

**Korkearesoluutioisen
spektrometrin valosensorin
päivitys valomonistinputkesta
valoherkkään kennoon**

Pro gradu -tutkielma, 10.11.2021

Tekijä:

OSKARI TIMONEN

Ohjaaja:

RISTO KRONHOLM



JYVÄSKYLÄN YLIOPISTO
FYSIKAN LAITOS

© 2021 Oskari Timonen

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

Tiivistelmä

Timonen, Oskari

Korkearesoluutioisen spektrometrin valosensorin päivitys valomonistinputkesta valoherkkään kennoon

Pro gradu -tutkielma

Fysiikan laitos, Jyväskylän yliopisto, 2021, 127 sivua

Tämä pro gradu-tutkielma keskittyy optiseen spektroskopiaan soveltuvan mittaustaitteiston kehitykseen. Kehitystyön motivaationa on päästä mittaamaan ionilähdeplasmaan emissioviivoissa tapahtuvia muutoksia millisekuntiluokan aikaskaaloissa. Päivitys mahdollistaa esimerkiksi plasmassa olevien ionien lämpötilojen aikakehityksen mittaamisen emissioviivojen Doppler-levenemien avulla. Tutkielman mittaustaitteistona toimii korkearesoluutioinen spektrometri, jonka valomonistinputkivalosensori päivitetään valoherkkään kennoon osana tutkielmaa. Kehitystyön osuus koostuu sopivan valoherkän kennon valinnasta, sen asennuksesta spektrometrin valomonistinputken tilalle sekä kennon ohjausohjelmiston kehityksestä. Tämän jälkeen päivitettyä järjestelmää käytetään mikroaaltoteholla pulssitetun elektronisyklotroniresonanssi (ECR)-ionilähteen tuottaman helium ja argon plasman He^{1+} , Ar^{1+} ja Ar^{9+} -ionien emissioviivojen aikakehityksen mittaamiseen. Ionilähteen mikroaaltotehoa pulssitetaan 1 Hz taaajuudella käyttäen 50 % pulssisuhteista kanttiaaltoa. Lopuksi työssä kehitetään ohjelmisto mittauksissa saadun mittaustieteen analysoimiseksi.

ECR-ionilähdeplasmassa kirkkaan He^{1+} -ionin 468,570 nm emissioviivan tapauksessa laitteistolla päästiin 1 ms aikaresoluutioon hyvällä signaali-kohinasuhteella. Tässä mittauksessa saatujen tulosten mukaan He^{1+} -ionin lämpötila pysyy koko mikroaaltotehopulssin ajan lähes vakiona ($1,40 \pm 0,09$) eV lämpötilassa. Emissiointensiteetiltään pienemmät Ar^{1+} -ionin 427,753 nm ja Ar^{9+} -ionin 553,327 nm emissioviivat saatiin mitattua nopeimmillaan 60 ms aikaresoluutiolla. Näiden emissioviivojen intensiteettien mitattiin kasvavan mikroaaltotehon ollessa päällä ja vähenevän sen ollessa pois päältä. Ionipopulaatioita vastaavien lämpötilojen mitattiin nousevan mikroaaltotehon sammussa ja laskevan sen käynnistyessä. Näiden mittaustulosten perusteella spektrometrin päivitys onnistui ja se avaa uusia mahdollisuuksia tutkia

ECR-ionilähteiden tuottamaa plasmaa.

Avainsanat: plasma, optinen spektroskopia, ECRIS, OES, Doppler-levenemä

Abstract

Timonen, Oskari

Upgrading a high-resolution spectrometers light sensor from a photomultiplier tube to an image sensor

Master's thesis

Department of Physics, University of Jyväskylä, 2021, 127 pages.

This master's thesis focuses on the development of measuring equipment suitable for optical spectroscopy. The motivation of the development work is to be able to measure the changes in the optical emission line profiles of the ion source plasma in millisecond time scales. The upgrade makes it possible to measure the time evolution of the ion temperatures in the plasma by means of a Doppler broadening of the emission lines. The measuring equipment used in this thesis is a high-resolution spectrometer equipped with photomultiplier tube sensor. This sensor will be changed to an image sensor as part of the thesis. The development work consists of the selection of an suitable imaging sensor, replacing the spectrometers photomultiplier tube with the sensor and developing an image sensor control software. The upgraded equipment is used to measure the changes in He^{1+} , Ar^{1+} and Ar^{9+} -ions emission lines as a function of time, produced by microwave power pulsed electron cyclotron resonance (ECR) ion source. The microwave power of the ion source is pulsed at a frequency of 1 Hz using a 50 % duty cycle square wave. Finally, a software for analysing the measurement data is developed in this work.

In the case of the bright He^{1+} -ions 468.570 nm emission line in ECRIS plasma, the equipment achieved a 1 ms time resolution with a good signal-to-noise ratio. According to the measurement results obtained, the temperature of the He^{1+} -ion remains near constant, at (1.40 ± 0.09) eV, throughout the microwave power pulse. The lines with a lower emission intensities, Ar^{1+} -ions 427.753 nm emission line and Ar^{9+} -ions 553.327 nm emission line, were measured at their fastest with a time resolution of 60 ms. The intensities of these emission lines were measured to increase when the microwave power was on and decrease when it was off. Temperatures corresponding to ion populations, on the other hand, were measured to increase as

microwave power was turned off and decreased as it was turned on. Based on these measurement results, the spectrometer upgrade proved to be successful and it opens new possibilities to study the plasma produced by ECR ion sources.

Keywords: plasma, optical spectroscopy, ECRIS, OES, Doppler broadening

Sisällys

Tiivistelmä	3
Abstract	5
Sisältö	7
1 Johdanto	11
2 Elektronisyklotroniresonanssi-ionilähde	15
2.1 ECR-ionilähteen rakenne	16
2.2 ECR-ionilähteen toimintaperiaate	18
3 Plasman optinen spektroskopia	21
3.1 Plasman viritysmekanismit	21
3.2 Emissioviivojen levenemät ja niiden profiilit	23
3.3 Doppler-levenemä	27
4 Valoherkät ilmaisimet	29
4.1 Valoherkät kennot	29
4.1.1 Haudatun fotodiodin rakenne	32
4.1.2 Varauksen mittaus	38
4.1.3 CCD-kennot	42
4.1.4 CMOS-kennot	43
4.2 Valomonistinputket	45
5 Häiriöt valoherkissä ilmaisimissa	47
5.1 Häiriön aiheuttajat valoherkissä kennoissa	47
5.1.1 Raekohina	48
5.1.2 Pimeävirta	49
5.1.3 Kennon lukuhäiriö	52
5.1.4 Valoherkän kennon signaali-kohinasuhde	52

5.2 Häiriön aiheuttajat valomonistinputkissa	53
6 Monokromaattori	61
6.1 Fastie-Ebert monokromaattorin optiikka	62
6.2 Monokromaattorin lineaarinen dispersio	67
6.3 Monokromaattorin instrumentaalilevenemä	68
7 Monokromaattorin päivitys valoherkkään kennoon	73
7.1 Kameran valinta ja perustelu	73
7.2 Kameran sovitus monokromaattoriin	76
7.3 Kameran ohjausohjelmisto	80
8 Mittaukset	83
8.1 Helium-neon laser mittaukset	83
8.2 ECR-ionilähdeplasman mittaukset	87
9 Mittausdatan analysointi	93
9.1 Analyysimenetelmä	93
9.2 Tulokset	100
9.2.1 Mittausten instrumentaalilevenemä	100
9.2.2 Vakioteholla lämmitetty plasma	102
9.2.3 Pulssitettu plasma	105
10 Yhteenveto ja johtopäätökset	113
Lähteet	117
Liitteet	
Liite A Monokromaattorin optiikan säätö	
Liite B Gaussin ja Voigtin jakaumien Jacobin matriisit	
B.1 Gaussisen jakauman Jacobin matriisi	
B.2 Voigtin jakauman Jacobin matriisi	
Liite C Helium-neon laserin mittauksista analysoidut tulokset	

**Liite D Helium-neon laserilla ja vakioteholla lämmitetyllä plasmalla
eri valotusajoilla mitatut tulokset**

Liite E Pulssitetun plasman mittauksista analysoidut tulokset

1 Johdanto

Jyväskylän yliopiston kiihdytinlaboratoriossa tehtävä tutkimus keskittyy ydin- ja materiaalfysiikkaan, joissa oleellisena osana käytetään yliopiston hiukkaskiihdyttimillä kiihdytettyjä ionisuihkuja. Yliopistolla tehtävää tutkimusta ja elektroniikkapiirien säteilytestausta varten näiden ionisuihkujen tarvitsee olla korkeaenergisiiä ja intensiivisiä, sekä niitä täytyy olla mahdollista muodostaa useista eri alkuaineista. Koska yliopiston suurimman hiukkaskiihdyttimen, K130-syklotronin [1], maksimi kiihdytysenergia E on suoraan verrannollinen kiihdytettävien ionien varauksen q neliöön

$$E = \frac{q^2}{A}K,$$

ionisuihkun hiukkasten varausasteella on hyvin suuri merkitys suihkun lopulliseen energiaan. Tässä yhtälössä esiintyvä vakio A vastaa kiihdytettävän ionisuihkun ionien massalukua ja $K = 130$ MeV kiihdyttimen taivutusrajaa. Tämän kiihdytysenergian yhtälön mukaan korkeampienergistien hiukkassuihkujen tuottamiseksi voidaan joko kasvattaa kiihdyttimen taivutusrajaa K tai kasvattaa kiihdytettävien ionien varausastetta q . Näistä ensimmäinen tarkoittaa käytännössä suuremman kiihdyttimen käyttöä ja jälkimmäinen ionilähteen kehitystä.

Kiihdytinlaboratoriossa lähes kaikki K130-syklotron kiihdyttimellä kiihdytetyt ionisuihkut tuotetaan elektronisyklotroniresonanssi tai lyhemmin ECR-ionilähteillä. Tämän toiminta perustuu magneettisesti vangittuun plasmaan, jota lämmitetään GHz-luokan mikroaalloilla. Sopivan vanginnan sekä lämmityksen ansiosta ECR-ionilähteillä on mahdollista muodostaa sekä korkean että matalan varausasteen ionisuihkuja hyvin monista eri aineista. ECR-ionilähteen tuottaman ionisuihkun laadun parantamiseksi ja varausasteen nostamiseksi on tärkeää, että sen sisällä olevan plasman koostumus ja ominaisuudet ymmärretään mahdollisimman hyvin. Tämän vuoksi on myös tärkeää, että plasman tutkimiseen on käytettävissä monia eri mittalaitteita ja mittausten menetelmiä.

Plasman optinen spektroskopia on yksi harvoista menetelmistä tutkia ei-invasiivisesti ECR-ionilähteen plasmaa. Menetelmä perustuu plasman spontaanisti emit-

toiman näkyvän valon spektroskopiseen mittaamiseen ja se vaatii ainoastaan, että spektrometrillä on suora näköyhteys ionilähteen sisällä olevaan plasmaan. Tämän ansiosta laitteistolla tehtävät mittaukset eivät vaikuta ionilähteen sisällä olevan plasman käyttöön ja ionilähteen tuottama säteily ei vaikuta mittalaitteistolla tehtävään mittaukseen. Optisen spektroskopian avulla päästään tutkimaan plasman koostumusta, siinä olevien ionien ja elektronien lämpötiloja, sen hiukkasten suhteellisia tiheyksiä sekä sen sisäisiä sähkö- ja magneettikenttäolosuhteita jopa reaaliajassa. Näiden ansiosta plasma optinen spektroskopia on tärkeä työkalu plasman tutkimisessa.

Jyväskylän yliopistolla on käytössä korkearesoluutioinen Fastie-Ebert tyyppiseen monokromaattoriin [2, Kappale 2.2] ja valomonistinputkeen pohjautuva spektrometri, jonka puoliarvoveydeksi (Engl. Full width at half maximum, FWHM) on mitattu 12 pm 488 nm aallonpituudella [3]. Tällä järjestelmällä on päästy mittaamaan plasman kylmien elektronien lämpötiloja [4], plasmaan syötettävien mikroaaltojen tehon vaikutusta valoemission intensiteetteihin ja ionisuihkuvirtoihin [5] sekä plasmassa olevien ionien eri varausasteiden lämpötiloja [6]. Tämän valomonistinputkeen pohjautuvan spektrometrin heikkoutena on kuitenkin se, että sillä pystytään mittaamaan vain yhden kapean aallonpituuskaistan intensiteetti kerrallaan. Tällöin emissioviivan profiilin mittaaminen vaatii useita erillisiä mittauksia, joissa valomonistinputkelle tulevan valon aallonpituutta muutetaan monokromaattorin hilaa kääntämällä. Tämä tekee plasman emittoiman spektrin mittaamisesta hyvin hidasta, eikä sillä pystytä mittaamaan nopean aikaskaalan muutoksia emissioviivan profiilissa. Tämä ongelma saadaan kuitenkin korjattua vaihtamalla spektrometrin valomonistinputken tilalle valoherkkä kenno, joka on paikkaherkkä kahdessa ulottuvuudessa. Valoherkkä kenno mahdollistaa koko emissioviivan profiilin nopean mittaamisen yhdellä kertaa monokromaattorin hilaa kääntämättä. Tämä antaa mahdollisuuden tutkia monia plasman ilmiöitä, kuten sen ionien lämpötilan aikakehityksiä, esi- (Engl. Preglow) [7–10] ja jälkihehkuja (Engl. Afterglow) [11], epästabiilisuuksia [12–14], kaasu sekoitusta [15] sekä plasman sisäisiä sähkö- [16] ja magneettikenttiä [17].

Tämä tutkielma keskittyy laitteistokehitykseen, jossa korkearesoluutioisen spektrometrin valomonistinputki vaihdetaan sopivaan valoherkkään kennoon. Päivityksen jälkeen spektrometrin toimivuus selvitetään mittaamalla mikroaaltoteholla pulssitetun helium ja argon ECR-ionilähdeplasman He^{1+} , Ar^{1+} ja Ar^{9+} -ionien emissioviivojen profiilien aikakehitykset millisekuntiluokan aikaresoluutiolla. Mittauksissa keskitytään eteenkin ionien lämpötilan ja emissioviivan intensiteetin aikakehitykseen.

Näistä ionien lämpötilat saadaan selvitettyä niiden satunnaisten nopeusjakauman aiheuttaman emissioviivan Doppler-levenemän avulla ja emissioviivan intensiteetti on verrannollinen ionipopulaation suhteelliseen tiheyteen. Mitattujen siirtymien tarkemmat tiedot löytyvät taulukosta 1.

Taulukko 1. Tutkielmassa mitatut helium [6, Table A1] ja argon [6, Table A4] ionien optiset siirtymät. Taulukosta löytyvien LS-kytkettyjen viritystilatermien tarkemmat selitykset löytyvät lähteestä [18].

Ioni	Aallonpituus [nm]	Ylempi viritystila			Alempi viritystila			
		Rakenne	Termi	J	Rakenne	Termi	J	
He ¹⁺	468,570	$4f$	$^2F^\circ$	$5/2$	$3d$	2D	$3/2$	
Ar ¹⁺	427,753	$3s^23p^4 (^1D)$	$4p$	$^2P^\circ$	$3/2$	$3s^23p^4 (^1D) 4s$	2D	$5/2$
Ar ¹⁺	487,986	$3s^23p^4 (^3P)$	$4p$	$^2D^\circ$	$5/2$	$3s^23p^4 (^3P) 4s$	2P	$3/2$
Ar ⁹⁺	553,327	$2s^22p^5$	$^2P^\circ$	$1/2$	$2s^22p^5$	$^2P^\circ$	$3/2$	

Tutkielma koostuu neljästä pääosasta: Plasman mittaamiseen sopivan valoherkän kennon valinnasta ja sen asennuksesta monokromaattorin ulostulolle. Kennon lukija ohjausohjelmiston sekä elektroniikan kehittämisestä. Helium-neon laserilla sekä ECR-ionilähdeplasmalla tehtävistä mittauksista. Sekä kennon tuottaman mittausdatan analyysimenetelmän kehityksestä ja tulosten analysoinnista. Tutkielmassa tutustutaan ensin luvussa 2 ECR-ionilähteiden toimintaperiaatteisiin ja rakenteeseen. Tämän jälkeen luvussa 3 perehdytään plasman optiseen spektroskopiaan, jonka yhteydessä johdetaan yhtälö plasman emissioprofileja leventävälle Doppler-levenemälle. Seuraavaksi luvussa 4 tutustutaan valoherkkien ilmaisimien toimintaperiaatteisiin sekä luvussa 5 niissä esiintyviin häiriöihin. Luvussa 6 tutustutaan monokromaattoreihin sekä niiden optiikkaan ja lasketaan valoherkälle kennolle suurin mahdollinen pikselikoko monokromaattorille johdetun lineaarisen dispersioavulla. Tämän jälkeen luvussa 7 perustellaan valoherkän kennon valinta, esitetään sen sovitusta monokromaattorin ulostulolle sekä kameran ohjaamista varten kehitetyn ohjelmiston toimintaperiaate. Lopuksi luvussa 8 käydään läpi tutkielmassa tehdyt mittaukset, joiden analyysimenetelmä sekä tulokset esitetään luvussa 9.

2 Elektronisyklotroniresonanssi-ionilähde

Ionilähde on laite, jolla pystytään tuottamaan varattuja hiukkasia eli ioneita ja muodostamaan niistä ionisuihku. Eri tyyppisiä ionilähteitä on monia, joista tämän työn kannalta oleellisin on elektronisyklotroniresonanssi-ionilähde (Engl. Electron cyclotron resonance ion source, ECRIS) [19]. ECR-ionilähteen toiminta perustuu magneettikentällä vangittuun plasmaan, jota lämmitetään mikroaalloilla. Lämmityksen seurauksena ionilähteen plasmakammiossa olevien elektronien liike-energia kasvaa mahdollistaen kammiossa olevien atomien, molekyylien tai ionien ionisoinnin elektronin niihin törmätessä. Tässä ionisaatio prosessissa atomin ytimeen sähkömagneettisesti sidottu elektroni poistuu törmäyksen yhteydessä ytimen muodostamasta potentiaaliuopasta kasvattaen atomin varausastetta. Kammiossa olevat hiukkaset voivat ionisoitua myös muilla tavoilla, kuten ionien välisissä törmäyksissä, mutta plasman ionisaatiota ajaa pääasiassa mikroaalloilla lämmitettyjen elektronien törmäykset.

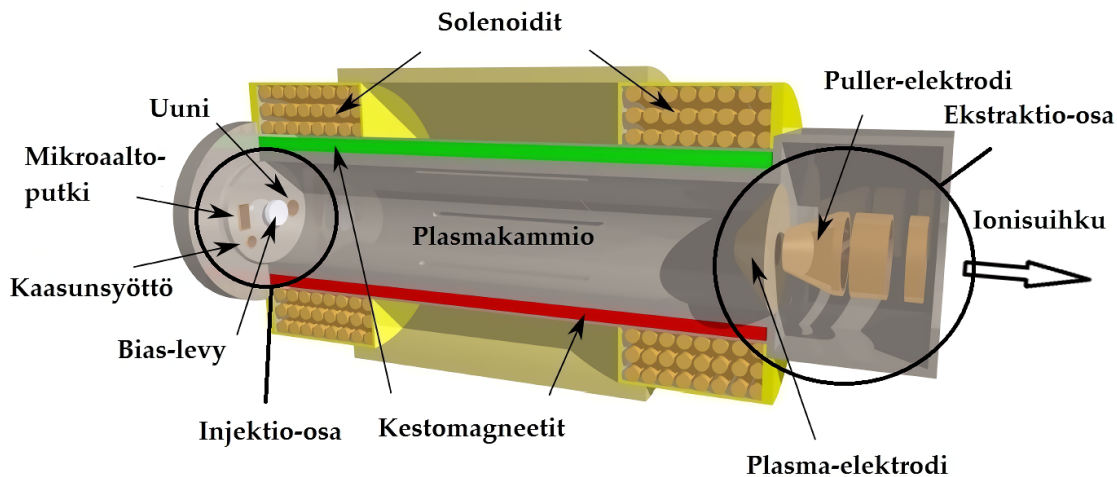
ECR-ionilähteissä ionisoitavan materiaalin täytyy olla kaasumaista. Luonnostaan kaasumaisten materiaalien lisäksi ionisoitava materiaali voidaan syöttää ionilähteesseen kiinteänä ja muuntaa kaasumaiseksi ionilähteen sisällä höyrystysuunilla [20], sputterointilaitteistolla [21] tai MIVOC-menetelmän [22] avulla. Edellä mainitut menetelmät mahdollistavat korkeasti että matalasti varattujen ionisuihkujen muodostamisen hyvin monista alkuaineista sekä molekyyleistä. Materiaalinsyöttömenetelmiä kehitetään jatkuvasti lisää mahdollistaen plasman muodostamisen yhä suuremmasta osasta alkuaineita.

Plasman muodostumisen kannalta on tärkeää, että ionilähteen plasmakammio pumpataan mahdollisimman hyvään, noin 10^{-7} mbar [23], tyhjiöön. Tällöin plasmakammion sisällä olevien hiukkasten törmäystaajuus on riittävän pieni, jotta siellä olevat vapaat elektronit pystyvät saavuttamaan hiukkasten ionisointiin riittävän energian. Tällöin myös kammion sisällä olevat epäpuhtaudet ovat vähäisiä ja ionilähteen muodostama plasma koostuu pääasiassa sinne syötetystä aineesta. ECR-ionilähteellä voidaan tuottaa joko jatkuva tai pulssitettu ionisuihku riippuen elektroneja lämmitävien mikroaaltojen syöttötavasta. Tämän lisäksi sitä pystytään käyttämään pitkiä

yhtäjaksoisia aikoja, sillä se sisältää vähän käytössä kuluvia osia ja sen toimintavarmuus on korkea. Edellä mainittujen ominaisuuksien sekä pienen materiaalin kuluksensa ansoista ECR-ionilähde on suosittu vaihtoehto hiukkaskiihdytin pohjaisen fysiikan tutkimuksen vaatimien ionisuihkujen muodostamisessa.

Jyväskylän yliopistolla on käytössä kolme eri mikroaaltotaajuudella toimivaa ECR-ionilähdettä: Vuonna 1991 valmistunut JYFL 6,4 GHz ECRIS [24]. Vuonna 2000 valmistunut JYFL 14 GHz ECRIS [25]. Sekä uusi, vuonna 2017 valmistunut, HIISI 18 GHz ECRIS [26]. Näillä tuotettu ionisuihku kuljetetaan siirtolinjaa pitkin JYFL K130 hiukkaskiihdyttimelle [1], jolla kiihdytettyä hiukkassuihkua käytetään monissa yliopistolla tehtävissä ydin-, astro- ja materiaalfysiikkaan liittyvissä tutkimuksissa. Hiukkasten kuljetukseen käytettävä siirtolinja koostuu tyhjiön pumpatusta putkesta sekä suihkun ohjaamiseen, fokusointiin ja diagnosoimiseen tarvittavista laitteista [27, Kappale 2.2][28, Kappale 3]. Tässä tutkimuksessa käytetään JYFL 14 GHz ECR-ionilähdettä. ECR-ionilähteen rakennetta tarkastellaan tarkemmin kappaleessa 2.1 ja sen toimintaperiaatetta kappaleessa 2.2.

2.1 ECR-ionilähteen rakenne

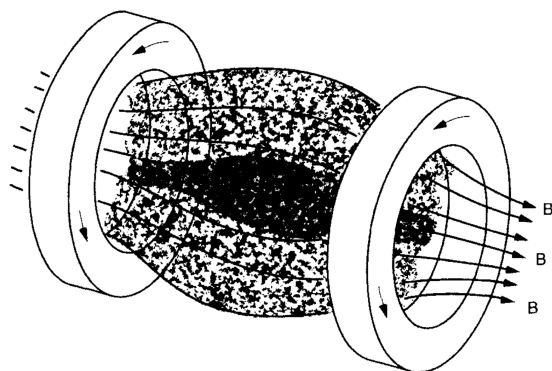


Kuvio 1. Poikkileikattun ECR-ionilähteen periaatekuva. Kuvio lainattu lähteestä [29, Kuva 10].

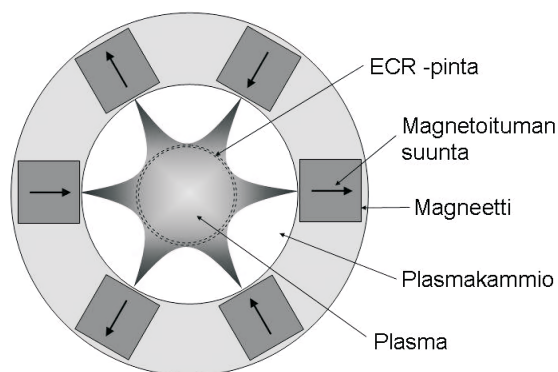
ECR-ionilähde koostuu pääpiirteittäin kolmesta osiosta, jotka on esitetty periaatekuviossa 1: Injektio-osasta, jossa ionisoitava materiaali syötetään plasmakammion

sisään kaasunsyöttöreiästä tai höyrystetään uunin avulla. Osio sisältää myös aperatuurina toimivan mikroaaltoputken pään, josta plasmaa lämmittävät mikroaallot ohjataan plasmakammion sisään. Plasmaa lämmittävät mikroaallot tuotetaan signaaligeneraattorilla tai oskillaattorilla ja vahvistetaan klystronilla, josta mikroaallot siirretään ionilähteeseen mikroaaltoputken avulla. Injektio-osasta löytyvät myös plasmakammion suhteen negatiiviseen potentiaaliin asetettu bias-levyn, joka ohjaa levyn suuntaan liikkuvat elektronit takaisin plasmaan nostaen plasman elektronitiheyttä ja sitä kautta korkea varausasteisten ionien tuottoa [30, Kappale 3.1.2].

Ekstraktio-osassa plasmassa olevista ioneista muodostetaan ionisuihku, joka kiihdytetään siirtolinjaan. Ekstraktio koostuu plasmakammion kanssa korkeaan positiiviseen jännitteeseen asetetusta plasma-elektrodista sekä maadoitetusta puller-elektrodista, joiden välille muodostuva sähkökenttä kiihdyttää plasmasta paenneet ionit kohti siirtolinjaa [31, Kappale 3.1]. Ekstraktio-osa sisältää myös muita elektrodeja sekä ionioptisia linsejä, joiden avulla saadaan optimoitua ionisuihkun ominaisuudet siirtolinjalle sopiviksi.



Kuvio 2. Kahden solenoidin muodostama magneettikenttä. Kuviota muokattu lähteestä [19, Figure 1.2.1].



Kuvio 3. Kuuden kestmagneetin avulla muodostettu magneettikenttä. Kuvio lainattu lähteestä [32, Kuva 2.2].

Injektio- ja ekstraktio-osan välissä sijaitsee ionilähteen plasmakammio, jonka keskelle ionilähteen tuottama plasma muodostuu. Plasman vanginta ECR-ionilähteessä perustuu B_{\min} -kentäksi kutsuttuun magneettikenttärakenteeseen. Kyseisessä kenttärakenteessa magneettikenttä kasvaa liikuttaessa mihin tahansa suuntaan plasmakammion keskellä sijaitsevasta kentän minimistä [30, Kappale 2.2]. Tämä voidaan muodostaa kahdella solenoidilla tuotetun aksiaalisen solenoidikentän sekä kestmagneeteilla muodostetun radiaalisen heksapolikentän superposition avulla, joita on

havainnollistettu kuvioissa 2 ja 3. Tällöin magneettikenttä plasmakammion sisällä koostuu ellipsoidimaisista tasamagneettikenttäpinnoista, jotka muodostavat kammion sisään plasmaa vangitsevan magneettisen pullon [32]. Magneettisen vanginnan ansiosta plasmassa olevat ionit viettävät pitkän ajan kammion sisällä, joka mahdollistaa korkeiden varausasteiden ionien muodostumisen. Plasman vanginnan lisäksi magneettikenttä mahdollistaa plasman lämmityksen elektronisyklotroniresonanssi ilmiön avulla, jota käsitellään tarkemmin seuraavassa kappaleessa.

2.2 ECR-ionilähteen toimintaperiaate

Varatun hiukkasen ollessa sähkömagneettisessa kentässä siihen vaikuttaa kentän aiheuttama Lorentzin voima [19, Kappale 1.2.4]

$$\mathbf{F} = q (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}),$$

jossa q on hiukkasen varaus, \mathbf{v} sen hetkellinen nopeusvektori ja \mathbf{E} hiukkaseen vaikuttavan sähkökentän sekä \mathbf{B} magneettikentän suuntaa ja voimakkuutta osoittavat vektorit. Plasmakammion sisälle mikroaaltolina syötetty ulkoinen sähkökenttä kiihdyttää plasmassa olevia varattuja hiukkasia ja solenoideilla sekä kestopagneeteilla muodostettu ulkoinen magneettikenttä vangitsee niitä. Koska ulkoisen sähkökentän vaikutus plasman hiukkasiin on tunnettu, keskitytään kammiossa olevien hiukkasten käytöksen tarkastelussa vain ulkoisen magneettikentän vaikutukseen varattujen hiukkasten liikkeessä asettamalla $\mathbf{E} = 0$.

Käyttämällä Newtonin toista lakia edeltävään Lorentzin yhtälöön se saadaan muotoon

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q \begin{vmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ v_x & v_y & v_z \\ B_x & B_y & B_z \end{vmatrix},$$

jossa v_n ja B_n ovat nopeus- ja magneettikenttävektoreiden komponentteja $n = x, y, z$. Asettamalla tarkastelun koordinaatisto magneettikentän suuntaiseksi $\mathbf{B} = B_z \hat{k} = B \hat{k}$ saadaan edeltävä yhtälöryhmä muotoon

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{qB}{m} \begin{bmatrix} v_y \\ -v_x \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (1)$$

Tämän mukaan hiukkaseen ei kohdistu magneettikentän suuntaista kiihtyvyyttä ja x sekä y suuntaiset kiihtyvyydet ovat riippuvaisia toistensa nopeuksista.

Derivoimalla yhtälöä (1) ajan t suhteen ja sijoittamalla siihen yhtälön (1) esittämät hiukkasen kiihtyvyydet, saadaan x ja y suuntaisen liikkeen yhtälöt ratkaistua muotoon

$$\frac{d^2 v_i}{dt^2} + \left(\frac{qB}{m}\right)^2 v_i = 0 \quad i = x, y.$$

Nämä yhtälöt vastaavat vaimenemattoman harmonisen värähtelijän yhtälöä [33, Kappale 14.2], joiden mukaan varattu hiukkanen pyörii ympyräradalla magneettikenttäviivojen ympärillä kulmataajuudella

$$\omega_c = \frac{|q| B}{m}. \quad (2)$$

Tätä kulmataajuutta ω_c kutsutaan myös hiukkasen syklotronitaajuudeksi. Riippuen magneettikentän voimakkuudesta sekä elektronien liike-energiasta, joka on tyypillisesti 10 eV – 100 keV [4] alueella, elektronien kulkeman ympyräradan säde on tyypillisesti millimetrin kertaluokkaa. Relativistiset efektit voidaan tyypillisesti jättää huomiotta elektronipopulaatioita käsitellessä.

Syöttämällä plasmakammioon mikroaaltoja taajuudella ω_{RF} , sitä vastaavalla ellipsoidisella magneettikenttäpinnalla olevat vapaat elektronit resonoivat mikroaaltojen kanssa. Tätä taajuutta vastaavaa magneettikentän pintaa kutsutaan ionilähteen ECR-pinnaksi ja sen sijaintia plasmakammiossa on havainnollistettu kuviossa 3. Magneettivuon tiheys ECR-pinnalla saadaan laskettua ehdolla $\omega_{\text{RF}} = \omega_c$ yhtälöstä (2). ECR-ionilähteet tyypillisesti karakterisoidaan ECR-pintaa vastaavan mikroaaltotaajuuden avulla. Esimerkiksi tutkielmassa käytettävän ionilähteen ECR-pinnan mikroaaltotaajuus on 14,1 GHz [25]. Atomien ja ionien massa on monta kertaluokkaa suurempi kuin elektronien, joten yhtälön (2) perusteella niiden syklotronitaajuus on myös paljon elektroneja matalampi. Näin ollen elektronien lämmittämiseen käytetyt GHz-luokan mikroaallot eivät vaikuta ionien liike-energiaan, joiden syklotronitaajuus on ECR-pinnalla MHz-luokkaa.

Kun plasmakammioon syötettyjen mikroaaltojen ja ECR-pinnalla olevien elektronien kulmataajuuksien vaihe-ero on sopiva, siirtyy energiaa mikroaalloista elektroneihin kasvattaen niiden liike-energiaa. Koska elektronien kulmataajuus ECR-pinnalla ei riipu niiden nopeudesta, elektronien nopeuden kasvaessa niiden ympyräradan säde myös kasvaa. Sopivan vaihe-eron johdosta elektronien liike-energia saattaa

myös laskea, jolloin niiden ympyräradan säde myös pienenee. Koska mikroaallojen sähkökentän elektroneihin tekemän työn suuruus riippuu elektronien kulkeman radan pituudesta, isotrooppisen ja tasaisen nopeusjakauman omaavan elektronipopulaation keskimääräinen liike-energia kasvaa mikroaallojen ansiosta lämmittäen elektronipopulaatiota.

Riittävän energieettisen elektronin törmätessä plasmakammiossa olevaan neutraaliin atomiin, ioniin tai molekyyliin voi tapahtua ionisaatioreaktio. Ionisaatioreaktiossa atomiin törmännyt vapaa elektroni luovuttaa sidotuille elektroneille energiaa. Mikäli tämä energia on riittävä elektronin poistamiseksi ytimen potentiaalikuopasta, atomi ionisoituu. Ionisaatioon johtavien törmäyksen todennäköisyys riippuu hiukkasesta, sen varausasteesta, törmäävän elektronin energiasta sekä mahdollisesti myös hiukkasen viritystilasta. Ionisoivassa törmäyksessä irronneet kylmät elektronit lämpenevät resonanssin seurauksena ja voivat aiheuttaa lisää ionisaatioreaktioita. Tätä ilmiötä kutsutaan ionisaatiokaskadiksi, jonka johdosta ionisoivien elektronien määrä plasmassa lisääntyy. Tämän lisäksi törmäyksen yhteydessä osa vapaan elektronin energiasta siirtyy törmättyyn hiukkaseen kasvattaen sen liike-energiaa. Siirtyvän energian määrä on kuitenkin vähäinen, sillä elektronin ja hiukkasen välinen massaero on suuri. Vastaavasti elektronin törmäyksessä menettämä energia palautuu sille plasmakammioon syötettyjen mikroaallojen kautta, tuoden täten lisää energiaa plasmaan.

Ionilähteessä eri prosessissa muodostuneet ionit seuraavat magneettisesti vangittuja kuumia elektroneja magneettikenttäviivoja pitkin ionilähteen ekstraktiolle [30, Kappale 2.2], josta ionit joko siirtyvät kiihdytettäväksi siirtolinjaan tai heijastuvat takaisin plasmaan elektronien perässä. Jos hiukkanen ei ionisoitumisen sijaan menetä elektronia vapaan elektronin törmäyksessä, se saattaa virittyä. Tälle reaktiolle on oma todennäköisyytensä, joka riippuu törmäävän hiukkasen energiasta ja viritystilan vaikutusalasta. Viritystilan purkautuessa osa tai kaikki elektronin tuomasta energiasta poistuu hiukkasesta sen viritystilan muutoksien energioita vastaavina fotoneina. Näiden fotonien mittaaminen optisen spektroskopian avulla mahdollistaa plasman olosuhteiden tutkimisen.

3 Plasman optinen spektroskopia

ECR-ionilähteellä tuotetussa plasmassa olevat neutraalit atomit, molekyylit ja ionit emittoivat fotoneita, joiden aallonpituus vastaa hiukkasessa tapahtuneen siirtymän energia muutosta. Mittaamalla spektroskooppisesti tätä plasman emittoimaa valoa saadaan reaaliajassa tietoa plasmassa tapahtuvista prosesseista ja plasman parametreista. Plasman optinen spektroskopia on yksi harvoista menetelmistä mitata plasmaa ei-invasiivisesti, jolloin mittausprosessi ei vaikuta plasman hiukkasiin eikä niiden välisiin vuorovaikutuksiin. Tämän lisäksi plasman ja ionilähteen tuottamat mikroaallot, magneettikentät tai korkeat sähkökentät eivät myöskään häiritse itse mittalaitteella tehtävää mittausta. Plasman optinen spektroskopia edellyttää, että mittauslaitteistolla on suoran näköyhteys ionilähteen tuottamaan plasmaan. Tämän luvun kappaleessa 3.1 tutustutaan ensin plasmassa tapahtuviin viritysmekanismeihin. Tämän jälkeen kappaleessa 3.2 käydään läpi plasman emissioviivan profiiliin vaikuttavia tekijöitä ja lopuksi kappaleessa 3.3 johdetaan yhtälö emissioprofiilin Doppler-levenemälle.

