuihin) keskiarvoistettuihin ionivirtoihin eri mikroalustoilla. Plasman siirtyessä epästabiiliin tilaan havaitaan korkean varausasteen ionivirran romahtavan ja matalan varausasteen ionivirran puolestaan kasvavan.



Kuva 16. VENUS (18GHz), RAMSES (18GHz), SuSI (18GHz) sekä JYFL 14 GHz A-ECR ionilähteiden suorituskyky B_{\min}/B_{ECR} -suhteen funktiona. [14]

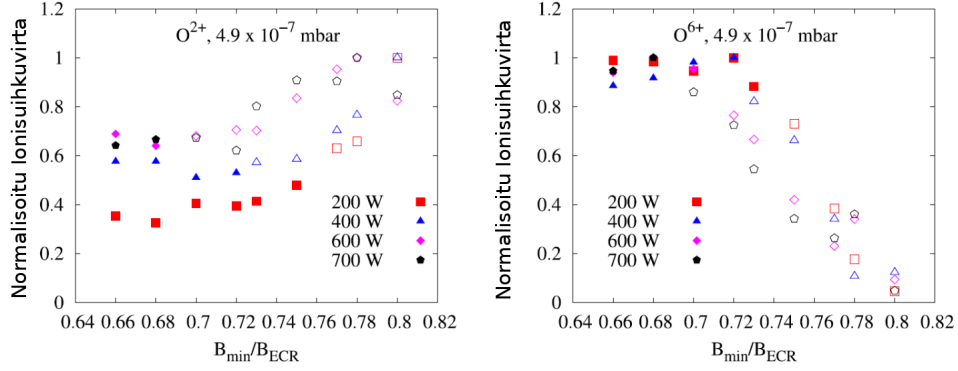
2.3.2 Epästabiilisuuksien ilmeneminen

ECR plasman ollessa epästabiilissa tilassa havaitaan plasmasta emittoituvan jaksollisia mikroaaltopurskeita. Mikroaaltopurskeen energiaa E_{μ} kuvaa yhtälö

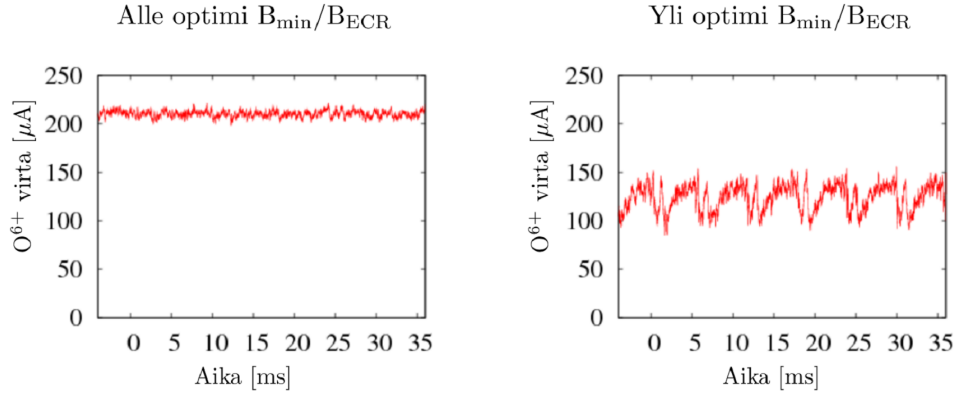
$$\frac{dE_{\mu}}{dt} \approx (\gamma - \delta)E_{\mu} \quad , \quad (2.15)$$

jossa γ ja δ ovat moodiriippuvaisia kasvu- ja vaimenemisnopeuksia (engl. growth rate ja damping rate). Yhtälöstä nähdään emittoituvien mikroaaltojen intensiteetin olevan eksponenttifunktio kasvu- ja vaimenemisnopeuksien erotuksesta.

Yhtälössä esiintyvä kasvunopeus γ on verrannollinen plasman elektronien gyrotaajuuteen ω_{ce} ts. magneettikentän absoluuttiseen voimakkuuteen sekä kuumien ja kylmien elektronipopulaatioiden tiheyden suhteeseen ts. plasman elektronien nopeusjakauman epäisotrooppisuuden asteeseen



Kuva 17. B_{\min}/B_{ECR} -suhteen vaikutus eri varausasteen ionien ionisuihkuvirtaan. [12]



Kuva 18. B_{\min}/B_{ECR} -suhteen vaikutus ionisuihkuvirtaan. [12]

$$\gamma \propto \omega_{ce} \frac{N_{e,kuuma}}{N_{e,kylmä}} \quad , \quad \omega_{ce} = \frac{eB}{m_e} . \quad (2.16)$$

Vaimenemisnopeus riippuu puolestaan elektronien epäelastisten törmäysten taajuu-
desta ν_e sekä SM-aallon energian ulkoisista häviöistä

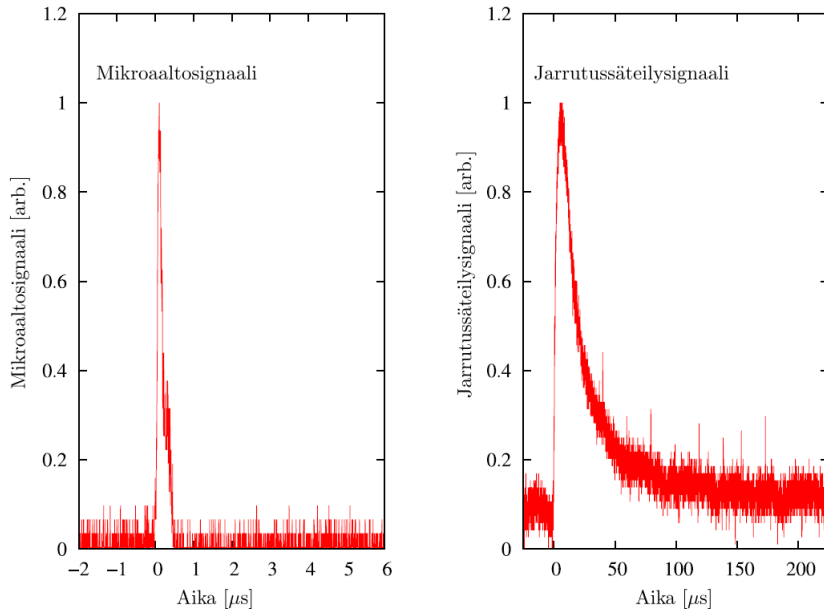
$$\delta \propto \nu_e + R \quad , \quad (2.17)$$

jossa R kuvaa heijastumis- sekä ulkoista häviötermiä [12].

Epästabiilissa olosuhteessa, kun $\gamma > \delta$ kuumat elektronit emittoivat mikroaaltosätei-

lyä päätyen samalla mageneettisen pullon pakoalueelle. Plasmasta yhtäkkiä poistuvat elektronit aiheuttavat voimakkaan jarrutussäteilypurskeen. Epästabiilisuuden seurauksena elektroninopeusjakauma relaxoituu ja plasma stabiloituu. Epästabiilisuuden aikana ionisuihkuvirta romahtaa, sillä ionit poistuvat plasmasta elektronien ohella.

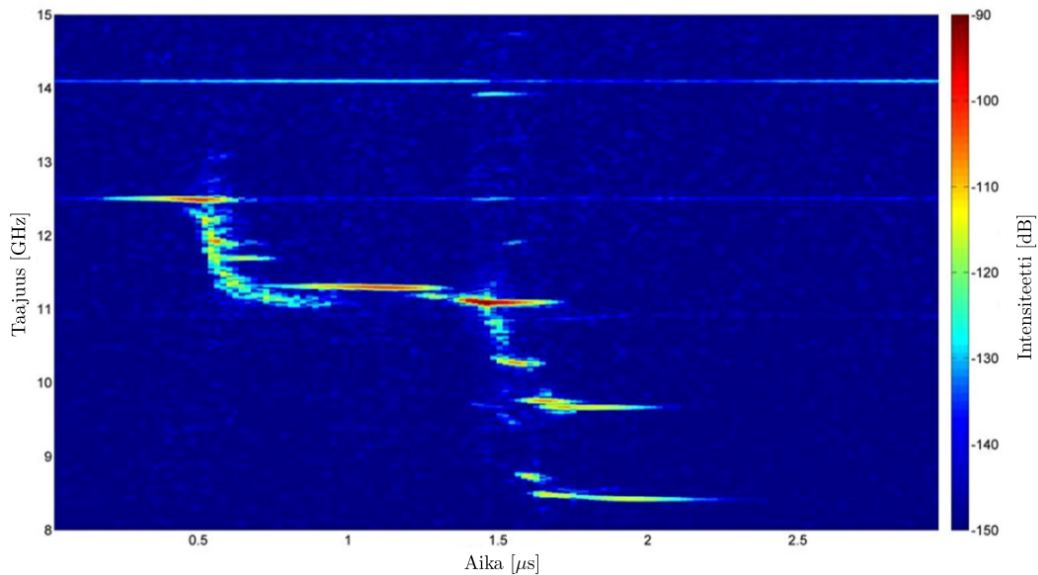
Epästabiilisuusprosessi on periodinen, sillä jatkamalla elektronien lämmitystä saavutetaan jälleen epästabiilisuuksiin johtava epäisotrooppinen elektronien nopeusjakauma. Periodin jaksonaika riippuu elektronien lämmitystehokkuudesta sekä pakoalueeseen sinkoutuneiden elektronien määrästä suhteessa plasman kylmien elektronien tiheyteen. Kuva 19 havainnoi mikroaaltopursketta ja sitä seuraavaa jarrutussäteilypursketta. Mikroaaltopurske on hyvin lyhytkestoinen (luokkaa 100 ns) verrattuna jarrutussäteilyyn (luokkaa 100 μ s).



Kuva 19. Mikroaaltopurske sekä vastaava jarrutussäteily. [12]

Mikroaaltojen emissiotaajuus $\omega = \omega_{ce}/\gamma + k_{\parallel}V_{\parallel}$ riippuu elektronien syklotronitaajuudesta $\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e}$ magneettikentässä B [15]. Elektronin energia sisältyy Lorentzin kertoimeen γ . Lisäksi emittoituvaan mikroaaltotaajuuteen vaikuttaa plasmassa etenevän sähkömagneettisen aaltomoodin pitkittäinen aaltoluku ja kentän suuntainen nopeus V_{\parallel} . Mikroaaltojen emissiotaajuuden mittaaminen antaa epäsuoran työkalun plasman tutkimiseen, esim. emission paikan määrittämiseen, mikäli aaltomoodi ja elektronien γ ovat tiedossa. Mikroaaltojen emissiotaajuuksien on havaittu olevan lähes riippumattomia ionilähteen operointiparametreista. Magneettikentän voimakkuuden kasvaessa mikroaaltoemission signaalinvoimakkuus kasvaa taajuuden pysyessä vakiona. Kuvassa 20 on esitetty JYFL 14 GHz ECR-ionilähteen mitattu heliumplas-

man kineettiseen epästabiilisuuteen liittyvä mikroaaltoemissiospektri ajan funktiona ($t = 0$ vastaa epästabiilisuuden muodostumista). Kuvassa nähdään kaksi pääaluetta 12,45 - 12,60 sekä 11,05 - 11,20 GHz, joiden lisäksi spektrissä havaitaan purskeita taajuuksilla 8-10 GHz. Taajuudella 14,085 GHz havaittava yhtenäinen viiva vastaa plasman lämmitykseen käytettävää taajuutta.



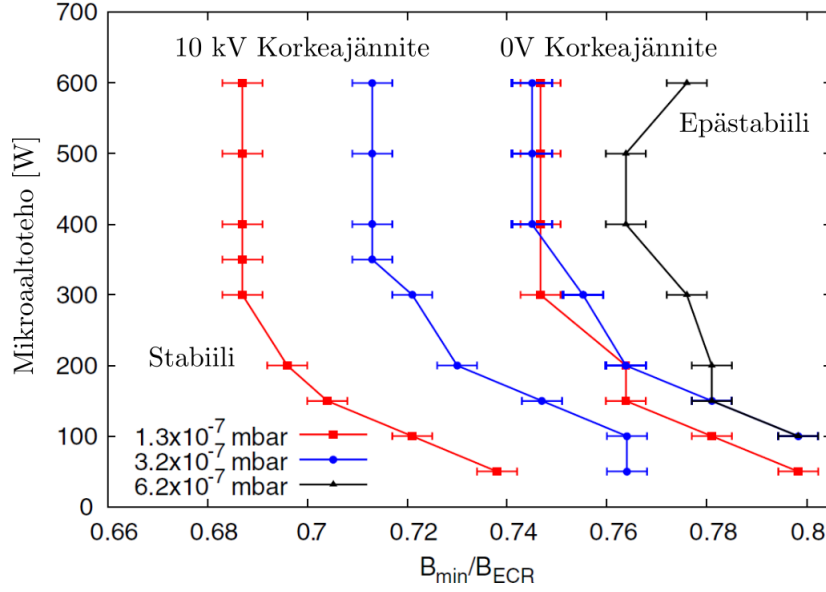
Kuva 20. Dynaaminen spektri mikroaaltoemissioista 8-15 GHz alueella. [15]

Kuvan 20 mittauksiin käytettiin Tektronix MSO 72504 DX oskilloskooppia, jonka kaistanleveys (25 GHz) sekä näytteenottotaajuus (100 Gs/sekunti) mahdollistavat mikroaaltoemissioiden taajuuksien mittaamisen. Emissiokaistasta ja monotonisesti (purskeittain) laskevasta taajuudesta on päätelty kyseessä olevan todennäköisesti ns. hidas paralleeli Z-moodi (slow extraordinary Z-mode) [15].

2.3.3 Ionilähteen parametrien vaikutus epästabiilisuuksiin

Säädettävissä olevia ECR-ionilähteen operointiparametreja ovat solenoidien virta, joka muuttaa magneettikenttää, mikroaaltolähteen teho, neutraalin kaasun virtaama plasmakammioon tai kiinteän aineen tapauksessa höyrystymisnopeus, ionit plasmakammioista suihkuputken kiihdyttävä korkeajännite sekä ionisoitavan kaasun ja materiaalin ominaisuudet.

Magneettikentän voimakkuuden vaikutus siirtymään stabiilista tilanteesta epästa-

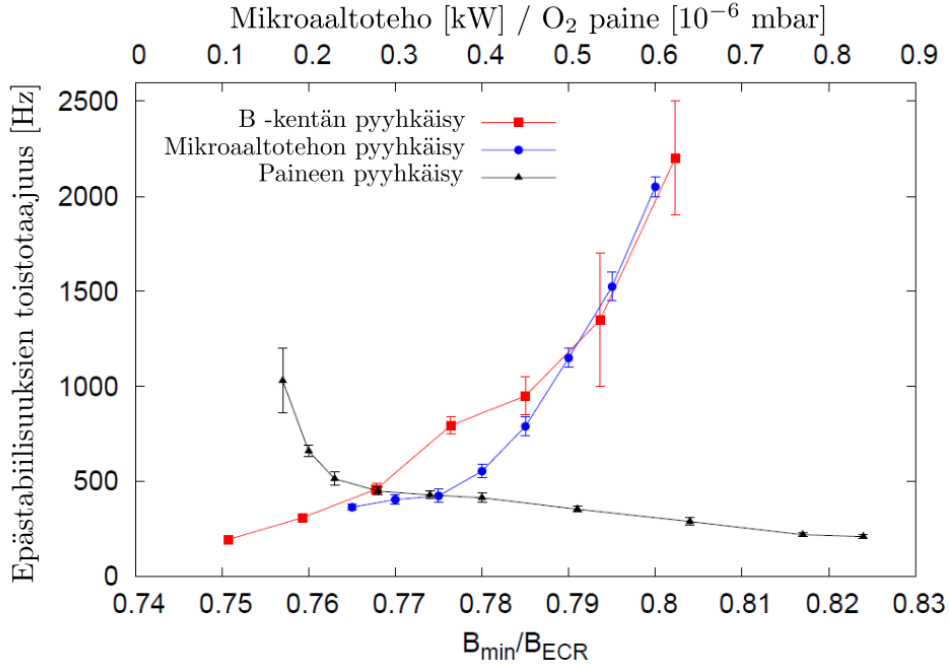


Kuva 21. Epästabiilisuuskynnys B_{\min}/B_{ECR} -suhteen avulla ilmaistuna mikroaaltotehon funktiona eri kammion paineilla. Mitattu JYFL 14 GHz ECR-ionilähteellä käyttäen happiplasmaa. [16]

biiliin tilanteeseen (epästabiilisuuskynnys) nähdään kuvasta 21, jossa kynnysarvo on ilmaistu B_{\min}/B_{ECR} -suhteen avulla eri mikroaaltotehoilla. Magneettikentän voimakkuuden kasvattaminen epästabiilisuuskynnyn yläpuolelle johtaa jaksollisiin epästabiilisuuksiin.

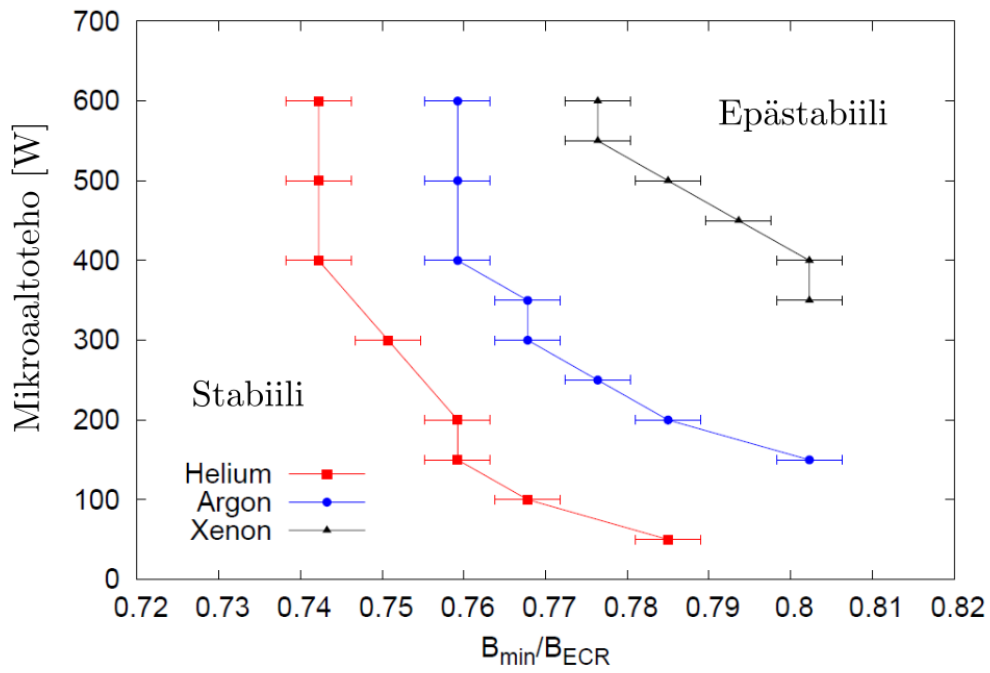
Ioneja ionilähteestä suihkuputkeen kiihdyttävän korkeajännitteen on havaittu laskevan magneettikentän epästabiilisuuskynnystä. Epästabiilisuuskynnyn laskun uskotaan johtuvan ns. ionipumppauksesta, joka vaikuttaa plasmakammion paineeseen sekä plasman dynamiikkaan ja tiheyteen laskien epästabiilisuuden vähenemismisnopeutta. Korkeajännitteen arvo 10 kV (kuva 21) on tyypillinen JYFL 14 GHz ECR-ionilähteessä käytetty arvo ionien siirtämiseksi suihkuputken kautta JYFL K-130 syklotronille [16].

ECR-ionilähteen säädettävissä olevista parametreista magneettikentän voimakkuus on merkittävin tekijä epästabiilisuuksien syntymisessä. Magneettikenttä vaikuttaa myös neutraalin kaasun virtaaman tai kiinteän aineen höyrystymisnopeuden ja mikroaaltotehon lailla epästabiilisuuden jaksollisuuteen, tarkemmin jaksonaikaan. Magneettikentän voimakkuuden kasvattaminen pienentää keskimääräistä magneettikentän gradienttia resonanssipinnalla, mikä johtaa resonanssipinnan läpäisseen elektronin saaman energian kasvuun. Tämä nopeuttaa elektronien nopeusjakauman muuttumista epäisotrooppiseksi johtaen epästabiilisuuksien tiheämpään ilmenemiseen.



Kuva 22. Epästabiiisuuksien periodi B_{\min}/B_{ECR} -suhteen (350 W , $3 \times 10^{-7} \text{ mbar}$) ja mikroaaltotehon ($B_{\min}/B_{\text{ECR}} = 0,77$; $3 \times 10^{-7} \text{ mbar}$) sekä paineen ($B_{\min}/B_{\text{ECR}} = 0,77$; 350 W) funktiona. [16]

Mikroaaltotehon kasvattaminen vaikuttaa magneettikentän tavoin elektronien lämmittämiseen kasvattaen keskimääräistä elektronien energiaa ja näin ollen nostaa epästabiiisuuksien toistotaajuutta. Suurempi neutraalin kaasun virtaama tai kiinteän aineen höyrystymisnopeus (plasmakammion paine) laskee toistotaajuutta. Tämän uskotaan johtuvan elektronien energian vaimentumisesta elektronien epäelastisissa törmäyksissä neutraaleihin atomeihin ja ioneihin. Ionisoitavan kaasun tai materiaalin ominaisuuksilla uskotaan olevan samankaltainen vaikutus elektronien energian vaimenemiseen epäelastisissa törmäyksissä, sillä aineen massaluvun kasvaessa epästabiiisuuskynnysarvo B_{\min}/B_{ECR} -suhteen avulla ilmaistuna nousee (Kuva 23) [16].



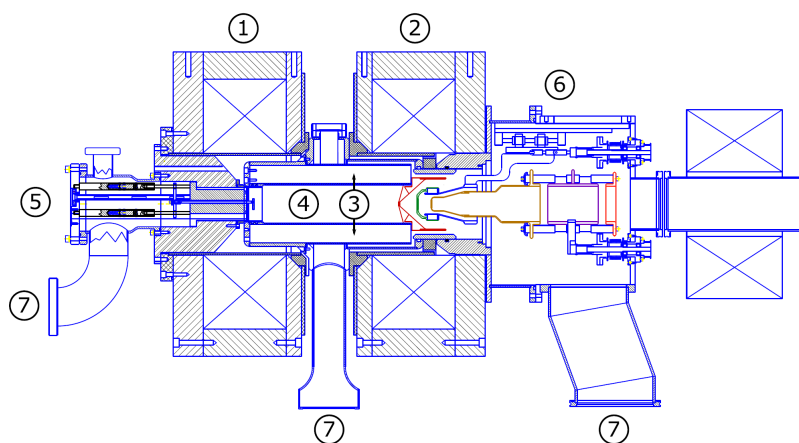
Kuva 23. Epästabiilisuuskynnysarvo B_{min}/B_{ECR} -suhteen arvona eri plasmoinle mikroaaltotehon funktiona. [16]

3 Mittauslaitteisto ja kokeelliset menetelmät

Tässä kappaleessa kuvaillaan plasman mikroaaltoemission taajuusalueen mittaamiseen käytetty laitteisto mittauskytkentöineen. Mittauksissa käytettiin JYFL 14 GHz ECR-ionilähdettä, jonka epästabiilissa tilassa olevan plasman mikroaaltoemissiotaajuuksia on mitattu aikaisemmin [15] 25 GHz kaistanleveyden Tektronix MSO 72504 DX oskilloskooppia [5] käyttäen. Tässä tutkimuksessa käytettyjen aaltoputkisuodattimien kanssa saatuja tuloksia verrataan ko. oskilloskoopilla tehtyjen mittausten tuloksiin.

3.1 JYFL 14 GHz ECR-ionilähde

Mittauksissa käytettävä ECR -ionilähde, JYFL 14 GHz ECRIS, koostuu injektio- ja ekstraktio-osasta sekä plasmakammioista. Plasman vangitsemiseksi plasmakammion ympärillä on kestopagneeteista muodostuva heksapolirakenne. Aksiaalinen magneetikenttä luodaan virtakeloilla, jolloin muodostuvan magneettisen pullon peilisuhteita voidaan säätää. Toimiakseen ionilähde vaatii hyvän tyhjiön (luokkaa 1×10^{-7} mbar), joka muodostetaan kolmella turbopumpulla.



Kuva 24. JYFL 14 GHz ECRIS. Kuvassa injektiovirtakela (1), ekstraktiovirtakela (2), heksapolimagneetti (3), plasmakammio (4), injektio-osa (5), ekstraktio-osa (6) sekä turbopumput (7). [17]

Plasma muodostetaan ja sitä ylläpidetään 14,056 GHz taajuudella toimivalla klystronvahvistimella, joka syöttää plasmakammioon mikroaaltoja injektiossa sijaitsevan WR-62 aaltoputkiportin kautta. Plasmaa voidaan lämmittää yhtä aikaa myös toisella mikroaaltotaajuudella. Tämä tapahtuu ohjaamalla kammioon TWTA:lla (Travelling Wave Tube Amplifier) vahvistettuja 10,75 – 12,40 GHz:n mikroaaltoja, jotka ohjataan kammioon injektiossa sijaitsevan WR-75 aaltoputkiportin kautta. Klystronin maksii-

mitteho on 2,5 kW, mutta se on rajoitettu tyypillisessä käytössä 1 kW:iin. TWTA:n maksimiteho on n.400 W. [17]