3.1 Plasman viritysmekanismit

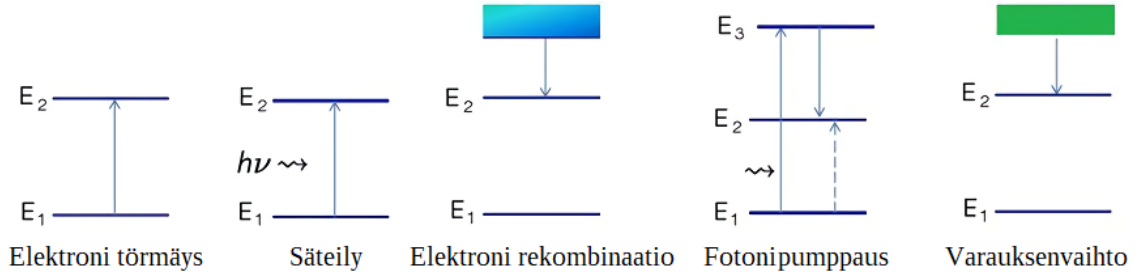
Atomit koostuvat protoneista ja neutroneista muodostuvasta ytimeistä sekä sen ympärille sähkömagneettisen voiman vangitsemista elektroneista. Atomiin sidotuilla elektroneilla on tarkasti määritellyt energiatilat, joilla sidotut elektronit voivat sijaita. Näiden tilojen energiat määräytyvät neljän kvanttiluvun perusteella, jotka ovat pää-, sivu-, magneettinen- ja spinkvanttiluku. Paulin kieltosäännön takia kahdella elektronilla ei voi olla atomissa täsmälleen samat neljä kvanttilukua [18, Kappale 3], jolloin jokainen atomiin sidottu elektroni asettuu omalle energiatilalle atomin potentiaaliukuopassa.

Neutraalin atomin ytimessä on yhtä monta protonia kuin sen ympärillä olevilla elektronikuorilla on elektroneja. Jos elektronien määrä on protoneita pienempi tai suurempi, kutsutaan atomia ioniksi ja se ei ole enää sähköisesti neutraali. Kuten luvussa 2 todettiin, ECR-ionilähdeplasmassa merkittävin ionisaatiomekanismi on

elektronitörmäykset. Ionisaation lisäksi atomiin törmännyt elektroni voi virittää atomiin sähkömagneettisesti sidotun elektronin matalammalta energiatilalta korkeampienergiselle viritystilalle. Viritystiloiksi kutsutaan niitä energiatiloja, joiden energia on korkeampi kuin atomin perustilan energia. Atomin perustiloja ovat ne energiatilat, joilla sen kunkin elektronin energia on pienin. Atomeiden viritystilat voivat purkautua joko ulkoisen stimulaation, kuten valon, ansiosta tai spontaanisti atomin perustilan sähkömagneettisen kentän aiheuttaman häiriön takia [34, Kappale 9.2.2]. Viritystilan purkautuminen voi tapahtua atomissa suoraan perustilalle tai toisten matalampienergistien viritystilojen kautta riippuen atomissa sallituista siirtymistä [18, Kappale 17][35, Kappale 2.2]. Atomien viritystilat voivat olla epästabiileja, jolloin ne purkautuvat nopeasti, tai metastabiileja, joiden elinaika voi olla hyvinkin pitkä [34, Kappale 9.3.3]. Tyypillisesti viritystilan purkautuessa atomi emittoi sen energian muutosta vastaavan fotonin. Viritystilan purkautuminen voi tapahtua myös ilman fotoniemissiota, jolloin energia poistuu atomista sen liikkeen johdosta [36]. Elektronikuorirakenteen kvanttilukujen määrittämien viritystilojen energioiden diskreetistä luonteesta johtuen jokaisella atomilla on oma tunnusomainen emissiospektri.

Viritystilojen välisten energioiden laajan skaalan ansiosta plasma emittoi valoa laajalla aallonpituusalueella 200 nm ultraviolettisäteilyä 1 μm infrapunasäteilyyn ja niiden ulkopuolella. Atomien ja molekyylien elektronien uloimpien viritystilojen siirtymät tuottavat plasmassa pääasiassa säteilyä ultravioletti-, näkyvän- ja infrapunavalon alueilla. Tämän ansiosta plasman väri määräytyy sen sisältämien hiukkasten mukaan. Sisimpien viritystilojen muutokset, joita esiintyy myös ECR-ionilähdeplasmassa, emittoivat valoa röntgensäteilyä [37, Kappale 2.7]. Näkyvän valon alue alkaa noin 380 nm aallonpituudesta ja päättyy noin 780 nm aallonpituuteen [35, Kappale 2]. Alle 200 nm aallonpituuksilla plasmakammion ikkunoissa käytettävä kvartsi ei ole enää läpinäkyvää fotoneille ja ilmassa oleva happi alkaa absorboimaan fotoneita. Vastaavasti yli 1 μm aallonpituuksilla taustan lämpökohina alkaa aiheuttamaan merkittävää häiriötä valosignaaliin. Näiden seikkojen takia plasman optinen spektroskopia keskittyy pääasiassa näkyvän valon alueelle. [35, Kappale 2]

Kuten aikaisemmin mainittiin, yksi tärkeimmistä hiukkasten viritysmekanismeista ECR-ionilähdeplasmassa on virittyminen vapaan elektronin törmäyksen seurauksena. Tällöin hiukkasen elektronikuorella oleva elektroni siirtyy energiatasolta E_1 tasolle E_2 , jossa $E_1 < E_2$. Hiukkanen voi kuitenkin myös virittyä muiden prosessien avulla kuten: absorboimalla riittävän energettisen fotonin, joka virittää elektronin tilalta



Kuvio 4. Plasman hiukkasten eri viritysmekanismeja.

E_1 tilalle E_2 . Elektroni voi myös virittyä E_2 energiatilaa korkeammalle tilalle E_3 absorboidessaan fotonin, josta se siirtyy nopeasti viritystilalle E_2 . Tätä kutsutaan fotonipumppaukseksi ja se mahdollistaa hiukkaspopulaation populaatioinversion, jossa ylemmällä energiatilalla E_2 on enemmän hiukkasia kuin alemmalla tilalla E_1 [38, Kappale 4.2]. Hiukkanen voi virittyä myös rekombinoitumalla plasmassa olevan vapaan elektronin kanssa tai kaappaamalla elektronin toiselta hiukkaselta varauksenvaihdossa. Näitä prosesseja on havainnollistettu hiukkasen energiatilojen näkökulmasta kuviossa 4. Viritystilan E_2 purkautuessa hiukkanen emittoi fotonin, jonka aallonpituus λ määräytyy tilojen E_1 ja E_2 välisen energian $\Delta E = E_2 - E_1$ mukaan

$$\lambda = \frac{hc}{\Delta E} = \frac{hc}{E_2 - E_1}. \quad (3)$$

Tässä oleva h vastaa Planckin vakiota ja c valonnopeutta, jolloin $hc = 1,239841 \text{ eV } \mu\text{m}$.

3.2 Emissioviivojen levenemät ja niiden profiilit

Plasmassa olevien hiukkasten tyypit voidaan selvittää sen emissiospektrissä näkyvien keskiaallonpituuksien λ_0 avulla, sillä jokaisella hiukkaslajilla on sille ominainen elektronikuorirakenne ja tämän johdosta ainutlaatuinen emissiospektri. Vastaavasti plasmassa olevien hiukkaslajikkeiden suhteellisesta tiheyksistä saadaan tietoa emissioviivojen intensiteettien avulla. Tämä perustuu siihen, että hiukkasen tietyllä keskiaallonpituudella emittoimien fotonien määrä, eli emissioviivan intensiteetti, on suoraan verrannollinen viritystilan omaavan hiukkaspopulaation tiheyteen. Hiukkasen emissioviivan profiili ei myöskään koskaan ole täysin terävän deltafunktion muotoinen, vaan sillä on aina jonkin verran leveyttä. Tämän vuoksi yhtälössä (3) esitettyä emissioviivan aallonpituutta kutsutaan sen keskiaallonpituudeksi. Tätä emissioviivan leveyttä kuvataan tyypillisesti emissioviivan profiilin puoliarvovlevey-

den (Engl. Full width at half maximum, FWHM) $d\lambda$ avulla, joka vastaa nimensä mukaisesti profiilin leveyttä sen lattia- ja maksimiarvon puolivälissä.

Emissioviivaa leventäviä tekijöitä on monia. Kaikkia emissioviivoja leventävän luonnollisen Heisenbergin epätarkkuusperiaatteen aiheuttaman levenemän lisäksi leventäviä ilmiöitä ovat muun muassa: hiukkasten lämpötilan aiheuttama Doppler-levenemä (Engl. Doppler broadening), hiukkasten välisen sähkömagneettisen vuorovaikutuksen aiheuttama painelevenemä (Engl. Pressure broadening), staattisen magneettikentän aiheuttama Zeeman-levenemä (Engl. Zeeman broadening), sähkökenttien aiheuttama Stark-levenemä (Engl. Stark broadening) sekä mittalaitteiston epätarkkuuksien aiheuttama instrumentaalilevenemä (Engl. Instrumental broadening). Näistä plasman Doppler-levenemä liittyy hiukkaspopulaation nopeusjakumaan, jolloin se mahdollistaa plasman hiukkaslajien lämpötilan mittaamisen. Stark-levenemän [16] avulla saadaan tietoa plasman vapaiden elektronien sekä ulkoisen sähkökentän, kuten mikroaaltojen, tiheydestä ja Zeeman-levenemä [17] mahdollistaa plasman magneettikenttien tutkimisen. Stark- ja Zeeman-levenemiin liittyvät ilmiöt aiheuttavat myös emissioviivan keskiaallonpituuden siirtymistä, sillä riittävän voimakas ulkoinen sähkö- tai magneettikenttä vetää atomin ydintä ja elektroneja erilleen muuttaen sen energiatilarakennetta. Tarkempi kuvaus ECR-ionilähteen tuottamassa plasmassa esiintyvistä levenemistä löytyy julkaisusta [6, Kappale 2]. Tässä tutkielmassa keskitytään pääasiassa plasman Doppler-levenemän mittaamiseen, sillä sen ja instrumentaalilevenemän aiheuttamat emissioviivan levenemät ovat ECR-plasmassa suurimpia edellä mainituista [6, Kappale 4].

Emissioviivaa mitattaessa sen profiili määräytyy emission intensiteetistä, sekä sitä leventävien tekijöiden superpositiosta [6, Kappale 2.6]. Eri levenemismekanismeilla on erilainen vaikutus emissioviivan profiiliin. Edellä mainituista levenemistä Doppler-levenemän tuottama profiili vastaa Gaussista jakaumaa

$$G(x; \sigma, \mu) = \frac{e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2}}{\sigma\sqrt{2\pi}}, \quad (4)$$

jossa σ on jakauman keskihajonta ja μ sen odotusarvo. Vastaavasti luonnollinen Heisenbergin epätarkkuusperiaatteen aiheuttama levenemä sekä paine, Zeeman- ja Stark-levenemät kaikki tuottavat Lorentzisen jakauman

$$L(x; \gamma, x_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma}{(x - x_0)^2 + \gamma^2}, \quad (5)$$

jossa γ vastaan jakauman leveyttä ja x_0 sen huipun sijaintia. Mittalaitteen instrumentaalilevenemän profiilin muoto riippuu käytetystä mittalaitteesta, joka tässä tutkimuksessa käytettävän spektrometrin tapauksessa vastaa Gaussista jakaumaa [6, Kappale 2.5]. Yhtälöissä (4) ja (5) esiintyvät σ ja γ eivät suoraan vastaa jakaumien puoliarvoveyksiä, mutta ne saadaan laskettua niiden avulla. Gaussisen jakauman puoliarvoveveys saadaan sen keskihajonnasta σ yhtälöllä [39]

$$d\lambda_G = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma \quad (6)$$

ja Lorentzisen jakauman puoliarvoveveys sen leveydestä γ yhtälöllä

$$d\lambda_L = 2\gamma.$$

Esimerkit Gaussisesta ja Lorentzisesta jakaumasta ja niiden puoliarvoveyksistä on esitetty kuviossa 5.

Koska emissioviivalle mitattu profiili koostuu osittain Gaussisen ja osittain Lorentzisen jakauman profiilista, täytyy emissioviivan analysoimiseksi laskea näiden kahden jakauman konvoluution tuottama profiili. Tätä konvoluutiota kutsutaan Voigt profiiliksi [40] ja se on muotoa

$$V(x; \sigma, \gamma, x_0) = \int_{-\infty}^{\infty} G(x'; \sigma, x_0) L(x - x'; \gamma, x_0) dx'.$$

Tälle integraalille ei löydy analyttistä ratkaisua, mutta se voidaan kirjoittaa Faddeeva funktion [41]

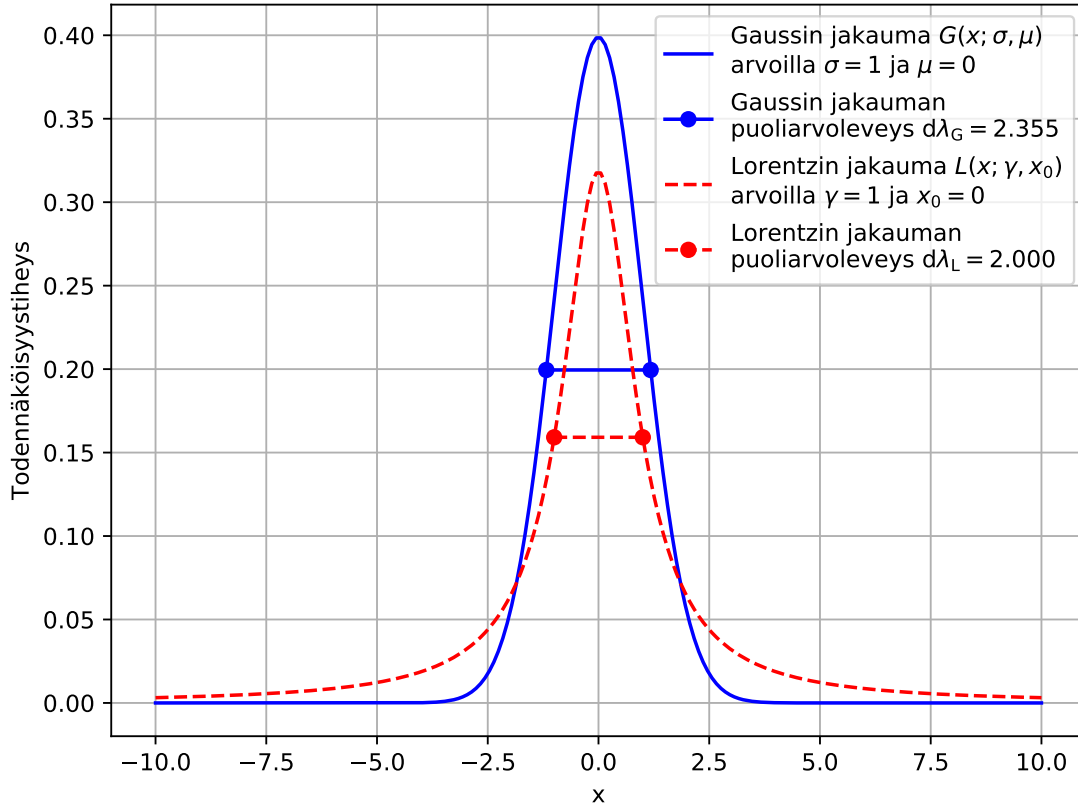
$$w(z) = e^{-z^2} \operatorname{erfc}(-iz)$$

avulla kompleksisessa muodossa

$$V(x; \sigma, \gamma, x_0) = \frac{\operatorname{Re} \left[w \left(\frac{(x-x_0)+i\gamma}{\sigma\sqrt{2}} \right) \right]}{\sigma\sqrt{2\pi}}. \quad (7)$$

Faddeeva funktiossa esiintyvälle virhefunktion komplementille $\operatorname{erfc}(x)$ [42] tiedetään useita eri approksimaatioita, joten Voigt jakaumaa voidaan käyttää tässä muodossa emissioviivan analysointiin. Voigt jakauman puoliarvoveveydelle ei myöskään ole tarkkaa analyttistä ratkaisua, mutta esimerkiksi approksimaatiolla

$$d\lambda_V \approx 0,5346 \cdot d\lambda_L + \sqrt{0,2166 \cdot d\lambda_L^2 + d\lambda_G^2}$$



Kuvio 5. Gaussinen todennäköisyysjakauma $G(x; \sigma, \mu)$ keskihajonnalla $\sigma = 1$ ja odotusarvolla $\mu = 0$, sekä Lorentzinen todennäköisyysjakauma $L(x; \gamma, x_0)$ leveydellä $\gamma = 1$ ja huipun sijainnilla $x_0 = 0$. Kuvioon on myös merkattu Gaussisen jakauman puoliarvoveveys $d\lambda_G = 2,355$ sekä Lorentzisen jakauman puoliarvoveveys $d\lambda_L = 2$.

päästään $\pm 0,02\%$ tarkkuuteen sen arvossa [43]. Tarvittaessa tarkempi puoliarvoveveys voidaan laskea numeerisesti profiilin yhtälöstä (7).

Emissioviivalle mitatun profiilin Gaussisen ja Lorentzisen levenemän osuudet saadaan selvitettyä emissioviivan profiilista sovittamalla siihen Voigt profiilin yhtälö (7). Koska sovituksesta saatu Gaussinen keskihajonta σ sisältää Doppler-levenemän lisäksi spektrometrin instrumentaalilevenemän, täytyy instrumentaalilevenemä vähentää saadusta keskihajonnasta neliöllisesti [44]. Tällöin emissioviivan Doppler-levenemän puoliarvoveveys $d\lambda_D$ saadaan keskihajontaa σ vastaavasta Gaussisesta puoliarvovevyydestä $d\lambda_G$ yhtälöllä

$$d\lambda_D = \sqrt{d\lambda_G^2 - d\lambda_I^2},$$

jossa $d\lambda_I$ on instrumentaalilevenemän puoliarvoveveys. Kun emissioviivan Doppler-levenemä on tiedossa, voidaan sen avulla selvittää profiilia vastaavan hiukkaspopulaation lämpötila plasmassa.

3.3 Doppler-levenemä

Emissioviivan Doppler-levenemän aiheuttaa plasmassa olevien hiukkasten (atomien, molekyylien ja ionien) nopeusvektoreiden suuntien ja suuruuksien satunnainen jakautuma. Osa plasmassa olevista hiukkasista liikkuu nopeudella v kohti plasmakammion optista mittaussporttia ja osa vastaavalla nopeudella poispäin siitä. Tällä nopeudella liikkuvan hiukkasen taajuudella f_0 emittoiman fotonin taajuus optisesta mittaussportista plasmaa tarkastelevalle on Doppler siirtymän [45] mukaan

$$f = f_0 \left(1 \pm \frac{v}{c} \right), \quad (8)$$

jossa $+$ vastaa porttiin päin ja $-$ portista poispäin liikkuvaa hiukkasta.

Oletetaan, että plasmakammion optisesta mittaussportista linjassa näkyvien hiukkasten liike tottelee Maxwellin–Boltzmannin nopeusjakautumaa [46]

$$n(v) dv = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv,$$

jossa funktio $n(v)$ kuvaa nopeusvälillä $[v, v + dv]$ liikkuvien hiukkasten lukumäärää, m vastaa hiukkasen massaa, k_B on Boltzmannin vakio ja T on nopeusvälillä olevien hiukkasten lämpötila. Tällöin sijoittamalla Maxwellin–Boltzmannin nopeusjakautumaan Doppler siirtymän yhtälöstä (8) ratkaistu nopeus

$$v = \pm (f_0 - f) \frac{c}{f_0}$$

sekä sen derivaatta

$$dv = \mp \frac{c}{f_0} df$$

saadaan nopeusjakautuman yhtälö muotoon

$$I(f) = \frac{c}{f_0} n(v) = \frac{1}{f_0 \sqrt{\frac{k_B T}{c^2 m}} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{f - f_0}{f_0 \sqrt{\frac{k_B T}{c^2 m}}} \right)^2}, \quad (9)$$

joka vastaa emissioviivan Doppler profiilia.

Yhtälöstä (9) havaitaan Doppler profiilin muodon vastaan Gaussin jakauman yhtälöä (4) odotusarvolla $\mu = f_0$ ja keskihajonnalla

$$\sigma = f_0 \sqrt{\frac{k_B T}{c^2 m}}.$$

Muuntamalla yhtälöllä (6) tästä saatu keskihajonta puoliarvoveydeksi saadaan

$$\frac{df_D}{f_0} = \sqrt{8 \ln 2 \frac{k_B T}{c^2 m}}, \quad (10)$$

joka yhdistää emissioviivan taajuuskaistan Doppler puoliarvoveyden df_D sitä vastaavan hiukkaspopulaation lämpötilaan T . Ratkaisemalla tästä Doppler-levenemän aiheuttaneiden hiukkasten lämpöenergia $k_B T$ saadaan se muotoon

$$k_B T = \left(\frac{df_D}{f_0} \right)^2 \frac{mc^2}{8 \ln 2}. \quad (11)$$

Optiikassa valoa tyypillisesti käsitellään taajuuden f lisäksi sen aallonpituuden λ avulla. Valon taajuus saadaan muunnettua aallonpituudeksi valon aaltoliikkeen nopeuden yhtälön avulla [47]

$$c = f\lambda, \quad (12)$$

jossa c on valonnopeus. Derivoimalla tätä yhtälöä taajuuden ja aallonpituuden suhteen saadaan se muotoon

$$df = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda.$$

Sijoittamalla tähän aaltoliikkeen nopeuden yhtälö (12) saadaan

$$\frac{df_D}{f_0} = -\frac{d\lambda_D}{\lambda_0},$$

jolla Doppler-levenemän taajuuskaistan puoliarvoveys df_D saadaan muunnettua aallonpituuden puoliarvoveydeksi $d\lambda_D$. Tässä esiintyvä miinusmerkki johtuu taajuuden ja aallonpituuden käänteisestä verrannollisuudesta. Koska puoliarvoveyksiä käsitellään tyypillisesti positiivisina, voidaan miinusmerkki jättää huomioimatta yhtälössä.

4 Valoherkät ilmaisimet

Plasman emittoiman valon mittaamiseksi tarvitaan laite, jolla sen fotonit saadaan havaittua. Yksi parhaista tavoista mitata fotoneita on muuntaa ne sähköiseksi signaaliksi niiden osuessa ilmaisimeen. Tällaisia laitteita on monia, mutta tämän työn kannalta oleellisimmat ovat päivitettävässä spektrometrissä alun perin käytetty valomonistinputki sekä sen korvaava valoherkkä kenno. Valoherkkiä kennoja on pääasiassa kahta tyyppiä CCD ja CMOS. Merkittävin ero kennotyyppien välillä on, miten kennon pikselien mittaamat fotoelektronit kuljetetaan kennon vahvistimelle. CCD-kennoissa valosta pikselin tuottama varaus kuljetetaan kennon pinnalla yhdelle kennon muutamasta vahvistimesta, jolla varaus muunnetaan jännitteeksi. CMOS-kennoissa sen sijaan jokaisella pikselillä on oma vahvistin, joka muuntaa pikselin tuottaman varauksen jännitteeksi heti pikselillä. Tästä syystä CCD-kennot ovat yleensä matalampi häiriöisiä ja CMOS-kennot nopeampia. Valoherkkien kennojen toimintaperiaatteita tarkastellaan tarkemmin kappaleessa 4.1. Valomonistinputki vastaa toiminnaltaan yhtä valoherkän kennon pikseliä. Se muuntaa siihen osuvat fotonit ensin elektroneiksi fotokatodin avulla, joita se tämän jälkeen monistaa kiihdyttämällä ja törmäyttämällä putken sisällä olevilla dynodeilla tuottaen niistä mitattavan virran. Valomonistinputken toimintaa tarkastellaan tarkemmin kappaleessa 4.2.

4.1 Valoherkät kennot

Valoherkkä kenno on puolijohteesta valmistettu ilmaisim, jonka tarkoituksena on muuntaa siihen osuvat fotonit sähköiseksi signaaliksi [48, Kappale 3]. Ne tyypillisesti koostuvat miljoonista lähekkäin olevista pienistä fotodiodeista, tai tutummin pikseleistä, jotka kukin toimivat erillisinä valosensoreina. Koska kennon valoherkän pinta-alan suhde sen fyysiseen pinta-alaan halutaan mahdollisimman suureksi, pikselit ovat järjestetty tiiviisti yhteen tai useampaan vierekkäiseen riviin kennon pinnalla. Pikselien rivi- ja sarakemäärät määrittävät kennon resoluution. Korkean pikselimäärän ja pikselitiheyden ansiosta valoherkät kennot, yhdistettynä sopivan optiikan kanssa, ovat valolle paikkaherkkiä ja omaavat hyvän spatiaaliresoluution. Tämän

ansiosta valoherkkiä kennoja käytetään hyvin laajassa skaalassa eri sovelluskohteita.

Edellä mainituista kennotyypeistä ensimmäinen sai alkunsa Bell Telephone laboratoriossa 1970-luvun alkupuolella ja perustuu varausten kuljettamiseen MOS-kondensaattoreiden avulla puolijohteen pinnalla kennon pikseliltä sen ulostulovahvistimelle [49]. Tämän varausten kuljetusmekanismin ansiosta tätä kennotyyppiä kutsutaan CCD-kennoksi (Engl. Charge-Coupled Device). Varausten fyysisen kuljettamisen ansiosta CCD-kennon signaali-kohinasuhde on hyvin korkea [48, Kappale 4], jolloin se soveltuu hyvin esimerkiksi tieteelliseen käyttöön ja niitä käytetään paljon esimerkiksi astronomiassa. CCD-kennoissa on kuitenkin useita selkeitä heikkouksia [50]: Varausten kuljettaminen kennon pinnalla herkistää sen ulkoiselle säteilylle, jolloin kenno tulee olla hyvin suojattu. Varauksia on vaikea kuljettaa pitkiä matkoja ilman häviöitä, joka rajoittaa kennon resoluutiota. Kennon kaikkien valoherkkien pikseleiden tuottama varaus vahvistetaan tyypillisesti vain muutamalla ulostulovahvistimella, minkä johdosta koko kennon lukeminen on hidasta.

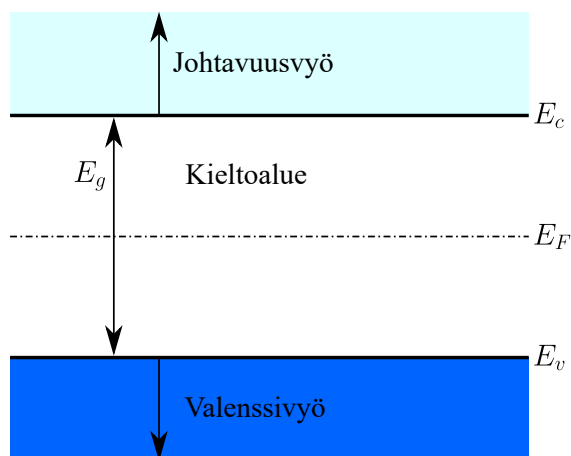
CCD-kennon heikkouksien korjaamiseksi varausten kuljetuksessa siirryttiin puolijohteen pinnan sijasta kennon läpi kulkeviin metallijohtimiin. Tämän tyyppisissä kennoissa ulostulovahvistimelle yhdistetty pikseli valitaan pysty- ja vaakasuuntaisilla MOSFET-kytkimillä [51, Kappale 5.2], joka mahdollistaa pikseleiden lukemisen satunnaisessa järjestyksessä. Tästä syystä MOSFET-kytkimillä ohjattuja kennoja kutsutaan MOS-kennoiksi. MOSFET-kytkimien käyttö aiheuttaa kuitenkin signaaliin paljon kTC-häiriötä [51, Kappale 5.2], joka syntyy kun kondensaattori asetetaan tiettyyn jännitteeseen äärellisen resistanssin omaavan laitteen, kuten transistorin, avulla [51, Kappale 3.2]. Tämän vuoksi MOS-kennot eivät itsenään vielä täysin ratkaise kaikkia CCD-kennojen ongelmia. Tästä häiriöstä päästään kuitenkin eroon, jos fotodiodeista saatu varaus muunnetaan vahvistimella jännitteeksi jo heti kussakin pikselissä [51, Kappale 5.3]. Tällä periaatteella toimivia valoherkkiä kennoja kutsutaan aktiivi-pikseli sensoreiksi (Engl. Active-pixel sensor, APS), sillä jokainen pikseli sisältää oman vahvistimen.

Koska APS-kennot vaativat suuren määrän transistoreita, ne tyypillisesti valmistetaan CMOS (Engl. Complementary metal-oxide-semiconductor) valmistusmenetelmää käyttäen. Tätä valmistusmenetelmää käytetään erittäin laajalti kaiken tyyppisten mikropiirien valmistuksessa, joten se on erittäin hyvin tunnettu ja tuettu valmistusmenetelmä. Tämän takia APS-kennoja tyypillisesti kutsutaan myös CMOS-kennoiksi ja ne ovat CCD-kennojen kanssa toinen hyvin suosittu kennotyyppi.

pi. Niiden valmistuksessa käytettävä CMOS-valmistusmenetelmä mahdollistaa, että lukuelektronikan lisäksi kennoon voidaan suoraan lisätä esimerkiksi signaalin digitalisointi (Engl. Analog-to-Digital Converter, ADC) tai muita signaaliprosessoreita sovellutuksesta riippuen. CMOS-kennot eivät kuitenkaan ole täydellisiä. Erillisten vahvistimien käyttö kussakin pikselissä tuottaa sen ottamaan kuvaan CCD-kennoa enemmän epätasaisuutta (Engl. Nonuniformities, fixed pattern noise, FPN), sillä kullakin vahvistimella on hieman eri vahvistuskerroin. Tämän takia CCD-kennot ovat pysyneet hyvänä vaihtoehtona suurta herkkyyttä vaativissa sovelluskohteissa. CMOS-kennot ovat kuitenkin kehittyneet paljon viime vuosien aikana CCD-kennoihin verrattuna. Uudet innovaatiot, kuten sCMOS-kennot [52] pyrkivät minimoimaan vahvistimien tuottamat häiriöt, minkä ansiosta APS-kennon herkkyyks on vastaava tai joissain tapauksissa jopa parempi kuin CCD-kennon [53]. Näiden kahden kennotyypin toimintaperiaatteisiin tutustutaan tarkemmin kappaleissa 4.1.3 ja 4.1.4.

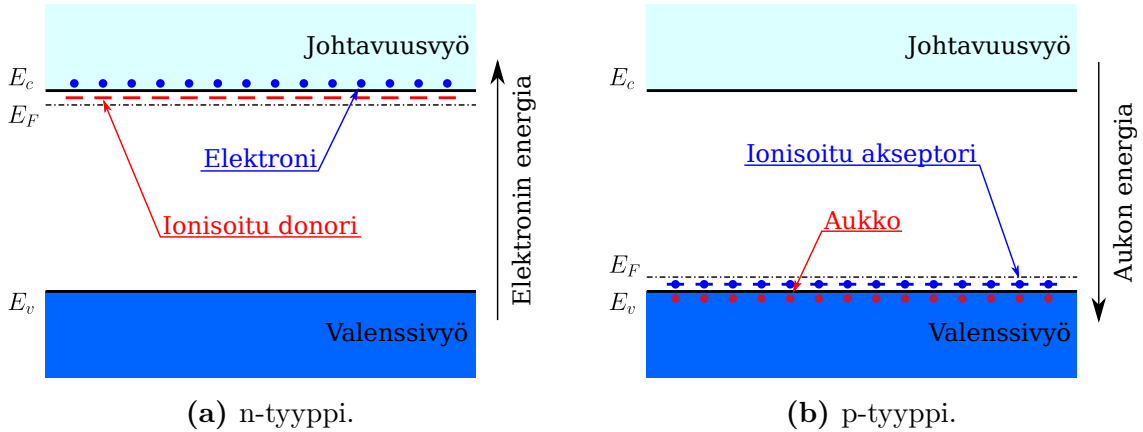
Kennossa käytettävä fotodiodi ei ole riippuvainen kennon tyypistä. Yleisin CCD- ja CMOS-kennoissa käytettävä fotodiodi on tyypiltään haudattu fotodiodi (Engl. Buried photodiode/Pinned, PPD), jonka rakennetta tarkastellaan tarkemmin kappaleessa 4.1.1. Sen häiriötaso ja pimeävirta ovat matalia sekä kvanttitehokkuus (Engl. Quantum efficiency, QE) korkea [54]. Pimeävirralla tarkoitetaan pikseliin spontaanisti syntyvää varausta vaikka pikseli olisi suojattu valolta. Kvanttitehokkuus sen sijaan kuvaa kennon kykyä muuntaa siihen osuvat fotonit sähköiseksi varaukseksi. Molemmassa kennotyypeissä käytetään myös saman tyyppisiä ulostulovahvistimia. Yleisin käytössä oleva vahvistin on kelluva diffuusiovahvistin (Engl. Floating diffusion amplifier, FDA) [51, Kappale 5], jota käsitellään tarkemmin kappaleessa 4.1.2. CMOS-kennoissa on tyypillisesti myös korreloitu kaksoisnäytteenottopiiri (Engl. Correlated double sampling circuit, CDS), jolla saadaan vähennettyä merkittävästi kelluvan ulostulovahvistimen nollauksessa syntyvää häiriötä [51, Kappale 2.3.3]. Kennon pikseleiden päälle voidaan valmistaa joukko mikrolinssejä (Engl. Microlens array), jotka ohjaavat pikselille tulevan valon sen valoherkälle alueelle [48, Kappale 3.2.3]. Tämä parantaa pikselin valoherkän alueen suhdetta koko pikselin pinta-alaan [48, Kappale 3.2.1], mikä kasvattaa kennon herkkyyttä.

4.1.1 Haudatun fotodiodin rakenne



Kuvio 6. Puhtaan puolijohteen energiavyökaavio. Kaaviossa on esitetty energiavöiden lisäksi kieltoalueen leveys E_g , fermitaso E_F , johtavuusvyön alin energiataso E_c sekä valenssivyön ylin energiataso E_v . Kuviota muokattu lähteestä [55, FIGURE 1-10].

Aloitetaan haudatun fotodiodin rakenteen tarkastelu sen materiaalista. Kuten hyvin monet muut mikropiirit, myös haudattu fotodiodi muodostetaan käyttämällä pääasiassa piitä sen pohjamateriaalina [51, Kappale 2.2.1]. Fotodiodi voidaan valmistaa myös monista muista puolijohdeista kuten germaniumista, indiumgalliumarsenidista tai lyijysulfidista, jotka mahdollistavat eri aallonpituuskaistojen mittaamisen [56, Taulukko 5.3]. Matalan kieltoalueen leveyden (Engl. Bandgap) $E_g = 1,12 \text{ eV}$ [55, Taulukko 1-1] ansiosta pii on puolijohde. Sillä on neljä valenssielektronia, jolloin se on luokan IV alkuaine jaksollisessa järjestelmässä. Kieltoalueella tarkoitetaan energia aluetta johtavuus- ja valenssivöiden välillä, jossa atomin elektroneille ei ole sallittuja energiatiloja. Tämä kieltoalue sekä johtavuus- ja valenssivyö ovat esitetty kuviossa 6. Puolijohdeissa valenssivyö on korkeaenergisin energiaväli, jossa kaikki sen energiatilat ovat täytetty elektroneilla. Johtavuusvyö on tätä energieettisesti yläpuolella oleva ensimmäinen, nollassa kelvinissä, täysin tyhjä energiaväli. Korkeammissa lämpötiloissa materiaalin lämpöenergian ansiosta osa valenssivyön elektroneista pääsee johtavuusvyölle, joka mahdollistaa sähkövirran kulun materiaalin läpi. Valenssivyöllä olevat elektronit vastaavat atomien välisissä kovalenttisissa sidoksissa olevia elektroneja ja johtavuusvyöllä olevat elektronit vapaita johtavuuselektroneja. Energiavälit muodostuvat vierekkäisten atomien energiatasoista, jotka erkanevat toisistaan Paulin kielto säännön vaikutuksesta, muodostaen energiatiloista tiheitä alueita [55, Kappale



Kuvio 7. Energiavyökaaviot n- ja p-tyypin puolijohteelle. Kuvioita muokattu lähteestä [51, FIGURE 2.7 b)].

1.3]. Näistä energiatasoista valenssivyön korkeimman energiataason energian voidaan määrittää olevan E_v ja johtavuusvyön matalimman tason energian olevan E_c , tällöin kieltoalueen leveys saadaan laskettua yhtälöllä $E_g = E_c - E_v$.