Ionilähteen magneettikentän voimakkuus B_{inj} laitteen injektio­päässä on n. 2,0 T ja B_{ext} laitteen ekstraktio­päässä n. 1 T. Magneettikentän voimakkuuden tarkat arvot riippuvat ionilähteen solenoidien virroista. Magneettikentän minimiarvo B_{min} vaihtelee normaalitilanteessa välillä 0,3-0,4 T. Radiaalinen magneettikenttä plasma­kammion seinämällä magneettisen navan kohdalla on $B_{rad} \approx 1,1$ T, kun solenoideissa ei kulje virtaa. Solenoidien aiheuttaman pääosin aksiaalisen magneettikentän radiaalinen komponentti vaikuttaa radiaaliseen kenttään siten, että suurin magneettikentän vuontiheys, jota vastaa suljettu magneettikentän tasa-arvopinta on n. 1 T. Plasman muodostamiseen ja ylläpitämiseen käytettävän mikroaaltolähtetimen ja klystron­vahvistimen taajuutta 14,056 GHz vastaava resonanssikentän arvo $B_{ECR} \approx 0,5$ T (yhtälö (2.11)). Edellä mainituista magneettikentän tunnusluvuista saadaan peilisuh­teiksi

$$R_{inj} = \frac{B_{inj}}{B_{ECR}} = 4,0 \quad (3.1)$$

$$R_{ext} = \frac{B_{ext}}{B_{ECR}} = 2,0 \quad (3.2)$$

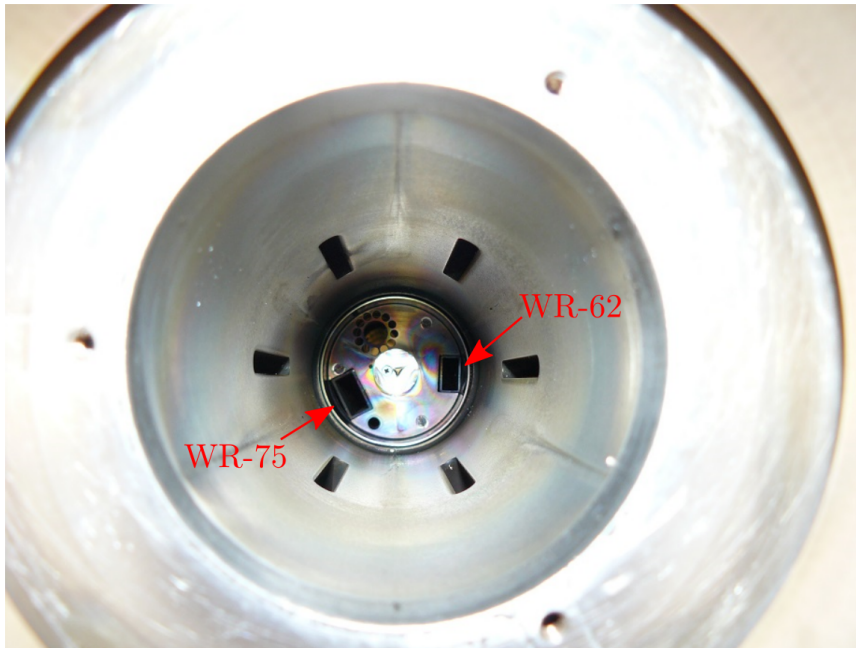
$$R_{rad} = \frac{B_{rad}}{B_{ECR}} = 2,2 \quad , \quad (3.3)$$

jotka ovat skaalauslakien (2.14) mukaiset [17].

JYFL 14 GHz ECR-ionilähteen tuottamista ioneista muodostetaan ionilähteen ekstraktio­osassa ionisuihku, joka ohjataan suihkuputkea pitkin JYFL K-130 syklotronille nos­tamalla ionilähteen potentiaali 10 kV korkeajännitteeseen suihkuputkeen nähden. Tässä tutkimuksessa keskityttiin elektronien fysiikkaan, joten ionilähdettä ei ollut tarpeellista kytkeä korkeajännitteeseen.

3.2 Mittauskytkentä

JYFL 14 GHz ECR-ionilähteen plasman epästabiilisuuksien aiheuttaman mikroaaltoemission tutkimiseen käytetty laitteisto koostuu kaupallisesta alipäästöaaltoputkisuodattimesta, magic-t -yhdistelmäliitoksesta, ylipäästöaaltoputkisuodattimista, aaltoputki-SMA -adapterista, vaimentimista sekä Schottky-diodeista, jotka muuttavat mikroaaltosignaalin jännitesignaaliksi. Mikroaaltosignaali mitataan ionilähteen WR-75 -liitynnästä, joka on esitetty kuvassa 25. Mittauksissa käytettiin myös vismutti-germanium (BGO) tuikeilmaisinta, jolla mitattiin epästabiilisuuksien aiheuttamia jarrutussäteilypurskeita. Tuikeilmaisimen signaalia käytettiin etsittäessä magneettikentän kynnsarvoa, jossa siirtymä epästabiiliin plasman tilaan tapahtuu. ECR-ionilähde emittoi jarrutussäteilyä myös plasman stabiilissa tilassa, joten tuikenilmaisimella säädettiin havaitsemaan muutosta jarrutussäteilyn voimakkuudessa. Tuikeilmaisimella asetettiin ionilähteen solenoidin väliin ja sen valomonistinputki suojattiin ionilähteen magneettikentältä rautasynterin avulla.

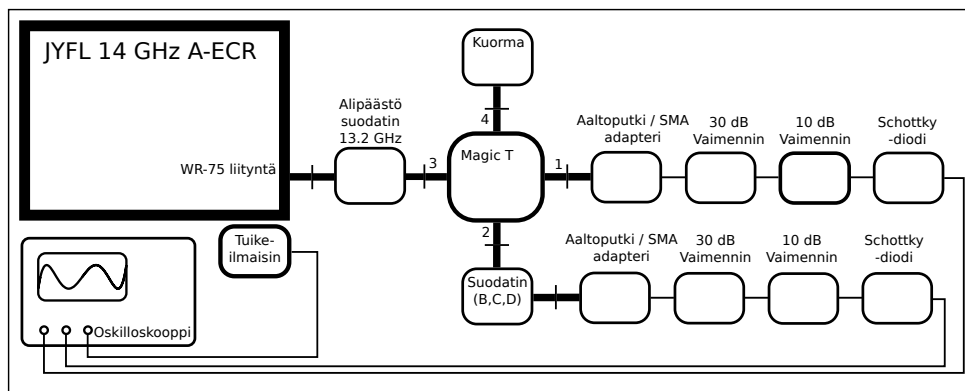


Kuva 25. JYFL 14 GHz ECR-ionilähteen injektio-osa kuvattuna ekstraktio-osasta. Mittauksissa käytetään WR-75 liityntää. WR-62 aaltoputkiporttiin on kytketty klystronvahvistin, joka lähettää mikroaaltosäteilyä 14,056 GHz:n taajuudella plasman ylläpitämiseksi.

Epästabiilisuuden emittoima mikroaaltosignaali suodatetaan kaupallisella alipäästöaaltoputkisuodattimella klystronin lähettämän, plasmaa ylläpitävän 14,056 GHz:n mikroaaltosignaalin poistamiseksi mittauksesta. Alipäästösuodatettu signaali jaetaan

kahteen amplitudiltaan yhtäsuureen signaaliin magic-t -yhdistelmäliitoksella. Magic-t:n jakamista signaaleista toinen suodatetaan ylipäästöaaltoputkisuodattimilla (B, C, D), jolloin muodostuu yli- ja alipäästöaaltoputkisuodattimien leikkaustaaajuksien erotuksen levyinen taajuuskaista.

Magic-t:n ja ylipäästöaaltoputkisuodattimien jälkeen signaali ohjataan aaltoputkesta SMA (SubMiniature version A) -liityntään adapterilla. Adaptereihin kytketään 30 dB:n ja 10 dB:n suuruiset vaimentimet peräkkäin suojaamaan Schottky diodeja voimakkailta mikroaaltosignaaleilta. Diodit, jotka muuttavat mikroaaltosignaalin tasasuuntaamalla jännitesignaaliksi, kytketään oskilloskooppiin BNC (Bayonet Neill-Concelman) -liittimellä ja koaksiaalikaapelilla. Mittauskytkentä on esitettyä kuvassa 26.



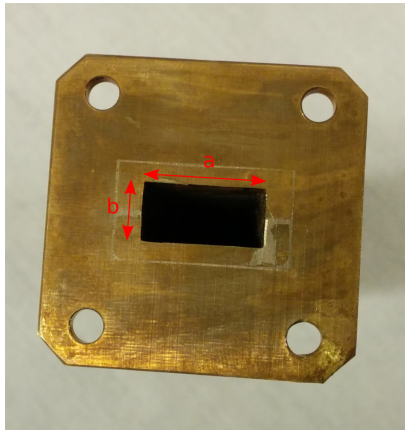
Kuva 26. Mittauskytkentä. Kuvaan ei ole merkitty klystronia ja vastavia aaltoputkia.

Taulukko 1. Mittauksessa käytetyt laitteet ja komponentit.

Laite	Valmistaja	Tyyppi	Tunniste / Sarjanumero
Oskilloskooppi	Tektronix	DPO 2024B	
Magic-t	A-INFOMW	WR-75	75WMT
Mikroaaltokuorma	A-INFOMW	62WHPL3000	
Vaimennin 30 dB	Keysight Tech.	8493C-030	82978
Vaimennin 30 dB	Keysight Tech.	8493C-030	82977
Vaimennin 10 dB	Keysight Tech.	8493C-010	82997
Vaimennin 10 dB	Keysight Tech.	8493C-010	82996
Adapteri WR-75/SMA	Cernex, Inc	CWK75101504SF	18370
Adapteri WR-75/SMA	Cernex, Inc	CWK75101504SF	18371
Diodi	Keysight Tech.	8473C	MY51340353
Diodi	Keysight Tech.	8473C	MY51340657
Alipäästösuodatin		13,2 GHz	608 (A)
Ylipäästösuodatin	JYFL	9,4 GHz	B
Ylipäästösuodatin	JYFL	10,2 GHz	C
Ylipäästösuodatin	JYFL	11,8 GHz	D

3.2.1 Aaltoputkisuodattimet

Aaltoputkea käytetään signaalin taajuuden ja tehon kasvaessa niin suureksi, ettei sen kuljettaminen kaapelissa ole häviöiden takia järkevää. Aaltoputki on nimensä mukaisesti putki, jonka sisällä signaali kulkee aaltomuodossa. Suosituin muoto aaltoputkelle on poikkileikkaukseltaan suorakulmio (WR = waveguide, rectangular). Putken sisämitat a ja b (ks. kuva 27a) määräävät siirrettävissä olevan signaalin taajuusalueen.



(a)



(b)

Kuva 27. Aaltoputkisuodatin 10,2 GHz leikkaustaajuudella. Aaltoputkessa etenevän signaalin taajuusalueita rajoittavat mitat a ja b .

Koaksiaalikaapelissa sähkömagneettinen aalto etenee poikittain värähtelevänä TEM (transverse electromagnetic wave) aaltona. TEM -moodissa sähkökenttä ja magneettikenttä etenevät yhtenä aaltorintamana kohtisuorassa toisiaan vasten. Aaltoputkessa aalto etenee joko TE -aaltona (transverse electric) tai TM -aaltona (transverse magnetic).

TE -aaltomoodin sähkökenttä on etenemissuuntaa vastaan kohtisuorassa eli $\vec{k} \perp \vec{E}$, mutta magneettikenttä ei. Tästä syystä TE -aaltoa kutsutaan myös H -aallosi. TM -aallossa (transverse magnetic) magneettikenttä on etenemissuuntaa vastaan kohtisuorassa eli $\vec{k} \perp \vec{H}$, mutta sähkökenttä ei. Tästä syystä TM -aaltoa kutsutaan E -aallosi.

TE ja TM merkintöihin lisätään alaindeksinä m ja n , jotka kuvaavat sähkömagneettisen kentän konfiguraatiota. Yleinen merkintä on TE_{mn} sekä TM_{mn} , jossa alaindeksi 'm' merkitsee sähkökentän puolen aallon variaatioita aaltoputken sivun a suunnassa ja alaindeksi 'n' sähkökentän puolen aallon variaatioita sivun b suunnassa. Yleisin etenevä moodi on suurimman aallonpituuden TE_{10} moodi.

Aaltoputkessa etenevän signaalin matalinta mahdollista taajuutta kutsutaan leikkaustaajuudeksi. Leikkaustaajuus määräytyy aaltoputken sisämitoista, jotka ovat suorakulmaisen putken tapauksessa sivut a ja b . Aaltoputkessa etenevä taajuus suorakulmaiselle aaltoputkelle on,

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}, \quad (3.4)$$

jossa ϵ ja μ ovat tyhjiön permittiivisyys sekä permeabiliteetti, a sekä b aaltoputken sisämittoja ja m sekä n sähkökentän variaatioita suuntiin a ja b .

Aaltoputkessa voi edetä useampia aaltomoodeja, mutta TE_{10} -moodi on aina taajuudeltaan matalin. Taulukkoon 2 on laskettu esimerkkinä WR-75 aaltoputken TE-moodeja vastaavia taajuuksia, joista selvästi matalin taajuus eli pisin aallonpituus on TE_{10} -moodilla, jonka määrittämällä vastaavan WR-75 aaltoputken leikkaustaajuutta.

TE_{10} -moodin leikkaustaajuus on

$$f_c = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \left(\frac{\pi}{a}\right). \quad (3.5)$$

Ratkaisemalla a yhtälöstä (3.5) saadaan määritettyä haluttua leikkaustaajuutta vastaava aaltoputken sisämitta a . Suorakulmaisen aaltoputken sisämitat riippuvat toisistaan siten, että $b = a/2$, jolloin määrittämällä mitta a saadaan myös mitta b .

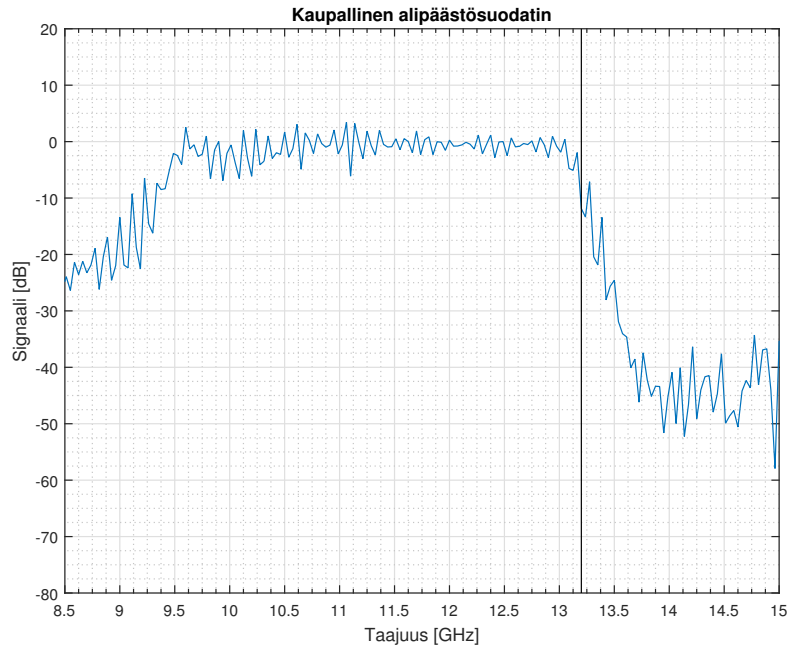
$$a = \frac{1}{2f_c\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (3.6)$$

TE_{mn}	Taajuus [GHz]
TE_{10}	7,8686
TE_{20}	15,737
TE_{01}	15,737
TE_{11}	17,595

Taulukko 2. WR-75 aaltoputken TE -moodien taajuuksia. WR-75 aaltoputken sisämitat ovat $a = 19,05$ mm sekä $b = 9,525$ mm.

Aaltoputkisuodattimien suunnittelussa keskitytään taajuusalueeseen 7,9 GHz - 14 GHz. JYFL 14 GHz ECR-ionilähteen plasmaa ylläpidetään 14,056 GHz:n taajuudella, jonka pääsy mittauksessa käytettävään diodiin halutaan estää. Taajuusalueen rajaus

14 GHz:iin tehdään kaupallisesti saatavilla olevalla alipäästösuodattimella, jonka leikkaustaajuus on 13,2 GHz (ks. kuva 28). Taajuusalueen alarajan antaa mittauksissa käytetty WR-75 aaltoputki, jonka dimensioita vastaava leikkaustaajuus on taulukossa 2 ilmoitettu n.7,9 GHz.



Kuva 28. Kaupallisen alipäästösuodattimen taajuusvaste. Signaalit yli 13,2 GHz:n taajuudella eivät pääse etenemään.

Leikkaustaajuuksien valinta tässä työssä suunnitelluille ja toteutetuille ylipäästöaaltoputkisuodattimille B, C ja D perustuu aikaisempiin mittauksiin Tektronix MSO 72504 DX oskilloskoopilla [15], joissa ECR-ionilähteen plasman mikroaaltopurskeiden taajuusspektrin emissioalueet (kuva 20) on saatu tarkasti selville. Leikkaustaajuudet on mitoitettu joitakin satoja MHz:ja matalammille taajuuksille, kuin aikaisemmissa mittauksissa havaitut mikroaaltopurskeiden taajuuspiikit. Valitut leikkaustaajuudet, sekä suodattimien sisämitat on esitetty taulukossa 3.

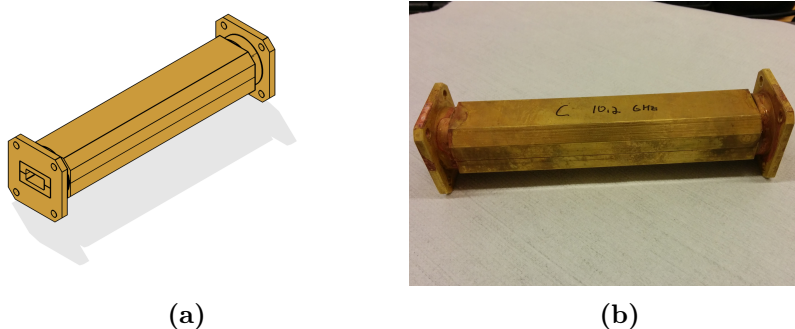
Suodatin	Leikkaustaajuus	Mitta a	Mitta b
B	9,4 GHz	15,95 mm	7,98 mm
C	10,2 GHz	14,70 mm	7,35 mm
D	11,8 GHz	12,70 mm	6,35 mm

Taulukko 3. Ylipäästösuodattimien leikkaustaajuudet ja laskennalliset sisämitat.

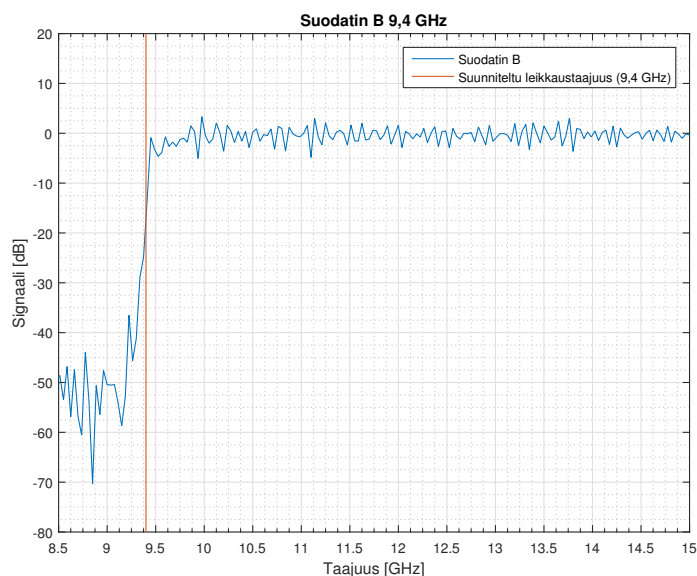
Aaltoputkesta tehtyjen ylipäästösuodattimien rakenne on hyvin yksinkertainen. Ne

koostuvat kaupallisesti saatavilla olevista standardoiduista päätylaipoista ja messinkitangosta (Kuva 29a). Messinkitanko halkaistaan kahtia ja keskelle jyrsitään a –mitan mukainen hahlo puolikkaan b –mitan syvyisenä ja puolikkaat juotetaan yhteen laippojen kanssa.

Riittävän hyvän vaimennuksen saavuttamiseksi suodattimen pituuden tulee olla luokkaa $3-5 \lambda$, missä λ on leikkausaajuutta vastaava aallonpituus. Aallonpituus ($\lambda = f/c$) matalimmalle leikkaustaajuudelle 9,4 GHz on 31,89 mm, jolloin $5 \lambda = 159,45$ mm. Käytännön syistä suodattimien pituudeksi valittiin 150 mm.

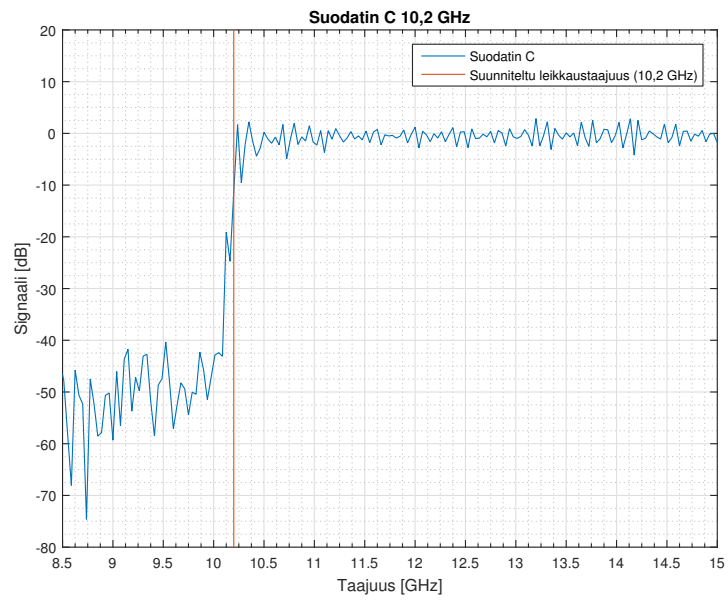


Kuva 29. Aaltoputkisuodatin C 10,2 GHz leikkaustaajuudella.

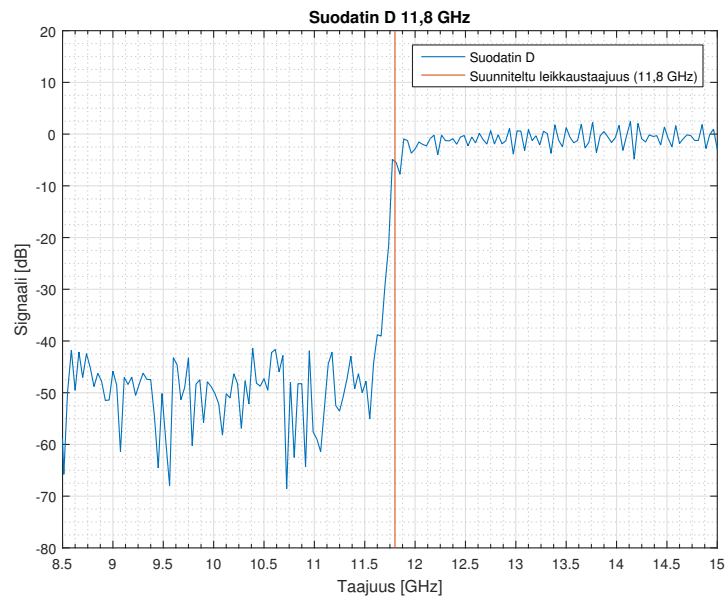


Kuva 30. Suodatin B:n taajuusvaste. Leikkaustaajuus 9,4 GHz.

Suodattimien toimivuus testattiin Rohde & Schwarz ZVL piirianalysoitsorilla S12 –suunnassa eli mittaamalla suodattimien läpäisy- / vaimennuskerroin taajuuden funktiona. Tulokset on esitetty kuvissa 30, 31 ja 32, joista nähdään mitattujen leikkaustaajuuksien vastaavan todella hyvin suunniteltuja leikkaustaajuuksia.



Kuva 31. Suodatin C:n taajuusvaste. Leikkaustaajuus 10,2 GHz.

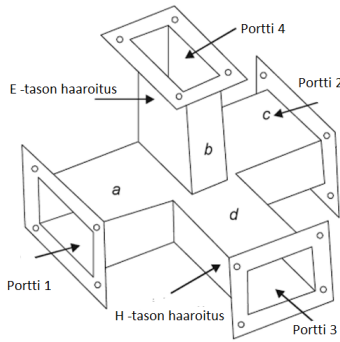


Kuva 32. Suodatin D:n taajuusvaste. Leikkaustaajuus 11,8 GHz.

3.2.2 Magic-T

Magic-T on aaltoputken H- ja E -tason yhdistelmäliitos. Tämä neliporttinen hybridi T -liitos yhdistää E- ja H -tasojen T -liitosten tehonjako-ominaisuudet yhteen komponenttiin ja on kaikkien porttien suhteen impedanssisovitettu.

Neliporttisen T -liitoksen rakenne on yksinkertainen. Pitkään aaltoputken leikataan suorakulmion muotoiset aukot poikittaiselle sivulle sekä pitkittäiselle sivulle ja näihin aukkoihin liitetään haaroituspalat ts. aaltoputken pätkät. (Kuva 33a).



(a)



(b)

Kuva 33. Magic-T hybridi T -liitos (Kuva muokattu [18]) sekä A-INFOMW Magic-T WR-75 aaltoputki koossa.

Portit 1, 2 ja 3 muodostavat H -tason T -liitoksen ja portit 1, 2 ja 4 muodostavat E -tason T -liitoksen. Portit 1 ja 2 ovat kollineaarisia haaroja, portti 3 on H -tason haaroitus ja portti 4 on E -tason haaroitus. Neliporttinen rakenne on tarpeellinen, sillä kolmiporttisen T -liitoksen impedanssisovittaminen on vaikeaa.

E- ja H -tason liitosten yhdistelmänä Magic-T:n sirontamatriisi on myös yhdistelmä E- ja H -tasojen sirontamatriiseista. Sirontamatriisi S on 4×4 -matriisi, sillä liitos on neliporttinen ja se on muotoa

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{bmatrix}$$

Sirontamatriisi voidaan kirjoittaa muodossa,

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{12} & S_{22} & S_{13} & -S_{14} \\ S_{13} & S_{13} & 0 & 0 \\ S_{14} & -S_{14} & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

sillä $S_{24} = -S_{14}$ E -tason liitoksen mukaisesti ja $S_{23} = S_{13}$ H -tason liitoksen mukaisesti. Liitoksen geometrian kautta portti 3:n sisääntulosignaali ei voi heijastua ulos portista 4, joten $S_{34} = S_{43} = 0$. Symmetrian vuoksi $S_{12} = S_{21}$, $S_{13} = S_{31}$, $S_{23} = S_{32}$, $S_{34} = S_{43}$, $S_{24} = S_{42}$ ja $S_{41} = S_{14}$. Portti 3 ja portti 4 ovat sovitettuja, jolloin $S_{33} = S_{44} = 0$.