Elektronin todennäköisyyttä olla energiatasolla E voidaan kuvata Fermi–Diracin funktiolla [55, Liite II]

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/k_B T}},$$

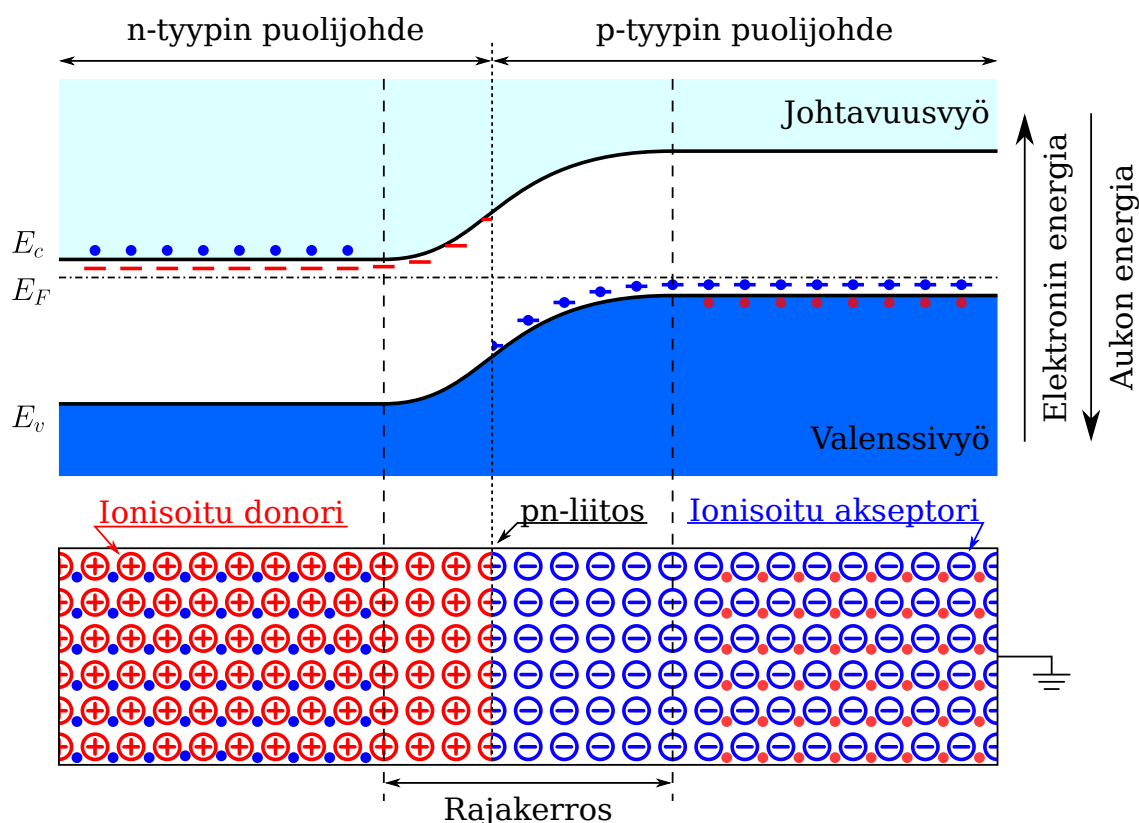
jossa E_F on materiaalin Fermienergia, k_B Boltzmannin vakio ja T materiaalin lämpötila. Tässä yhtälössä esiintyvä Fermienergia E_F ilmaisee energiatasoa, jolta lämpötilassa T on $f(E_F) = 50\%$ todennäköisyys löytää elektroni. Tämä myös tarkoittaa, että termisessä tasapainossa olevalla systeemillä voi olla vain yksi Fermienergiataso [55, Kappale 1.7]. Puhtaan puolijohteen ollessa termisessä tasapainossa sen Fermienergiataso sijaitsee kieltoalueen puolivälissä $E_F = E_g/2$ materiaalin lämpötilasta riippumatta [57, Kappale 1.5]. Lisäämällä piihin ylimääräisiä varauksia epäpuhtausatomien avulla saadaan sen Fermienergiatasoa siirrettyä energiassa korkeammalle tai matalammalle. Tarkempi kuvaus Fermi–Diracin funktiosta ja Fermienergiasta löytyy lähteistä [55, Kappale 1.7] ja [57, Kappale 1.5].

Koska piillä on neljä valenssielektronia, se pyrkii muodostamaan kovalenttisen sidoksen neljän naapuriatomin kanssa muodostaen niiden kanssa timanttihilan [57, Kappale 1.2.2]. Sekoittamalla piin joukkoon luokan V alkuainetta, kuten fosforia, lisätty epäpuhtausatomi muodostaa hilassa kovalenttisen sidoksen neljän naapuri pii-atomin kanssa, täyttäen epäpuhtausatomin uloimman elektronikuoren. Epäpuhtausatomin viides valenssielektroni jää tällöin ylimääräiseksi ja on heikosti sidottu

epäpuhtausatomiin. Tämän takia heikosti sidottu elektroni ionisoituu helposti epäpuhtausatomista ja siirtyy materiaalin johtavuusvyölle muodostaen vapaan elektronin (Engl. Mobile electron). Epäpuhtausioni on lukittuna materiaalin timanttihilaan muodostaen siihen kiinteän positiivisen varauksen. Piitä, jota on seostettu pääasiassa luokan V alkuaineella, kutsutaan n-tyypin puolijohteeksi, sillä epäpuhtausatomien mukana tulleet vapaat elektronit toimivat materiaalissa enemmistö varauksenkantajina (Engl. Majority charge carrier). Ylimääräisen elektronin luovuttamisen johdosta luokan V epäpuhtausatomeita kutsutaan donoreiksi. Koska epäpuhtausatomit lisäävät piissä olevien johtavuuselektronien määrää, ne siirtävät materiaalin Fermienergiaa lähemmäksi johtavuusvyön alinta energiatasoa E_c . Vahvasti n-tyyppiseksi seostetun piin energiavyökaavio on esitetty kuviossa 7a.

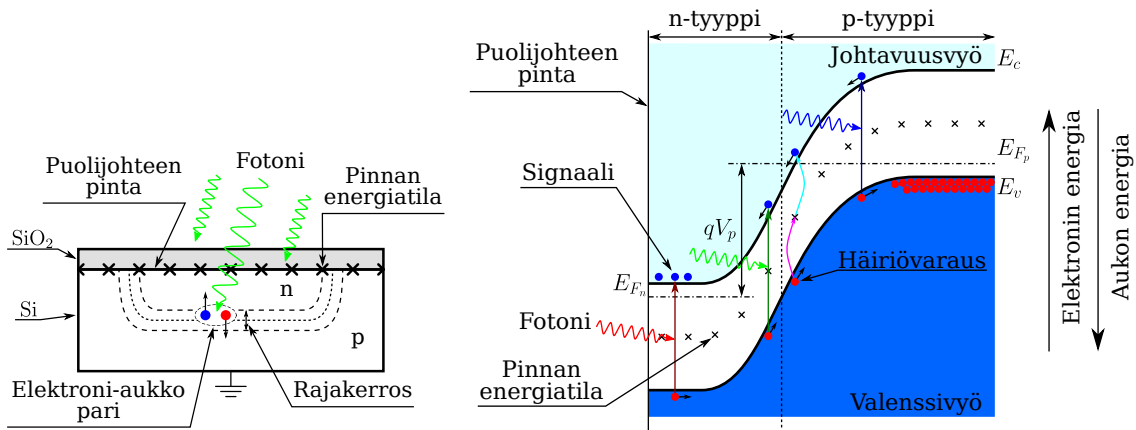
Vastaavasti, jos piin sekaan sekoitetaan luokan III alkuainetta, kuten booria, lisätty epäpuhtausatomi muodostaa kovalenttisen sidoksen kolmen sitä materiaalin hilassa ympäröivän piiatomin kanssa. Koska luokan III alkuaineelta puuttuu tarvittava neljäs valenssielektroni, hilan neljännen piiatomin kanssa muodostettava kovalenttinen sidos jää puolittaiseksi sisältäen vain yhden elektronin. Tätä elektronin vajetta sidoksessa kutsutaan aukoksi ja sen voidaan ajatella olevan positiivinen vapaa varaus piin hilassa. Aukon ympärillä olevista kovalenttisista sidoksista saattaa siirtyä elektroni aukon tilalle, jolloin aukko siirtyy materiaalin hilassa kovalenttisesta sidoksesta toiseen. Tämä mahdollistaa aukon liikkumisen materiaalissa johtavuuselektronin tavoin. Aukon siirtyminen pois lisätyltä epäpuhtausatomilta ionisoi epäpuhtausatomin muodostaen sen paikalle negatiivisen varauksen. Luokan III alkuaineella seostettua piitä kutsutaan p-tyypin puolijohteeksi, sillä sen enemmistö varauksenkantajina toimivat edellä kuvatut aukot, jotka ovat näennäisesti positiivisesti varattuja. Tämän elektronin kaappaamisen johdosta luokan III epäpuhtausatomeita kutsutaan akseptoreiksi. Ne siirtävät materiaalin Fermienergiaa lähemmäksi valenssivyön ylintä energiatasoa E_v , koska vapaiden elektronien määrä materiaalissa vähenee. Vahvasti p-tyyppiseksi seostetun puolijohteen energiavyökaavio on esitetty kuviossa 7b. Seostetun puolijohteen alueella esiintyy myös pieni määrä enemmistö varauksenkantajia vastakkaisia varauksia, joita kutsutaan puolijohdetyypin vähemmistö varauksenkantajiksi (Engl. Minority charge carrier). Lisää tietoa puolijohdeiden seostamisesta ja seosaineiden käytöksestä löytyy esimerkiksi lähteistä [55, Kappale 1.2], [57, Kappale 1.6] ja [51, Kappale 2.1].

Tuomalla p- ja n-tyypin puolijohdeet sähköiseen kontaktiin keskenään ne muodos-



Kuvio 8. Ylemmässä kuviossa on esitetty pn-liitoksen energiavyökaavio ja alemmassa varausten jakautuminen puolijohteen sisällä. Kuviota muokattu lähteestä [51, FIGURE 2.7 c-d)].

tavat pn-liitoksen, tai tutummin diodin, joka läpi virta pääsee kulkemaan pääasiassa vain yhdessä suunnassa. Liitoksen syntyessä p-tyyppin puolijohdeessa olevat vapaat aukot ja n-tyyppin puolijohdeessa olevat vapaat elektronit ajautuvat liitoksen yli varausten konsentraation aiheuttaman diffuusiojännitteen vaikutuksesta [51, Kappale 2.1.2]. Tullessaan toistensa läheisyyteen elektroni-aukko-pari saattaa yhdistyä, jonka ansiosta p-tyyppin puolijohde hilaan jää negatiivisesti varattu akseptoriatomi ja n-tyyppin puolijohde hilaan positiivisesti varattu donoriatomi. Näiden varausten välille muodostuu sähkökenttä, joka vastustaa diffuusiojännitettä. Yhdistymisprosessi jatkuu kunnes pn-liitos on saavuttanut termisen tasapainon, jolloin liitoksen ympärille on muodostunut vapaista varauksista vapaa rajakerros (Engl. Depletion region). Rajakerroksen leveyden vaikuttaa pn-liitoksen epäpuhtausatomien konsentraatio, lämpötila sekä mahdollinen ulkoinen sähkökenttä. Kuvion 8 ylemmässä osassa on esitetty termisessä tasapainossa olevan pn-liitoksen energiavyökaavio ja alemmassa osassa varausten jakautuminen puolijohteen sisällä.

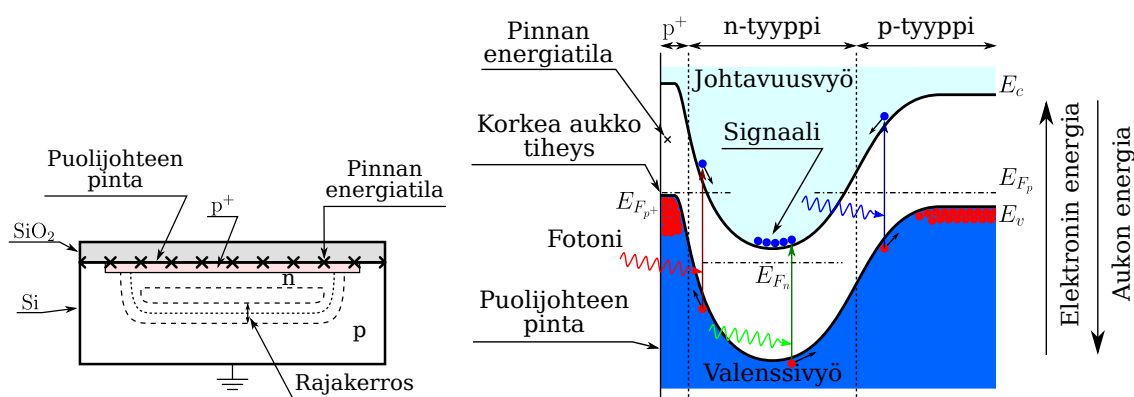


(a) Fotodiodin poikkileikkaus. Ku- (b) Fotodiodin energiavyökaavio. Kuviota muokattu viota muokattu lähteestä [51, FIGU- lähteestä [51, FIGURE 2.17 b)]. RE 2.17 a)].

Kuvio 9. Kuviossa a on esitetty poikkileikkaus fotodiodista, jossa on havainnollistettu fotonin synnyttämien varausten erkanemista toisistaan diodin rajakerroksessa. Poikkileikkausta vastaava energiavyökaavio on esitetty kuviossa b, jossa fotonien muodostamien varausten liikkeen lisäksi on havainnollistettu puolijohteen pinnalla olevien energiatilojen merkitystä häiriövarauksen syntyyn.

Valoherkissä kenoissa käytettävien fotodiodien rakenne on esitetty kuviossa 9. Kuten tästä havaitaan, kennossa olevan fotodiodin rakenne vastaa pn-liitosta. Fotodiodia käytettäessä n-tyyppiseksi seostettu alue asetetaan positiiviseen jännitteeseen V_p , jolloin vapaiden elektronien määrä n-tyypin alueella vähenee ja rajakerros levenee. Liitos on tällöin estosuuntaan biasoitu. Tämän jälkeen pn-liitos eristetään sähköisesti muusta materiaalista ja jätetään kellumaan asetettuun jännitteeseen [51, Kappale 2.1.6]. Fotodiodiin osuessa valoa, rajakerroksessa oleva atomi saattaa absorboida siihen osuvan fotonin virittäen valenssivyöllä olevan elektronin johtavuusvyölle jättäen aukon valenssivyölle. Rajakerroksen synnyttämän sähkökentän ansiosta fotonin tuottama elektroni-aukko-pari ei heti yhdisty takaisin yhteen vaan elektroni siirtyy kohti n-tyypin puolijohdetta ja aukko kohti p-tyypin puolijohdetta. Valotuksen aikana tuotetut elektronit varastoidaan fotodiodin sisään ja aukot ohjataan maapotentiaaliin. Kun fotodiodin valotus on päättynyt, sen vastaanottaman valon määrä saadaan mitattua n-tyypin alueella olevien elektronien varauksesta. Kuviossa 9a on esitetty poikkileikkaus p-tyypin pii-puolijohteen pintaan muodostetusta fotodiodista ja kuviossa 9b tätä vastaava energiavyökaavio. Kuvioissa on myös havainnollistettu fotoneiden tuottamien varausten käytös fotodiodin sisällä.

Kuten kuvioista 9a havaitaan, yksi merkittävä ongelma edellä esitetyssä foto-



(a) Fotodiodin poikkileikkaus. Kuviota muokattu lähteestä [51, FIGURE 5.25 a)].
 (b) Fotodiodin energiavyökaavio. Kuviota muokattu lähteestä [51, FIGURE 5.25 b)].

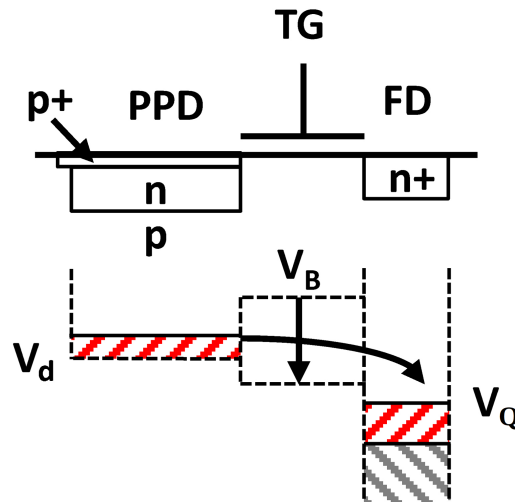
Kuvio 10. Kuviossa a on esitetty haudatun fotodiodin poikkileikkaus ja kuviossa b sen energiavyökaavio.

diodissa on pn-liitoksen rajakerroksen ylettäminen puolijohteen pinnalla olevalle SiO_2 -kerrokselle saakka. Puolijohde-oksideros rajapinnalla on hilarakenteen muuttumisen takia energiatiloja, joita puolijohteen sisältä ei löydy [48, Kappale 3.3.2.1.3]. Termisesti virittäytyvät elektronit pystyvät käyttämään näitä energiatiloja ylittämään puolijohteen kieltoalueen tavallista helpommin tuottaen fotodiodiin häiriö elektroneja. Tätä prosessia on havainnollistettu kuviossa 9b, jossa pinnan energiatiloja merkataan \times -merkeillä. Näitä elektroneja syntyy myös silloin kun fotodiodeja on suojattu valolta materiaalin lämpöenergian johdosta, joten ilmiötä kutsutaan pimeävirraksi (Engl. Dark current). Rajapinnan aiheuttama varausten tuotto ei ole ongelma muualla puolijohteen pinnalla, koska puolijohde on tällöin termisessä tasapainossa ja syntyvät elektroni-aukko-parit yhdistyvät nopeasti niiden syntymisen jälkeen joko keskenään tai muiden vapaiden varausten kanssa. [51, Kappale 5.1.2.3]

Ylimääräisten energiatilojen aiheuttamasta ongelmasta päästään eroon kasvattamalla alueen varauksenkuljettajien tiheyttä. Näin puolijohteen pinta fotodiodin kohdalta saadaan lähelle termistä tasapainoa. Tämä voidaan toteuttaa lisäämällä n-tyypin puolijohteen pinnalle ohut kerros korkeasti seostettua p^+ -tyypin puolijohdetta [51, Kappale 5.1.2.3][48, Kappale 3.3.2.1.4][54] kuvion 10a osoittamalla tavalla. Korkeasti seostettu alue sisältää suuren määrän aukkoja, jotka yhdistyvät pimeävirran aiheuttavien elektronien kanssa, vähentäen fotodiodin pimeävirtaa merkittävästi. Tämä n-tyypin puolijohteen päälle lisätty p^+ -tyyppinen alue luo fotodiodiin myös toisen pn-liitoksen, jonka rajakerros ohjaa valon tuottamat elektronit kohti n-tyyppistä

varauksen varastointialuetta. Kahden pn-liitoksen ansiosta n-tyyppinen alue tyhjenee täysin vapaista varauksista fotodiodin nollauksen yhteydessä. Tämä myös vangitsee valon tuottamat elektronit fotodiodin pinnan sijasta materiaalin sisään n-tyypin alueelle kuviossa 10b esitetyllä tavalla. Koska fotodiodin pn-liitos on haudattu p⁺ alueen alle, tämän tyyppistä fotodiodia kutsutaan haudatuksi fotodiodiksi. Haudatussa fotodiodissa pimeävirran tuottama häiriö on paljon normaalia fotodiodia pienempi. Rajakerros, joka muuntaa fotodiodiin osuvan valon elektroneiksi, on myös tavallista leveämpi kasvattaen fotodiodin kvanttitehokkuutta. Kvanttitehokkuudella η [%] kuvataan fotodiodin kykyä muuntaa siihen osuvat fotonit elektroneiksi. Fotodiodin kvanttitehokkuus riippuu siihen osuvien fotonien tukeutumissyvyydestä, joka vastaavasti riippuu yhtälöstä (3) saatavasta fotonin energiasta. [48, Kappale 3.4].

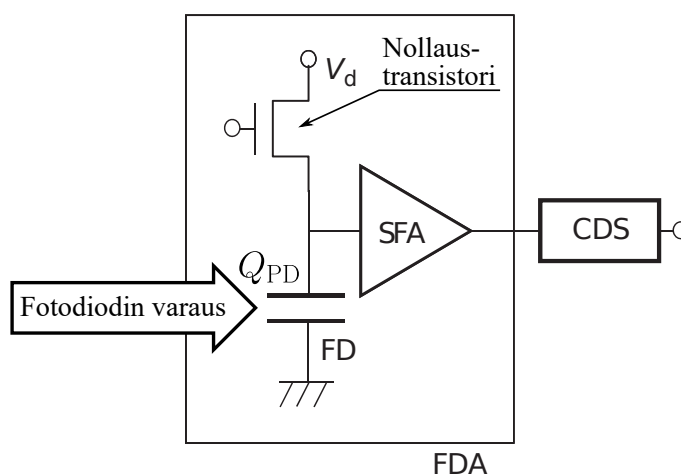
4.1.2 Varauksen mittaus



Kuvio 11. Varauksen siirto CMOS-kennossa haudatusta fotodiodista (PPD) pikselin kelluvaan diffuusioon (FD) asettamalla positiivinen jännite V_B siirtoelektrodiin (TG). Kuviota muokattu lähteestä [54, Fig 5].

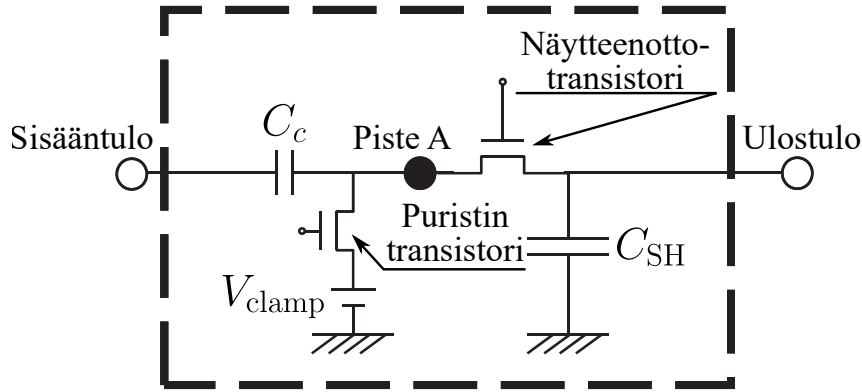
Ensimmäinen askel fotodiodissa olevan varauksen mittauksessa on fotodiodin keräämien elektronien siirto pois diodin sisältä asettamalla positiivinen jännite V_B diodin vieressä olevaan siirtoelektrodiin TG. Kyseinen jännite madaltaa potentiaalivallin elektrodin alla kuvion 11 osoittamalla tavalla päästäten elektronit ulos fotodiodista esimerkiksi kuviossa esitettyyn diffuusiokondensaattoriin. Sekä CCD-että CMOS-kennotyypeissä fotodiodin tuottamat elektronit kuljetetaan diodilta kennon diffuusiovahvistimelle, joka muuntaa mitatun varauksen jännitteeksi. CMOS-

kennoissa jokaisella fotodiodilla on oma kelluva diffuusiovahvistin, joka sijaitsee suoraan diodin vieressä kuvion 11 mukaisesti. CCD-kennoissa kelluvia diffuusiovahvistimia on vain muutamia, joten fotodiodin tuottamat elektronit kuljetetaan puolijohteen pinnalla yhdelle kennon vahvistimista. Tässä kappaleessa käsitellään tarkemmin kelluvan diffuusiovahvistimen ja muun kennon lukuun liittyvä elektronikan toimintaperiaatteita. Varauksen siirtoa CCD-kennossa käsitellään tarkemmin kappaleessa 4.1.3 ja CMOS-kennossa kappaleessa 4.1.4.



Kuvio 12. Valoherkissä kennoissa käytetty kelluva diffuusiovahvistin sekä siitä häiriötä poistava CDS-piiri. Fotodiodin tuottamat elektronit siirretään diffuusio-kondensaattoriin piirin ulkopuolelta kuviossa 11 näkyvän siirtoelektrodin TG avulla. Kuviota muokattu lähteestä [51, FIGURE 2.26].

Edellä mainittu kelluva diffuusiovahvistin, tai lyhemmin FDA, koostuu kolmesta komponentista: Kondensaattorista, johon fotodiodin elektronit säilötään varauksen mittauksen ajaksi. Tätä kutsutaan myös kelluvaksi diffuusio-kondensaattoriksi (Engl. Floating Diffusion, FD), sillä se on sähköisesti eristetty vahvistinta ja nollaustransistoria lukuun ottamatta muusta kennon elektroniikasta. Diffuusio-kondensaattoriin sähköisesti kytketystä transistorista, jolla kondensaattorin potentiaali nollataan käyttöjännitteeseen V_d aina ennen varauksen mittausta. Sekä kondensaattorin ja transistorin liitokseen yhdistetystä lähteen seuraajavahvistimesta (Engl. Source Follower Amplifier, SFA), joka toimii puskuripiirinä ja mahdollistaa kondensaattorin jännitteen kelluvan mittaamisen korkean sisääntulo ja matalan ulostulo impedanssinsa ansiosta [51, Kappale 2.3]. Korreloituun kaksoisnäytteenottooppiiriin (Engl. Correlated Double Sampling, CDS) kiinnitetyn kelluvan diffuusiovahvistimen piirikaavio on esitetty kuviossa 12.



Kuvio 13. Korreloidun kaksoisnäytteenottopiirin piirikaavio. Kuviota muokattu lähteestä [51, FIGURE 2.27 a)].

Kelluvan diffuusiovahvistimen toimintaperiaate on seuraava: Ensin diffuusiokondensaattori asetetaan jännitteeseen V_d avaamalla vahvistimen nollaustransistori. Kun kondensaattori on saavuttanut jännitteen V_d , transistori suljetaan ja fotodiodin tuottama varaus Q_{PD} siirretään diffuusiokondensaattoriin kuviossa 11 esitetyn siirtoelektrodin TG avulla. Varauksen lisäys diffuusiokondensaattoriin laskee sen jännitteen arvoon V_s , joka mitataan lähteen seuraajavahvistimen avulla. Fotodiodista siirretyn signaalivarauksen Q_{PD} määrä on tällöin verrannollinen nollausjännitteen V_d ja signaalijännitteen V_s erotukseen

$$V_d - V_s = V_Q = \frac{Q_{PD}}{C_{FD}}, \quad (13)$$

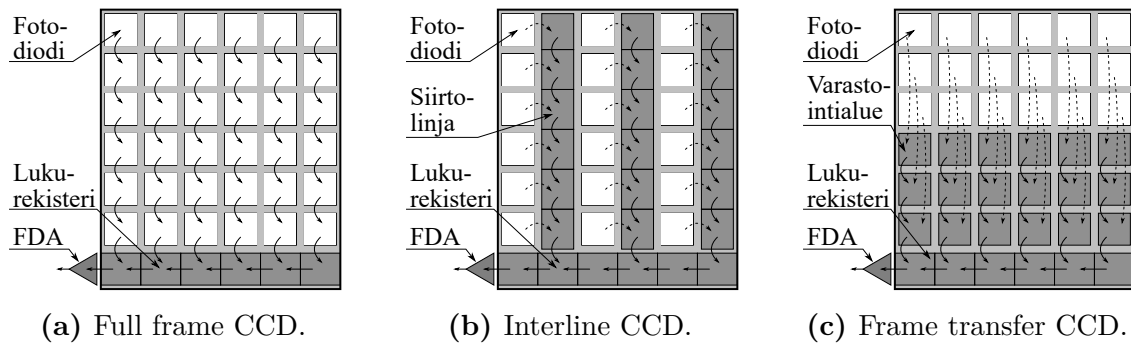
missä C_{FD} on diffuusiokondensaattorin kapasitanssi. Kun lähteen seuraajavahvistimen signaali on siirretty seuraavaan signaalinkäsittelyvaiheeseen, diffuusiokondensaattori nollataan transistorilla jälleen jännitteeseen V_d , jolloin kelluva diffuusiovahvistin on sopivassa tilassa seuraavaa mittausta varten. Varauksen Q_{PD} ja sitä vastaavan jännitteen V_Q välistä vahvistusta saadaan säädettyä muuntamalla diffuusiokondensaattorin kapasitanssia. [51, Kappale 2.3.1]

Kelluvan diffuusiovahvistimen lähtöjännite ei vastaa suoraan fotodiodin varausta vastaavaa jännitettä V_Q vaan se täytyy laskea nollatun vahvistimen lähtöjännitteen V_d ja signaalivarauksen sisältämän lähtöjännitteen V_s erotuksesta yhtälön (13) mukaisesti. Nollatun vahvistimen jännite V_d ei kuitenkaan välttämättä ole sama jokaisessa mittauksessa diffuusiokondensaattorin nollaamisen yhteydessä syntyvän kTC-häiriön takia [51, Kappale 3.2]. Tämä häiriö syntyy nollaustransistorin kanavavastuksen läpikulkevien elektronien määrän termodynaamisesta vaihtelusta [58], jolloin suljettaessa

nollaustransistori satunnainen määrä elektroneja on poistunut diffuusiokondensaattorilta. Yhden mittauksen V_d ja V_s jännitteissä esiintyvä virhe on kuitenkin sama, jolloin ne ovat korreloituneita [51, Kappale 3.5].

Käyttäen hyväksi tätä virheiden korrelaatiota ne saadaan poistettua esimerkiksi korreloidulla kaksoisnäytteenottopiirillä, jonka piirikaavio on esitetty kuviossa 13. Näytteenottopiirin sisääntulo on tyypillisesti suoraan AC-kytketty kelluvan diffuusiovahvistimen ulostuloon kondensaattorin C_c avulla kuviossa 12 esitetyllä tavalla. Kun kelluvan diffuusiovahvistimen diffuusiokondensaattori on nollattu, asetetaan samalla näytteenottopiirin pisteen A ja maapotentiaalin väliseksi jännitteeksi V_{clamp} avaamalla puristintransistori hetkellisesti. Tämän jälkeen fotodiodin varaukset siirretään diffuusiokondensaattoriin, jolloin lähteen seuraajavahvistimen lähtöjännite muuttuu nollausjännitteestä V_d signaalijännitteeseen V_s . Samalla vain vahvistimen lähtöjännitteen muutos V_Q pääsee AC-kytketyn näytteenottopiirin sisääntulokondensaattorin C_c läpi laskien pisteen A ja maapotentiaalin välistä jännitettä diffuusiokondensaattorissa olevaa varausta vastaavan määrän V_Q . Lopuksi näytteenottotransistori avataan hetkellisesti, jolloin näytteenpitokondensaattorin C_{SH} jännitteeksi tulee $V_{\text{clamp}} - V_Q$. Tämä jännite pysyy korreloidun kaksoisnäytteenottopiirin ulostulolla kunnes fotodiodin varaus mitataan seuraavan kerran. Koska jännite V_{clamp} on vakaa ja hyvin tunnettu, saadaan fotodiodissa ollutta varausta vastaava jännite laskettua vähentämällä V_{clamp} näytteenottopiirin ulostulolla olevasta jännitteestä. [51, Kappale 2.3.3]

Korreloitu kaksoisnäytteenottopiiri eliminoi kelluvan diffuusiovahvistimen ulostulosta diffuusiokondensaattorin nollauksessa syntyvän häiriön sekä lähteen seuraajavahvistimessa käytettyjen vahvistintransistoroiden kynnyksjännitteiden systemaattisen virheen. Tämä kynnyksjännitteiden poisto ei ole tärkeää CCD-kennoissa, sillä fotodiodien varaukset mitataan pääasiassa yhdellä diffuusiovahvistimella. Tällöin vahvistimien kynnyksjännitteiden tuoma virhe on systemaattista ja kaikille pikseleille samaa, joten se voidaan helposti poistaa tuloksista jälkikäteen. CMOS-kennoissa jokaisella pikselillä on oma diffuusiovahvistin, joten kynnyksjännitteen suuruus vaihtelee pikseleiden välillä ja on näin ollen vaikea poistaa jälkikäteen. Tästä syystä CDS-piiriä käytetään paljon CMOS-kennoissa ja se löytyy osasta niistä sisäänrakennettuna. Piiriä voidaan käyttää myös CCD-kennoissa, joissa se voi olla osana kennon lukuun ja ohjaukseen käytettävää erillistä analogista front-end (Engl. Analog front-end, AFE) piiriä.



Kuvio 14. Kolme eri CCD-kenno arkkitehtuuria.

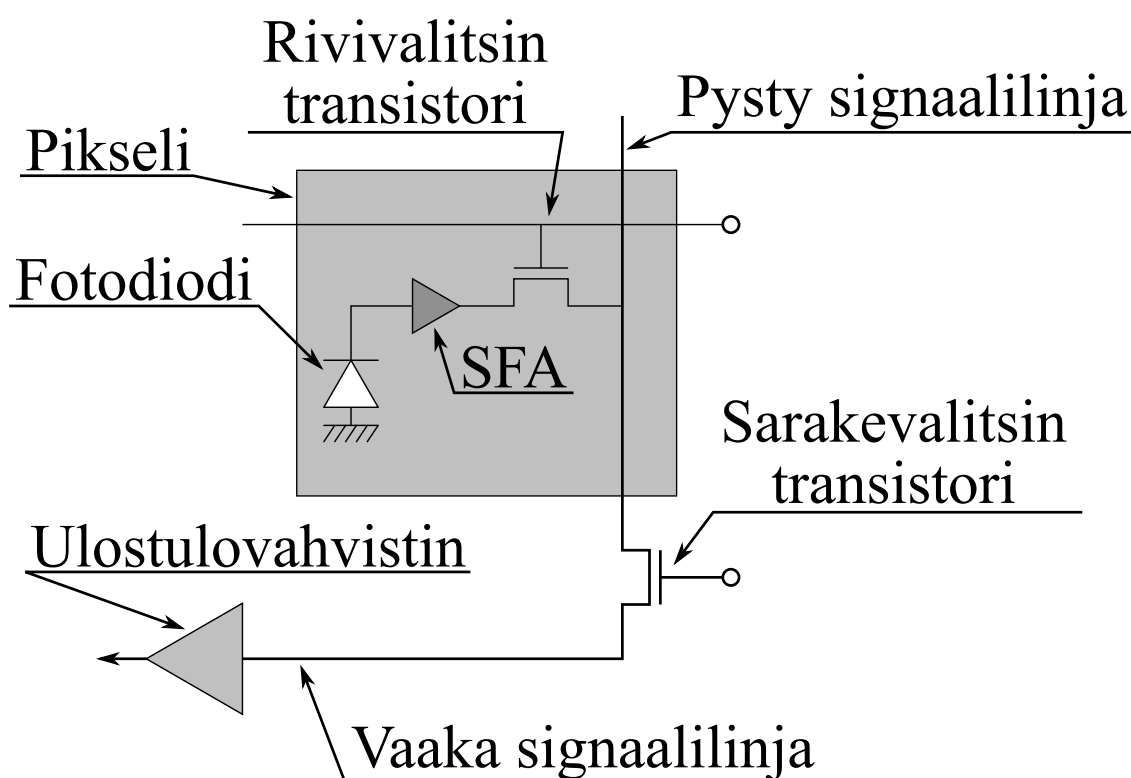
4.1.3 CCD-kennot

CCD-kennon toiminta perustuu samaan fysiikkaan kuin CMOS-kennon, mutta fotodiodien tuottamien varausten kuljetus vahvistimelle toteutetaan eri tavalla. Niissä fotodiodin tuottamat varaukset kuljetetaan kennon pinnalla olevien vierekkäisten MOS-kondensaattoreiden avulla yhdelle kennon muutamasta diffuusiovahvistimesta. Näiden kondensaattorien toinen elektrodi on yhteinen ja se on tyypillisesti kytketty puolijohteen kautta maan potentiaaliin. Toinen elektrodi on sen sijaan kullekin kondensaattorille erillinen ja ne voidaan kukin asettaa eri jännitteisiin. Asettamalla positiivinen jännite kondensaattorin elektrodiin muodostuu sen kohdalle potentiaalikaivo, johon varaus voidaan säilöä. Jos myös tämän viereisen elektrodin jännite asetetaan korkeaksi, kondensaattorissa olevat elektronit jakautuvat molempien kondensaattoreiden muodostamaan potentiaalikaivoon tasaisesti. Laskemalla nyt ensimmäisen kondensaattorin jännite kaikki siinä olleet elektronit siirtyvät viereisen kondensaattorin potentiaalikaivoon. Toistaen tätä prosessia pystytään varauksia kuljettamaan puolijohteen pinnalla. CCD-kennon toiminnan kannalta on tärkeää, että kaikki kondensaattoreihin vangitut elektronit siirtyvät kondensaattorista toiseen kunkin siirron aikana ilman häviöitä. Tarkempi kuvaus eri CCD-kennojen varausten kuljetusmenetelmistä löytyy esimerkiksi lähteistä [51, Kappale 5.1] ja [48, Kappale 4].

CCD-kennoja on kolmea päätyyppiä: Kuviossa 14a esitetty Full frame CCD-kenno, jossa varauksia kuljettavat MOS-kondensaattorit toimivat myös kennon fotodiodeina. Kuviossa 14b esitetty Interline CCD-kenno, jossa kullakin fotodiodirivillä on oma valolta suojattu MOS-kondensaattori siirtolinja. Ja kuviossa 14c esitetty frame transfer CCD-kenno, jossa fotodiodeista muodostuvan kuvantamisalueen lisäksi

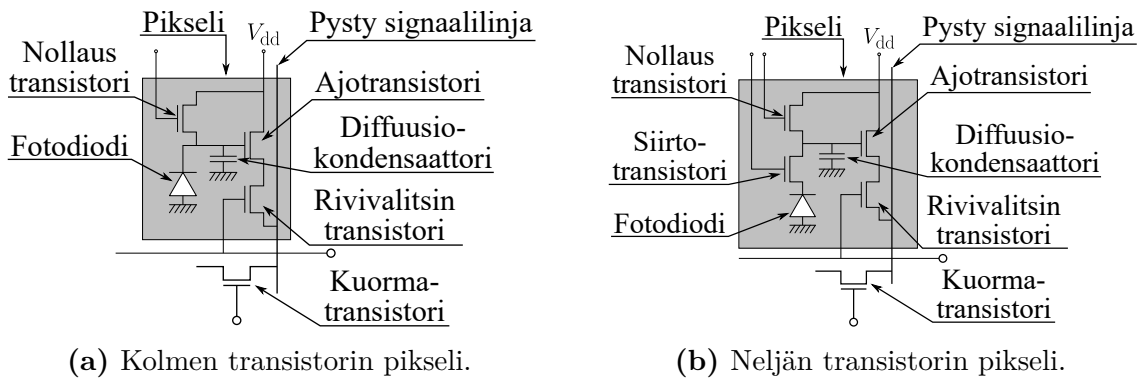
kennolla on valolta suojattu kuvan varastointialue. Valoa suojaavien alueidensa ansiosta interline- ja frame transfer CCD-kennot eivät tarvitse erillistä mekaanista sulkijaa. Ne ovat myös nopeampia kuin full frame CCD-kennot, sillä seuraavan kuvan valotus voidaan aloittaa jo ennen kuin edellinen valotus on saatu kokonaan luettua. Frame transfer CCD-kennot ovat tyypillisesti kalliimpia kuin vastaavan resoluution interline CCD-kennot, sillä kuvan varastointialue kaksinkertaistaa tarvittavan piimateriaalin pinta-alan. Näistä syistä interline CCD-kennot ovat suosituimpia CCD-kennotyypppejä.

4.1.4 CMOS-kennot



Kuvio 15. Yksinkertaistettu kuvaus CMOS-kennon pikselistä. Kuvita muokattu lähteestä [51, FIGURE 5.38]

CMOS-kennossa jokaisella fotodiodilla on oma kelluva diffuusiovahvistin, jolloin fotodiodi ja diffuusiovahvistin yhdessä muodostavat yhden pikselin kennossa. Koska osa pikselin pinta-alasta käytetään diffuusiovahvistimen toteuttamiseen, CMOS-kennojen pikseleiden valoaktiivinen pinta-ala on tyypillisesti CCD-kennon pikseliä pienempi. Tämä ero saadaan kuitenkin lähes täysin hävitettyä valmistamalla pikselei-



Kuvio 16. Kolmella ja neljällä transistorilla muodostetut CMOS-kennon pikselit. Kuvioita muokattu lähteestä [51, FIGURE 5.45].

den pinnalle mikrolinssimatriisi [51, Kappale 5.1.2], jotka ohjaavat pikselille tulevan valon kohti valoherkkää fotodiodia. CMOS-kennon pikseleiden signaalin mittaaminen on myös CCD-kennoa nopeampaa, sillä pikselin varauksen muunnos jännitteeksi voi tapahtua useassa pikselissä lähes samaan aikaan ja varauksia ei tarvitse kuljettaa kennolla pitkiä matkoja. Pikselin arvon lukeminen ulos kennosta tapahtuu rivi- ja sarakevalitsin transistorien avulla, jotka yhdistävät yhden pikseleistä kennon ulostulovahvistimelle. Tämä mahdollistaa kennon lukemisen satunnaisessa järjestyksessä. Kuviossa 15 on esitetty yksinkertaistettu versio yhdestä CMOS-kennon pikselistä sekä pikselin valinta piiristä. Tyypillisesti pysty ja vaaka signaalilinjoiissa on kiinni useita pikseleitä.

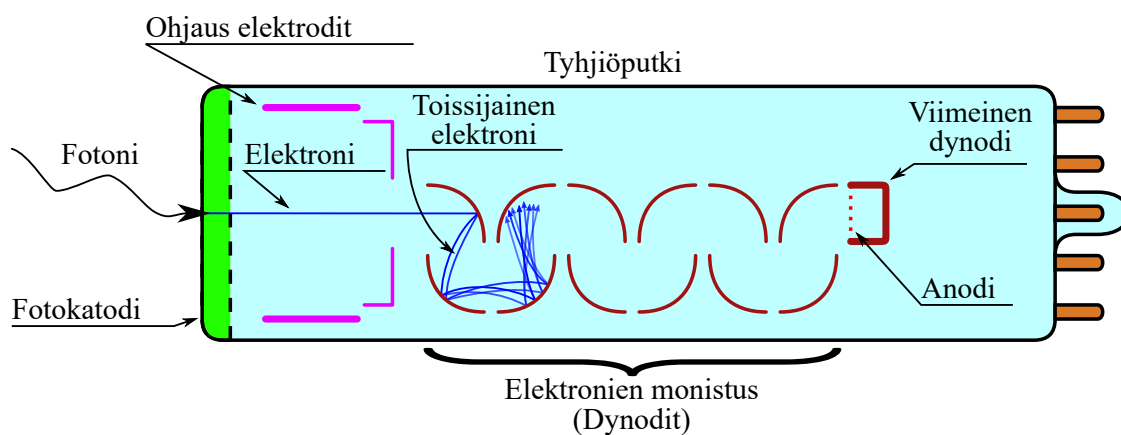
CMOS-kennot voidaan lajitella eri luokkiin riippuen kuinka monta transistoria yhden pikselin muodostamiseen on käytetty. Yksinkertaisin CMOS-kennon pikseli sisältää kolme transistoria: Ensimmäinen transistori nolaa diffuusiovahvistimen. Toinen toimii lähteen seuraajavahvistimen ajotransistorina (Engl. Drive transistor). Ja kolmas rivivalitsimena. Saman rivin pikselit jakavat lähteen seuraajavahvistimen kuormatransistorin sekä mahdollisen korreloidun kaksoisnäytteenottopiirin. Kolmella transistorilla muodostettu pikseli on esitetty kuviossa 16a.

Lisäämällä neljäs siirtotransistori fotodiodin ja kelluvan diffuusiovahvistimen väliin voidaan diffuusio-kondensaattori nolata juuri ennen fotodiodin valotuksen päättymistä vähentäen pikselin häiriötä [51, Kappale 5.3.2.2]. Tämä myös mahdollistaa seuraavan valotuksen aloittamisen vaikka edeltävän valotuksen arvoja vielä luettaisiin ulos kennosta. Tyypillinen neljän transistorin CMOS-kennon pikseli on esitetty kuviossa 16b. Kasvattamalla pikselissä käytettävien transistorien lukumäärää voidaan esimerkiksi fotodiodien valotus yhdenaikaistaa. Tämä kasvattaa kuitenkin

pikseleiden kokoa ja vähentää tämän kautta pikselin valoaktiivista pinta-alaa. Lisätietoa CMOS-kennojen toiminnasta ja eri pikseli arkkitehtuureista löytyy lähteistä [51, Kappale 5.3] ja [48, Kappale 5].

4.2 Valomonistinputket

Kuten valoherkkä kenno, valomonistinputki (Engl. Photomultiplier tube, PMT) on laite, jolla voidaan muuntaa siihen osuvat fotonit virtasignaaleiksi. Valomonistinputki kuitenkin itsessään vastaa vain yhtä valoherkän kennoan fotodiodia. Käytännön syistä, kuten sen koon ja korkean käyttöjännitteen, valomonistinputkista on hankala valmistaa tiheää paikkaherkkää matriisia. Tämän takia pelkällä valomonistinputkella pystytään yksinään mittaamaan vain valon intensiteettiä. Toisin kuin valoherkkä kenno, jossa valon määrä mitataan aina joltain aikaväliltä, valomonistinputki tuottaa analogisen signaalin vastaanottamastaan valosta. Tämä mahdollistaa suodattimien tai lukitusvahvistimen [59] käytön, joilla sen signaali-kohinasuhdetta saadaan parannettua merkittävästi.



Kuvio 17. Poikkileikkaus valomonistinputkesta. Kuviota muokattu lähteestä [60, Figure 2-1].

Valomonistinputki koostuu tyhjiöputkesta, jonka toisessa päässä on fotokatodi. Fotokatodin toiminta perustuu valosähköiseen ilmiöön, jossa katodi materiaaliin osuva foton irrottaa siitä elektronin. Kuten valoherkissä kennoissa, elektronin todennäköisyyttä irrota fotonin ansiosta fotokatodista kuvataan kvanttitehokkuudella η . Tämä valomonistinputken sisälle irronnut vapaa elektroni kiihdytetään ja ohjataan putken sisällä olevilla elektrodeilla kohti putken ensimmäistä dynodia. Elektronin

osuessa dynodiin irtoaa törmäyksen yhteydessä dynodin pinnalta toissijaisia elektroneja (Engl. Secondary electron) monistaen valosignaalin tuottaman virran määrää. Monistetut elektronit ohjataan seuraavaa dynodia kohti, johon törmätessään elektronien määrä kasvaa entisestään. Tätä kaskadi-prosessia jatketaan kunnes elektronien määrä on kasvanut noin miljoona kertaiseksi alkuperäisestä, jonka jälkeen elektronien tuottama virta mitataan valomonistinputken anodilta. Valomonistinputken sisällä olevat dynodit biasoidaan eri jännitteisiin siten, että elektronit kiihtyvät aina kohti seuraavaa dynodia. Tyypillisesti dynodien jännitteet asetetaan resistiivisellä jaolla valomonistinputken käyttöjännitteestä. Poikkileikkaus valomonistinputkesta sekä elektronien monistus prosessi on esitetty kuviossa 17. Lisätietoa valomonistinputkista löytyy lähteistä [60] ja [61].

5 Häiriöt valoherkissä ilmaisimissa

Mikään mittalaite ei ole täydellinen. Kaikissa mittauksissa esiintyy mitattavan signaalin lisäksi häiriötä, jotka aiheuttavat virhettä mittaustulokseen. Tämän häiriön suuruutta verrattuna itse mitattavaan arvoon kutsutaan laitteen signaali-kohinasuhteeksi (Engl. Signal-to-noise ratio, SNR) [62, Kappale 17.2]. Korkea signaali-kohinasuhde on tärkeä tieteelliseen tutkimukseen käytettävissä laitteissa, joissa vaaditaan suurta tarkkuutta. Tämän takia kappaleessa 5.1 tutustutaan häiriön aiheuttajiin valoherkissä kennoissa ja kappaleessa 5.2 häiriön aiheuttajiin valomonistinputkissa. Kun laitteiden häiriönaiheuttajat ovat selvillä, johdetaan kappaleissa yhtälö kyseessä olevan laitetypin signaali-kohinasuhteelle. Näiden avulla eri laitteiden ja laitetyyppien herkkyyksiä voidaan myöhemmin vertailla toisiinsa.

5.1 Häiriön aiheuttajat valoherkissä kennoissa

Valoherkkien kennojen häiriöt voidaan jakaa kahteen päätyyppiin, kiinteäkuvioiseen häiriöön (Engl. Fixed-pattern noise, FPN) sekä ajasta riippuvaan häiriöön (Engl. Temporal noise). Kiinteäkuvioisessa häiriössä yksittäisten pikseleiden häiriö pysyy ajan suhteen vakiona ja ajasta riippuvassa häiriössä se muuttuu satunnaisesti valotuksesta toiseen [51, Kappale 3]. Valoherkissä kennoissa esiintyviä ajallisia häiriöitä ovat fotoneiden ja pimeävirran raekohina (Engl. Shot noise), vahvistimien nollaus häiriöt, lämpökohina (Engl. Thermal noise) ja $1/f$ häiriö [48, Kappale 3.3.3]. Näistä merkittävimpiä ovat raekohinat ja vahvistimien nollaus häiriö, sillä lämpökohinaa saadaan vähennettyä jäädyttämällä kennoa ja $1/f$ häiriöstä päästään eroon CDS-piirillä. Kiinteäkuvioista häiriötä aiheuttavat fotodiodien väliset herkkyyserot, niissä vaihteleva pimeävirran tuotto, ulostulovahvistimien eri kynnysjännitteet sekä vahvistukset ja muut valmistusvirheet kennossa, kuten raskasmetalli epäpuhtaudet [48, Kappale 3.3.2.1.6]. Koska kiinteäkuvioinen häiriö esiintyy aina samoissa paikoissa kennoa, se voidaan poistaa jälkepäin kennon tuottamasta kuvasta signaaliprosessoinnin avulla [48, Kappale 3.3].

CCD-kennon suurin ajallisen häiriön aiheuttaja on sen diffuusiovahvistimet,

joissa häiriötä syntyy niiden nollauksen yhteydessä. Tämän lisäksi kennon MOS-kondensaattorit tuottavat lämpökohinaa sekä 1/f häiriötä, mutta niitä saadaan vähennettyä merkittävästi edellä mainituilla keinoilla. CMOS-kennoissa lämpökohinan ja 1/f häiriön lisäksi esiintyy myös pikselin vahvistimien nollaukseen ja vahvistukseen liittyvää ajallista häiriötä [51, Kappale 3.1]. CCD-kennoissa kiinteäkuvioista häiriötä aiheuttaa lähinnä pikselikohtainen ero fotodiodien pimeävirrassa. Kuten CCD-kennoissa, CMOS-kennoissa kiinteäkuvioista häiriötä syntyy pikselikohtaisista eroista pimeävirran tuotossa. Tämän lisäksi merkittävä osa CMOS-kennon kiinteäkuvioisesta häiriöstä aiheutuu pikseleissä käytettävien vahvistimien eri kynnyksjännitteistä ja niiden eri vahvistuskertoimista [48, Kappale 3.3.2], jotka saattavat tuottaa kuvaan selvästi “kuumempia” pikseleitä. Merkittävimpiä häiriönlähteitä molemmissa kennotyypeissä ovat siis fotonien ja pimeävirran tuottamat raekohinat sekä vahvistimien nollaus häiriöt. Raekohinoita käsitellään tarkemmin kappaleessa 5.1.1, pimeävirran tuottoa kappaleessa 5.1.2 ja kennon lukemisessa esiintyviä häiriöitä kappaleessa 5.1.3. Näiden jälkeen kappaleessa 5.1.4 johdetaan yhtälö valoherkkien kennojen signaali-kohinasuhteelle.

5.1.1 Raekohina

Yleisesti käsiteltynä raekohina, jota kutsutaan myös Poissonin kohinaksi, syntyy erillisten hiukkasten, kuten fotonien tai elektronien, satunnaisista saapumisajoista ilmaisimelle [51, Kappale 3.4]. Statistisesti tätä satunnaisuutta voidaan kuvata Poissonin jakaumalla

$$f_P(N) = \frac{\langle N \rangle^N e^{-\langle N \rangle}}{N!},$$

joka kuvaa todennäköisyyttä, että N tapahtumaa tapahtuu tietyllä aikavälillä [63]. Poissonin jakaumalle ominainen piirre on, että jakauman odotusarvo $\langle N \rangle$ vastaa myös sen varianssia σ_N^2 [48, Kappale 3.3.3.2].

Koska fotonit saapuvat valoherkälle kennolle satunnaisiin paikkoihin satunnaisina aikoina, ne käyttäytyvät Poissonin todennäköisyysjakauman mukaisesti. Aikavälillä τ saapuvien fotonien tuottaman varaussignaalin odotusarvo P voidaan määrittää kennoon osuvan keskimääräisen fotonivuon tiheyden Φ [fotoni/(sm²)], pikselin pinta-alan A_{pix} [m²/pix] ja fotodiodin kvanttitehokkuuden η [e/fotoni] avulla seuraavasti

$$P = \Phi A_{\text{pix}} \eta \tau \quad [e/\text{pix}]. \quad (14)$$

Tässä esiintyvä ΦA_{pix} voidaan myös kirjoittaa pikseliin osuvan fotonivuon avulla $\phi_P = \phi_S + \phi_B$, joka koostuu mitattavalta kohteelta tulevasta fotonivuosta ϕ_S ja muualta ympäristöstä tulleesta fotonivuosta ϕ_B . Kennoon osuvien fotonien tuottama raekohina saadaan selville todennäköisyysjakauman varianssin neliöjuuresta. Koska Poissonin jakauman varianssi vastaa sen odotusarvoa, kennoon osuvien fotonien tuottama raekohina on muotoa

$$\sigma_P = \sqrt{P} = \sqrt{\phi_P \eta \tau}.$$

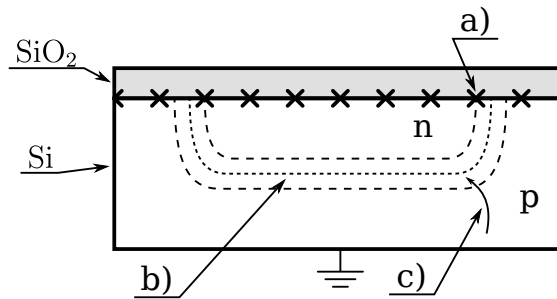
Tämä voidaan erotella mitattavan signaalin raekohinaksi

$$\sigma_S = \sqrt{S} = \sqrt{\phi_S \eta \tau} \quad (15)$$

ja taustan säteilyn aiheuttamaksi raekohinaksi

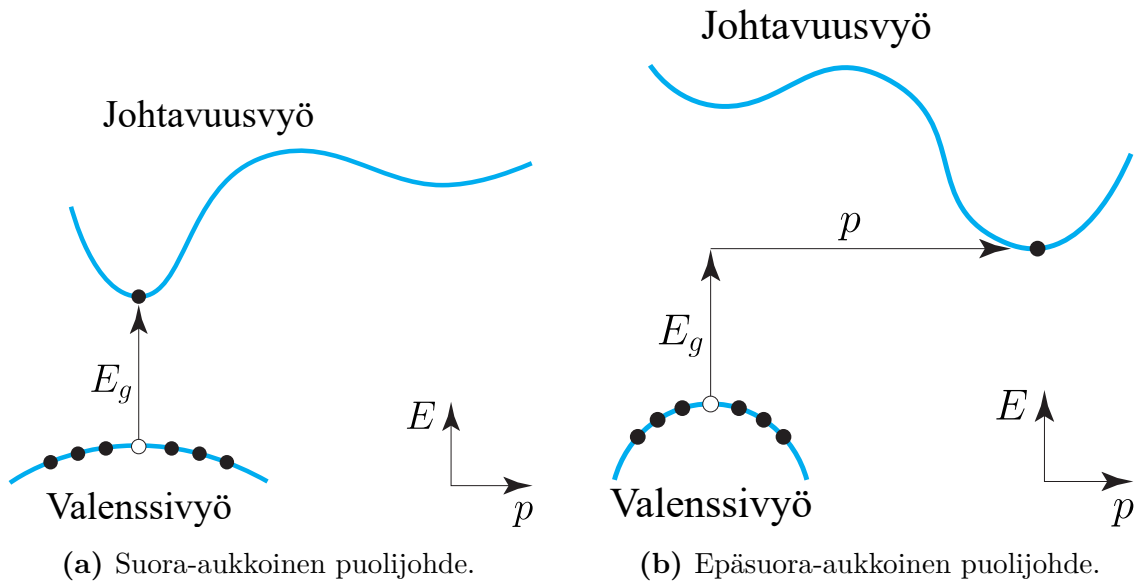
$$\sigma_B = \sqrt{B} = \sqrt{\phi_B \eta \tau}. \quad (16)$$

5.1.2 Pimeävirta



Kuvio 18. Pimeävirtaa siirtyy fotodiodiin a) oksidi-puolijohde rajapinnalta, b) rajakerrokselta sekä c) ulkopuolelta fotodiodia. Kuviota muokattu lähteestä [48, FIGURE 3.14].

Pimeävirraksi kutsutaan ilmiötä, jossa valoherkän kennon fotodiodi tuottaa elektroneja ilman että siihen osuu valoa. Fotodiodi kykenee varastoimaan vain vakiomäärän varausta kerrallaan, joka täyttyy fotonien ja pimeävirran tuottamista varauksista. Mitä suurempi pimeävirran osuus on suhteessa fotonien määrään, sitä pienempi kennon dynaaminen alue on [51, Kappale 7.1.2][48, Kappale 3.3.2.1]. Pimeävirtaa siirtyy fotodiodiin pääasiassa kolmesta eri osasta fotodiodia: oksidi-puolijohde rajapinnalta, rajakerroksesta ja ulkopuolelta fotodiodia. Näiden sijainnit fotodiodissa



Kuvio 19. Kuviossa a on havainnollistettu suora-aukkoisen ja kuviossa b epäsuora-aukkoisen puolijohteen energiavyörakenne. Kuvioita muokattu lähteestä [55, FIGURE 4-27].

on esitetty kuviossa 18. Näistä ensimmäinen oksidi-puolijohde rajapinnalla syntyvä pimeävirta johtuu hilarakenteen muutoksen rajapinnalla aiheuttamista ylimääräisistä energiailoista, jotka mahdollistavat elektronin helpomman siirtymisen valenssivyöltä johtavuusvyölle. Tätä mekanismia käsiteltiin tarkemmin kappaleessa 4.1.1.

Rajakerroksessa syntyvä pimeävirta johtuu piin epäsuora-aukkoisesta energiavyörakenteesta, joka haittaa fotodiodin rajakerroksessa spontaanisti syntyvien elektroni-
aukko parien yhdistymistä. Puolijohdeita, kuten galliumarsenidia, jossa johtavuusvyön minimi esiintyy samalla elektronin liikemomentilla p kuin valenssivyön maksimi, kutsutaan suora-aukkoiseksi puolijohdeeksi (Engl. Direct-gap semiconductors). Vastavasti puolijohdeita, kuten piitä, joiden johtavuusvyön minimi ja valenssivyön maksimi esiintyvät eri liikemomenteilla p kutsutaan epäsuora-aukkoisiksi puolijohdeiksi (Engl. Indirect-gap semiconductors) [55, Kappale 4.12.2][57, Kappale 1.4.2]. Kuvioissa 19a ja 19b on havainnollistettu suora ja epäsuora-aukkoisen puolijohteen energiavyörakennetta. Johtavuusvyön ja valenssivyön liikemomentti ero johtuu materiaalin hilarakenteesta. Jos vöiden minimi ja maksimi esiintyvät samalla liikemomentilla, elektronin liike jokaiseen suuntaan hilassa on samanlaista. Vastavasti, jos liikemomentti on eri, elektronit käyttäytyvät eri tavalla eri suuntiin liikkuessaan [57, Kappale 1.4.2]. Tämän elektronien ja aukkojen välisen liikemomentti eron takia epäsuora-aukkoisissa puolijohdeissa varausparien yhdistymisprosessi tapahtuu kieltoalueella olevien paikallisten

energiatilojen avulla [57, Kappale 2.3.3]. Vaadittavasta ylimääräisestä liikemomentista johtuen elektronin ja aukon yhdistyminen on epäsuora-aukkoisissa puolijohdeissa paljon epätodennäköisempää kuin suora-aukkoisissa puolijohdeissa, joka mahdollistaa epäsuora-aukkoisissa puolijohdeissa spontaanisti syntyneiden varausten siirtymisen fotodiodin varaussäilöön pimeävirtana. [48, Kappale 3.3.2.1.1]

Kolmas fotodiodin ulkopuolelta tuleva pimeävirta johtuu materiaalissa liikkuvien vähemmistövaraustenkantajien ajautumisesta diffuusion takia fotodiodin rajakerrokselle, joka kaappaa varauksen fotodiodin varaussäilöön [48, Kappale 3.3.2.1.2]. Näistä kolmesta alueesta oksidi-puolijohde rajapinnalta tuleva pimeävirta on kaikkein suurin. Rajakerroksesta spontaanisti syntyvä pimeävirta on toiseksi suurin, mutta kuitenkin ensimmäistä merkittävästi pienempi. Diffuusion aiheuttama pimeävirta on pienin, koska vähemmistövaraus yhdistyy hyvin todennäköisesti vastakkaisen varauksen kanssa ennen kuin se pääsee ajautumaan rajakerrokselle saakka [48, Kappale 3.3.2.1.4]. Kaikki kolme eri pimeävirrän aiheuttavaa mekanismia ovat suoraan verrannollisia kennon lämpötilaan [48, Kappale 3.3.2.1.5], joten häiriön minimoimiseksi on tärkeää että kenno pidetään kuvan valotuksen ja varauksen siirron aikana mahdollisimman kylmänä. Kennon tuottama kokonaispimeävirta on tyypillisesti annettu sen datalehdessä.

Edellä mainitut mekanismit tuottavat pimeävirtaa fotodiodiin satunnaisina hetkinä, jolloin niiden käytöstä voidaan mallintaa kappaleessa 5.1.1 esitetyn Poissonin todennäköisyysjakauman avulla. Pikselin kokonaispimeävirta I_{dc} [$e/(s \text{ pix})$] tuottaa aikavälillä τ pikseliin keskimäärin

$$D = I_{dc}\tau \quad [e/\text{pix}]$$

elektronia, jolloin pimeävirrän raekohinaksi saadaan

$$\sigma_D = \sqrt{D} = \sqrt{I_{dc}\tau}. \quad (17)$$

5.1.3 Kennon lukuhäiriö

Kennon lukuhäiriö (Engl. Read noise) kuvaa kennon lukuun liittyvää ajasta riippuvaa häiriötä ja se vastaa kennon kohinasoaa (Engl. Noise floor). Kennon lukuhäiriöön kuuluu tyypillisesti kaikki sen lukuun käytettävän elektronikan aiheuttamat häiriöt pois lukien fotodiodin aiheuttamat häiriöt [48, Kappale 3.3.3.4.2]. Sen arvo σ_R annetaan tyypillisesti lukuprosessin tuottamien elektronien määrän keski- tai RMS-arvona pikseliä kohden. CCD-kennoissa lukuhäiriö sisältää pääasiassa vain ulostulovahvistimen tuottaman häiriön ja CMOS-kennoissa pikseleiden vahvistimien aiheuttaman häiriön lisäksi siihen vaikuttaa pikseleiden valintaan käytettävän elektronikan tuottamat häiriöt. Edellä mainitut lukuhäiriöt on pääasiassa peräisin transistoreiden lämpö- ja $1/f$ häiriöistä [48, Kappale 3.3.3.4.2]. Kennon lukuhäiriö annetaan yleensä sen datalehdessä.

5.1.4 Valoherkän kennon signaali-kohinasuhde

Valoherkän kennon signaali-kohinasuhde saadaan laskettua kennon pikselin havaitsemasta varaussignaalista μ ja sen keskihajonnasta σ yhtälöllä [62, Kappale 17.2]

$$\text{SNR} = \frac{\mu}{\sigma}. \quad (18)$$

Tässä esiintyvä keskihajonta σ koostuu signaalin ja pimeävirran tuottamista raekohinoista σ_S ja σ_D sekä elektronikan lukuhäiriöstä σ_R . Jos kennoa ei pystytä suojaamaan täysin sen ympäristön tuottamalta hajavalolta, voidaan keskihajonnassa ottaa myös huomioon ympäristön tuottama raekohina σ_B .

Koska nämä häiriölähteet ovat toisistaan riippumattomia, ne voidaan yhdistää kokonaisuudeksi neliöllisesti summaamalla [64, Kappale 3.6]

$$\sigma = \sqrt{\sigma_S^2 + \sigma_B^2 + \sigma_D^2 + \sigma_R^2}.$$

Sijoittamalla tähän raekohinoille johdetut yhtälöt (15), (16) ja (17) saadaan se muotoon

$$\sigma = \sqrt{(\phi_S + \phi_B)\eta\tau + I_{\text{dc}}\tau + \sigma_R^2}.$$

Pikselin tuottama varaussignaali

$$\mu = \phi_S\eta\tau$$

saadaan laskettua yhtälön (14) avulla ottamalla huomioon vain mitattavasta kohteesta tuleva fotonivuo. Tällöin yhtälön (18) mukaan valoherkän kennon signaali-kohinasuhde on muotoa [62, Kappale 17.3]

$$\text{SNR} = \frac{\eta\tau\phi_S}{\sqrt{(\phi_S + \phi_B)\eta\tau + I_{\text{dc}}\tau + \sigma_R^2}}. \quad (19)$$

5.2 Häiriön aiheuttajat valomonistinputkissa

Kuten valoherkissä kennoissa, valomonistinputkissa häiriötä aiheuttaa pääasiassa signaalin ja fotokatodin pimeävirran tuottamat raekohinat sekä mahdollisten ulostulovahvistimien häiriöt [60, Kappale 4.3.7]. Valomonistinputken suorituskykyä voidaan myös arvioida yhtälön (18) signaali-kohinasuhdetta käyttäen. Puhtaasti statistisen odotusarvon σ sijaan valomonistinputken häiriö yleensä lasketaan sen analogisen ulostulon vaihtovirtakomponentin neliöllisestä keskiarvosta $\sqrt{\langle i^2 \rangle}$ [60, Kappale 4.3.7].

Fotonivuon ϕ_P osuessa fotokatodiin irtoaa siitä elektroneja tuottaen fotokatodivirran

$$I_k = e\phi_P\eta, \quad (20)$$

jossa e on elektronin alkeisvaraus ja η fotokatodin kvanttitehokkuus. Fotonivuo ϕ_P koostuu signaalilähteeltä tulevasta fotonivuosta ϕ_S sekä mahdollisesti muualta ympäristöstä tulevasta fotonivuosta ϕ_B . Tuotetut elektronit ohjataan fotokatodilta elektrodien avulla kohti ensimmäistä dynodia, johon törmätessään dynodilta irtoaa ylimääräisiä elektroneja kappaleessa 4.2 esitetyllä tavalla. Kuvataan dynodille i saapuvan elektronivirran $I_{D(i-1)}$ suhdetta siitä lähtevään virtaan I_{Di} toissijaisella päästösuhteella

$$\delta_i = \frac{I_{D(i-1)}}{I_{Di}},$$

jolloin esimerkiksi ensimmäisen dynodin toissijaiseksi päästösuhteeksi saadaan

$$\delta_1 = \frac{I_{D0}}{I_{D1}}.$$

Ensimmäiselle dynodille tuleva virta I_{D0} on suoraan verrannollinen fotokatodivirtaan I_k . Toissijainen päästösuhde on verrannollinen elektronien energiaan ja näin ollen dynodien väliseen sähkökenttään E [60, Kappale 4.2.2]

$$\delta \propto E^\kappa,$$

jossa κ on dynodien materiaalista ja rakenteesta riippuvainen kerroin. Elektronivirta ohjataan dynodilta seuraavalle niiden välille muodostetulla sähkökentällä kunnes elektronivirta saavuttaa valomonistinputken anodin. Tämän elektronivirran aiheuttama anodivirta voidaan ilmaista yhtälöllä

$$I_a = \prod_{i=1}^N \delta_i \alpha I_k. \quad (21)$$

$\underbrace{\hspace{1.5cm}}_G$

Tässä esiintyvät muuttuja α kuvaa fotokatodilta irronneiden elektronien määrän suhdetta ensimmäiselle dynodille saapuvien elektronien määrään, N on elektronien monistukseen käytettyjen dynodien lukumäärä ja G vastaa valomonistinputken vahvistusta.

Fotonien tuottaman virran häiriön selvittämiseksi täytyy ottaa huomioon eri päästösuhteet dynodien välillä. Edeltävän dynodin tuottama virta toimii seuraavan dynodin sisääntulo virtana, jolloin häiriön etenemistä valomonistinputken läpi voidaan mallintaa kaskadi-prosessin avulla [61, Kappale 4.10]. Tämänkaltaisen kaskadi-prosessin odotusarvolle m ja varianssille V saadaan johdettua yhtälöt [61, Yhtälö 4.43]

$$m_{AB} = m_A m_B \quad (22)$$

ja [61, Yhtälö 4.44]

$$V_{AB} = V_A m_B^2 + V_B m_A. \quad (23)$$

Näissä esiintyvät A kuvaa tapahtumaa, jonka tulos on a , ja B tapahtumaa, joka tapahtuu a kertaa. Prosessin jälkeen näiden kahden tapahtuman tulokset yhdistetään kokonaistulokseksi [61, Kappale 4.10]. Prosessia havainnollistavana esimerkkinä tarkastellaan valonlähteestä VL ja fotokatodista koostuvaa järjestelmää. Oletetaan valonlähteen emittoivan keskimäärin m_{VL} fonia sekunnissa kohti fotokatodia Poissonin jakaumaa noudattaen. Mallinnetaan fotokatodin todennäköisyyttä muuntaa fotonin elektroniksi binomijakauman avulla [65], jossa η kuvaa fotokatodin kvanttitehokkuutta. Tällöin tapahtuma A kuvaa valonlähteellä tapahtuvaa fotoniemissiota, jonka odotusarvo ja varianssi ovat $m_A = V_A = m_{VL}$, ja tapahtuma B fotoelektronin irtoamista fotokatodilta, jonka odotusarvo on $m_B = \eta$ ja varianssi $V_B = \eta(1 - \eta)$. Fotokatodilta irtoavien elektronien odotusarvo saadaan nyt laskettua kaskadi-prosessin odotusarvon yhtälöllä (22) $m_{AB} = m_{VL}\eta$ ja varianssi kaskadi-prosessin varianssin

yhtälöllä (23)

$$V_{AB} = m_{\text{VL}}\eta^2 + \eta(1 - \eta)m_{\text{VL}} = m_{\text{VL}}\eta.$$

Näiden yhtälöiden mukaan fotokatodilta irtoavat fotoelektronit ovat jakautuneet Poisson jakauman mukaisesti [61, Kappale 4.10.2].

Oletetaan seuraavaksi fotokatodilta ensimmäiselle dynodille tulevan elektronivirran odotusarvon olevan m_k ja varianssin V_k . Osuessaan ensimmäiseen dynodiin, jonka päästösuhde on δ_1 ja varianssi σ_1^2 , siitä poistuvan elektronivirran odotusarvo on yhtälön (22) mukaan

$$m_1 = m_k\delta_1$$

ja varianssi yhtälön (23) mukaan

$$V_1 = V_k\delta_1^2 + \sigma_1^2 m_k = \delta_1^2 V_k + \delta_1^2 \left(\frac{\sigma_1^2}{\delta_1^2} \right) m_k.$$

Tämän elektronivirran osuessa seuraavaan dynodiin, jonka päästösuhde on δ_2 ja varianssi σ_2^2 , saadaan siitä lähteväksi elektronivirraksi

$$m_2 = m_1\delta_2 = \delta_1\delta_2 m_k$$

ja varianssiksi

$$V_2 = V_1\delta_2^2 + \sigma_2^2 m_1 = (\delta_1\delta_2)^2 V_k + (\delta_1\delta_2)^2 \left(\frac{\sigma_1^2}{\delta_1^2} + \frac{\sigma_2^2}{\delta_1\delta_2^2} \right) m_k.$$

Vastaavasti kolmannelta dynodilta lähtevän elektronivirran odotusarvo on

$$m_3 = m_2\delta_3 = \delta_1\delta_2\delta_3 m_k$$

ja varianssi

$$V_3 = V_2\delta_3^2 + \sigma_3^2 m_2 = (\delta_1\delta_2\delta_3)^2 V_k + (\delta_1\delta_2\delta_3)^2 \left(\frac{\sigma_1^2}{\delta_1^2} + \frac{\sigma_2^2}{\delta_1\delta_2^2} + \frac{\sigma_3^2}{\delta_1\delta_2\delta_3^2} \right) m_k.$$

Kuten edeltävistä odotusarvoista ja variansseista voidaan päätellä N :ltä dynodilta lähtevän elektronivirran odotusarvoksi saadaan

$$m_N = \left(\prod_{i=1}^N \delta_i \right) m_k \quad (24)$$

ja varianssiksi

$$V_N = \left[\prod_{i=1}^N \delta_i \right]^2 V_k + \left[\prod_{i=1}^N \delta_i \right]^2 \left(\sum_{j=1}^N \frac{\sigma_j^2}{\delta_j \prod_{i=1}^j \delta_i} \right) m_k. \quad (25)$$

Oletetaan lopuksi fotokatodilta ja dynodilta tulevien elektronien käyttäytyvät Poissonin jakauman mukaisesti, jolloin $m_k = V_k = \alpha I_k$ ja $\sigma_i^2 = \delta_i$. Tällöin odotusarvon yhtälö (24) saadaan muotoon

$$m_N = \alpha G I_k = I_a \quad (26)$$

ja varianssin yhtälö (25) muotoon

$$V_N = G \underbrace{\left[1 + \left(\sum_{j=1}^N \prod_{i=j}^N \delta_i \right) \right]}_{\equiv \zeta} V_k, \quad (27)$$

joissa G on valomonistinputken vahvistus ja I_a havaittu virtasignaali sen anodilla.