Sirontamatriisin unitaarisuusominaisuuden avulla saadaan ratkaistua lopullinen sirontamatriisi S , joka on

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \\ 0 & 0 & 1/\sqrt{2} & -1/\sqrt{2} \\ 1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} & 0 & 0 \\ 1/\sqrt{2} & -1/\sqrt{2} & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

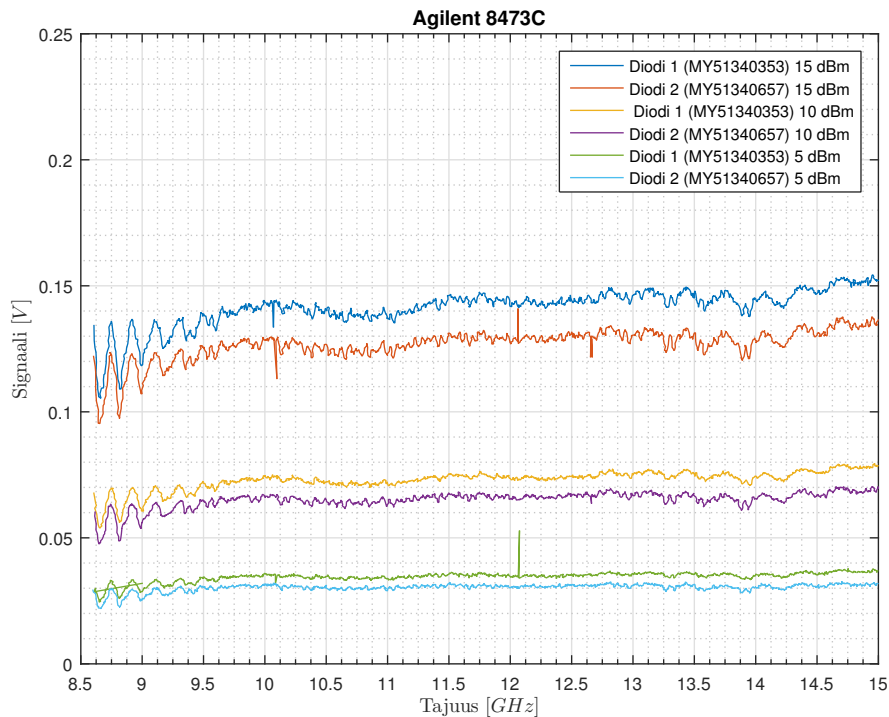
Sirontamatriisin perusteella nähdään, että kytkettäessä signaali porttiin 4, Magic-T jakaa signaalin kahteen yhtäsuureen vastakkaisvaiheiseen osaan porttien 1 ja 2 kesken portin 3 ollessa signaaliton. Kytkettäessä signaali porttiin 3, jakautuu signaali kahteen yhtäsuureen osaan porttien 1 ja 2 välille signaalien ollessa samassa vaiheessa. Porttiin neljä ei tule signaalia. Porttiin 2 syötetty signaali jakautuu kahteen yhtäsuureen osaan vastakkaisvaiheisiksi signaaleiksi portteihin 3 ja 4, sekä porttiin 1 syötetty signaali puolestaan jakautuu myös kahteen yhtäsuureen osaan samanvaiheisiksi signaaleiksi portteihin 3 ja 4.

Magic-T on olennainen osa epästabiilisuuden aiheuttaman mikroaaltosignaalin mitaamisessa, sillä sen avulla ionilähteestä tuleva mikroaaltosignaali saadaan jaettua kahteen amplitudiltaan yhtä suureen osaan. Jaetusta signaaleista toinen ohjataan aaltoputkisuodattimeen. Tätä suodatettua signaalia verrataan toiseen haaraan ohjattuun suodattamattomaan signaaliin. Vaihtamalla suodatinta eli signaalin leikkaustaaajuutta voidaan päätellä mikroaaltoemission taaajuus tarkkuudella, joka vastaa suodattimien leikkaustaaajuuksien erotusta.

3.2.3 Diodit

Schottky-diodin toiminta perustuu N- tai P -tyypin puolijohteen ja metallin väliseen liitokseen, joten Schottky-diodissa ei ole perinteistä puolijohdediodille ominaista PN -rajapintaa. Schottky-diodin aktiivinen rajapinta muodostuu metallin ja puolijohteen välille, jolloin varauksen kuljettajina toimivat ainoastaan metallin johtavuuselektronit. Tällöin rajapinta päästää virtaa vain puolijohteesta metalliin päin. Schottky diodin rajapinta muuttuu estosuuntaiseksi PN -rajapintaa huomattavasti nopeammin, sillä elektronien toiminta varauksenkuljettajina on nopeaa, eli myötävirta katkeaa nopeasti myötäjännitteen muuttuessa estosuuntaan. Rajapinnan toipumisaika on myös hyvin lyhyt, muutaman nanosekunnin luokkaa, sillä rajapinta tyhjenee elektroneista nopeasti [19]. Nopeutensa ansiosta Schottky-diodeja sovelletaan hyvin suurtaajuustasasuuntaukseen.

Mittauksessa käytetyt Keysight Technologies 8473C diodit [20] ovat LBSD -diodeja (Silicon Low Barrier Schottky Diode), joiden käyttötarkoitus on mm. tehon seuranta sekä signaalien lähetys- ja heijastusmittaukset teho- ja/tai taajuuspyyhkäisyllä. Keysight Technologies 8473C diodin taajuusalueen 0,01 - 26,5 GHz sekä hyvin tasaisen taajuusvasteen takia 8474C on valittu tähän mittaukseen.



Kuva 34. Mittauksissa käytettyjen Keysight Technologies (Agilent) 8473C diodien taajuusvasteet.

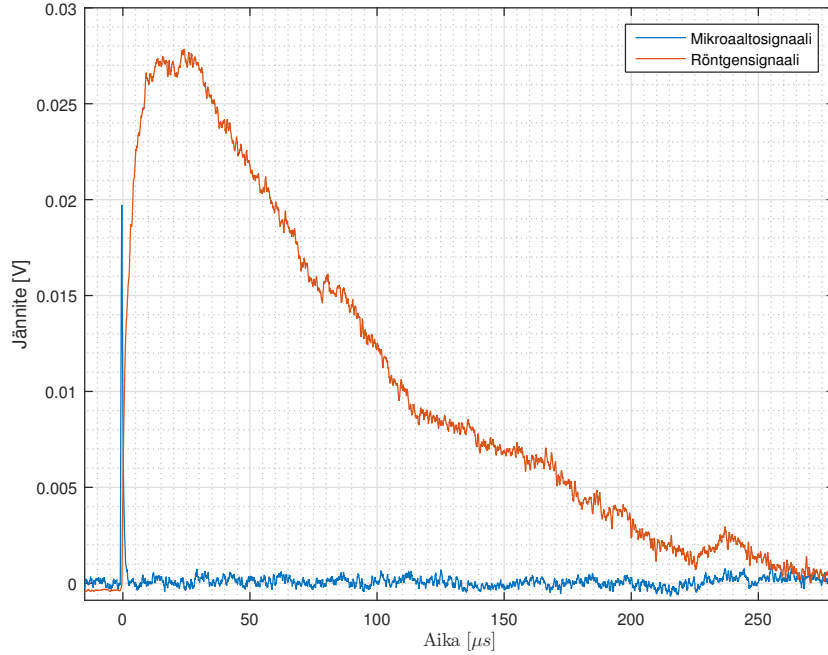
Käyttämämme 8473C diodit mitattiin Rohde & Schwarz ZVL piirianalysointilaitteella taajuusvasteen selvittämiseksi. Diodien taajuusvasteet ovat samanlaisia, mutta mittauksissa ilmeni, että diodien herkkyys poikkeaa hieman. Taajuusvaste ei muutu tehon muuttuessa, joten tulosten käsittelyssä on otettava huomioon vain diodien herkkyydet.



Kuva 35. Mittauksessa käytetty Keysight Technologies 8473C diodi. Diodin toinen pää on SMA -liitin (oikealla) ja toinen BNC -liitin.

4 Tulokset

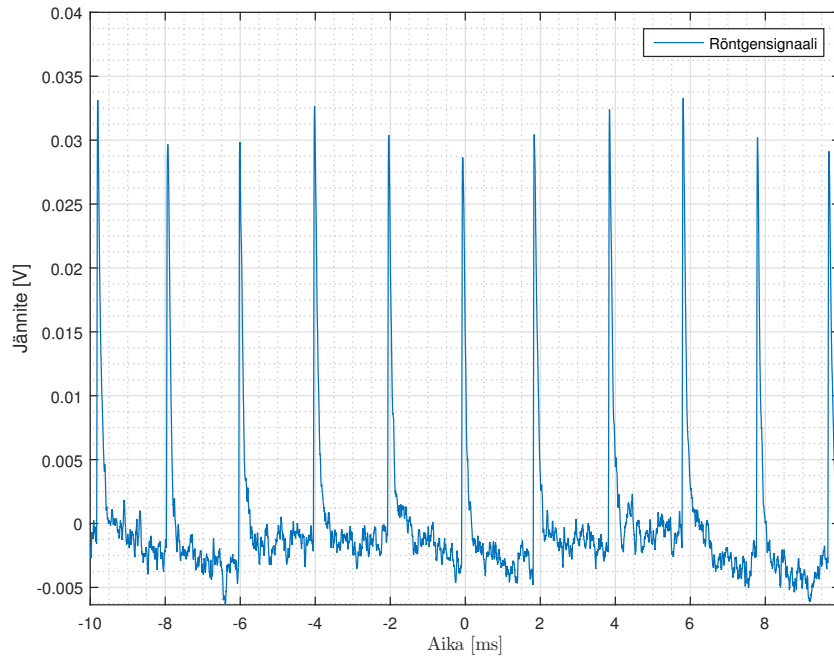
Ensimmäisessä mittauksessa tarkastettiin diodin toiminta sekä etsittiin magneettikentän voimakkuus, jolla plasma muuttuu epästabiiliksi, solenoidivirtaa muuttamalla. Mittauksessa käytettiin yhtä 8473C diodia sekä röntgenilmaisinta. Mittauksessa käytettiin kaupallista 13,2 GHz alipäästöaaltoputkisuodatinta sekä säädettävää vaimenninta suojaamaan diodia voimakkaalta mikroaaltoemissioltä.



Kuva 36. Mikroaaltosignaali ja vastaava jarrutussäteilysignaali. $400 \text{ W} / \text{O}_2 \ 2,8 \times 10^{-7} \text{ mbar}$, $B_{\min}/B_{ECR} = 0,77$.

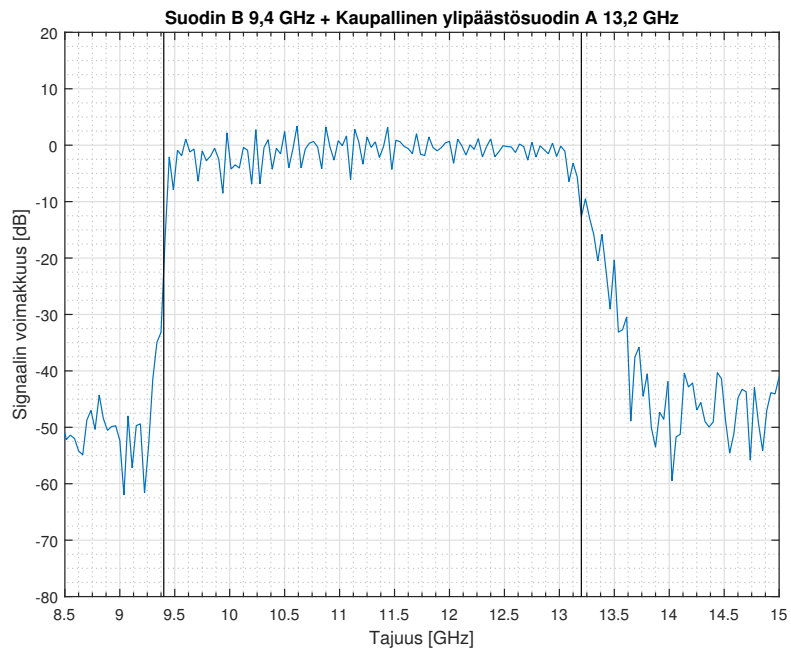
Epästabiilisuuden aiheuttama mikroaaltoemissiosignaali sekä jarrutussäteilysignaali on esitetty kuvassa 36. Epästabiilisuuden jaksollisuus nähdään selvästi jarrutussäteilysignaalista, joka on aikaskaalaltaan mikroaaltoemissiosignaalia hemppmpi havaita. Epästabiilisuuden jaksollisuus esitetty kuvassa 37 jarrutussäteilysignaalin avulla.

Seuraavissa mittauksissa käytettiin kappaleessa 3.2 esiteltyä mittauskytkentää ja vuoron perään kaikkia suodattimia B, C ja D yhdessä kaupallisen ylipäästösuodattimen A kanssa. Suodatin A ja B muodostaa taajuuskaistan n. 3,8 GHz, joka on esitetty kuvassa 38. Suodatin A ja C muodostaa n. 3 GHz:n taajuuskaistan, joka on esitetty kuvassa 39 ja suodatin A ja D muodostaa n. 1,4 GHz:n taajuuskaistan, joka on esitetty kuvassa 40.

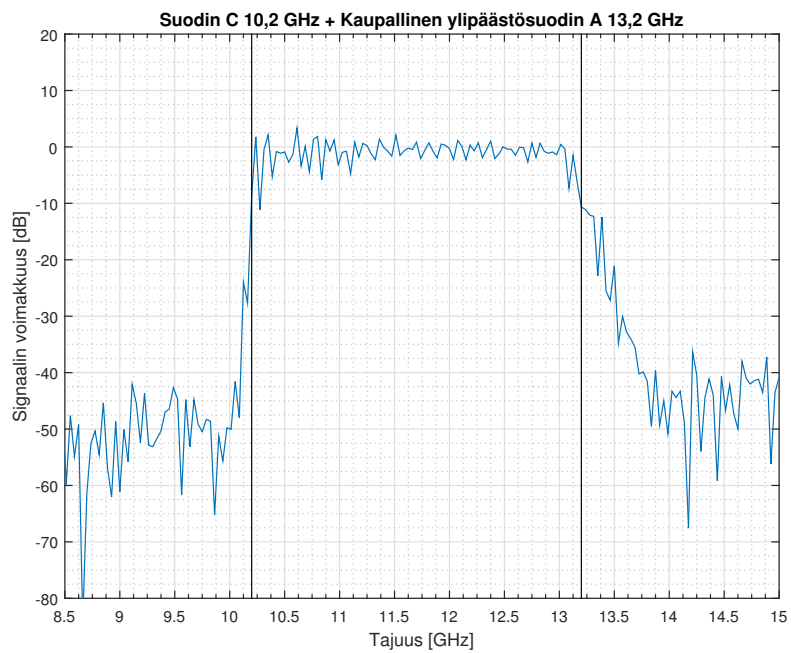


Kuva 37. Epästabiilisuuden jaksollisuus jarrutussäteilysignaalina. $400 \text{ W} / \text{O}_2 \ 2,8 \times 10^{-7} \text{ mbar}$, $B_{\min} / B_{ECR} = 0,77$.

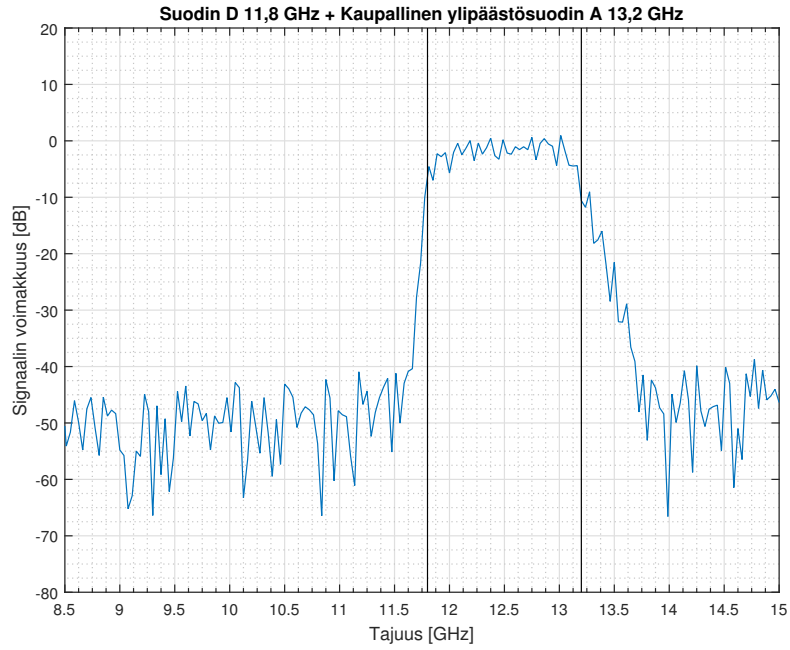
Suodatinyhdistelmän A ja B mittaustulos on esitettyä kuvassa 41. Kuvassa nähdään suodatetun ja suodattamattoman signaaliin seuraavan toisiaan, joten mikroaaltoemissiöt löytyvät taajuuskaistasta 9,4 GHz - 13,2 GHz. Suodatinyhdistelmän A ja C mittaustulos on esitettyä kuvassa 42, jossa nähdään suodatinyhdistelmän A ja C läpi kulkeneen signaalin sisältävän kaksi emissiopiikkiä ja suodattamattoman signaalin kolme. Suodatinyhdistelmän A ja C n. 3 GHz levyisellä taajuuskaistalla on tällöin kaksi mikroaaltoemissiota ja kolmas pois suodatettu emissio on tällöin taajuuskaistalla n. 7,9 GHz - 10,2 GHz, joka vastaa WR-75 aaltoputken ominaisen leikkaustaajuuden sekä ylipäästösuodattimen C välistä taajuuskaistaa. Suodatinyhdistelmän A ja D mittaustulos on esitetty kuvassa 43, josta nähdään suodatinyhdistelmän A ja D muodostamalla taajuuskaistalla olevan vain yksi mikroaaltoemissiopiikki. Tämän emissioon on tällöin oltava suodattimien muodostamalla taajuuskaistalla 11,8 GHz - 13,2 GHz.



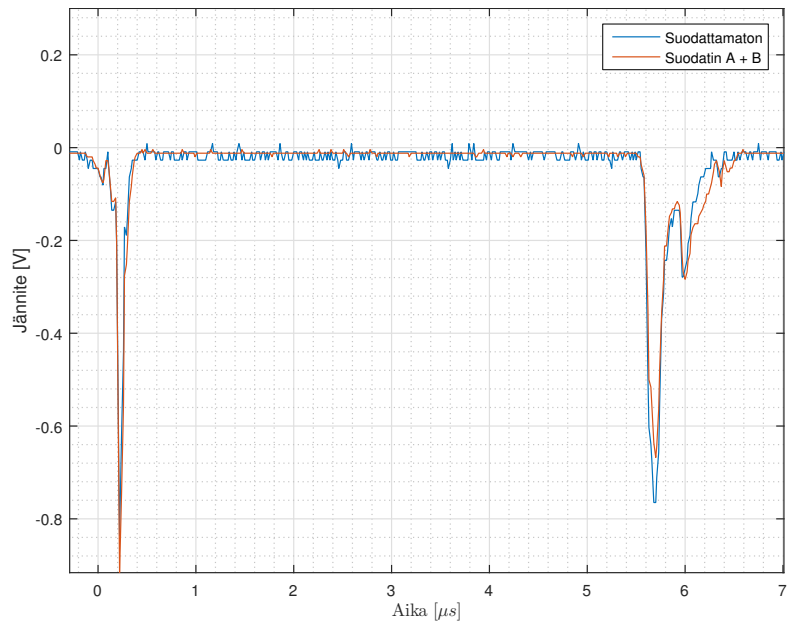
Kuva 38. Suodattimen A ja B muodostama taajuuskaista n. 3,8 GHz.



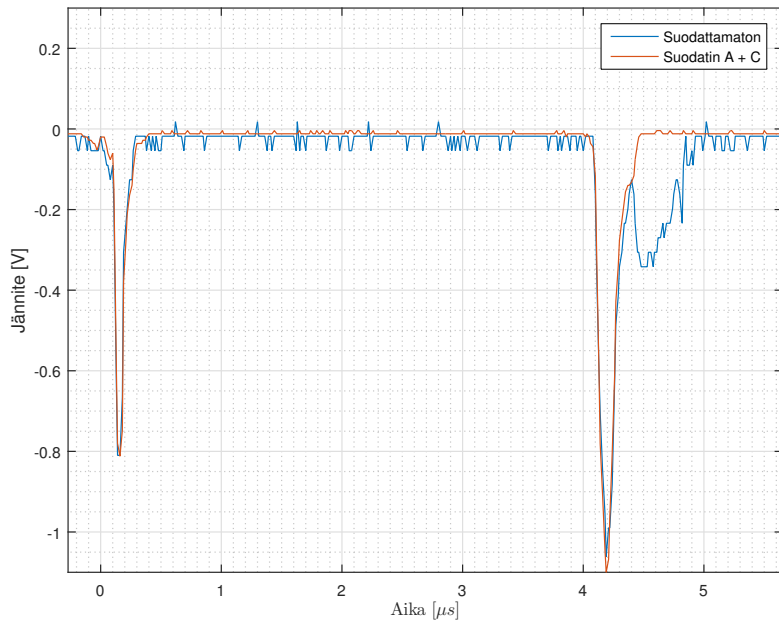
Kuva 39. Suodattimen A ja C muodostama taajuuskaista n. 3 GHz.



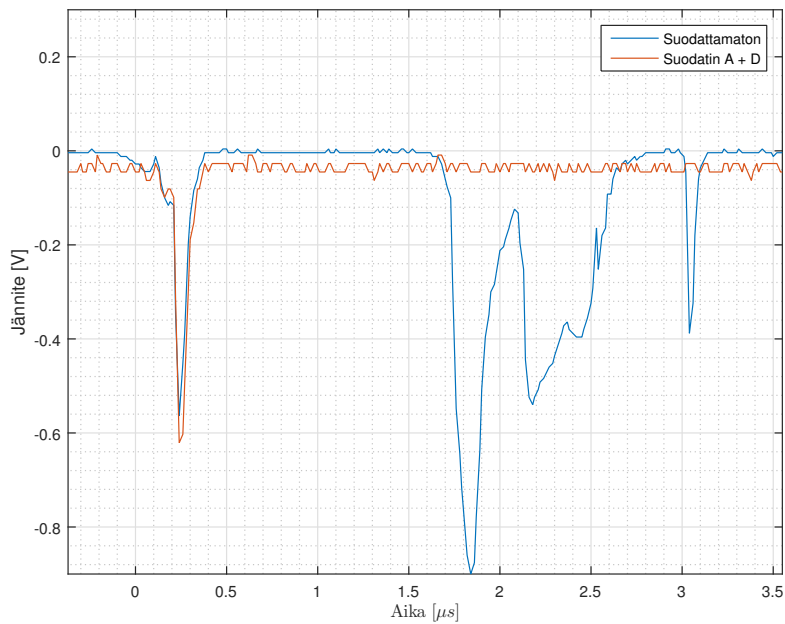
Kuva 40. Suodattimen A ja D muodostama taajuuskaista n. 1,4 GHz.



Kuva 41. JYFL 14 GHz ECR-ionilähteen epästabiilisen plasman emittoima mikroaaltosignaali mitattuna suodattimen A ja B yhdistelmällä sekä suodattamattomana. 400 W /O₂ $2,8 \times 10^{-7}$ mbar, $B_{min}/B_{ECR} = 0,77$.



Kuva 42. JYFL 14 GHz ECR-ionilähteen epästabiilisen plasman emittoima mikroaaltosignaali mitattuna suodattimen A ja C yhdistelmällä sekä suodattamattomana. 400 W /O₂ $2,8 \times 10^{-7}$ mbar, $B_{min}/B_{ECR} = 0,77$.



Kuva 43. JYFL 14 GHz ECR-ionilähteen epästabiilisen plasman emittoima mikroaaltosignaali mitattuna suodattimen A ja D yhdistelmällä sekä suodattamattomana. 400 W /O₂ $2,8 \times 10^{-7}$ mbar, $B_{min}/B_{ECR} = 0,77$.

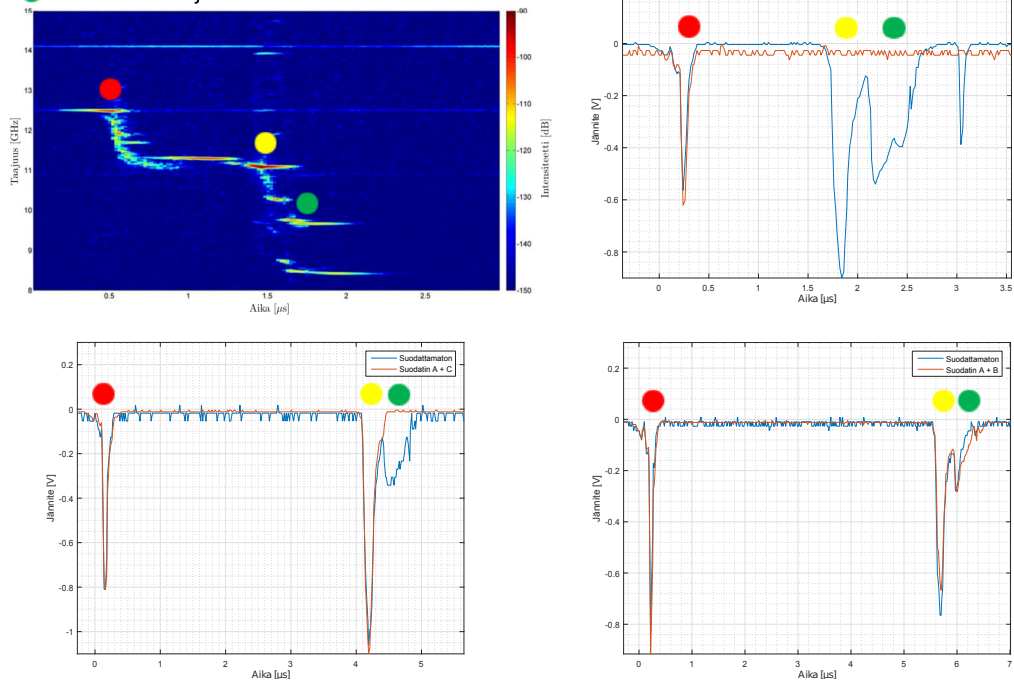
5 Johtopäätökset

Mittaamalla JYFL 14 GHz ECR-ionilähteen epästabiiilista plasmaa käyttäen aaltoputkisuodattimia löydettiin mikroaaltoemissiota kolmella eri taajuuskaistalla. Mikroaaltoemissioiden taajuudet sijaitsevat taajuuskaistoilla (f_1) 11,8 - 13,2 GHz, (f_2) 10,2 GHz - 11,8 GHz sekä (f_3) 7,9 GHz - 10,2 GHz. Vertaamalla näitä taajuuskaistoja aikasempiin suuren kaistanleveyden oskilloskoopilla tehtyihin mittauksiin huomataan oskilloskoopilla saatujen taajuuksien (12,5 - 12,6 GHz, 11,1 - 11,2 GHz, 9,4 - 9,6 GHz) olevan edellämainittujen taajuuskaistojen sisällä. Näin ollen aaltoputkisuodattimilla voidaan mitata ECR-ionilähteen kineettisen epästabiiilisuuden aiheuttamien mikroaaltoemissioiden taajuuksia. Oskilloskoopilla sekä aaltoputkisuodattimilla tehtyjen mittausten tuloksia on verrattu kuvassa 44. Mittausten tulokset on esitetty myös liitteessä 1 (to be published in Proceedings of 22nd International Workshop on ECR ion sources, Busan, Korea, 2016, jacow.org). Aaltoputkisuodattimien resoluutio on kuitenkin oskilloskooppia huomattavasti huonompi, sillä aaltoputkisuodattimien leikkaustaajuus ja siten resoluutio riippuu vahvasti suodattimien valmistusprosessin tarkkuudesta. Mittauksessa käyttämämme aaltoputkisuodattimien taajuusvaste antaa kuitenkin hyvän kuvan aaltoputkisuodattimien leikkaustaajuudella olevan vaimennuksen jyrkkyydestä, jonka perusteella suodatinpakettien taajuuskaistan resoluutio voisi olla n. $\pm 0,1$ GHz:n luokkaa.