Yhtälö (27) voidaan esittää myös valomonistinputken kohinaluvun (Engl. Noise figure) F avulla, joka kuvaa kuinka paljon valomonistinputken signaali-kohinasuhde muuttuu fotokatodin ja anodin välillä [60, Kappale 4.3.7]

$$F = \frac{\text{SNR}_k^2}{\text{SNR}_a^2}.$$

Fotokatodin signaali-kohinasuhteeksi saadaan

$$\text{SNR}_k^2 = \frac{m_k^2}{V_k} = m_k$$

ja vastaavasti anodin signaali-kohinasuhteeksi

$$\text{SNR}_a^2 = \frac{m_N^2}{V_N} = \frac{G}{\zeta} m_k,$$

jolloin kohinaluku on

$$F = \frac{\zeta}{G} = 1 + \sum_{j=1}^N \prod_{i=1}^j \frac{1}{\delta_i}. \quad (28)$$

Jos kaikkien dynodien päästösuhde oletetaan samaksi $\delta_i = \delta$, kohinaluvun yhtälö

yksinkertaistuu muotoon

$$F = \sum_{j=0}^N \frac{1}{\delta^j} = \frac{\delta - \delta^{-N}}{\delta - 1} \approx \frac{\delta}{\delta - 1}$$

ja vahvistuksen yhtälö muotoon

$$G = \delta^N.$$

Sijoitettaessa kohinaluvun yhtälö (28) nyt varianssin yhtälöön (27), saadaan varianssi esitettyä kohinaluvun avulla muodossa

$$V_N = G^2 F V_k. \quad (29)$$

Fotokatodilta ensimmäiselle dynodille saapuvan elektronivirran keskimääräinen neliöarvo saadaan laskettua Schottky yhtälön avulla [66, Kappale 8.8]

$$\langle i_k^2 \rangle = 2eB\alpha I_k, \quad (30)$$

jossa e on elektronin alkeisvaraus ja B kohinan kaistanleveys. Kaistanleveys vastaa suurinta taajuutta, jolla virran odotusarvo voidaan mitata toistuvasti. Koska virrassa oleva häiriö on täysin satunnaista, sen odotusarvo on nolla. Tällöin Schottky yhtälön (30) antama fotokatodivirran keskimääräinen neliöarvo vastaa sen varianssia $\langle i_k^2 \rangle = V_k$ [67, Kappale 3.2] ja voidaan sijoittaa yhtälöön (29) antaen anodivirran keskimääräiseksi neliöarvoksi

$$V_N = \langle i_a^2 \rangle = G^2 F 2eB\alpha I_k. \quad (31)$$

Pelkkien fotonien aiheuttama signaali-kohinasuhde saadaan nyt laskettua jakamalla anodivirralla johdettu yhtälö (21) sen keskimääräisen neliövirran yhtälöllä (31) antaen

$$\text{SNR} = \frac{I_a}{\sqrt{\langle i_a^2 \rangle}} = \sqrt{\frac{\alpha I_k}{2eBF}}. \quad (32)$$

Todellisuudessa signaalin tuottama raekohina ei ole ainoa häiriönlähde valomonistininputkissa. Kuten valoherkissä kennoissa, myös valomonistininputkissa esiintyy pimeävirtaa, joka tuottaa oman raekohinansa. Riippuen valomonistininputken dynodille asetetusta jännitteestä valomonistininputken pimeävirta on peräisin eri lähteistä [60, Kappale 4.3.6]: Matalilla noin alle 500 V jännitteillä pimeävirtaa tuottaa pääasiassa

anodin ja elektrodien eristemateriaalien vuotovirrat. Keskisuurilla 500 V - 1250 V jännitteillä pimeävirta on pääasiassa lähtöisin fotokatodin ja dynodien termisistä emissioista. Ja suurilla yli 1250 V jännitteillä pimeävirta koostuu hajaelektronien aiheuttamista putken lasikuoren tuikkeista (Engl. Scintillation) sekä dynodista voimakkaan sähkökentän vaikutuksesta irtoavista elektroneista. Edeltävien jännitealueiden häiriöt eivät häviä jännitettä kasvattaessa, mutta uusien häiriöiden suuruus on merkittävästi edeltäviä suurempi. Koska valomonistinputken vahvistus kasvaa jännitteen kasvaessa, paras signaali-kohinasuhde saavutetaan keskisuurilla jännitteillä [60, Kappale 4.3.6].

Koska valomonistinputken pimeävirta monistuu dynodissa samalla tavalla kuin fotokatodin virta, huomioidaan se signaali-kohinasuhteessa lisäämällä pimeävirta I_d fotokatodin virtaan I_k . Tämän lisäksi valomonistinputki on harvoin täysin eristetty ympäristön hajavalolta, jolloin hajavalon tuottaman katodivirran I_b häiriö täytyy ottaa myös huomioon signaali-kohinasuhdetta laskiessa. Kuten yhtälössä (20) esitettiin, taustan säteilyn aiheuttama virta I_b on osa fotokatodivirtaa $I_k = I_s + I_b$ tutkittavan valonlähteen signaalivirran I_s kanssa. Todellisessa mittauksessa tutkittavan valonlähteen fotonien tuottamaa signaalivirtaa I_s ei ole mahdollista mitata yksinään. Tämän selvittämiseksi mitataan ensin anodivirran yhtälön (21) avulla saatava taustan ja pimeävirran tuottama anodivirta

$$I_{BD} = G(\alpha I_b + I_d)$$

siten, että tutkittavasta valonlähteestä ei pääse signaalia ilmaisimelle $I_s = 0$. Tämän virran varianssi saadaan ratkaistua anodivirran keskimääräisen neliöarvon yhtälöllä (31) muotoon

$$\langle i_{BD}^2 \rangle = G^2 F 2eB (\alpha I_b + I_d).$$

Varsinaisessa mittauksessa signaalivirta anodilla I_S saadaan selville vähentämällä mitatusta kokonaisanodivirrasta

$$I_{SBD} = G(\alpha I_s + \alpha I_b + I_d)$$

aikaisemmin mitattu taustan ja pimeävirran tuottama anodivirta I_{BD}

$$I_S = I_{SBD} - I_{BD} = G\alpha I_s.$$

Keskimääräisen neliöarvon yhtälön (31) mukaan kokonaisanodivirran varianssi on muotoa

$$\langle i_{SBD}^2 \rangle = G^2 F 2eB (\alpha I_s + \alpha I_b + I_d).$$

Koska näitä kahta mittausta voidaan pitää erillisinä mittauksina [68, Kappale 3-8 (2)], signaalivirran I_S varianssi saadaan ratkaistua yhdistämällä mittausten virheet neliöllisesti

$$\langle i_S^2 \rangle = \left(\sqrt{\langle i_{SBD}^2 \rangle} \right)^2 + \left(\sqrt{\langle i_{BD}^2 \rangle} \right)^2 = G^2 F 2eB (\alpha I_s + 2(\alpha I_b + I_d)).$$

Näiden virhelähteiden lisäksi valomonistinputken kytketty muu elektroniikka, kuten virta-jännite muunnin tai virtavahvistin, tuottaa signaaliin lukuhäiriön σ_A . Lisäämällä tämä neliöllisesti signaalin häiriöön $\sqrt{\langle i_S^2 \rangle}$ saadaan valomonistinputken signaali-kohinasuhteeksi yhtälöä (32) käyttäen

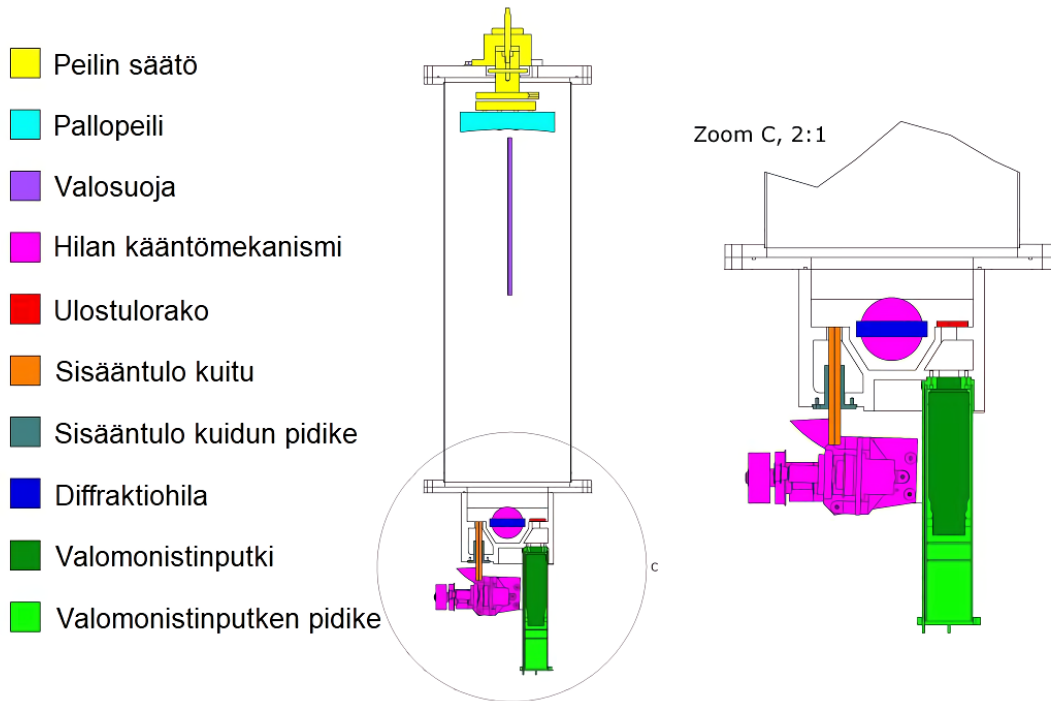
$$\text{SNR} = \frac{I_S}{\sqrt{\langle i_S^2 \rangle + \sigma_A^2}} = \frac{\alpha I_s}{\sqrt{2e (\alpha I_s + 2(\alpha I_d + I_b)) FB + (\sigma_A/G)^2}}. \quad (33)$$

Tässä esiintyvä I_s voidaan kirjoittaa signaalilähteeltä tulevan fotonivuon ϕ_S avulla muodossa $I_s = e\phi_S\eta$ ja valomonistin putken pimeävirta on tyypillisesti annettu sen datalehdessä anodivirtana $I_D = GI_d$ [60, Kappale 4.3.6 (2)].

6 Monokromaattori

Edeltävissä luvuissa käsiteltiin, miten valoa saadaan mitattua ja mitä häiriöitä mitauksissa esiintyy. Seuraavaksi siirrytään tarkastelemaan monokromaattoria, jolla saadaan eroteltua valosta haluttu aallonpituuskaista [69, Kappale 7C-2][2, Kappale 2.1]. Tämä eroteltava aallonpituuskaista on tyypillisesti monokromaattoreissa mekaanisesti valittavissa. Koska monokromaattorin ulostulolle tuleva valo sisältää vain kapean kaistan aallonpituuksia, eli valo on yksiväristä, laitetta kutsutaan monokromaattoriksi (“mono” yksi, “chroma” väri). Monokromaattori koostuu tyypillisesti sisään- ja ulostuloraosta, peileistä tai linseistä ja prismasta tai diffraktiohilasta. Peilien tai linssien avulla monokromaattorin läpi kulkeva valo yhdensuuntaistetaan tai keskitetään ja prismaa tai diffraktiohilaa käytetään valon aallonpituuksien erotteluun. Kuten näistä eri osien vaihtoehdoista voi todeta, monokromaattoreita on olemassa monia eri tyyppisiä. Tässä tutkimuksessa keskitytään näistä Fastie-Ebert tyyppiin monokromaattoriin, joka koostuu yhdestä suuresta peilistä sekä mekaanisesti käännettävästä diffraktiohilasta [2, Kappale 2.2][70, Kappale 12.6.1].

Tässä tutkimuksessa käytetään ja kehitetään Jyväskylän yliopiston kiihdytinlaboratorion korkearesoluutioista spektrometriä, jonka poikkileikkaus on esitetty kuviossa 20. Spektrometri on laite, joka koostuu monokromaattorista sekä siihen kiinnitetystä valosensorista. Edeltävässä kuviossa kaikki paitsi siihen vihreällä merkattu valomonistinputki ovat osa monokromaattoria. Tutkimuksessa käytettävä spektrometri koostuu edeltävään kuvioon turkoosilla merkattua 1 m polttovälisestä pallopeilistä sen sisääntulona toimii kuvioon oranssilla merkattu valokuitunippu, joka muodostaa $100\ \mu\text{m} \times 10\ \text{mm}$ kaarevan sisääntuloraon. Näiden lisäksi monokromaattorin diffraktiohilana käytetään kuvioon sinisellä merkattua holografista hilaa, jossa on 2200 uraa yhtä millimetriä kohden. Diffraktiohilaa käännetään kuvioon violetilla merkityllä moottoroidulla koneistolla. Näiden osien ansiosta tutkielmassa käytettävällä spektrometrillä pystytään mittaamaan aallonpituuksia 300 nm – 800 nm alueelta ja sen erottelukyvyyssä päästään jopa 12 pm puoliarvolevyteen 488 nm aallonpituudella [3]. Kappaleessa 6.1 käydään tarkemmin läpi valon kulku Fastie-Ebert tyyppisen monokromaattorin läpi johtaen sille samalla matemaattinen esitys. Tämän avulla

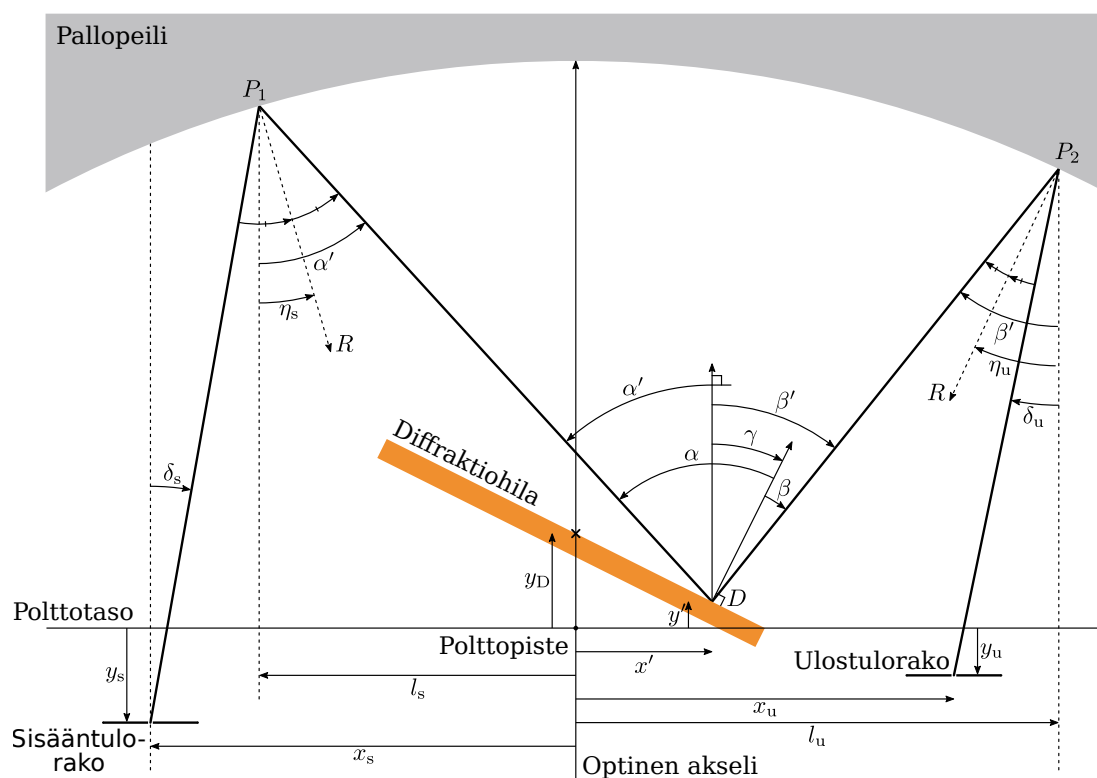


Kuvio 20. Poikkileikkaus tutkielmassa käytettävästä Fastie-Ebert tyyppiseen monokromaattoriin pohjautuvasta korkearesoluutioisesta spektrometristä. Pallopeilin ja diffraktiohilan välimatka on 1 m.

kappaleessa 6.2 johdetaan yhtälö monokromaattorin lineaariselle dispersiolle, jota kappaleessa 6.3 verrataan korkearesoluutioisella spektrometrillä aiemmin julkaistuihin mittaustuloksiin. Lopuksi lineaarisen dispersion avulla lasketaan myös sopiva pikselikoko valoherkälle kennolle monokromaattorin resoluution pohjalta.

6.1 Fastie-Ebert monokromaattorin optiikka

Kuviossa 21 on esitetty periaatekuva Fastie-Ebert tyyppisestä monokromaattorista. Monokromaattori koostuu yhdestä pallopeilistä, jota käytetään monokromaattorin sisääntulopuolella valon yhdensuuntaistamiseen kohti diffraktiohilaa sekä sen ulostulopuolella valon keskittämiseen ulostuloraolle. Fastie-Ebert tyyppisessä monokromaattorissa ulostuloraolle osuvan valon aallonpituus saadaan valittua mekaanisesti kääntämällä sen diffraktiohilaa. Pallopeili kohdistaa sisääntuloraolta tulevan optisen akselin suuntaisen valon kohti peilin polttopistettä. Kuvioon 21 \times -merkillä merkattu diffraktiohilan pyörimisakseli sijaitsee tyyppillisessä Fastie-Ebert monokromaattorissa pallopeilin polttopisteessä. Monokromaattoriin tuleva valo keskittyy parhaiten sisään-



Kuvio 21. Periaatekuva Fastie-Ebert tyyppisestä monokromaattorista. Kuvioon on myös merkattu yksi mahdollinen valonsäteiden kulkema reitti.

tuloraosta ulostulolle, jos nämä molemmat sijaitsevat diffraktiohilan kanssa kuviossa 21 näkyvällä peilin polttopisteen läpi vaakasuunnassa kulkevalla polttotasolla.

Valoherkkää kennoa käytettäessä monokromaattorin valosensorina, se sijoitetaan ulostuloraon tasolle ilman valomonistinputken kanssa käytettävää ulostulorakoa. Kunkin pikselin vastaanottaman valon aallonpituus λ riippuu kuviossa 21 esitetystä hilan kulmasta γ sekä pikselin paikasta x_u . Aallonpituudelle on kuitenkin haastavaa johtaa analyyttinen yhtälö hilan kulman ja pikselin paikan funktiona, sillä valon tarkkaa heijastumiskohtaa peililtä pisteestä P_2 ennen kennoa ei tiedetä. Helpompaa on johtaa tälle käänteinen yhtälö, joka kertoo mihin kohtaan x_u ulostulotasoa λ aallonpituuksinen valo osuu diffraktiohilan kulman ollessa γ ja sisääntulevan valon puolikulman ollessa δ_s . Puolikulma saadaan laskettua sisääntulo-optiikan numeerisesta aukosta NA yhtälöllä [70, Yhtälö 3.3]

$$NA = n \sin(\delta),$$

jossa n on valon läpikulkeman materiaalin taitekerroin (ilmalle $n \approx 1$). Diffraktiohilan kulma γ saadaan selville monokromaattorista. Johdetaan seuraavaksi matemaattinen

esitys valon reitille monokromaattorin läpi kuvion 21 merkintöjä seuraten lähtien liikkeelle valon sisääntuloraosta.

Asetetaan aluksi laskuissa käytettävän koordinaatiston origo pallopeilin polttopisteeseen ja oletetaan kulmien kasvavan vastapäiväiseen suuntaan. Tällöin sisääntulorako on x_s etäisyydellä kuviossa 21 y -akselin suuntaisesta optisesta akselista ja y_s etäisyydellä x -akselin suuntaisesta polttotasosta. Optiseen akseliin nähden sisääntuloraosta kulmassa δ_s tuleva valonsäde osuu R säteiseen pallopeiliin pisteessä $P_1 = (l_s, h(l_s))$, jossa

$$h(x) = \sqrt{R^2 - x^2} - \frac{R}{2}$$

kuva peilin pinnan etäisyyttä polttotasosta sillä olevassa pisteessä x . Piste P_1 koordinaateissa esiintyvä polttotason suuntainen etäisyys l_s saadaan ratkaistua kulman δ_s tangenttiyhtälöstä

$$\tan(\delta_s) = \frac{x_s - l_s}{h(l_s) - y_s}$$

antaen sen ratkaisuksi

$$l_s = \frac{A - t\sqrt{(1+t^2)R^2 - A^2}}{1+t^2}, \quad (34)$$

jossa $A = (R/2 + y_s)t + x_s$ ja $t = \tan(\delta_s)$.

Peilin pisteestä P_1 diffraktiohilalle tulevan valonsäteen ja optisen akselin välinen kulma α' saadaan esitettyä kulman δ_s sekä optisen akselin ja pisteen P_1 peilin säteen R välisen kulman η_s avulla yhtälöllä

$$\alpha' = 2\eta_s - \delta_s.$$

Tässä esiintyvä kulma η_s saadaan ratkaistua sen siniyhtälön

$$\eta_s = -\sin\left(\frac{l_s}{R}\right)$$

avulla, jolloin

$$\alpha' = -2 \arcsin\left(\frac{l_s}{R}\right) - \delta_s. \quad (35)$$

Tämän kulman tangenttiyhtälön

$$\tan(\alpha') = \frac{x' - l_s}{h(l_s) - y'}$$

sekä optisen akselin ja diffraktiohilan pinnan normaalin välisen kulman γ tangenttiyhtälön

$$\tan(\gamma) = \frac{y' - y_D}{x'}$$

avulla saadaan ratkaistua piste $D = (x', y')$, jossa peililtä tuleva valonsäde osuu diffraktiohilaan. Näistä jälkimmäisessä tangenttiyhtälössä esiintyvä y_D on hilan pyörimisakselin (kuviossa 21 merkattu \times) etäisyys polttotasosta. Ratkaisemalla tämä yhtälöryhmä saadaan polttotason suuntaiselle etäisyydelle x' yhtälö

$$x' = \frac{\tan(\alpha')(h_s + y_D) + l_s}{\tan(\alpha')\tan(\gamma) + 1}, \quad (36)$$

jonka avulla optisen akselin suuntainen etäisyys y' saadaan ratkaistua yhtälöstä

$$y' = \tan(\gamma)x' + y_s. \quad (37)$$

Diffraktiohilasta heijastuvan valonsäteen kulma saadaan ratkaistua diffraktioyhtälön [69, Yhtälö 7-6]

$$nk\lambda = \sin(\alpha) + \sin(\beta) \quad (38)$$

avulla, jossa n on hilan uratiheys, k diffraktiokerroin, λ aallonpituus, α hilan normaalin ja tulevan valonsäteen välinen kulma ja β hilan normaalin ja heijastuneen valonsäteen välinen kulma. Tulevan ja heijastuneen valon kulmat α ja β voidaan esittää optisen akselin suhteen α' ja β' lisäämällä niihin hilan kulma γ . Tällöin kulmassa α' tuleva valonsäde heijastuu diffraktiohilasta kulmaan

$$\beta' = \arcsin(nk\lambda - \sin(\alpha' - \gamma)) + \gamma. \quad (39)$$

Tämän heijastuskulman β' ja pisteen $D = (x', y')$ avulla saadaan ratkaistua pisteen $P_2 = (l_u, h(l_u))$ koordinaatit, jossa valonsäde osuu peiliin toisen kerran. Tässä esiintyvä polttotason suuntainen etäisyys l_u saadaan ratkaistua kulman β' tangenttiyhtälöstä

$$\tan(\beta') = \frac{x' - l_u}{h(l_u) - y'}$$

antaen sen ratkaisuksi

$$l_u = \frac{A' - t' \sqrt{(1 + t'^2) R^2 - A'^2}}{1 + t'^2}, \quad (40)$$

jossa $A' = (R/2 + y') t' + x'$ ja $t' = \tan(\beta')$. Peilin pisteestä P_2 ulostulotasolle heijastuvan valon kulma optisen akselin suhteen δ_u saadaan nyt ratkaistua yhtälöstä

$$\delta_u = 2\eta_u - \beta', \quad (41)$$

jossa

$$\eta_u = -\arcsin\left(\frac{l_u}{R}\right)$$

on optisen akselin ja pisteen P_2 läpi kulkevan peilin säteen välinen kulma.

Lopuksi ulostulolle heijastuvan valonsäteen etäisyys optisesta akselista x_u saadaan ratkaistua tulevan valonsäteen kulman δ_u tangenttiyhtälöstä

$$\tan(\delta_u) = \frac{x_u - l_u}{h(l_u) - y_u},$$

jossa y_u on ulostulotason etäisyys polttotasosta, antaen ulostulolle heijastuvan valonsäteen etäisyyden ratkaisuksi

$$x_u = \tan(\delta_u) (h(l_u) - y_u) + l_u. \quad (42)$$

Tällöin valonsäteen etäisyyden optisesta akselista x_u yhtälö on sisääntuloraon sijainnin (x_s, y_s) , säteen sisääntulokulman δ_s , hilan pyörimisakselin etäisyyden y_D , hilan kulman γ , ulostulotason etäisyyden y_u ja peilin säteen R funktiona on

$$(42) \rightarrow x_u = \tan(\delta_u) (h(l_u) - y_u) + l_u$$

$$(41) \rightarrow \delta_u = -2 \arcsin\left(\frac{l_u}{R}\right) - \beta'$$

$$(40) \rightarrow l_u = \frac{A' - t' \sqrt{(1 + t'^2) R^2 - A'^2}}{1 + t'^2}$$

$$A' = \left(\frac{R}{2} + y'\right) t' + x'$$

$$t' = \tan(\beta')$$

$$(39) \rightarrow \beta' = \arcsin(nk\lambda - \sin(\alpha' - \gamma)) + \gamma$$

$$(36) \rightarrow x' = \frac{\tan(\alpha')(h_s + y_D) + l_s}{\tan(\alpha')\tan(\gamma) + 1}$$

$$(37) \rightarrow y' = \tan(\gamma)x' + y_s$$

$$(35) \rightarrow \alpha' = -2 \arcsin\left(\frac{l_s}{R}\right) - \delta_s$$

$$(34) \rightarrow l_s = \frac{A - t\sqrt{(1+t^2)R^2 - A^2}}{1+t^2}$$

$$A = \left(\frac{R}{2} + y_s\right)t + x_s$$

$$t = \tan(\delta_s).$$

6.2 Monokromaattorin lineaarinen dispersio

Lineaarinen dispersio kuvaa monokromaattorin sisään tulevan valon aallonpituusvälin levenemää ulostulolla polttotason suuntaisen paikan suhteen [2, Kappale 1.3]. Se saadaan laskettua derivoimalla aallonpituuden funktiota λ paikan x_u suhteen. Tämä onnistuu helpoiten esittämällä se ketjusääntöä käyttäen kulmahajonnan $d\beta/d\lambda$ [2, Kappale 1.2] ja derivaatan $dx_u/d\beta$ avulla, jolloin se saadaan muotoon

$$\frac{d\lambda}{dx_u} = \frac{1}{\frac{d\beta}{d\lambda} \frac{dx_u}{d\beta}}. \quad (43)$$

Tässä esiintyvä kulmahajonta saadaan ratkaistua derivoimalla diffraktioyhtälöä (38) kulman β suhteen antaen sille ratkaisuksi

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{kn}{\cos(\beta)}. \quad (44)$$

Toisen yhtälössä (43) esiintyvän derivaatan $dx_u/d\beta$ johtaminen on vaativampaa, sillä sen yhtälössä (42) esiintyvät δ_u ja l_u ovat molemmat funktioita β suhteen.

Hyödyntämällä ketjusääntöä yhtälön (42) derivaatta saadaan muotoon

$$\frac{dx_u}{d\beta} = \frac{h(l_u) - y_u}{\cos^2(\delta_u)} \frac{d\delta_u}{d\beta} + \left(1 - \frac{\tan(\delta_u)}{\sqrt{R^2 - l_u^2}}\right) \frac{dl_u}{d\beta}. \quad (45)$$

Tässä esiintyvä derivaatta $d\delta_u/d\beta$ saadaan jälleen ketjusääntöä hyödyntämällä yhtä-

löstä (41) muotoon

$$\frac{d\delta_u}{d\beta} = -\frac{2}{\sqrt{R^2 - l_u^2}} \frac{dl_u}{d\beta} - 1. \quad (46)$$

Tässä sekä yhtälössä (45) esiintyvä derivaatta $dl_u/d\beta$ saadaan ratkaistua derivoimalla yhtälöä (40) muuttujan β suhteen muotoon

$$\frac{dl_u}{d\beta} = \left(\frac{t'A'}{C} + 1 \right) \left(\frac{R}{2} + y' \right) - \frac{R^2 t'^2}{C} - C - 2t'l_u, \quad (47)$$

jossa esiintyvä $C = \sqrt{(1 + t'^2) R^2 - A'^2}$, $A' = (R/2 + y')t' + x'$ ja $t' = \tan(\beta')$. Monokromaattorin lineaarinen dispersio saadaan nyt laskettua yhdistämällä edellä johdetut yhtälöt (45), (46) ja (47) ja sijoittamalla ne kulmahajonnan yhtälön (44) kanssa lineaarisen dispersioyhtälön (43).

6.3 Monokromaattorin instrumentaalilevenemä

Monokromaattorin tuottama spektri koostuu analysoitavan valonlähteen todellisen spektrin ja monokromaattorin tuottaman profiilin (Engl. Instrumental line profile) konvoluutiosta. Monokromaattorin tuottamaan profiiliin vaikuttaa muun muassa sisään- ja ulostulorakojen leveydet, diffraktioilmiöt, käytettyjen osien laatu ja kohdistus sekä monokromaattorin muut poikkeamat ja aberraatiot. Jos kunkin profiilin vaikutus eristetään omaksi funktiokseen, monokromaattorin tuottama kokonaisprofiili saadaan näiden funktioiden konvoluutiosta [2, Kappale 2.12]. Oletettaessa kaikkien profiilien olevan Gaussisia, monokromaattorin tuottaman spektrin puoliarvoleveys on muotoa [44][2, Kappale 2.12.4]

$$d\lambda = \sqrt{d\lambda_{\text{raot}}^2 + d\lambda_{\text{resoluutio}}^2 + d\lambda_{\text{spektri}}^2}, \quad (48)$$

jossa $d\lambda_{\text{raot}}$ kuvaa sisään- ja ulostulorakojen aiheuttamaa instrumentaalilevenemää, $d\lambda_{\text{resoluutio}}$ kuvaa diffraktioilmiöiden ja muiden aberraatioiden aiheuttamaa instrumentaalilevenemää ja $d\lambda_{\text{spektri}}$ mitattavan valonlähteen emissioviivan luontaista levenemää, jonka leveyteen vaikuttavia tekijöitä käsiteltiin tarkemmin kappaleessa 3.2.

Ulostuloraon aiheuttama instrumentaalilevenemä saadaan laskettua kertomalla

monokromaattorin lineaarista dispersiota raon leveydellä

$$d\lambda_u = \left| \frac{d\lambda}{dx_u} \right| W_u.$$

Vastaavasti sisääntuloraon aiheuttama levenemä saadaan laskettua kertomalla sisääntuloraon ulostulolle muodostaman kuvan leveyttä W_s lineaarisella dispersiolla

$$d\lambda_s = \left| \frac{d\lambda}{dx_u} \right| W_s.$$

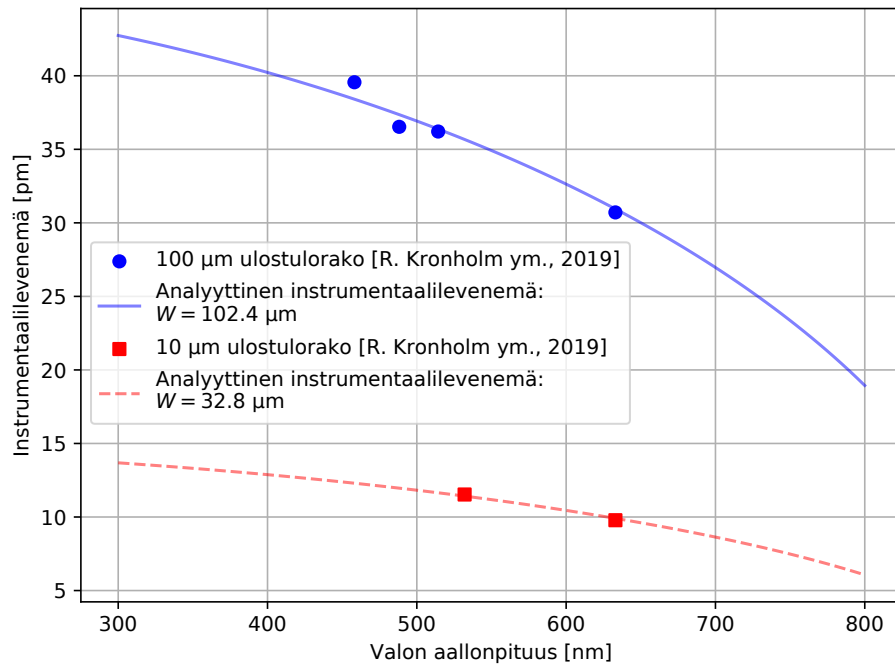
Käsiteltäessä pelkkää rakojen aiheuttamaan kokonaislevenemää saadaan levenemä ratkaistua $d\lambda_u$ ja $d\lambda_s$ leveyksisien kanttipulssien konvoluutiosta. Kahden kanttipulssin konvoluution tuottaman funktion puoliarvoveveys vastaa näistä leveämmän puoliarvoveveyden leveyttä [2, Kappale 2.12.1] eli

$$d\lambda_{\text{raot}} = \max(d\lambda_s, d\lambda_u) = \underbrace{\max(W_s, W_u)}_{\equiv W} \left| \frac{d\lambda}{dx_u} \right|.$$

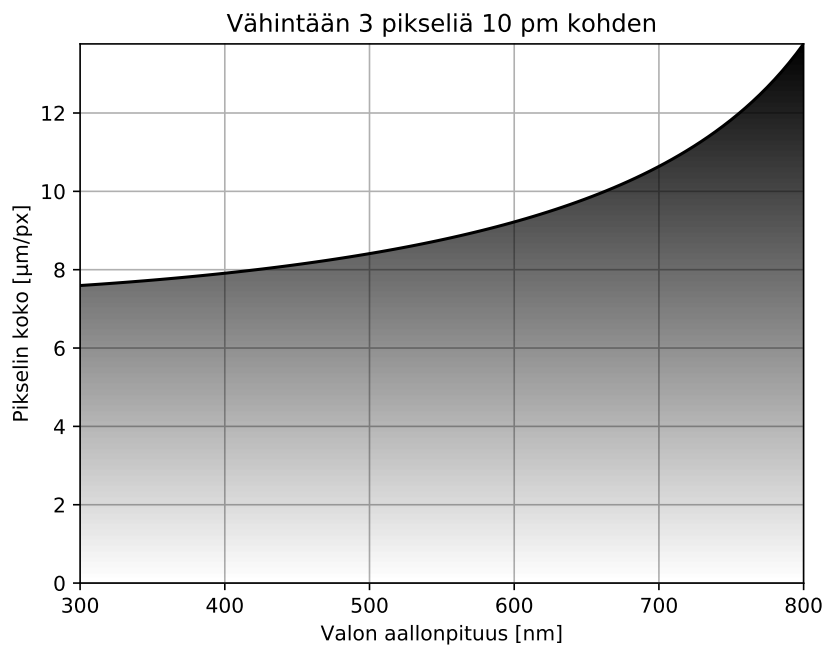
Taulukko 2. Monokromaattorin optiikkaan oleellisia parametreja.

$$\begin{array}{l|l|l} k = 1 & x_s = -73,520 \text{ mm} & x_u = 69,115 \text{ mm} \\ n = 2200 \text{ uraa/mm} & y_s = -1,380 \text{ mm} & y_u = -1,380 \text{ mm} \\ R = 2 \text{ m} & y_D = 1,768 \text{ mm} & \end{array}$$

Lineaariselle dispersiolle johdetun yhtälön todentamiseksi verrataan sitä julkaisussa [6] 100 μm ja 10 μm ulostuloraoilla mitattuihin spektrometrin levenemiin. Oletetaan rakojen aiheuttaman levenemän $d\lambda_{\text{raot}}$ olevan paljon suurempi kuin monokromaattorin diffraktioilmiöiden ja muiden aberratioiden aiheuttama instrumentaalilevenemä $d\lambda_{\text{resoluutio}}$ tai mittauksissa käytettävien valonlähteiden luontainen levenemä $d\lambda_{\text{spektri}}$, jolloin ne voidaan jättää huomioimatta. Lineaarisen dispersion laskemisen kannalta tärkeimmät monokromaattorin parametrit on esitetty taulukossa 2 ja niillä lasketut analyttiset instrumentaalilevenemät sekä julkaisun mittaustulokset on esitetty kuviossa 22. Tämän kuvion perustella Fastie-Ebert monokromaattorille edellä johdettu matemaattinen malli vastaa hyvin spektrometrillä mitattuja tuloksia. Koska 10 μm ulostuloraoilla mitattuun dataan sopii parhaiten $W = 32,8 \mu\text{m}$ raon leveys, monokromaattorin instrumentaalilevenemää kasvattaa ulostuloraon leveyden lisäksi jokin muu ilmiö.



Kuvio 22. Spektrometrin analyttisen instrumentaalilevenemän vertaus julkaisussa [6] 100 µm (ylempi/sin) ja 10 µm (alempi/pun) ulostulorakolla mitattuihin levenemiin.



Kuvio 23. Spektrometriin asennettavan valoherkän kennon mahdolliset pikselikoot, jotta yhden resoluution levenemään tulee vähintään kolme pikseliä. Varjostettu alue kuvaa sallittuja pikselikokoja.

Jotta valoherkän kennon pikseleiden koko ei rajoittaisi monokromaattorin resoluutiota, vaaditaan sen erottelukyvyn olevan vähintään $d\lambda_e = 10$ pm kaikilla aallonpituuksilla. Tätä vastaava leveys ulostulolla saadaan jakamalla se monokromaattorin lineaarisella dispersiolla

$$\Delta x_e = \frac{d\lambda_e}{\left| \frac{d\lambda}{dx_u} \right|}.$$

Vaativalla valoherkässä kennossa olevan vähintään kolme pikseliä yhtä Δx_e leveyttä kohden saadaan kuvion 23 mukainen kuvaaja yhden pikselin koolle. Tästä havaitaan, että vaaditulla erottelukyvyllä Δx_e maksimi pikselikoko kennolle on $7,6 \mu\text{m}/\text{px}$, jolloin koko aallonpituusalueella saavutetaan vähintään 10 pm resoluutio.

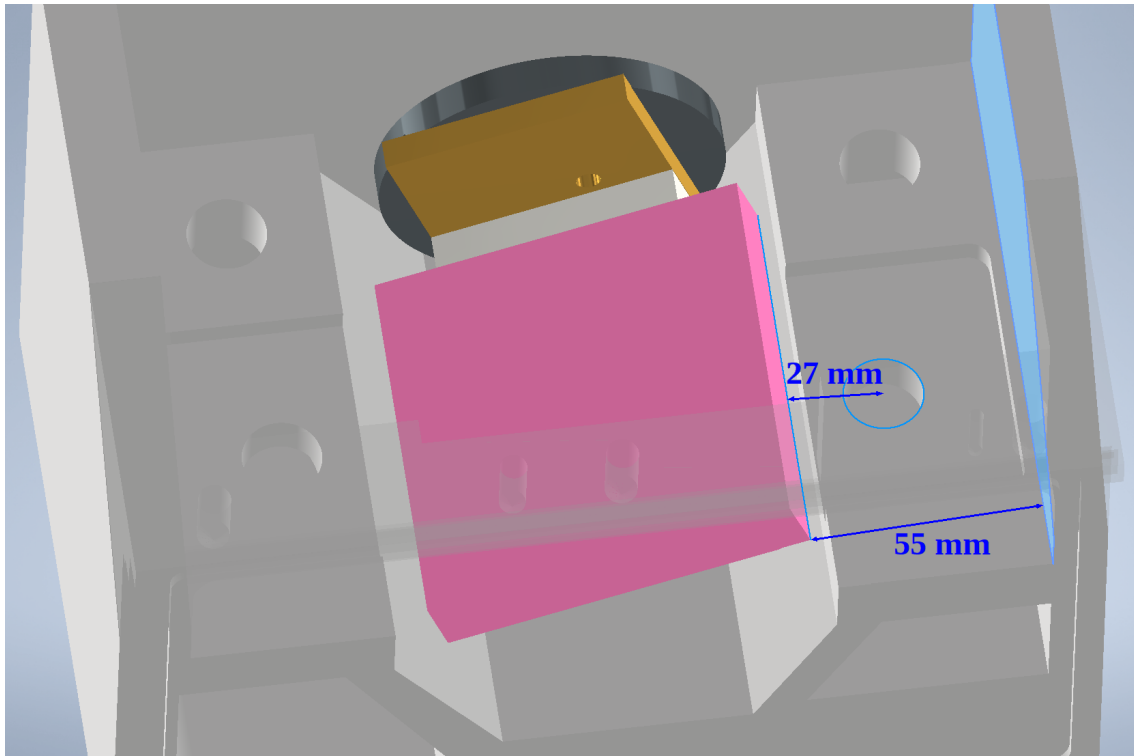
7 Monokromaattorin päivitys valoherkkään kennoon

Seuraavaksi sovelletaan edeltävissä luvuissa käsiteltyä teoriaa sopivan valoherkän kennon valitsemiseksi. Kappaleessa 7.1 käsitellään kennon valinnan kannalta sen tärkeimmät ominaisuudet sekä perustellaan lopullisen kameran valinta. Seuraavassa kappaleessa 7.2 esitetään kameran sovitus monokromaattorin hilakotelon ulostulolle ja lopuksi kappaleessa 7.3 käydään läpi kameran ohjaukseen kehitetyn ohjelmiston toimintaperiaate. Näiden lisäksi liitteessä A esitetään monokromaattorin optiikan säätö kohdalleen.

7.1 Kameran valinta ja perustelu

Valoherkän kennon valintaa rajoittaa moni asia kennon fyysisistä mitoista sen toiminnallisiin ominaisuuksiin. Kennon fyysistä kokoa rajoittaa monokromaattorin ulostulolla olevan tilan määrä. Kuten kuvioista 24 havaitaan, monokromaattorin hilakotelon sisällä on kennolle tilaa vain hieman yli 55 mm. Kenno on tarkoitettu asettaa sisääntuloraon kanssa samalle etäisyydelle hilasta, jolloin monokromaattorin optiikka on mahdollisimman symmetrinen ja tarkka. Tällöin kennon keskipisteen ja hilan reunan välille on jätettävä tilaa vähintään 27 mm, jotta kenno ja sen käyttöön tarvittava elektroniikka ei estäisi hilan pyörimistä. Hilakotelon seinään ei myöskään haluta tehdä suuria reikiä kameraa varten, jotta kotelon sisään pääsevän hajavalon määrä saataisiin pidettyä vähäisenä.

Kennon valoherkän alueen koko määräytyy monokromaattorin sisääntuloraosta ja sen optiikasta. Kuten luvussa 6 mainittiin, monokromaattorin sisääntulorako on 10 mm korkea. Tällöin valoherkän kennon valoherkän alueen korkeus tulee myös olla vähintään sisääntuloraon suuruinen korkeussuunnassa, jotta suurin osa monokromaattoriin tulevasta valosta saadaan mitattua. Kuten kappaleessa 6.3 todettiin, vähintään 10 pm erottelukyvyn saavuttamiseksi kennon pikseleiden leveys voi olla korkeintaan $7,6 \mu\text{m}/\text{px}$. Näiden lisäksi mitä leveämpi kennon aktiivinen alue on, sitä suurempi aallonpituusalue sillä saadaan mitattua yhdellä kertaa.



Kuvio 24. Monokromaattorin hilakotelossa ulostulon ja hilan välissä on kameralle tilaa 27 mm ja ulostulolla kokonaisuudessaan kameralle tilaa 55 mm.

Päivitetyllä monokromaattorilla on tarkoitus tutkia plasman valoemissiossa tapahtuvaa aikakehitystä sitä lämmittävän mikroaaltotehon äkillisesti muuttuessa. Aikaisemmissa tutkimuksissa näiden plasman transienttien on mitattu kestävän muutamia kymmeniä millisekunteja [5, 10, 11, 71], jolloin kennon tulee olla mahdollista toimia alle 1 ms valotusajoilla. Kennon ei kuitenkaan tarvitse pystyä tähän jatkuvana mittauksena kunhan kuvanotto pystytään ajoittamaan tarkasti ulkoisella järjestelmällä, jota käsitellään tarkemmin kappaleessa 8.2.

Koska ECR-ionilähdeplasman emittoiman valon intensiteetti on pieni ja plasmatilavuudesta on mitattavissa vain pieni osa, kennon lukuhäiriön ja pimeävirran tulee olla mahdollisimman pienet sekä kvanttitehokkuuden mahdollisimman suuri emissioviivojen erottamiseksi kennon häiriöistä. Merkittävin näistä on lukuhäiriö, koska se määrittää kennon kohinatason. Jos emissioviivan intensiteetti ei ylitä kohinatasoa, siitä ei muodostu kuvaa kennolle. Toiseksi tärkein näistä on korkea kvanttitehokkuus mahdollisimman suurella aallonpituusvälillä, joka parantaa kennon signaali-kohinasuhdetta ja mittauksissa käytettävää aallonpituuskaalaa. Pimeävirran merkitys on pienin, sillä kennon ottamien kuvien valotukset ovat lyhyitä ja kennoa

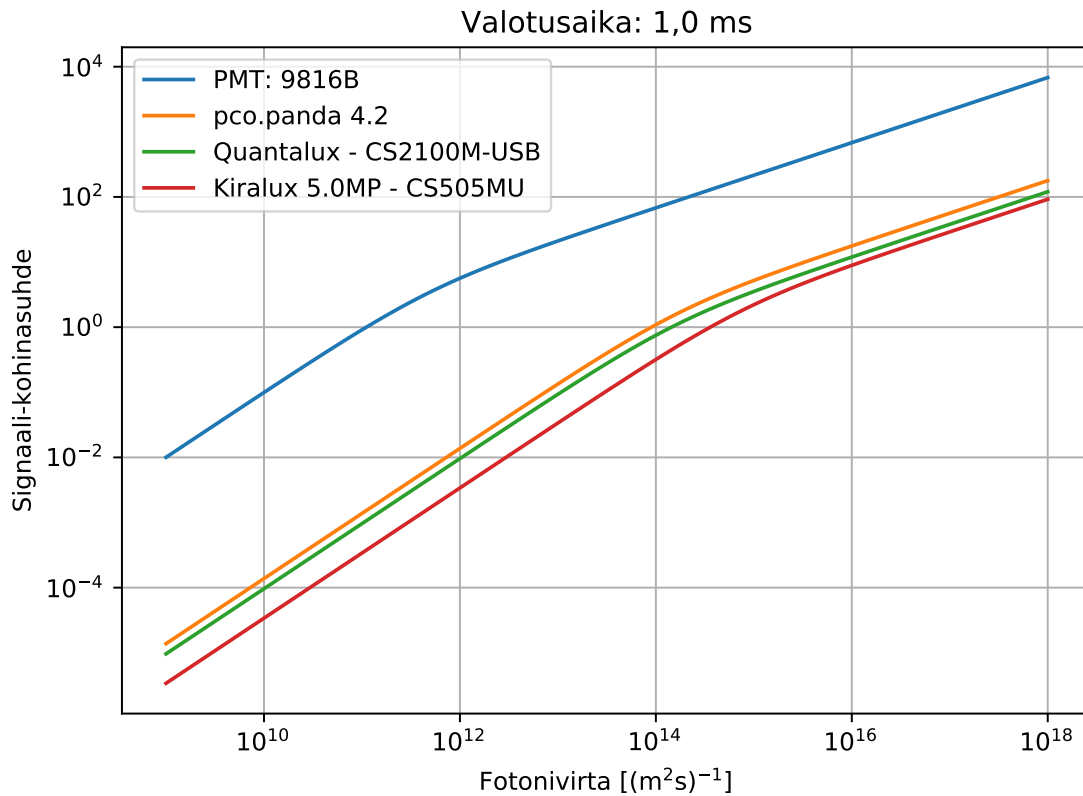
on mahdollista jäähdyttää ulkoisesti. Lopuksi kameras analogia-digitaalimuuntimen (Engl. Analog-to-digital converter, ADC) resoluutio on hyvä olla mahdollisimman suuri, jotta pienet signaalien muutokset pystytään erottelemaan toisistaan. Saatavilla olevien kameroiden ADC:t rajoittivat tämän käytännössä 16-bittiin.

Valoilmaisimen päivityksessä oli kaksi vaihtoehtoa: Käyttää valmista kameraa tai rakentaa kamera itse. Näistä päädyimme ensimmäiseen vaihtoehtoon, koska tieteelliseen käyttöön soveltuvien kennojen saatavuus on heikko. Kameras itse rakentamisen etuna olisi kuitenkin ollut sen fyysisen sovittamisen ja kennon jäähdyttämisen helppous, joka ei kuitenkaan kaupallisten kameroiden kanssa muodostunut ongelmaksi.

Taulukko 3. Kameroiden pco.panda 4.2, Thorlabs Kiralux CC505MU ja Thorlabs Quantalux CS2100M-USB teknisiä tietoja.

Kamera	4.2 [72]	CC505MU [73]	CS2100M-USB [74]
Koko $S \times L \times K$ [mm]	$65 \times 65 \times 66$	$60,3 \times 47,6 \times 70,4$	$60,3 \times 47,6 \times 70,4$
Valoherkkä alue [mm]	$13,3 \times 13,3$	$8,45 \times 7,07$	$9,68 \times 5,44$
Pikseli koko [μm]	$6,5 \times 6,5$	$3,45 \times 3,45$	$5,04 \times 5,04$
Valotusaika	$10 \mu\text{s} - 5 \text{s}$	$27 \mu\text{s} - 14,2 \text{s}$	$29 \mu\text{s} - 7,77 \text{s}$
Lukuhäiriö	$< 2,3 e^- \text{ RMS}$	$< 2,5 e^- \text{ RMS}$	$< 1,5 e^- \text{ RMS}$
QE @ 500 nm	76,4 %	71,3 %	56,8 %
ADC-resoluutio	16-bit	12-bit	16-bit
Hinta	$\sim 5000 \text{ €}$	2217,06 €	2883,43 €

Kaupallisista kameroista loppujen lopuksi löytyi kolme mahdollista vaihtoehtoa: pco.panda 4.2 [72], Thorlabs Kiralux CC505MU [73] ja Thorlabs Quantalux CS2100M-USB [74]. Thorlabs Kiralux kamera käyttää tavanomaista CMOS-kennoa ja Thorlabs Quantalux sekä Pco.panda 4.2 käyttävät tieteelliseen käyttöön kehitettyä matalahäiriöistä sCMOS-kennoa. Kaikki edellä mainituista kameroista käyttävät USB 3 väylää datansiirtoon sekä saavat käyttöjännitteen sen kautta. Kameras valinnan kannalta tärkeimmät tekniset tiedot löytyvät taulukosta 3 ja yhtälöllä (19) laskettu kameroiden signaali-kohinasuhteiden vertailu on esitetty kuviossa 25. Vertailuun on myös merkattu yhtälöllä (33) laskettu alkuperäisen valomonistinputken ET Enterprises 9816B [75] signaali-kohinasuhde, jonka laskemiseen tarvittavat tekniset tiedot löytyvät taulukosta 4. Signaali-kohinasuhteiden laskuissa on oletettu, että vain signaalilähteeltä tulevat fotonit pääsevät ilmaisimelle. Näistä vaihtoehdoista lopulta päädyttiin Thorlabs Quantalux CS2100M-USB kameraan, sillä se tarjoaa hyvän signaali-kohinasuhteen, etenkin pienillä intensiteeteillä, kohtuulliseen hintaan sekä se saadaan mekaanisesti sopimaan hilakotelon ulostulolle muokkaamatta kameras



Kuvio 25. Signaali-kohinasuhteen vertaus kameroille: pco.panda 4.2 (oranssi), Thorlabs Kiralux CC505MU (punainen) ja Thorlabs Quantalux CS2100M-USB (vihreä). Kuvioon on myös merkattu alkuperäiselle valomonistininputkelle ET Enterprises 9816B laskettu signaali-kohinasuhde (sininen).

ulkokuorta tai hilakotelon seiniä. Seuraavassa kappaleessa käydään tarkemmin läpi kameran sovitusta hilakotelon ulostulolle.

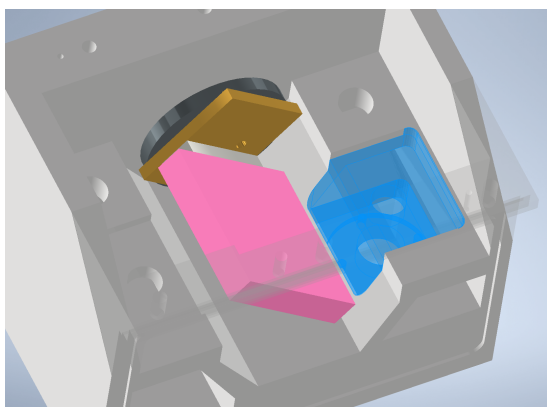
7.2 Kameran sovitusta monokromaattoriin

Thorlabs Quantalux CS2100M-USB kameraa varten monokromaattorin hilakotelon ulostulolle lankasahattiin 68 mm × 60 mm kokoinen reikä, joka on korostettu kuviossa 26 sinisellä. Koska kotelosta sahattu pala irtoaa lankasahauksessa kokonaisuutena, voidaan se kiinnittää tarvittaessa takaisin hilakoteloon mahdollistaen valomonistininputken käytön. Kamera on tarkoitettu asettamaan sahattuun reikään samaan tasoon sisääntuloraon kanssa kuvion 27 osoittamalla tavalla.

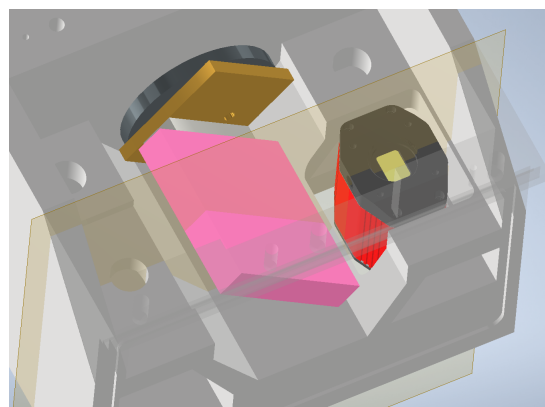
Kameraa kannatellaan hilakotelon ulkopuolelta kuviossa 28 näkyvän alumiinisen varren avulla. Sitä varten kotelon seinään tehtiin 10 mm × 61 mm aukko, jonka mah-

Taulukko 4. ET Enterprises 9816B signaali-kohinasuhteen laskemiseen tarvittavat tekniset tiedot.

Elektronien keräystehokkuus	α	~ 1
Kvanttitehokkuus @ 500 nm	η	13,569 %
Pimeävirta anodilla	I_D	50 nA
Kohinaluku	F	1,462
Kohinan kaistanleveys	B	1 kHz
SR570 [76] virtavahvistimen lukuhäiriö @ $10 \frac{\mu\text{A}}{\text{V}}$	σ_A	31,623 pA



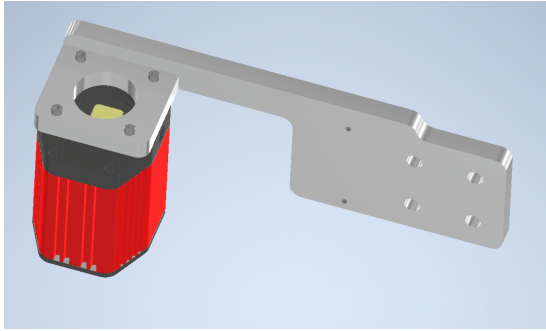
Kuvio 26. Monokromaattorin ulostulolle kameraa varten lankasahattu reikä. Poistettu materiaali on merkattu kuvioon sinisellä.



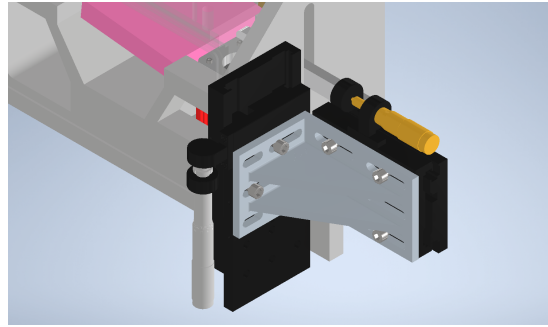
Kuvio 27. Kameran kennon keskipointa sijoitetaan samalle tasolla sisään-tulon kanssa. Tämä taso on merkattu kuvaan ruskealla.

dollistaa kameran siirron pystysuunnassa ± 15 mm polttotason ympärillä. Varsi on kiinnitetty hilakotelon ulkopintaan kahden lineaaritason sekä 90° kulmakiinnikkeen avulla, jotka näkyvät kuvassa 29. Pystysuuntaan liikkuvana lineaaritasona toimii Newport M-443 [77] ja sitä ohjataan Newport SM-50 Vernier-mikrometriruuvilla [78], jonka liikkuvuus on 50 mm. Vastaavasti vaakasuuntaisena lineaaritasona toimii Newport M-433 [79], jota ohjataan 25 mm liikkuvalla Newport SM-25 Vernier-mikrometriruuvilla [80]. Vaakasuunnassa lineaaritasolla kameraa on mahdollista siirtää sille lankasahatussa aukossa 12,7 mm. Tämä kameran pysty- ja vaakasuuntaisen säätö mahdollistaa kennon tarkan asettamisen monokromaattorin peililtä tulevan valon polttopisteeseen. Lineaaritasot ovat kiinnitetty toisiinsa Newport 360-90 [81] kulmakiinnikkeen avulla.

Kuviossa 30 on esitetty kameran pikseleiden keskihajonta ajan suhteen, kun se on asetettu ottamaan kuvia pimeässä noin 30 kertaa sekunnissa. Kamera oli mit-

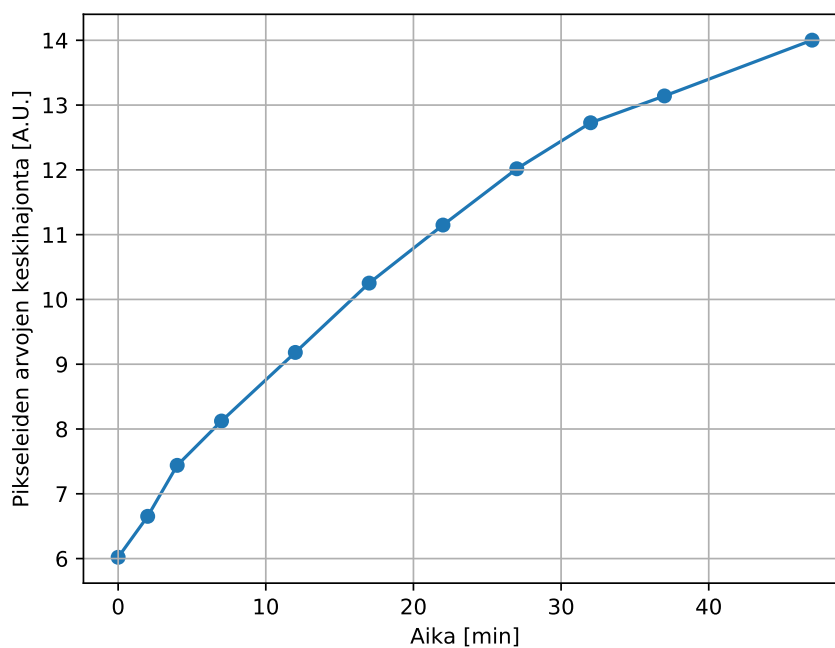


Kuvio 28. Kameraa kannatteleva varsi.

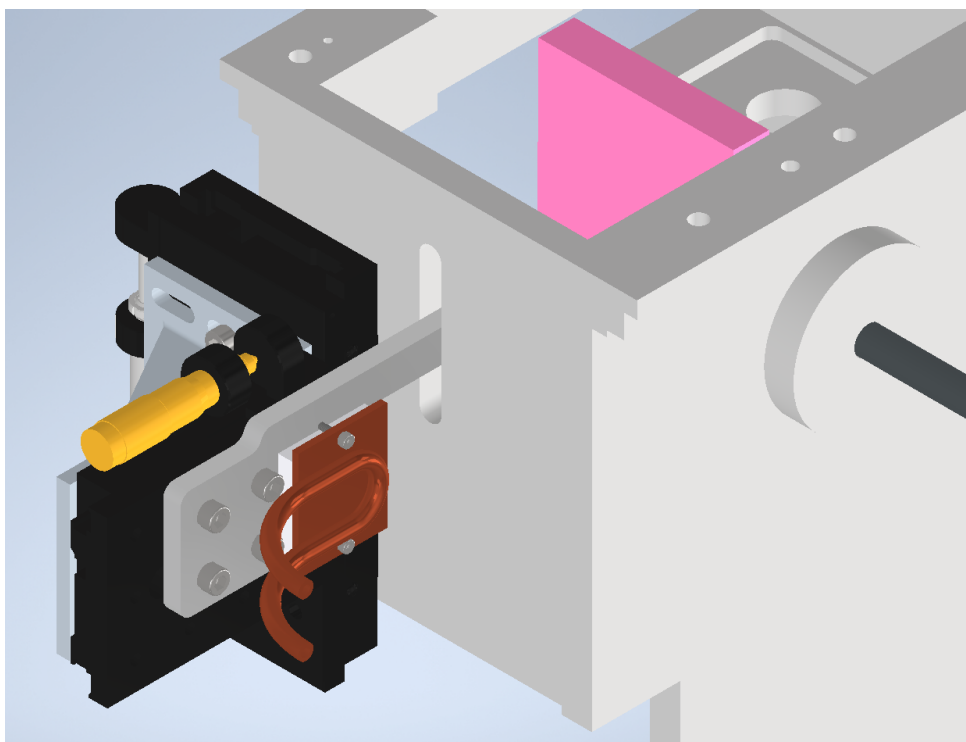


Kuvio 29. Kameran varsi on kiinnitetty hilakoteloon kahden lineaaritason avulla, joita ohjataan Verniermikrometriruuveilla.

tauksen alussa huoneenlämpöinen ja sen lopussa noin $60\text{ }^{\circ}\text{C}$. Kameraa ei jäähdytetty mittauksen aikana sen passiivisen jäähtytyksen lisäksi millään muulla tavalla. Mittauksen perusteella kamera lämpenee merkittävästi pitkällä aikavälillä ilman ulkoista jäähdytystä ja sen lämpötila vaikuttaa huomattavasti kennossa esiintyvään ajasta riippuvaan häiriöön. Jotta kameran lämpötila pystytään pitämään hilakotelon sisällä matalana mittausten aikana, kameraa kannattelevaan varteeseen asennetaan Peltier-elementti. Kameran varsi eristetään myös mahdollisimman hyvin lineaaritasoista sekä hilakotelosta muoviruuviin ja -eristeen avulla, jotta Peltier-elementin tuottama jäähdytys keskittyisi vain kameraan. Peltier-elementin kuumapuoli pidetään viileänä kuviossa 31 näkyvän kuparisen vesijäähdytys-elementin avulla.



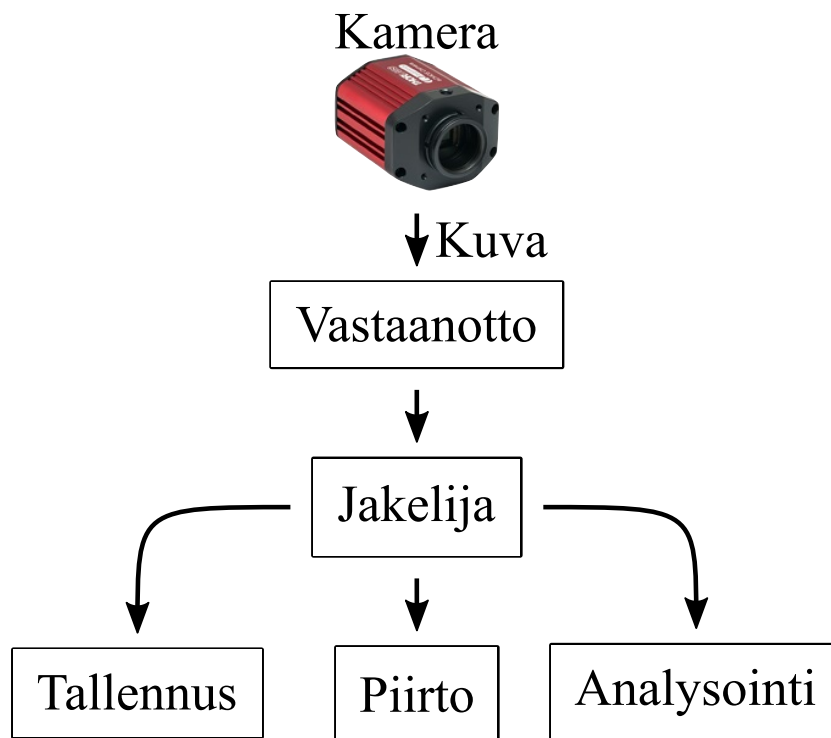
Kuvio 30. Kameran pikseleiden keskihajonta ajan suhteen, kun se on asetettu ottamaan kuvia 30 kertaa sekunnissa. Kamera oli huoneenlämpöinen mittauksen alussa ja sen kenno oli suojattu valolta.



Kuvio 31. Peltier-elementtiä jäähdyttävä kuparinen vesijäähdytys-elementti.

7.3 Kameran ohjausohjelmisto

Thorlabs Quantalux CS2100M-USB kameran mukana tulleen ohjelmiston ThorCam 3.4.0 havaittiin olevan epäluotettava, joten tämän tutkielman yhteydessä toteutettiin kameralle uusi ohjausohjelmisto. Merkittävimpänä ongelmana ThorCam ohjelmistossa oli, että se ei tallentanut tietokoneen kovalevylle kaikkia kamerasta tulleita kuvia kuvanottonopeudesta riippuen. Ohjelmisto ryhmitteli kameralta saapuneet kuvat 501 kuvasarjan TIF-tiedostoihin. Aina tämän kuvamäärän täyttyessä ohjelmiston luodessa uuden TIF-tiedoston saattoi osa uusista kameralta tulevista kuvista jäädä tallentamatta. Hitaammilla kuvanottonopeuksilla (noin 50 kuvaa sekunnissa) muutama kuva saattoi pudota tiedoston vaihdon yhteydessä ja nopeimmillaan (noin 2900 kuvaa sekunnissa) kuvista tippui jopa yli 85 %.



Kuvio 32. Tutkielmassa toteutetun kameran ohjausohjelmiston toimintaperiaate.

Tämän ongelman korjaamiseksi tutkielman yhteydessä toteutetussa ohjelmistossa käytettiin kuviossa 32 esitettyä toimintaperiaatetta. Ohjelmisto toteutettiin Python-ohjelmointikielellä käyttäen kameran mukana tullutta ohjelmistokehityspakettia. Pythonin käyttämän tulkkilukon (Engl. Global interpreter lock, GIL) takia kielen

suoritusnopeus on hidas, joten ohjelmiston jokainen kuviossa 32 esitetty osa suoritetaan omassa prosessissa riittävän suoritusnopeuden saavuttamiseksi. Ohjelmisto koostuu kuvien vastaanotto-, jakelija-, tallennus-, piirto- sekä analysointiprosessista. Tietokoneen kameralta vastaanottamien kuvien käsittely toimii seuraavasti. Kun vastaanottoprosessi saa USB 3-väylää pitkin kuvan kameralta, se kopioi sen mahdollisimman nopeasti jakelijaprosessille menevään jonoon liittäen kuvan mukaan sen järjestysnumeron sekä tietokoneelle saapumisajan. Tämä mahdollistaa vastaanottoprosessin olevan aina valmis seuraavaa kameralta tulevaa kuvaa varten. Jakelijaprosessi seuraavaksi kopioi kuvan tallennus-, piirto- tai analysointiprosessille meneviin jonoihin riippuen siitä tarvitseeko kyseinen prosessi seuraavan kuvan vai ei.

Näiden kolmen prosessin tehtävät ovat seuraavat: Tallennusprosessi nimensä mukaisesti tallentaa saamansa kuvat kovalevylle TIF-tiedostoihin sekä luo kirjanpilotiedoston tallennetuista kuvista, josta löytyy jokaisen kuvan tiedostosijainti, järjestysnumero ja vastaanottohetki. Jos kirjoitus kovalevylle on ruuhkautunut, kuvat odottavat saapumisjärjestyksessä tallennusprosessille menevässä jonossa. Piirtoprosessi piirtää kameralta saadut kuvat tietokoneen näytölle. Jotta tietokoneen resursseja ei käytetä turhaan jokaisen kameralta tulevan kuvan piirtämiseen, prosessi piirtää tietokoneen näytölle yhden kuvan kerrallaan ja pyytää aina tämän jälkeen tuoreinta kuvaa jakelijaprosessilta. Lopuksi analysointiprosessi pitää kirjaa vastaanotetuista ja pudotetuista kuvista, kuvienotto taajuudesta sekä mittauksen kestosta ja esittää ne ohjelmiston käyttäjälle. Tämän toimintaperiaatteen ansiosta kameran ohjausohjelmisto ei pudota kuvia niin kauan kuin tietokoneessa on RAM-muistia jäljellä.

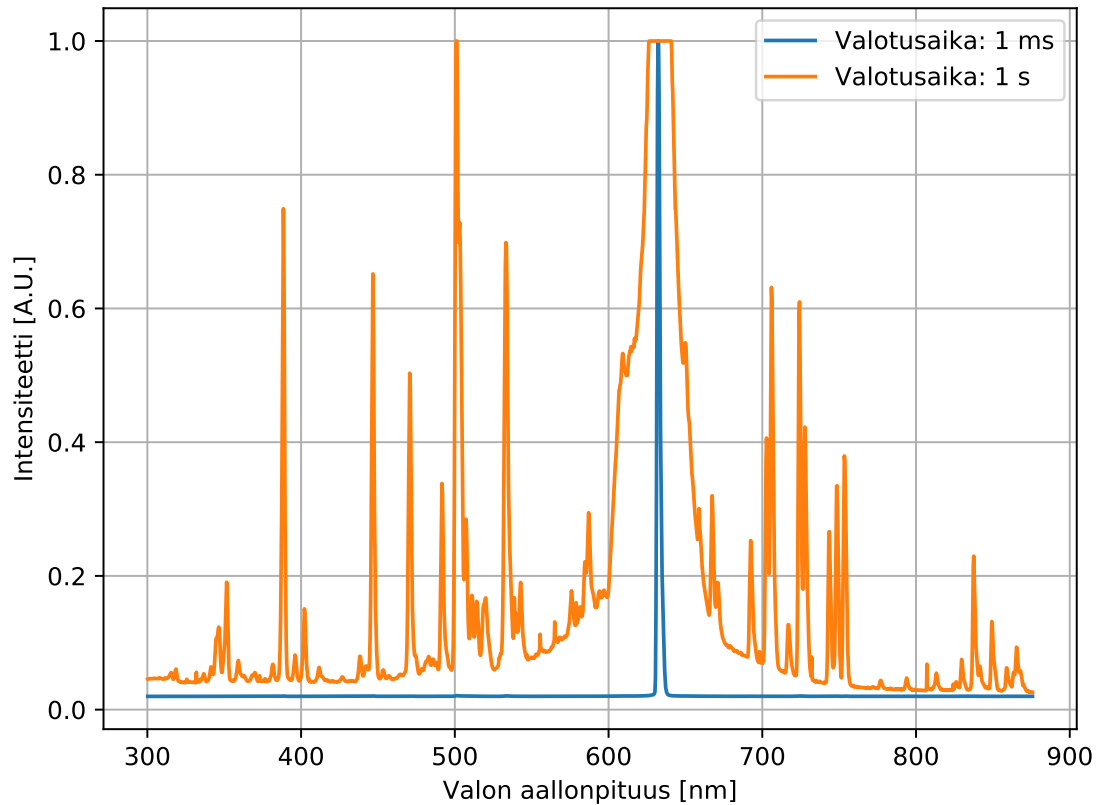
Kehitetyllä ohjelmistolla pystytään myös ohjaamaan kennon käytöstä kuten pikseleiden valotusaikaa ja pikseleiden ryhmittelyä (Engl. Pixel binning), kameran laukaisintilaa ja viivettä sekä tallennettavan pikselialueen kokoa (Engl. Region of interest, ROI). Oman ohjausohjelmiston kehittäminen mahdollistaa myös spektrometrin ohjauksen ja kameran ottamien kuvien analyysin sitomisen yhteen ohjelmaan. Ohjelmiston kehitystavoitteena on, että sillä saataisiin analysoidua reaaliajassa kameran mittaamista kuvista plasman emissioprofiili sekä pystyttäisiin luoda automaattisia mittaushjelmia. Nämä ominaisuudet nopeuttaisivat ja helpottaisivat huomattavasti mittaustalteen käyttöä, mutta niiden toteuttaminen ylitti ohjelmistokehitykselle tässä tutkielmassa varatun ajan ja tarpeen.

8 Mittaukset

Päivitetyllä spektrometrillä mitattiin ensin Thorlabs HNLS008R-EC [82] helium-neon laserin tuottama spektri, jonka avulla saadaan hienosäädettyä monokromaattorin optiikka kohdilleen minimoiden sen levenemä sekä selvitettyä sen instrumentaalilevenemän suuruus. Tämän jälkeen laitteistolla mitattiin luvussa 2 esitetyn JYFL 14 GHz ECR-ionilähteen tuottaman plasman eri emissiospektrejä. Mittaukset suoritettiin aluksi helium kaasusta muodostetulla plasmalla, koska He^{1+} -ionilla on ECR-plasmassa intensiivisiä emissioviivoja. Heliumin eri emissioviivojen lukumäärä ECR-plasmassa on myös vähäinen, jolloin yksittäisen siirtymän löytäminen ja identifiointi on helppoa. Tämän jälkeen helium korvattiin argon kaasulla, jolla päästiin mittaamaan usean eri varausasteen tuottamia emissioviivoja. Mittauksissa keskityttiin pääasiassa ensimmäisen varausasteen He^{1+} - ja Ar^{1+} -ionien sekä yhdeksännen varausasteen Ar^{9+} -ionin emissioviivoihin. Kappaleessa 8.1 käydään tarkemmin läpi helium-neon laserilla suoritettut mittaukset ja kappaleessa 8.2 ECR-ionilähdeplasmoilla suoritettut mittaukset.

8.1 Helium-neon laser mittaukset

Mittauksissa käytettävänä helium-neon laserina toimi Thorlabs HNLS008R-EC [82], jonka tuottamaa lasersädettä diffusoitiin ja himmennettiin OceanOptics FOIS-1 integroivan pallon [83] avulla. Helium-neon laserin tuottama spektri mitattiin integroivasta pallosta OceanOptics ZP600-4-UV-VIS valokuitua pitkin OceanOptics USB2000+ spektrometrillä [84], jonka erottelukyky on puoliarvovevyytenä noin 1 nm [29, Kappale 4.4.2]. Mittauksessa käytettiin 1 ms valotusaikaa, jolla saadaan näkyville kokonaisuudessaan spektrin kirkkain 632,816 nm aallonpituudella oleva emissioviiva, sekä 1 s valotusaikaa, jolla saadaan näkyville suurin osa muista laserin spektrin emissioviivoista. Ensimmäistä mittausta keskiarvostettiin 1000 kertaa ja toista 30 kertaa tuottaen kuviossa 33 näkyvät normitetut spektrit. Kuten kuvioista havaitaan, helium-neon laserin 632,816 nm vastaava emissioviiva on paljon muita viivoja kirkkaampi saturoiden suuren alueen pidemmällä valotusajalla mitatusta spektristä.