Taulukko 4. Oskilloskoopilla ja aaltoputkisuodattimilla mitattujen tulosten vertailu.

	100 Gs/s Oskilloskooppi	Suodatin + Diodi
f_1 [GHz]	12,5 - 12,6	11,8 - 13,2
f_2 [GHz]	11,1 - 11,2	10,2 - 11,8
f_3 [GHz]	9,4 - 9,6	9,4 - 10,2
Kustannus	Hankintahinta ~ 250 k€	2 - 3 k€
	Vuokraus ~ 10 k€	

- 1. emissiotaajuus 12.5 - 12.6 GHz
- 2. emissiotaajuus 11.1 - 11.2 GHz
- 3. emissiotaajuus 9.4 - 9.6 GHz



Kuva 44. Oskilloskooppilla tehdyn mittauksen vertaus aaltoputkisuodattimilla tehtyyn mittaukseen.

Viitteet

- [1] H. Koivisto, E. Liukkonen, M. Moisio, V. Nieminen, and P. Suominen, “The modifications of the jyfl 6.4 ghz ecr ion source,” *Nukleonika* **Vol. 48,suppl.2** (2003) 81–84.
- [2] H. Koivisto, P. Heikkinen, V. Hänninen, A. Lassila, H. Leinonen, V. Nieminen, J. Pakarinen, K. Ranttila, J. Ärje, and E. Liukkonen, “The first results with the new JYFL 14 GHz ECR ion source,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* **174** (Apr., 2001) 379–384.
- [3] E. Liukkonen, “New K130 cyclotron at Jyväskylä,” *Proceedings of the 13th International Conference on Cyclotrons and their Applications* (1992). Vancouver, Canada.
- [4] O. Tarvainen, T. Kalvas, H. Koivisto, J. Komppula, R. Kronholm, J. Laulainen, I. Izotov, D. Mansfeld, V. Skalyga, V. Toivanen, and G. Machicoane, “Limitation of the ecris performance by kinetic plasma instabilities.” The 16th International Conference on Ion Sources, New York, USA, 2015.
- [5] Tektronix, “Tektronix mso 72504 dx.” http://www.tek.com/sites/tek.com/files/media/media/resources/MSO-DP070000-Oscilloscope-Datasheet-55W2344625_0.pdf, 2016.
- [6] O. Tarvainen, Väitöskirja, *Studies of Electron Cyclotron Resonance Ion Source Plasma Physics*. University of Jyväskylä, 2005.
- [7] edited by I. G. Brown, *The Physics and Technology of Ion Sources*. John Wiley & Sons, Inc., 2004.
- [8] O. Tarvainen, V. Toivanen, H. Koivisto, J. Komppula, T. Kalvas, C. Lyneis, and M. Strohmeier, “An experimental study of ecris plasma stability and oscillation of beam current,” *20th International Workshop on Electron Cyclotron Resonance Ion Sources, Sydney, Australia* (2012) p. 5.
- [9] T. A. Antaya and S. Gammino, “The superconducting electron cyclotron resonance 6.4 ghz high-b mode and frequency scaling in electron cyclotron resonance ion sources),” *Review of Scientific Instruments* **65** (1994), no. 5 1723–1727.
- [10] M. Tuszewski, D. Price, M. Lieberman, R. Bravenec, K. Doniger, C. Hartman, and A. Lichtenberg *Nucl. Fusion* **19** (1979) p. 1244.
- [11] O. Tarvainen, “Ecr -ionilähteen ionisaatiotehokkuus ja ionisaatioprosessiin vaikuttavat tekijät,” Pro Gradu, Jyväskylän yliopiston fysiikan laitos, 2002.

- [12] O. Tarvainen, J. Laulainen, J. Komppula, R. Kronholm, T. Kalvas, H. Koivisto, I. Izotov, D. Mansfeld, and V. Skalyga, "Limitations of electron cyclotron resonance ion source performances set by kinetic plasma instabilities," *Review of Scientific Instruments* **86** (2015), no. 2.
- [13] J. Noland, Väitöskirja, *Measurements of Plasma Bremsstrahlung and Plasma Energy Density Produced by Electron Cyclotron Resonance Ion Source Plasmas*. UC Berkeley: Applied Science & Technology, 2011.
- [14] O. Tarvainen, T. Kalvas, H. Koivisto, J. Komppula, R. Kronholm, J. Laulainen, I. Izotov, D. Mansfeld, V. Skalyga, V. Toivanen, and G. Machicoane, "Limitation of the ecris performance by kinetic plasma instabilities (invited)," *Review of Scientific Instruments* **87** (2016), no. 2.
- [15] I. Izotov, O. Tarvainen, D. Mansfeld, V. Skalyga, H. Koivisto, T. Kalvas, J. Komppula, R. Kronholm, and J. Laulainen, "Microwave emission related to cyclotron instabilities in a minimum- b electron cyclotron resonance ion source plasma," *Plasma Sources Science and Technology* **24** (2015), no. 4 045017.
- [16] O. Tarvainen, I. Izotov, D. Mansfeld, V. Skalyga, S. Golubev, T. Kalvas, H. Koivisto, J. Komppula, R. Kronholm, J. Laulainen, and V. Toivanen, "Beam current oscillations driven by cyclotron instabilities in a minimum- b electron cyclotron resonance ion source plasma," *Plasma Sources Science and Technology* **23** (2014), no. 2 025020.
- [17] V. Toivanen, Väitöskirja, *Studies of Electron Cyclotron Resonance Ion Source Beam Formation, Transport and Quality*. University of Jyväskylä, 2013.
- [18] K. Sharma, *Fundamental of Microwave & Radar Engineering*. S Chand & Company Limited, 2011.
- [19] S. Maas, *Microwave mixers*. Artech House microwave library. Artech House, 1986.
- [20] K. Technologies, "8473c low-barrier schottky diode detector." <http://literature.cdn.keysight.com/litweb/pdf/5952-8299.pdf>, 2014.

MEASUREMENT OF MICROWAVE FREQUENCIES EMITTED BY INSTABILITIES OF ECRIS PLASMA WITH WAVEGUIDE FILTERS AND MICROWAVE SENSITIVE DIODES*

J. Orpana[†], O. Tarvainen, T. Kalvas, H. Koivisto, R. Kronholm, J. Laulainen
University of Jyväskylä, Jyväskylä, Finland

I. Izotov¹, D. Mansfeld, V. Skalyga¹

Institute of Applied Physics, RAS, 46 Ul'yanova St., 603950, Nizhny Novgorod, Russian Federation

¹also at Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod (UNN), 23 Gagarina St., 603950

Nizhny Novgorod, Russian Federation

Abstract

Periodic emission of strong microwave bursts at certain frequencies is a characteristic feature of kinetic instabilities in ECRIS plasmas. Precise measurement of the temporally evolving microwave frequency spectra requires a high bandwidth oscilloscope, which can make the experiments prohibitively expensive to conduct. An alternative low-cost method to study the microwave emission in narrow frequency bands is to apply band-pass waveguide filters and microwave sensitive diodes. The microwave emission from the plasma of the JYFL 14 GHz ECRIS has been studied with both methods. The results of the experiments are compared and their interpretation is discussed. It is demonstrated that the method based on filters and diodes can provide useful information about the microwave emission spectra induced by electron cyclotron instabilities.

INTRODUCTION

The electron velocity distribution in electron cyclotron resonance ion source (ECRIS) plasmas is non-Maxwellian and strongly anisotropic i.e. $v_{e,\perp} \gg v_{e,\parallel}$ [1, 2]. Magnetized non-equilibrium plasmas are prone to cyclotron instabilities emitting microwaves due to resonant amplification of plasma waves by hot electrons [3]. The Doppler shifted emission frequency (see e.g. Ref. [4]) can be expressed as

$$\omega = \frac{\omega_{ce}}{\gamma} \pm |k_{\parallel} v_{e,\parallel}|, \quad (1)$$

where $\omega_{ce} = eB/m_e$ is the cold electron gyrofrequency, $\gamma = 1 + E_k/E_0$ the relativistic Lorentz factor expressed here with the electron kinetic (E_k) and rest ($E_0 = 511$ keV) energies, k_{\parallel} the longitudinal wave number of the plasma wave and $v_{e,\parallel}$ the longitudinal (hot) electron velocity. The measurement of the emission frequency serves as an indirect plasma diagnostics method, which can be used e.g. to determine the excited wave mode [5]. Since ω is a function of magnetic field strength B and electron kinetic energy E_k , measuring the emitted microwave frequencies together with

the energies of the electrons escaping the magnetic confinement as a result of the interaction with the plasma wave, would also allow determining the range of magnetic field values where the instability is triggered.

The purpose of this paper is to demonstrate the feasibility of low-cost bandpass filters and Schottky diodes for the measurement of the microwave emission frequencies related to kinetic instabilities of ECRIS plasmas.

EXPERIMENTAL SETUP

In earlier experiments two techniques have been used for the detection and diagnostics of the instability-related microwave emission of the A-ECR-U type JYFL 14 GHz ECRIS [6]:

- a Schottky diode, sensitive to frequencies of 0.01–50 GHz [7] and
- a high-bandwidth (25 GHz / 100 Gs/s) oscilloscope [5].

In both experiments the microwave emission was detected by connecting the diagnostics system to the ECRIS through an off-axis WR-75 waveguide port (cut-off frequency of 7.9 GHz) normally used for injection of microwave power at secondary frequency. Appropriate adapters and attenuators were used to transport the signal and protect the equipment. The Schottky diode alone is sufficient for measuring the duration of the microwave bursts while the oscilloscope can be used for measuring the dynamic spectrum of the microwave emission i.e. the frequencies emitted by the instabilities as illustrated in Fig. 1.

The dynamic spectrum yields all the necessary information on the microwave emission, i.e. temporal evolution of the emission frequencies and their intensities. However, the measurement technique requires purchasing or renting a high-bandwidth oscilloscope, preferably having a sampling rate ≥ 100 Gs/s to allow collecting sufficient number of data points per microwave cycle for a Fourier transform. Unfortunately, such devices are prohibitively expensive in most cases. Thus, development of an alternative method for detecting the emission frequencies on daily basis is desirable. This work benefits from the fact that the microwave emission has been shown [5] to exhibit certain characteristic features that are also visible in Fig. 1. The emission related

* Work supported by the EU 7th framework programme 'Integrating Activities — Transnational Access', project number: 262010 (ENSAR), the Academy of Finland under the Finnish Centre of Excellence Programme 2012–2017 (Nuclear and Accelerator Based Physics Research at JYFL).

[†] joose.j.orpana@student.jyu.fi

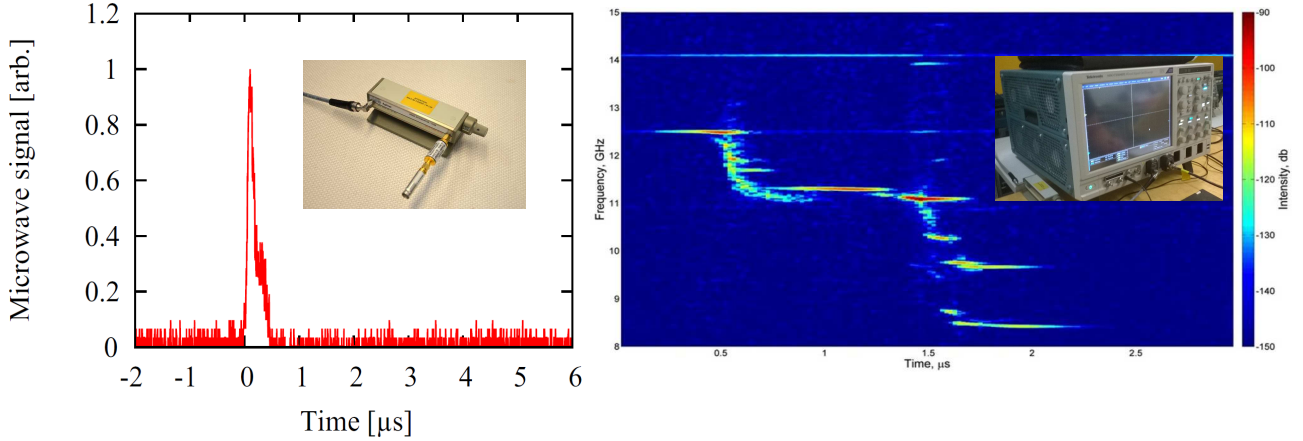


Figure 1: The voltage signal of the microwave sensitive Schottky diode (left) and dynamic spectrum obtained with the high-bandwidth oscilloscope (right)

to an onset of the instability occurs in bursts, each of them lasting for some hundreds of nanoseconds. Moreover, the frequencies of the microwave emission within each of these intense bursts are limited to a narrow range of about 0.1 GHz and have a descending tone from 'packet-to-packet' as explained thoroughly in Ref. [5]. In the case of the JYFL 14 GHz ECRIS the dominant emission frequencies in temporal sequence are 12.5–12.6, 11.1–11.2 and 9.4–9.6 GHz. The separation of these emission bands makes it possible to study the microwave emission by applying a combination of waveguide filters.