Kuvio 33. OceanOptics USB2000+ spektrometrillä mitattu helium-neon laserin spektri. Spektri mitattiin kahdella eri valotusajalla 1 ms (sininen) ja 1 s (oranssi), koska 632,816 nm aallonpituudella oleva emissioviiva on muita spektrin emissioviivoja hyvin paljon kirkkaampi.

Spektrin kartoittamisen jälkeen helium-neon laserin valo ohjattiin integroivan pallon avulla monokromaattoriin menevään valokuitukimppuun. Integroivan pallon ansiosta kuitukimppun jokaiseen kuituun osuu saman verran valoa, jolloin kameralle kuidunpäistä muodostuva kuva on kirkkaudeltaan tasainen. Koska monokromaattorin hilakotelo ei ole täysin valolta suojattu, huoneen valot sammutettiin mittausten ajaksi. Hilan kääntöä ei tämän tutkielman aikana automatisoitu, joten se suoritettiin manuaalisesti. Tämän vuoksi hilan kulman ja emissioviivan aallonpituuden välille ei myöskään tehty kalibraatiota, jolloin spektrometrillä mitatuille emissioviivoille ei saada aallonpituuksia hilan kulmasta. Mitattujen emissioviivojen keskiaallonpituuksien määrittelyyn käytettiin NIST [85] datakanta sekä kuviossa 33 esitettyä spektriä. Korkearesoluutisella spektrometrillä suoritettiin laserilla kaksi eri mittaussarjaa. Näistä ensimmäisessä hilaa kääntämällä mitattiin mahdollisimman monta

emissioviivaa laserin spektristä pidettäessä kameran valotusaika vakiona. Toisessa mittaussarjassa mitattiin kolmea kirkasta laserin tuottamaa emissioviivaa eri valotusajoilla kahdella eri tavalla mittaussarjaston aiheuttamien emissioviivan profiilin vääristymien selvittämiseksi. Näistä ensimmäisessä käytettiin pelkkää integroivaa palloa ja toisessa integroivan pallon lisäksi 0,1 % päästösuhteista neutraalitiheyssuodatinta (Engl. Neutral-density filter, NDF) Eksma Optics 240-2530 [86].

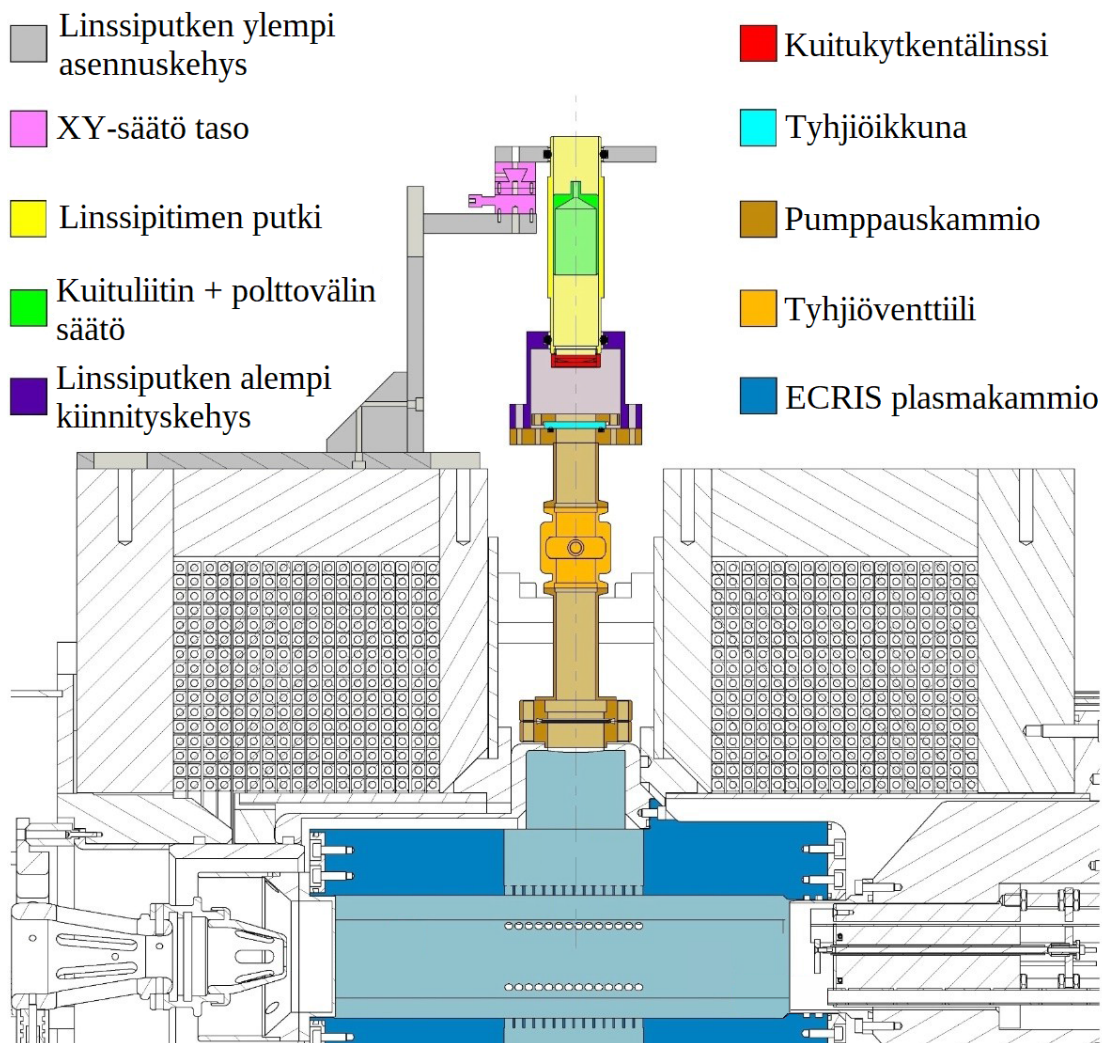
Ensimmäisessä mittaussarjassa spektrometrin hilaa kääntämällä kameran kennolle etsittiin ensin kirkkain laserin tuottama emissioviiva, joka kuten kuviosta 33 havaitaan vastaa aallonpituutta 632,816 nm. Tästä viivasta tallennettiin noin 500 kuvaa 10 ms valotusajalla sillä muissa mittauksissa käytettävä 500 ms saturoi kennon pikselit. Tämän jälkeen kääntämällä hilaa manuaalisesti myötöpäivään mitattiin 26 kirkkainta emissioviivaa 500 ms valotusajalla ottaen kustakin emissioviivasta 150 kuvaa. Seuraavaksi hila käännettiin takaisin 632,816 nm emissioviivan kohdalle ja kääntämällä hilaa vastapäivään spektristä mitattiin 30 kirkkainta emissioviivaa jälleen 500 ms valotusajalla ottaen 150 kuvaa jokaista emissioviivaa kohden. Lopuksi helium-neon laser sammutettiin, jonka jälkeen kameralla suoritettiin pimeäkuvien mittausta 10 ms ja 500 ms valotusajoilla ottaen kummallakin valotusajalla noin 500 kuvaa. Näiden pimeäkuvien avulla emissioviivoille mitatuista kuvista voidaan poistaa kiinteäkuvioiset häiriöt sekä mahdollinen monokromaattorin ympäriltä tullut hajavallo.

Toisessa mittaussarjassa hila käännettiin ensin helium-neon laserin kirkkaimman 632,816 nm emissioviivan kohdalle, jota mitattiin taulukossa 5 esitetyillä 31 valotusajalla integroivan pallon läpi. Tämän jälkeen 0,1 % neutraalitiheyssuodatin asetettiin laserin ja integroivan pallon väliin ja mittausta toistettiin taulukossa 5 näkyvillä 31 valotusajalla. Seuraavaksi hila käännettiin kuvion 33 spektrissä näkyvän 534,328 nm emissioviivan kohdalle. Tätä mitattiin ensin pelkällä integroivalla pallolla käyttäen taulukossa 5 näkyviä 37 valotusaikaa, jonka jälkeen mittausta suoritettiin kuudella taulukossa 5 esitetyillä valotusajalla käyttäen 0,1 % suodatinta laserin ja integroivan pallon välillä. Kolmantena emissioviivana käytettiin 667,828 nm aallonpituudella olevaa emissioviivaa, jota mitattiin ilman suodatinta 37 eri valotusajalla ja suodatimen kanssa 16 eri valotusajalla, jotka on esitetty jälleen taulukossa 5. Taulukkoon 5 on myös merkattu kullakin valotusajalla otettujen kuvien määrä. Lopuksi laser sammutettiin ja edeltävissä mittauksissa käytetyillä valotusajoilla mitattiin niiden kuvien määrän pituiset pimeäkuvasarjat.

Taulukko 5. Toisessa helium-neon laserilla tehdyssä mittaussarjassa käytetyt valotusajat sekä niillä mitattujen kuvien määrä. Tietyllä emissioviivalla ja päästösuhteella suoritettu mittaus on merkitty taulukkoon ×-merkillä.

Valotusaika	Kuvien määrä	534,328 nm		632,816 nm		667,828 nm	
		100 %	0,1 %	100 %	0,1 %	100 %	0,1 %
29 µs	1000	×		×	×	×	
0,5 ms	1000	×		×	×	×	
1 ms	1000	×		×	×	×	
1,5 ms	1000	×		×	×	×	
2 ms	1000	×		×	×	×	
3 ms	1000	×		×	×	×	
4 ms	1000	×		×	×	×	
5 ms	1000	×		×	×	×	
6 ms	1000	×		×	×	×	
7 ms	1000	×		×	×	×	
8 ms	1000	×		×	×	×	
9 ms	1000	×		×	×	×	
10 ms	1000	×		×	×	×	×
11 ms	1000	×		×	×	×	
12 ms	1000	×		×	×	×	
13 ms	1000	×		×	×	×	
14 ms	1000	×		×	×	×	
15 ms	1000	×		×	×	×	
16 ms	1000	×		×	×	×	
17 ms	1000	×		×	×	×	
18 ms	1000	×		×	×	×	
19 ms	1000	×		×	×	×	
20 ms	1000	×		×	×	×	×
30 ms	1000	×		×	×	×	×
40 ms	1000	×		×	×	×	×
50 ms	1000	×		×	×	×	×
60 ms	1000	×		×	×	×	×
70 ms	1000	×		×	×	×	×
80 ms	1000	×		×	×	×	×
90 ms	1000	×		×	×	×	×
0,1 s	1000	×		×	×	×	×
0,2 s	200	×	×			×	×
0,3 s	200	×	×			×	×
0,4 s	200	×				×	×
0,5 s	200	×	×			×	×
1 s	200	×	×			×	×
2 s	100	×	×			×	×

8.2 ECR-ionilähdeplasman mittaukset

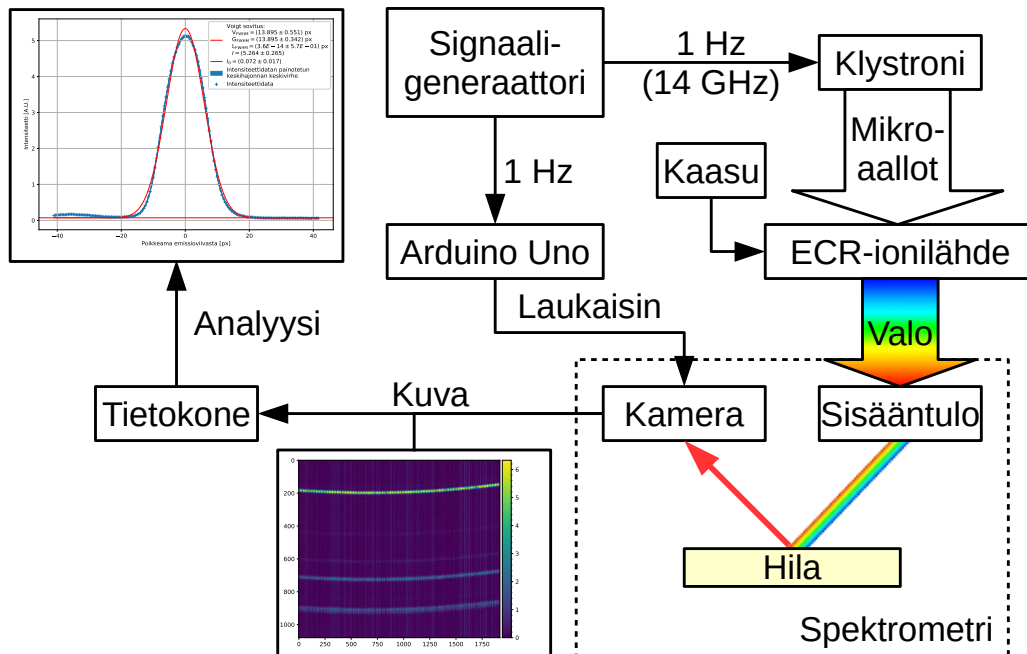


Kuvio 34. Poikkileikkaus JYFL 14 GHz ECR-ionilähteestä ja sen radiaaliseen pumppausreikään kiinnitetystä valokuitupidikkeestä. Kuviota muokattu lähteestä [4].

Plasmalla tehtäviä mittauksia varten erillinen valokuitukaapeli kiinnitettiin ECR-ionilähteen radiaaliseen pumppausreikään asennettuun kuitupidikkeeseen, jonka poikkileikkaus on esitetty kuviossa 34. Ionilähteen radiaalinen pumppausreikä mahdollistaa suoran näköyhteyden plasmakammion sisään muodostuvaan plasmaan. Ionilähteeltä tulevan valokuitukaapelin toinen pää kytkettiin Thorlabs F220SMA-A [87] kollimaattorilinssin SMA-liittimeen, joka kytkettiin optisesti monokromaattorin sisääntulokuituun kiinnitettyyn toiseen Thorlabs F220SMA-A tarkennuslinssiin. Tämän jälkeen plasmakammioon pääsettiin helium kaasua ja plasman mikroaalto-

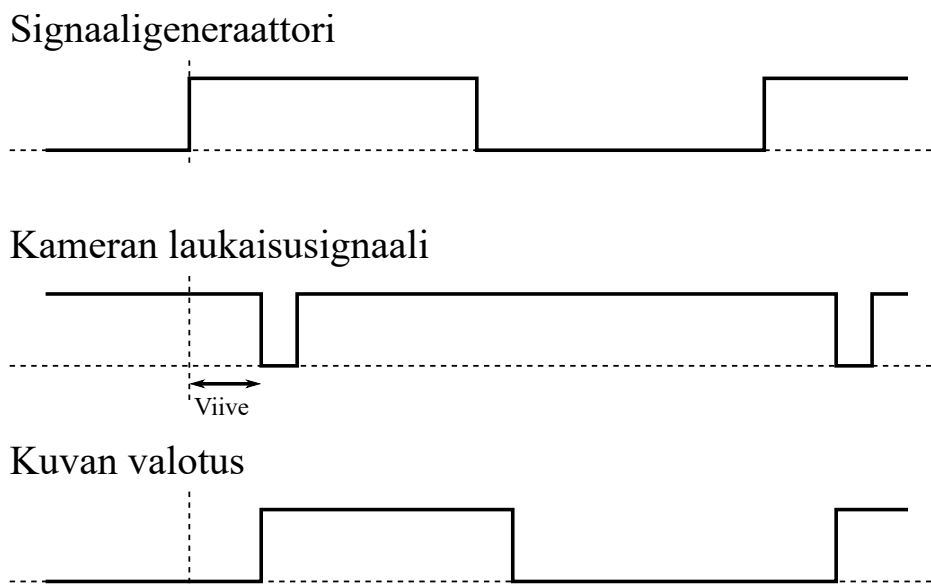
lämmitys käynnistettiin vakioteholla.

Ensimmäisessä helium plasmalla tehtävässä mittauksessa ensin etsittiin heliumin spektristä He^{1+} -ionin 468,570 nm emissioviiva [88], jota vastaava siirtymä on esitetty taulukossa 1. ECR-ionilähteen kelojen virtaa, kaasun syöttöä ja lämmitystehoa säädettiin kunnes emissioviiva oli selvästi mitattavissa 1 ms valotusajalla. Tämän jälkeen emissioviivaa mitattiin 1 ms, 5 ms, 10 ms ja 100 ms valotusajoilla, joilla kullakin kuvia otettiin keskiarvostettavaksi noin 1000 kappaletta. Tämän jälkeen hila käännettiin pimeälle alueelle, jossa kullekin edeltävistä valotusajoista mitattiin noin 1000 pimeäkuva.



Kuvio 35. Kaaviokuva mittauslaitteistosta.

Seuraavaksi ionilähteen 14 GHz mikroaaltolämmitystehoa siirryttiin pulssittamaan Keysight N5173B EXG [89] signaaligeneraattorin avulla 1 Hz taajuudella 50 % pulssisuhteella siten, että plasma syttyy mikroaaltotehon nousevalla reunalla ja sammuu sen laskevalla reunalla. Tällöin plasma on päällä noin 500 ms signaaligeneraattorin pulssista ja sammuneena noin 500 ms. Kamera asetettiin ottamaan kuva aina saadessaan laukausignaalin Arduino UNO mikro-ohjainkortilta, jota ohjattiin plasmaa pulssittavan signaaligeneraattorin avulla. Arduino ohjelmoitiin lähettämään laukausignaali kameralle sen ohjaamiseen toteutetulla ohjelmistolla määritetyn vii-



Kuvio 36. Esimerkki kameran ulkoisesta laukaisusta säädettävällä viiveellä. Viive lasketaan aina signaaligeneraattorin nousevasta reunasta, jonka jälkeen kameralla suoritetaan kuvan valotus. Laukaisusignaali on aktiivinen sen ollessa matalassa jännitteessä.

veen jälkeen signaaligeneraattorin pulssin nousevasta reunasta kuviossa 36 esitetyllä tavalla. Kuviossa 35 on esitetty kaaviokuva koko mittauslaitteistosta.

Pulssitetulla plasmalla He^{1+} -ionin 468,570 nm aallonpituutta mitattiin 1 ms valotusajalla 35 eri viivettä käyttäen, jotka on lueteltu taulukossa 6. Viiveet keskitettiin lähinnä mikroaaltotehopulssin nousevan ja laskevan reunan ympärille ja kuvia otettiin kullakin viiveellä noin 30 kappaletta kuvissa esiintyvien häiriöiden sekä laukaisusignaali- ja plasman syttymishetkessä esiintyvän huojunnan minimoimiseksi. Tämän jälkeen monokromaattorin hila käännettiin heijastamaan nollannen kertaluvun $k = 0$ diffraktio kameralle, jolloin kameran kennolle päätyi noin 300 nm – 800 nm aallonpituusalue plasman spektristä. Edeltävä mittaus toistettiin käyttäen jälleen 1 ms valotusaikaa 31 eri viiveellä, jotka näkyvät taulukossa 6. Kuvia otettiin noin 10 kappaletta jokaista viivettä kohden, sillä nollannen kertaluvun diffraktio oli hyvin kirkas ja se ei tarvitse suurta määrää keskiarvostettavia kuvia.

Seuraavaksi ionilähteen kaasuksi vaihdettiin heliumin tilalle argon ja plasman lämmitysteho asetettiin takaisin alkuperäiseen vakiotehoon. Argon plasman emissiospektri mitattiin alustavasti OceanOptics USB2000+ spektrometrillä, joka antoi kuvion 37 mukaisen normitetun kuvion spektristä. Tästä spektristä havaitaan argonilta löytyvän kirkas emissioviiva 487,986 nm aallonpituudelta ja tätä hieman

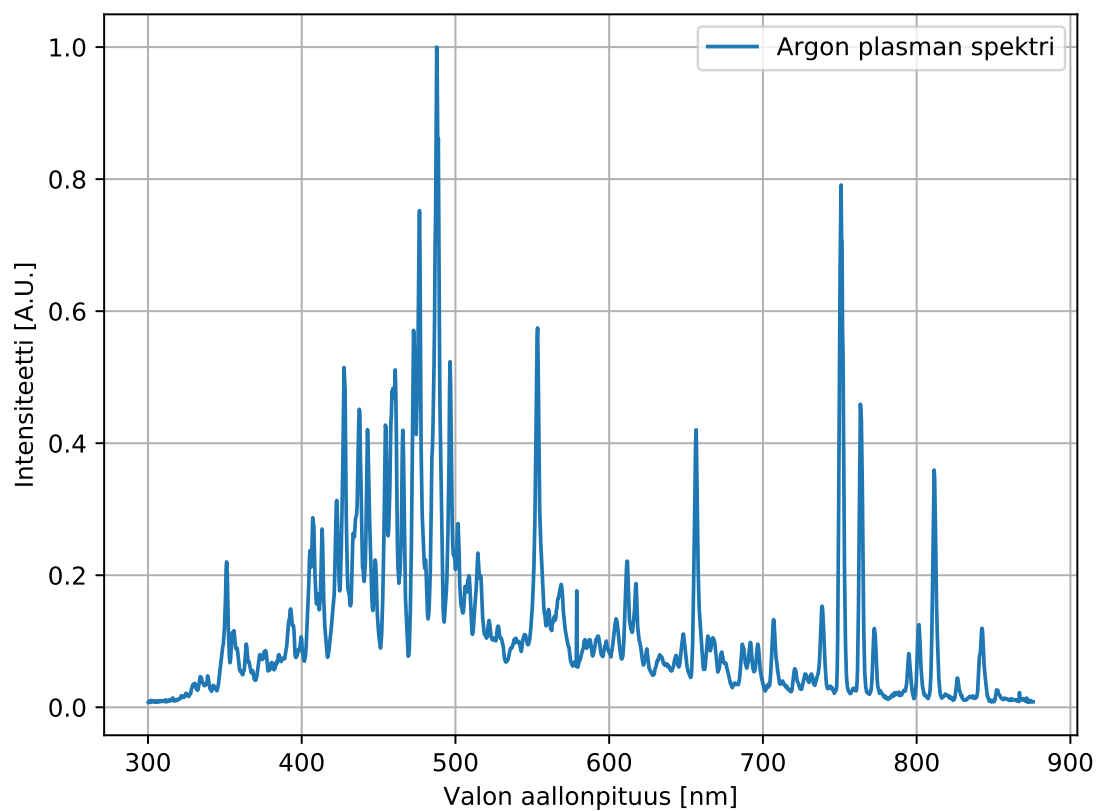
Taulukko 6. Pulssitetuissa plasmalla tehdyssä mittauksissa käytetyt viiveet. Negatiivisella viiveellä tarkoitetaan hetkeä ennen pulssin nousevaa reunaa. Koska pulssin taajuus on 1 Hz, esimerkiksi viive -16 ms vastaa todellisuudessa 984 ms viivettä.

Ioni	Aallonpituus [nm]	Viive [ms]
$\text{He}_{k=0}$	-	$-20, -19, -18, -17, -16, -15, -14, -13, -12, -11, -10, -9, -8, -7, -6, -5, 0, 100, 200, 300, 400, 480, 482, 483, 484, 485, 486, 488, 490, 492, 500$
He^{1+}	468,570	$-20, -19, -18, -17, -16, -15, -14, -13, -12, -11, -10, -9, -8, -7, -6, -5, -4, -3, -2, -1, 0, 100, 200, 400, 450, 480, 482, 484, 486, 488, 490, 492, 494, 496, 498$
Ar^{1+}	427,753	$-490, -480, -470, -460, -450, -440, -430, -420, -410, -400, -80, -70, -60, -50, -40, -30, -20, -10, 0, 10, 20, 30, 40, 450, 460, 470, 480, 490, 500$
Ar^{9+}	553,327	$-490, -480, -470, -60, -50, -40, -30, -20, -10, 0, 10, 20, 420, 430, 440, 450, 460, 470, 480, 490, 500$

himmempi emissioviiva 427,753 nm aallonpituudelta, jotka vastaavat Ar^{1+} -ionin emissioviivoja [90]. Näiden lisäksi Ar^{9+} -ionin tuottama emissioviiva on nähtävissä aallonpituudella 553,327 nm [91]. Argonilla mitattujen emissioviivojen siirtymät on esitetty tarkemmin taulukossa 1.

Ensimmäisessä argon plasmalla tehdyssä mittauksessa hila asetettiin Ar^{1+} -ionin 487,986 nm emissioviivan kohdalle. Viivaa mitattiin 29 μs , 1 ms, 10 ms ja 100 ms valotusajoilla keskimäärin 4000 kertaa kutakin valotusaikaa kohden, jonka jälkeen valotusajoille mitattiin pimeäkuvat. Seuraavaksi hila käännettiin Ar^{9+} -ionin 553,327 nm aallonpituudelle tuottaman emissioviivan kohdalle, jota mitattiin noin 4000 kertaa 20 ms, 40 ms, 60 ms, 80 ms ja 100 ms valotusajoilla. Myös kullekin näistä valotusajoista mitattiin noin 2000 pimeäkuvaa.

Lopuksi plasmää lämmittävää mikroaaltotehoa siirryttiin jälleen pulssittamaan 1 Hz taajuudella. Ensimmäiseksi mitattiin Ar^{9+} -ionin emittoimaa 553,327 nm aallonpituutta 60 ms valotusajalla käyttäen taulukossa 6 näkyviä 21 eri viivettä, joilla kullakin otettiin emissioviivasta kuva noin 120 kertaa. Tämän jälkeen hila asetettiin Ar^{1+} -ionin emittoimalle 427,753 nm aallonpituudelle, jota mitattiin jälleen noin 120 kertaa 60 ms valotusajalla käyttäen taulukossa 6 näkyviä 29 eri viivettä. Mittauksissa käytettiin 60 ms valotusaikaa, jotta emissioviivat erottuivat selvästi kuvan kohinatasosta.

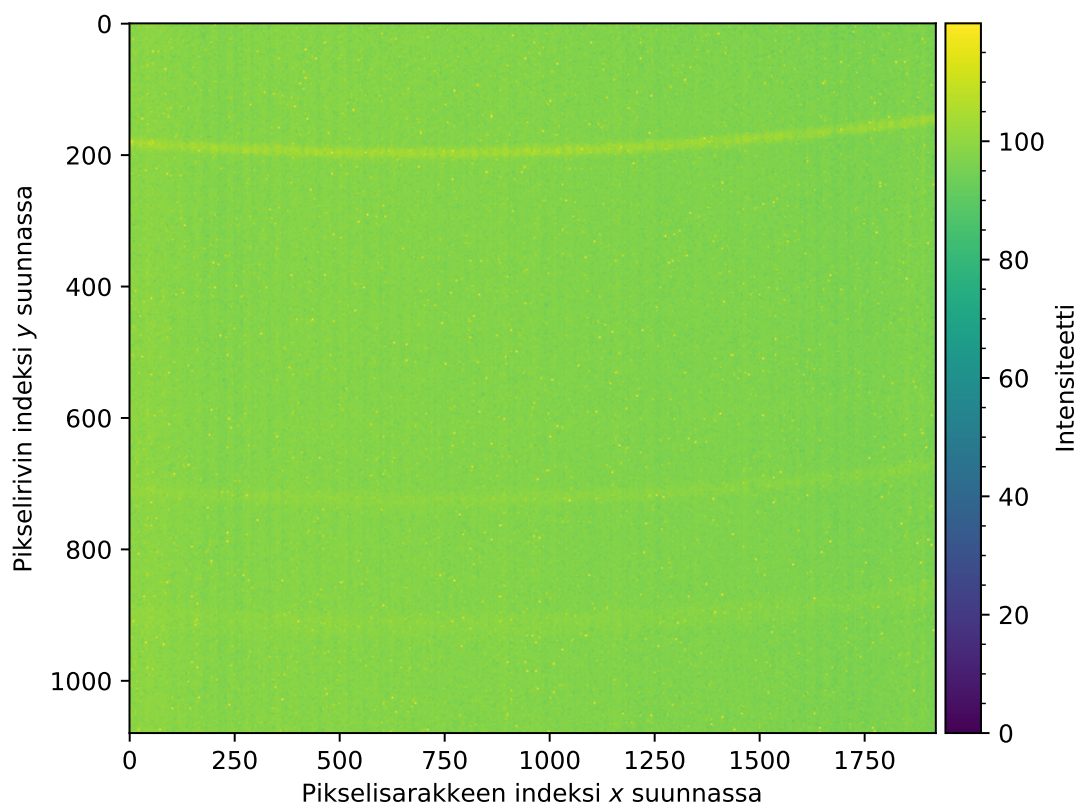


Kuvio 37. Argon plasmalle OceanOptics USB2000+ spektrometrillä mitattu spektri.

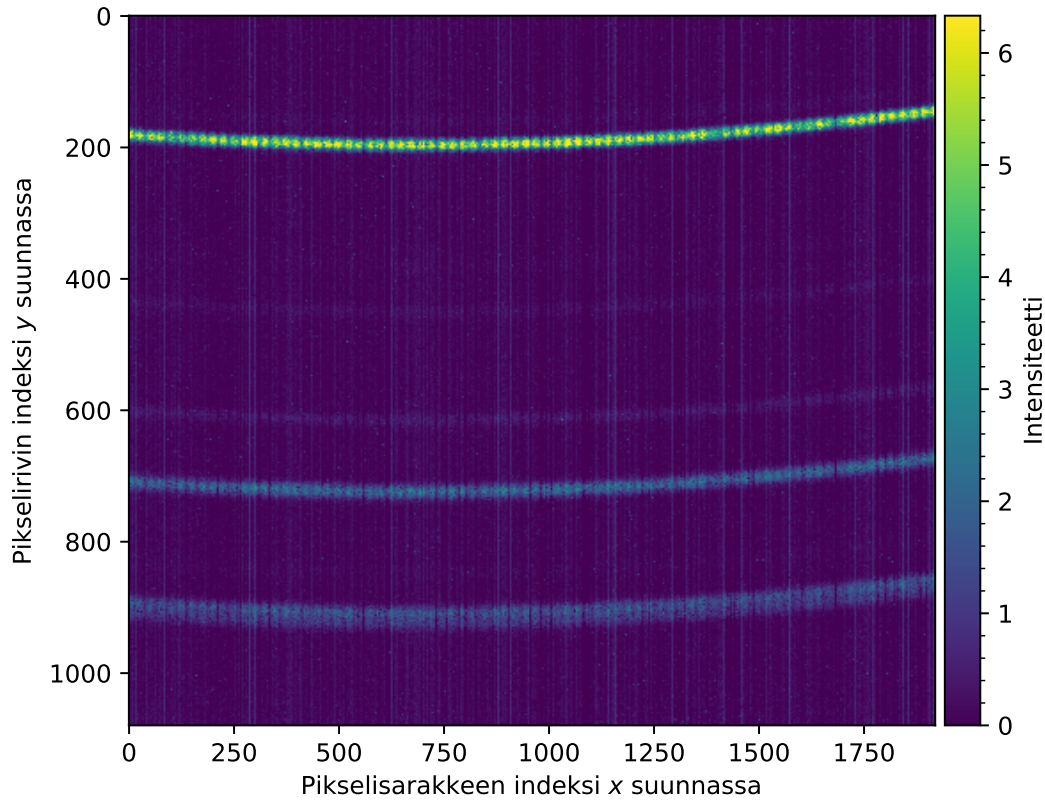
9 Mittausdatan analysointi

Mittausten analysointi vaatii paljon käsittelyä ennen kuin niistä pystytään arvioimaan plasman lämpötilaa tai intensiteettiä. Kappaleessa 9.1 käydään tarkemmin läpi mittauksissa otettujen kuvien analysointiin kehitetty menetelmä. Tämän jälkeen kappaleessa 9.2.1 selvitetään helium-neon laser mittauksista spektrometrin instrumentaalilevenemä, jota käytetään kappaleissa 9.2.2 ja 9.2.3 vakioteholla ja pulssituksella mitatun plasman analysoinnissa.

9.1 Analyysimenetelmä



Kuvio 38. He¹⁺-ionin 468,570 nm aallonpituudelle 100 ms valotusajalla mitatun kuvasarjan pikseleittäin keskiarvostetut intensiteetit [I_K].



Kuvio 39. Emissioviivakuva $[I]$, jonka kunkin pikselin arvosta $[I_K]$ on vähennetty pimeäkuvan $[I_D]$ vastaavan pikselin arvo.

Mittausdatan analysointi aloitetaan keskiarvostamalla pikseleittäin emissioviivasta mitattujen kuvien intensiteetit yhdeksi kuvaksi. Merkataan saatua intensiteettimatriisia muuttujalla $[I_K]$. Tässä kappaleessa esimerkkidatana käytetään He^{1+} -ionin 468,570 nm aallonpituudelle 100 ms valotusajalla mitattua kuvasarjaa, jonka keskiarvostuksen tuottama kuva näkyy kuviossa 38. Keskiarvostuksen yhteydessä kuvan jokaiselle pikselille lasketaan sen intensiteetin keskihajonta, jota merkataan matriisilla $[\sigma_{I_K}]$. Vastaavat laskut tehdään myös 100 ms valotusajalla mitatulle pimeäkuvasarjalle antaen sen intensiteettimatriisiksi $[I_D]$ ja intensiteettien keskihajontamatriisiksi $[\sigma_{I_D}]$.

Kuvan signaali-kohinasuhteen parantamiseksi ja kiinteäkuvioiseen häiriön vähentämiseksi emissioviivalle lasketuista intensiteetistä vähennetään pimeäkuvien intensiteetti

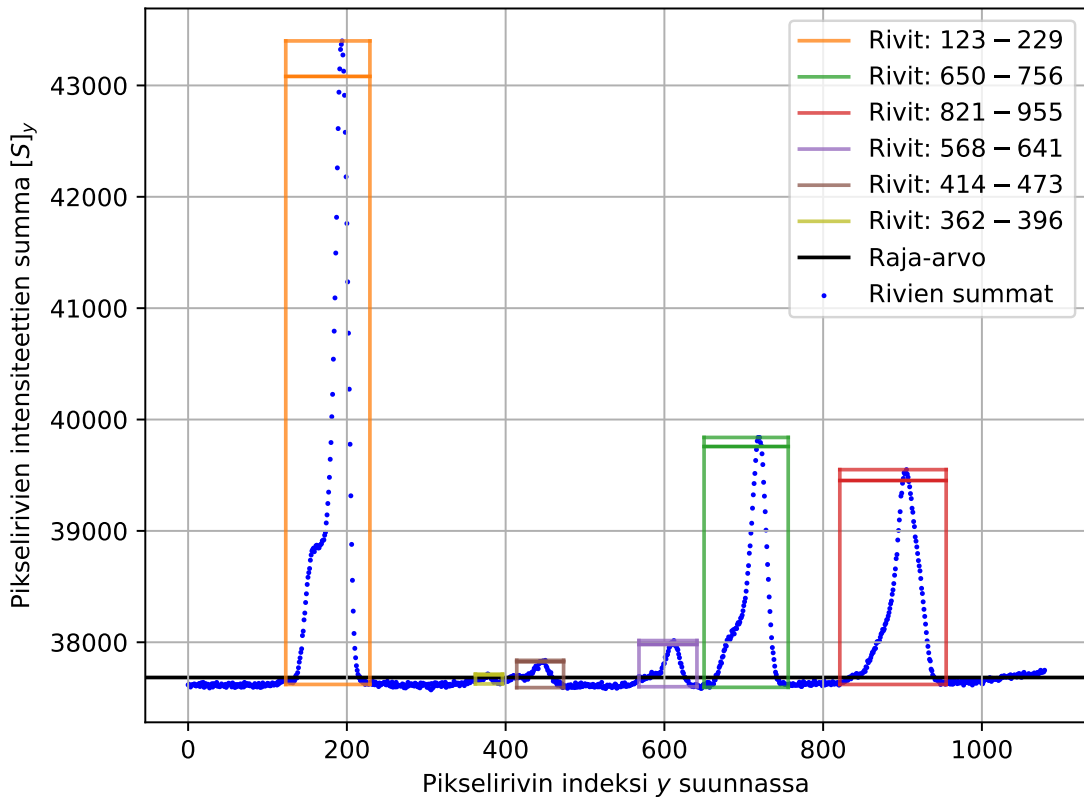
$$[I] = [I_K] - [I_D],$$

jolloin He^{1+} -ionin 468,570 nm emissioviivasta mitattu kuva saadaan kuviossa 39

esitettyyn muotoon. Jotta pimeäkuvasarjan pikseleiden intensiteettien keskihajonnat $[\sigma_{I_D}]$ tulee otettua huomioon, yhdistetään emissioviivasta mitatun kuvasarjan sekä pimeäkuvien keskihajonnat yhtälöllä [92]

$$[\sigma_I]_{xy} = \sqrt{\frac{(n_K - 1) ([\sigma_{I_K}]_{xy})^2 + (n_D - 1) ([\sigma_{I_D}]_{xy})^2}{n_K + n_D - 2}},$$

jossa n_K on emissioviivasta otettujen kuvien määrä ja n_D pimeäkuvien määrä. Matrisien alaindeksissä olevat x ja y kuvaavat vaaka- ja pystysuuntaisen pikseleiden indeksejä.