The diagnostics setup used in this feasibility study is shown in Fig. 2. Similar to the experiments described in Refs. [5, 7] the microwave emission was studied by connecting the diagnostics setup to the WR-75 waveguide port of the JYFL 14 GHz ECRIS. A low pass filter (later referred as filter A) with a cut-off frequency of 13.2 GHz was used in order to suppress the signal of the 14 GHz primary frequency. Thus, the frequency range that can be detected, namely 7.9–13.2 GHz, is defined by the waveguide and low pass filter cut-off frequencies. Following the signal path, the subsequent component is a hybrid coupler known as a 'magic tee', which splits the microwave signal of the H-arm (port 3) equally between the two E-arms (ports 1 and 2) ideally attenuating both signals by -3 dB. The remaining H-arm (port 4) of the 'magic tee' is connected to a matched load. The signal from port 1 is adapted to a coaxial line and attenuated by a combination of attenuators by -40 dB before it is detected by a Schottky diode. The signal from port 2 first passes through a high-pass filter (B, C or D), is then adapted to a coaxial line of equal length and attenuated before being detected by another identical Schottky diode. The signals from the Schottky diodes are compared with an oscilloscope which is also connected to an X-ray detector sensitive to burst of bremsstrahlung generated by the electrons expelled from the magnetic trap by the plasma wave [7].

The described setup allows identifying the range of microwave emission frequencies through a comparison of the signals measured from ports 1 (unfiltered) and 2 (filtered).

The 'resolution' of the method depends on the number of available high-pass filters. Three different high-pass filters with cut-off frequencies of 9.4 GHz (B), 10.2 GHz (C) and 11.8 GHz (D) were designed and constructed in-house for this feasibility study. Combined with the low-pass filter (A) they form a set of interchangeable band-pass filters limiting the detectable frequency ranges to 9.4–13.2 GHz (A+B), 10.2–13.2 GHz (A+C) and 11.8–13.2 GHz (A+D). The transmission curves of these filter combinations, measured with a 15 GHz network analyzer, are shown in Fig. 3. The frequency ranges were chosen to cover/exclude the afore-mentioned emission bands of the JYFL 14 GHz ECRIS plasma.

RESULTS AND DISCUSSION

An example of the diagnostics signals, measured with an oxygen plasma ($400 \text{ W} / 2.8 \cdot 10^{-7} \text{ mbar} / B_{\min} / B_{\text{ECR}} = 0.77$) through different filter combinations is shown in Fig. 4 together with a typical dynamic spectrum recorded earlier [5].

The following interpretations can be made:

- It can be seen from the upper right subfigure that only the first microwave 'packet' is detected by both diodes of the diagnostics setup with the filter D attached to the output of port 2. The subsequent emission signals can be seen only in port 1. This implies that the first emission burst (f_1) emits microwaves in the frequency range of $11.8 \text{ GHz} < f_1 < 13.2 \text{ GHz}$ while the following bursts (f_2 and f_3) emit at frequencies $f_2, f_3 < 11.8 \text{ GHz}$.
- The lower left subfigure shows that the first two microwave 'packets' are detected by both diodes with the filter C attached to the output of port 2. This implies that $10.2 \text{ GHz} < f_2 < 11.8 \text{ GHz}$ and restricts f_3 further down to $f_3 < 10.2 \text{ GHz}$.
- Finally, the lower right subfigure shows that all microwave 'packets' are detected by both diodes with the filter B attached to the output of port 2. Hence, $9.4 \text{ GHz} < f_3 < 10.2 \text{ GHz}$.

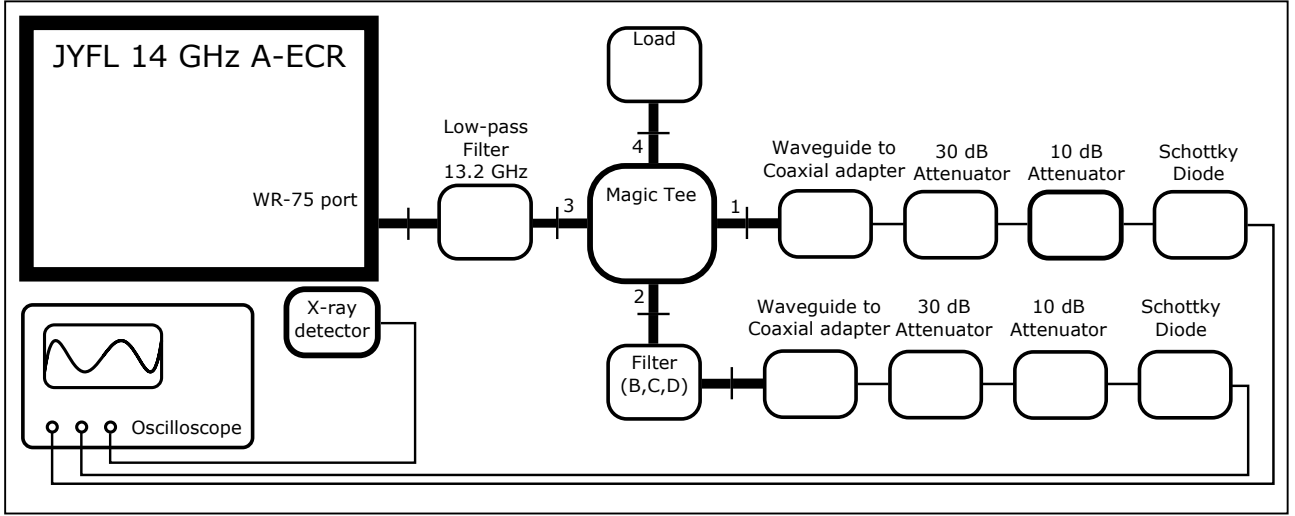


Figure 2: Schematic presentation of the diagnostics setup.

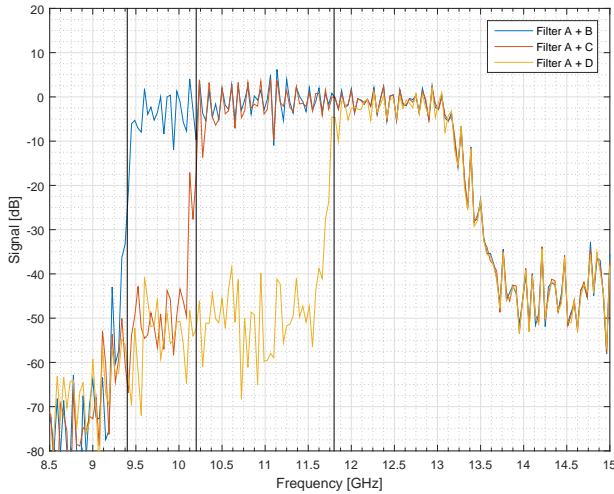


Figure 3: The transmission curves of the filter combinations.

The diagnostics signals presented in Fig. 4 are snapshots of the vast amount of data collected during the experiments. However, they are representative examples that match the microsecond-level temporal sequence and intensity of the dynamic spectrum (recorded earlier) remarkably well. It must be emphasized that the diagnostics signals are highly repeatable from pulse-to-pulse.

The summary of the results is presented in Table 1 comparing the two diagnostics methods in terms of cost and obtained microwave emission frequency information.

The content of this work can be summarized as follows: it has been demonstrated that low-cost bandpass filters and Schottky diodes can be applied for the measurement of the microwave emission frequencies related to kinetic instabilities of ECRIS plasmas. The 'frequency resolution' of the method depends on the mechanical design and number of available high-pass filters. In principle with the demonstrated design, featuring a cut-off edge of approximately -20dB/100 MHz, the resolution could be as good as ± 0.1

Table 1: Comparison of the ECRIS plasma microwave emission frequency detection methods.

Method	100 Gs/s oscilloscope	Filters & diodes
f_1 [GHz]	12.5–12.6	11.8–13.2
f_2 [GHz]	11.1–11.2	10.2–11.8
f_2 [GHz]	9.4–9.6	9.4–10.2
Cost	Buy ~ 250 k€ Rent ~ 10 k€	2–3 k€

GHz. Thus, the presented method can be considered as an attractive alternative for the high-bandwidth oscilloscope especially if the research budget is scarce, which is often the case. The selection of filters should be designed individually for each ECRIS as their instability-related emission frequencies cannot be expected to be identical to the JYFL 14 GHz ECRIS.

REFERENCES

- [1] C. Barue, M. Lamoreux, P. Briand, A. Girard and G. Melin, J. Appl. Phys. **76**, 5, (1994).
- [2] G. Douysset, H. Khodja, A. Girard and J.P. Briand, Phys. Rev. E **61**, 3, (2000).
- [3] S.V. Golubev and A.G. Shalashov, Phys. Rev. Lett. **99**, 205002, (2007).
- [4] D. Mansfeld, I. Izotov, V. Skalyga, O. Tarvainen, T. Kalvas, H. Koivisto, J. Komppula, R. Kronholm and J. Laulainen, Plasma Phys. Contr. F. **58**, 045019, (2016).
- [5] I. Izotov, O. Tarvainen, D. Mansfeld, V. Skalyga, H. Koivisto, T. Kalvas, J. Komppula, R. Kronholm and J. Laulainen, Plasma Sources Sci. Technol. **24** 045017, (2015).
- [6] H. Koivisto, P. Heikkinen, V. Hänninen, A. Lassila, H. Leinonen, V. Nieminen, J. Pakarinen, K. Ranttila, J. Ärje and E. Liukkonen, Nucl. Instrum. Methods B **174**, (2001), p. 379.
- [7] O. Tarvainen et al., Plasma Sources Sci. Technol. **23**, (2014), 025020.

- First emission burst at 12.5 - 12.6 GHz
- Second emission burst at 11.1 - 11.2 GHz
- Third emission burst at 9.4 - 9.6 GHz

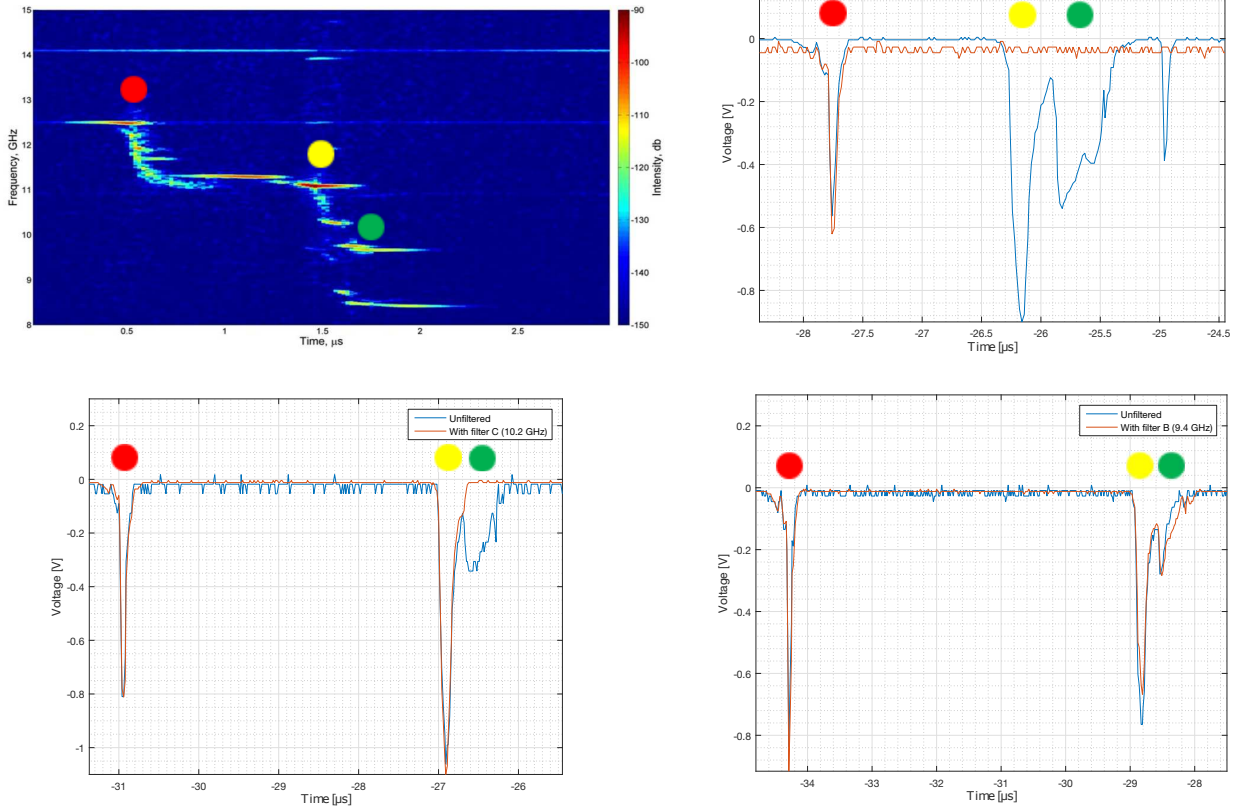


Figure 4: Typical dynamic spectrum of the microwave emission (upper left) and examples of diode signals in frequency ranges of 7.9–13.2 GHz (unfiltered) and 11.8–13.2 GHz (upper right), 7.9–13.2 GHz and 10.2–13.2 GHz (lower left) and 7.9–13.2 GHz and 9.4–13.2 GHz (lower right). Different emission 'packets' are identified in each figure with corresponding color symbols.