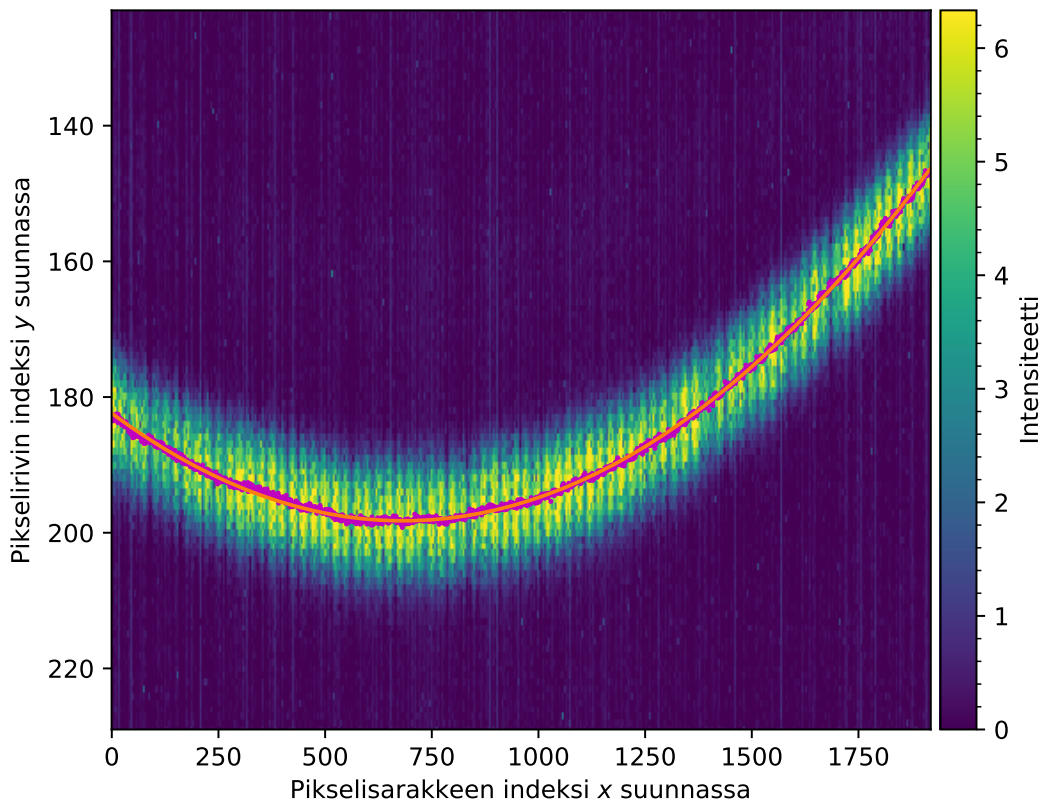
Kuvio 40. Mitatun kuvan rivien summat $[S]_y$ (sininen) sekä kuvasta löytyvät emissioviivat. Emissioviivojen profiilit ovat kuvassa vääristyneet sisääntuloraon kaarevuuden takia. Pikselivälillä 123 – 229 oleva piikki vastaa He^{1+} -ionin emittoimaa 468,570 nm aallonpituutta.

Seuraavaksi tavoitteena on löytää kaarevan emissioviivan tarkka sijainti kuvasta. Aloitetaan se summaamalla kuvion 39 jokaisen x -akselin suuntaisen pikselirivin

intensiteettiä yhteen yhtälöllä

$$[S]_y = \sum_{x=0}^{R_x-1} [I]_{xy},$$

jolloin saadaan kuvion 40 sinisistä pisteistä koostuva pistejoukko. Tässä yhtälössä esiintyvä R_x on kennon x suuntainen resoluutio, joka tutkielmassa käytettävälle kameralle on $R_x = 1920$. Kuviossa 40 näkyvien piikkien likimääräinen paikka saadaan selvitettyä etsimällä alueita, jossa rivin summa ylittää asetetun raja-arvon. Löydetyihin alueisiin lisätään haluttu määrä leveyttä siten, että koko piikki mahtuu alueen sisälle. Esimerkkikuvasta löydetyt 6 piikkiä on esitetty kuviossa 40, joista pikselirivivälillä 123 – 229 oleva kirkkain piikki vastaa He^{1+} -ionin emittoimaa 468,570 nm aallonpituutta.



Kuvio 41. Kuvion 39 rivivälillä 123 – 229 olevien pikseleiden intensiteetit. Kuviossa on esitetty myös y -akselin suuntaisiin sarakkeisiin tehtyjen Gaussisten jakaumien sovitusten odotusarvot (purppura) sekä niihin sovitettu paraabeli (oranssi).

Emissioviivan tarkan paikan löytämiseksi kuviossa 39 esitetyn kuvan rivivälin 123–229 jokaiseen y -akselin suuntaiseen sarakkeeseen sovitaan yhtälössä (4) esitetty Gaussisen jakauman tiheysfunktio. Sovitukset suoritetaan Python 3.7.4 version SciPy 1.4.1 paketin `curve_fit` funktiolla, jolle annetaan tiheysfunktion lisäksi jakaumasta analyttisesti ratkaistu Jacobin matriisi [93] sovituksen parantamiseksi. Gaussisen jakauman tiheysfunktion Jacobin matriisi on johdettu liitteessä B. Tämän jälkeen Gaussisista sovituksista saatuihin odotusarvoihin sovitaan paraabeli NumPy 1.18.5 paketin `polyfit` funktiolla, joka antaa emissioviivan tarkan paikan $P(x)$ kuvassa. Esimerkkikuvan sovituksen odotusarvot on merkattu kuvioon 41 purppuroilla pisteillä ja niihin sovitettu paraabeli $P(x)$ on merkattu siihen oranssilla. Sovitetun paraabelin yhtälöksi saadaan

$$P(x) = -0,00003 \cdot x^2 + 0,04639 \cdot x + 182,4114,$$

jossa x kuvaa pikselisarakeen indeksiä.

Kun emissioviivan tarkka paikka kuvassa $P(x)$ on selvillä, lasketaan paraabelin alla olevien pikseleiden intensiteeteistä $[I]$ niiden keskihajontojen käänteisluvulla $[w]_{xy} = 1/[\sigma_I]_{xy}$ painotettu keskiarvo [94]

$$\bar{I}(\Delta y) = \frac{\sum_{t=0}^N [w]_{m(t)n(t), \Delta y} [I]_{m(t)n(t), \Delta y}}{\sum_{t=0}^N [w]_{m(t)n(t), \Delta y}}, \quad (49)$$

missä pisteiden lukumäärä $N = \frac{R_x - 1}{dx}$ ja indeksit $m(t) = \lfloor dxt + \frac{1}{2} \rfloor$ ja $n(t, \Delta y) = \lfloor P(dxt) + \Delta y + \frac{1}{2} \rfloor$. Tässä esiintyvä Δy määrittää paraabelin poikkeaman emissioviivan keskikohdasta ja dx pikselirivien suuntaisen askelkoon paraabelia pitkin. Koska pikseleiden indeksit ovat kokonaislukuja, pyöristetään yhtälöissä $m(t)$ ja $n(t, \Delta y)$ pikseleiden x - ja y -indeksit lähimpään kokonaislukuun lattiafunktion [95] avulla. Paraabelia vastaavalle intensiteetille $\bar{I}(\Delta y)$ lasketaan myös painotettu keskihajonta yhtälöllä [94]

$$\sigma_{\bar{I}}(\Delta y) = \frac{\sum_{t=0}^N [w]_{m(t)n(t), \Delta y} \left([I]_{m(t)n(t), \Delta y} - \bar{I}(\Delta y) \right)^2}{\left(1 - \frac{1}{M} \right) \sum_{t=0}^N [w]_{m(t)n(t), \Delta y}}, \quad (50)$$

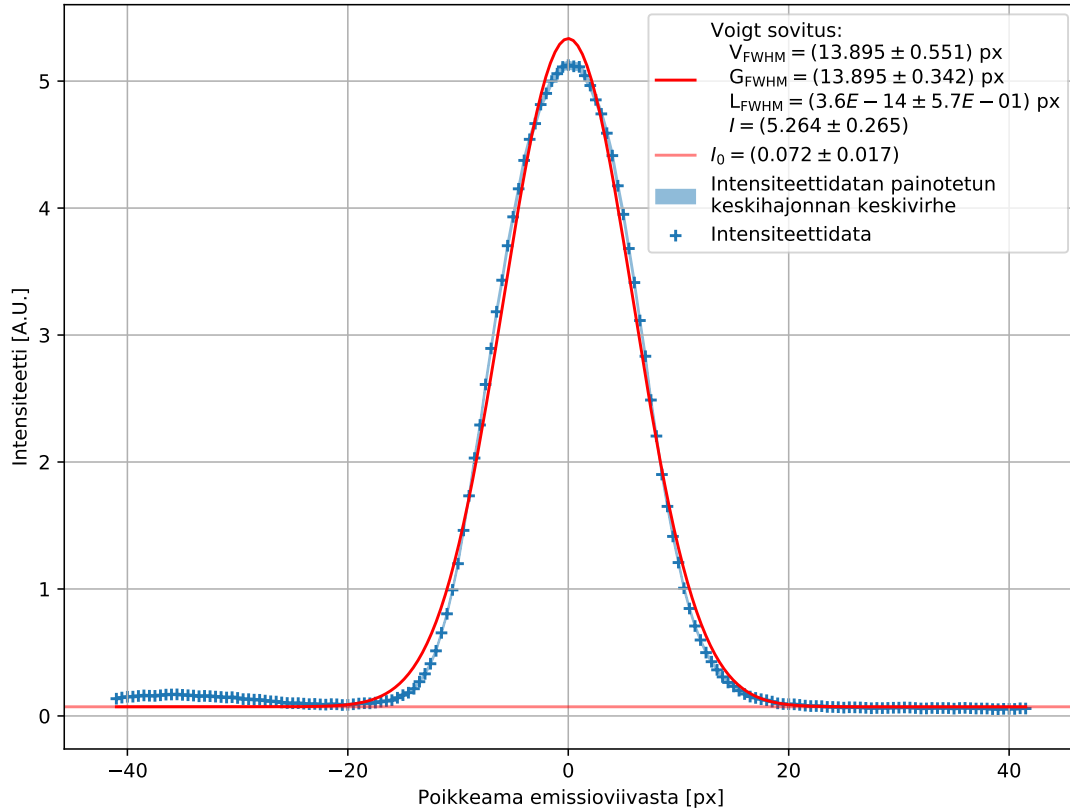
jossa M on Besselin korjauksen [96] nolasta poikkeavien painokertoimien lukumäärä.

Sopiva arvoalue muuttujalle Δy saadaan Gaussisten sovituksen keskihajonto-

jen keskiarvosta $\bar{\sigma}_G$. Käyttämällä esimerkiksi seitsenkertaista $\bar{\sigma}_G$ arvoa muuttujan $\Delta y \in [-7\sigma, 7\sigma]$ arvovälinä saadaan käytännössä koko emissioviivan intensiteetit katettua kuvasta. Kuviossa 41 esitetyn esimerkkikuvan sarakkeisiin sovitettujen Gaussisten jakaumien keskihajontojen keskiarvo on $\bar{\sigma}_G = 5,843$ px, jolloin Δy arvoväliksi saadaan $\pm 40,904$ px. Käyttämällä Δy askel kokona $0,5$ px ja $dx = 0,960$ antaa yhtälö (49) esimerkkikuvan emissioviivan intensiteeteille kuviossa 42 sinisillä $+$ -merkeillä esitetyn pistejoukon. Kuvioon on myös merkattu sinisellä alueella intensiteettidatan painotetun keskiarvon keskihajonnan (50) keskivirheet, jotka on laskettu yhtälöllä [94]

$$SE_{\sigma_I}(\Delta y) = \sigma_I(\Delta y) \sqrt{\sum_{t=0}^N \left(\frac{[w]_{m(t)n(t), \Delta y}}{\sum_{k=0}^N [w]_{m(k)n(k), \Delta y}} \right)^2}.$$

Näiden suuruus on kuitenkin hyvin pieni, jos kuvasarjan kuvien määrä on suuri.



Kuvio 42. Emissioviivan tarkan paikan avulla lasketut intensiteettien summat sekä niihin sovitettu Voigt jakauman tiheysfunktio.

Seuraavaksi emissioviivasta saatuun pistejoukkoon sovitetään Voigt jakauman tiheysfunktio (7) emissioviivan profiilin Gaussisen ja Lorentzisen levenemän selvittämiseksi. Sovitus suoritetaan jälleen SciPy `curve_fit` funktiolla käyttäen sovituksen apuna Voigt jakauman tiheysfunktiolle analyttisesti ratkaistua Jacobin matriisiä. Tämän johto löytyy liitteestä B. Yhtälöllä (49) laskettuun pistejoukkoon sovitettu Voigt tiheysfunktio on esitetty kuviossa 42 punaisella. Kuvioon on myös merkitty sovitukselta saadut Voigtin $V_{\text{FWHM}} = (13,9 \pm 0,6)$ px, Gaussin $G_{\text{FWHM}} = (13,9 \pm 0,3)$ px ja Lorentzin $L_{\text{FWHM}} = (4 \cdot 10^{-14} \pm 0,6)$ px puoliarvoleveydet, emissioviivan intensiteetti $I = 5,3 \pm 0,3$ sekä taustan intensiteetti $I_0 = 0,07 \pm 0,02$. Näissä esiintyvät virheet ovat `curve_fit` funktion antamia sovitusparametrien yhden keskihajonnan virheitä.

Tämän jälkeen emissioviivan puoliarvoleveyksien yksikkö muunnetaan pikseleistä X_{FWHM} aallonpituudeksi $d\lambda_X$. Tämä onnistuu kertomalla puoliarvoleveyttä kennon pikselin leveydellä d_{px} sekä yhtälöllä (43) lasketulla emissioviivan keskiaallonpituutta λ_0 vastaavalla monokromaattorin lineaarisella dispersiolla $|d\lambda/dx_u|$. Tällöin profiilin puoliarvoleveys on aallonpituutena muotoa

$$d\lambda_X = d_{\text{px}} \left| \frac{d\lambda}{dx_u}(\lambda_0) \right| X_{\text{FWHM}}.$$

Kuten kappaleessa 7.1 esitettiin, monokromaattoriin asennetun kameran pikselien leveys on $d_{\text{px}} = 5,04 \mu\text{m}/\text{px}$. Vastaavasti monokromaattorin lineaarinen dispersio esimerkkikuvan emissioviivan keskiaallonpituudella $\lambda_0 = 468,570 \text{ nm}$ on $|d\lambda/dx_u(468,570 \text{ nm})| = 4,056 \cdot 10^{-7}$, jolloin esimerkkikuvan Voigt puoliarvoleveydeksi saadaan $d\lambda_V = (28,4 \pm 1,1) \text{ pm}$, Gaussiseksi $d\lambda_G = (28,4 \pm 0,7) \text{ pm}$ ja Lorentziseksi $d\lambda_L = (7 \cdot 10^{-14} \pm 1,2) \text{ pm}$.

Lopuksi sovituksen Gaussisesta puoliarvoleveydestä $d\lambda_G$ poistetaan monokromaattorin aiheuttama instrumentaalilevenemä yhtälön (48) avulla, jolloin saadaan selville emissioviivan luontainen levenemä

$$d\lambda_{\text{spektri}} = \sqrt{d\lambda_G^2 - d\lambda_{\text{raot}}^2 - d\lambda_{\text{resoluutio}}^2}. \quad (51)$$

Tässä käytetyt rakojen aiheuttama levenemä $d\lambda_{\text{raot}}$ sekä monokromaattorin diffraktioilmiöiden ja muiden aberratioiden aiheuttama instrumentaalilevenemä $d\lambda_{\text{resoluutio}}$ ratkaistaan kappaleessa 9.2.1 helium-neon laserilla mitatuista emissioviivoista. Tämän jälkeen emissioviivalle saadusta levenemästä voidaan laskea sitä vastaavan

ionipopulaation lämpötila käyttäen kappaleessa 3.3 johdettua Doppler-levenemän yhtälöä (11).

9.2 Tulokset

9.2.1 Mittausten instrumentaalilevenemä

Helium-neon laserilla mitattujen emissioviivojen aallonpituudet kalibroidaan ensin kuviossa 33 esitetyn laserin spektrin sekä NIST datakannan [85] avulla. Kun emissioviivojen aallonpituudet on selvillä, emissioviivoista mitattujen kuvasarjojen analyysi tapahtuu kappaleessa 9.1 esitetyllä tavalla kunnes jokaisen emissioviivan puoliarvoveveys $d\lambda_G$ on saatu selville. Helium-neon laserin emissioviivojen Gaussiset puoliarvovevydet, sekä niiden keskihajonnat, ovat esitetty kuviossa (43) sinisellä aallonpituuden funktiona. Nämä puoliarvovevydet koostuvat monokromaattorin instrumentaalilevenemästä sekä laserin emissioviivan luontaisesta levenemästä. Helium-neon laserilla mitattujen emissioviivojen levenemät on listattu liitteessä C.

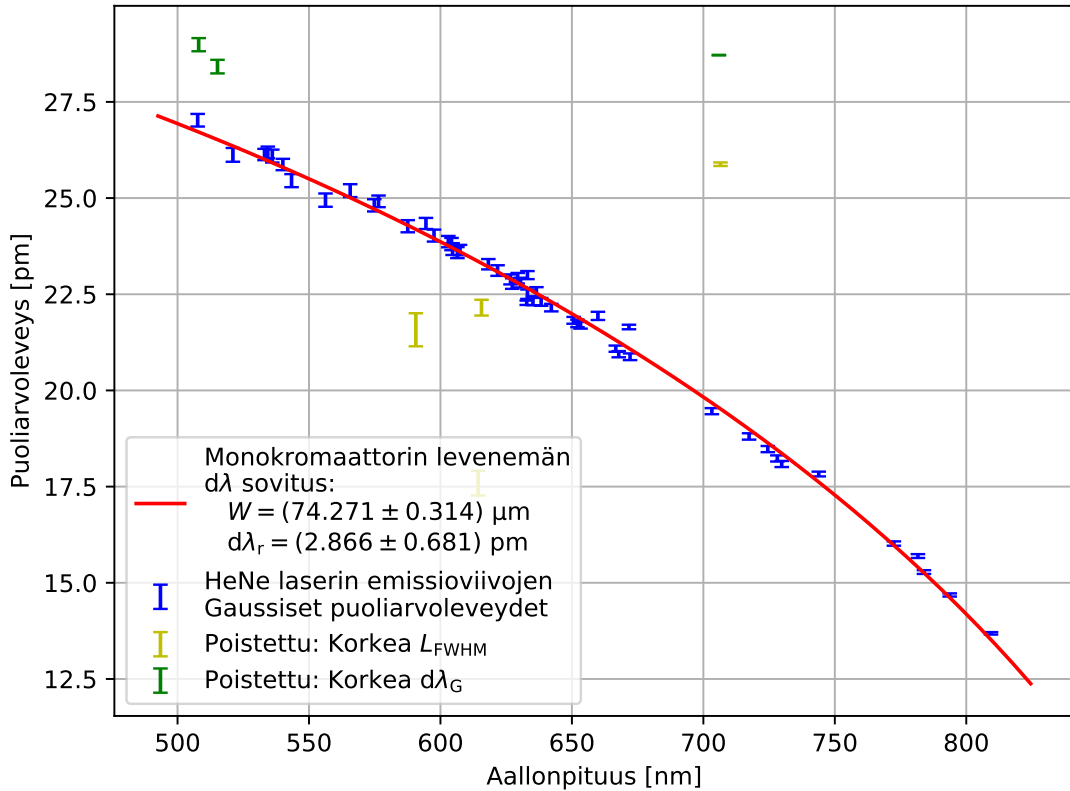
Thorlabs HNLS008R-EC [82] helium-neon laserin datalehdessä annetaan Ne-atomien $\lambda_0 = 632,816$ nm emissioviivan Doppler puoliarvovevyydeksi $df_D = 1,5$ GHz. Tämän ja Doppler-levenemän yhtälön (11) avulla saadaan laskettua laserin sisällä olevan kaasun lämpöenergiaksi

$$k_B T = (df_D \lambda_0)^2 \frac{m_{\text{Ne}}}{8 \ln 2} = 33,984 \text{ meV},$$

jossa $m_{\text{Ne}} = 20,1797$ u on neon atomin massa. Tämä vastaa noin $121,2^\circ\text{C}$ lämpötilaa. Olettamalla, että kaikki laserin sisäisen kaasun atomit ovat samassa lämpötilassa ja että Doppler ilmiö on suurin laserin emissioviivoja leventävä ilmiö, saadaan kaikkien laserin emittoimien aallonpituuksien λ luontainen levenemä ratkaistua Doppler-levenemän yhtälöllä (10)

$$d\lambda_{\text{spektri}} = d\lambda_D = \lambda \sqrt{8 \ln 2 \frac{k_B T}{c^2 m}}.$$

Tämän avulla kuvion 43 helium-neon laserin spektristä mitattuihin Gaussisiin puoliarvovevyyksiin sovitetaan monokromaattorin tuottaman spektrin puoliarvovevyyden yhtälö 48. Sovitus suoritetaan jälleen Pythonin `curve_fit` funktiolla. Sovitusfunktio



Kuvio 43. Helium-neon laser datan emissioviivojen Gaussiset levenemät aallonpituuden funktiona. Kuvaan on myös merkattu spektrin puoliarvoveveyden sovitus punaisella viivalla sekä siitä poistetut mittapisteet rukseilla.

on muotoa

$$d\lambda(\lambda; W, d\lambda_{\text{resoluutio}}) = \sqrt{\underbrace{\left(W \left| \frac{d\lambda}{dx_u} \right|(\lambda)\right)^2}_{d\lambda_{\text{raot}}} + d\lambda_{\text{resoluutio}}^2 + \underbrace{\left(\lambda \sqrt{8 \ln 2} \frac{k_B T}{c^2 m}\right)^2}_{d\lambda_{\text{spektri}}}},$$

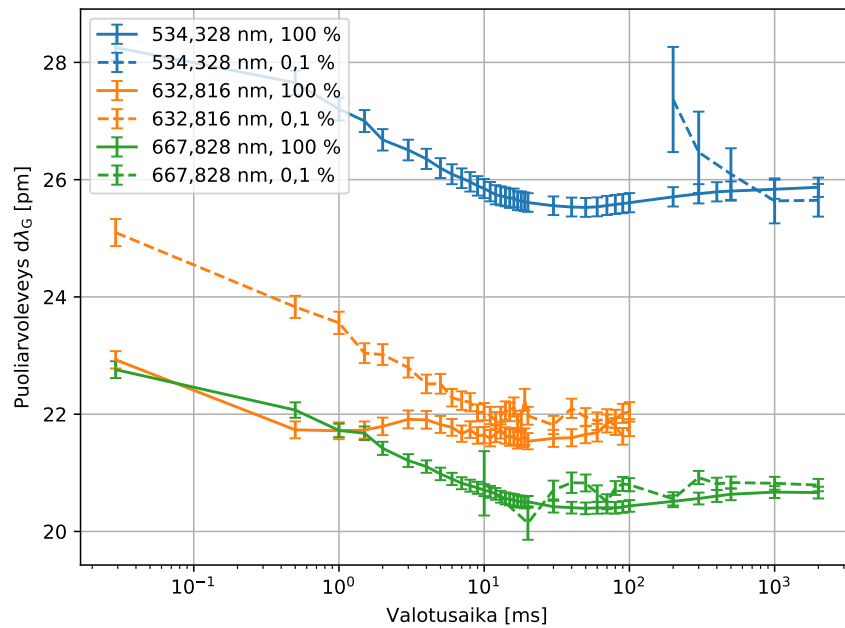
jossa sovituskparametreina toimivat raon leveys W sekä monokromaattorin diffraktioilmiöiden ja muiden aberraatioiden aiheuttaman levenemä $d\lambda_{\text{resoluutio}}$. Sovituksen datapisteistä poistetaan ne pisteet, joiden Lorentzinen L_{FWHM} tai Gaussinen $d\lambda_G$ puoliarvoveveys on epätavallisen korkea. Mittausdata, poistetut mittapisteet sekä käyrän sovitus on esitetty kuviossa 43. Sovituksen mukaan raon leveys $W = (74,3 \pm 0,3) \mu\text{m}$ ja monokromaattorin diffraktioilmiöiden ja muiden aberraatioiden aiheuttama levenemä $d\lambda_{\text{resoluutio}} = (2,9 \pm 0,7) \text{pm}$. Käyttämällä näitä arvoja yhtälössä (51) saadaan monokromaattorin instrumentaalilevenemä poistettua muista plasmalla tehdyistä mittauksista.

9.2.2 Vakioteholla lämmitetty plasma

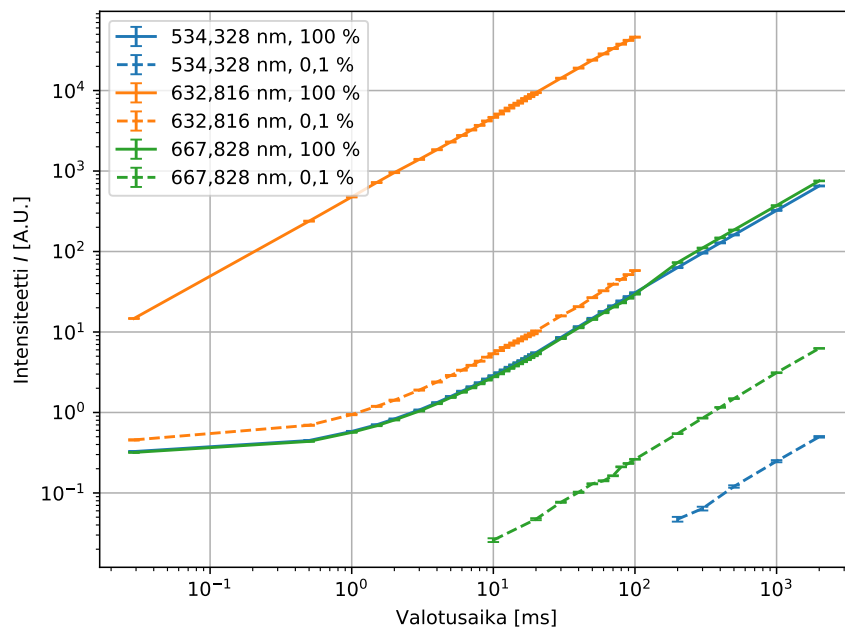
Helium-neon laserilla eri valotusajoilla mitattujen neonin 534,328 nm, 632,816 nm ja 667,828 nm emissioviivojen Gaussiset puoliarvoleveydet $d\lambda_G$ lasketaan kappaleessa 9.1 esitetyllä tavalla. Mittausten Gaussiset puoliarvoleveydet sekä niiden yhden keskihajonnan virheet on esitetty kuviossa 44a ja mittausten intensiteetit virheineen kuviossa 44b. Mittausten numeeriset arvot löytyvät liitteestä D. Kuvioista 44a havaitaan, että laserin emissioviivojen puoliarvoleveys pysyy lähes vakiona lukuun ottamatta pienimpiä alle 15 ms valotusaikoja. Tämä käytös ei johdu emissioviivojen intensiteettien himmeydestä, sillä sitä ei esiinny merkittävästi 534,328 nm ja 667,828 nm emissioviivoilla 0,1 % päästösuhteen neutraalihiheysuodattimella suorite- tuissa mittauksissa verrattuna pelkällä integroivalla pallolla tehtyihin mittauksiin. Tämän takia levenemän nousu pienillä valotusajoilla johtuu oletettavasti kameran tuottamasta systemaattisesta virheestä. Tätä käytöstä on kuitenkin syytä tutkia lisää tämän tutkielman ulkopuolella sen aiheuttajan varmistamiseksi. Mikäli valotusajan aiheuttamaa levenemää ei pystytä poistamaan tuloksista teknisesti, se täytyy ottaa huomioon tulosten analyysissä.

Vakioteholla lämmitetyn helium ja argon plasman mittausdatasta selvitettiin ensin He^{1+} -ionin 468,570 nm, Ar^{1+} -ionin 487,986 nm ja Ar^{9+} -ionin 553,327 nm emissioviivojen Gaussiset levenemät $d\lambda_G$ kappaleessa 9.1 esitetyllä tavalla. Tämän jälkeen levenemistä poistettiin monokromaattorin instrumentaalilevenemä yhtälöllä (51) käyttäen kappaleessa 9.2.1 laskettua raon leveyttä W ja resoluutiota $d\lambda_{\text{resoluutio}}$. Lopuksi korjatuista levenemistä $d\lambda_{\text{spektri}}$ laskettiin niitä vastaavien ionipopulaatioiden $k_B T$ lämpötilat Doppler lämpötilan yhtälöllä (11). Ionien lämpötilat niiden valotusajan funktiona on esitetty kuviossa 45a. Kuvioon on myös merkattu kunkin pisteen yhden keskihajonnan virhe, jotka on laskettu yleisellä virheenetenemislailla [97, Kappale 3.11] Doppler lämpötilan yhtälöstä (11). Kullekin mittaukselle lasketut numeeriset arvot virheineen löytyvät liitteestä D.

Kuvioista 45a havaitaan ionien lämpötilojen nousevan merkittävästi alle 10 ms valotusajoilla. Kuten edeltävien helium-neon mittausten yhteydessä todettiin, tämä käytös johtuu kameran tuottamasta systemaattisesta virheestä pienillä valotusajoilla. Pidemmillä valotusajoilla lämpötilat vaikuttavat lähenevän jotain raja-arvoa. Kuviossa 45b on esitetty ionien normitetut intensiteetit valotusajan funktiona. Nämä ovat odotetusti lineaarisia kullakin ionilla tehdyillä mittauksilla, sillä ionien emittoima fotonivuo pysyy mittausten aikana vakiona.

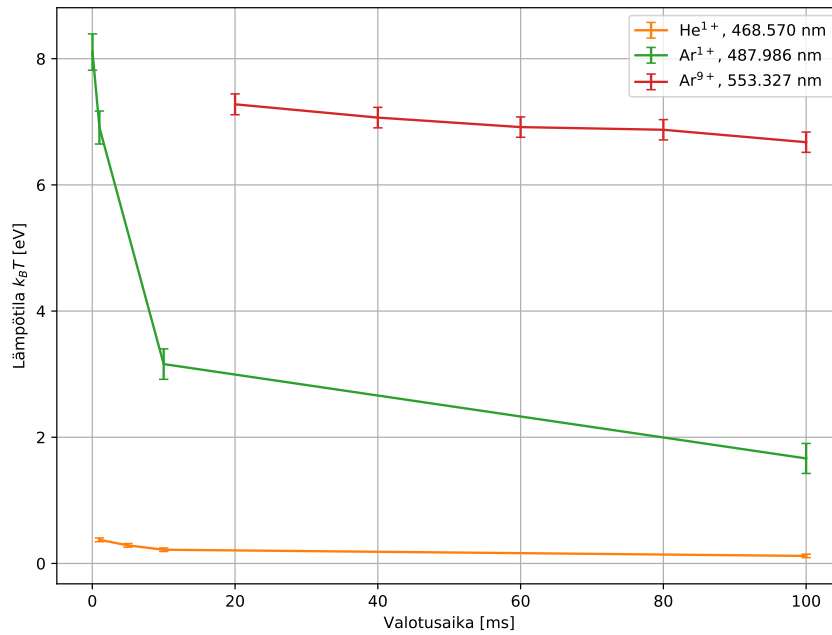


(a) Puoliarvoleveydet.

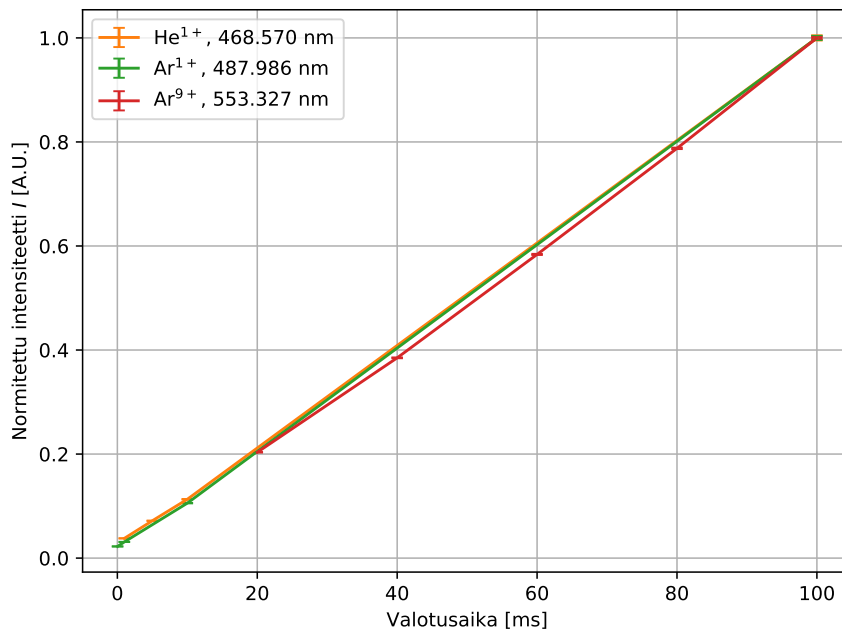


(b) Intensiiteetit.

Kuvio 44. Helium-neon laserin 534,328 nm, 632,816 nm, 667,828 nm emissiovivoille mitatut puoliarvoleyydet (a) ja intensiiteetit (b) valotusajan funktiona 0,1 % päästösuhteen neutraalihiyessuodattimen kanssa (katkoviiva) ja sitä ilman. Kuvioihin on myös merkattu puoliarvoleyyksien ja intensiiteettien yhden keskihajonnan virheet.



(a) Ionien lämpötilat.



(b) Ionien emissioviivojen normitetut intensiteetit.

Kuvio 45. Vakioteholla lämmitetyn helium ja argon plasman mittauksista lasketut ionien lämpötilat (a) sekä emissioviivojen normitetut intensiteetit (b). Kuvioihin on myös merkattu puoliarvoveykyksien ja intensiteettien yhden keskihajonnan virheet.

9.2.3 Pulssitettu plasma

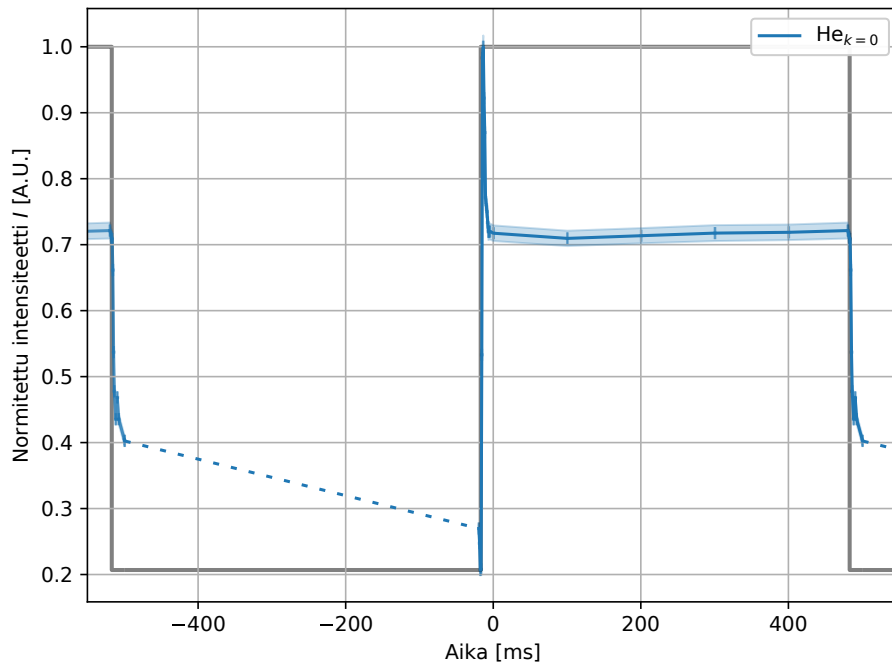
Pulssitetusta plasmasta mitattujen kuvasarjojen analysointi tapahtuu jälleen kappaleessa 9.1 esitetyllä tavalla. Analyysissä saaduista Gaussisista puoliarvoveveyksistä $d\lambda_G$ poistetaan monokromaattorin instrumentaalilevenemä käyttäen kappaleessa 9.2.1 saatuja korjausparametreja. Tämän jälkeen saaduista emissioviivan levenemistä $d\lambda_{\text{spektri}}$ lasketaan emissioviivaan vastaavan ionipopulaation lämpötila yhtälön (11) avulla. Mittauksille oleelliset numeeriset arvot ja niiden yhden keskihajonnan virheet on esitetty liitteessä E.

Kuviossa 46 on esitetty pulssitetun helium plasman nollannelle diffraktiolle $\text{He}_{k=0}$ 1 ms valotusajalla mitattu valon kokonaisintensiteetin aikakehitys. Kuvion x -akselin suuntaiset ajat t_{aika} ovat laskettu mittauksessa käytetyn viiveen t_{viive} sekä valotusajan $\Delta t_{\text{valotus}}$ avulla yhtälöllä

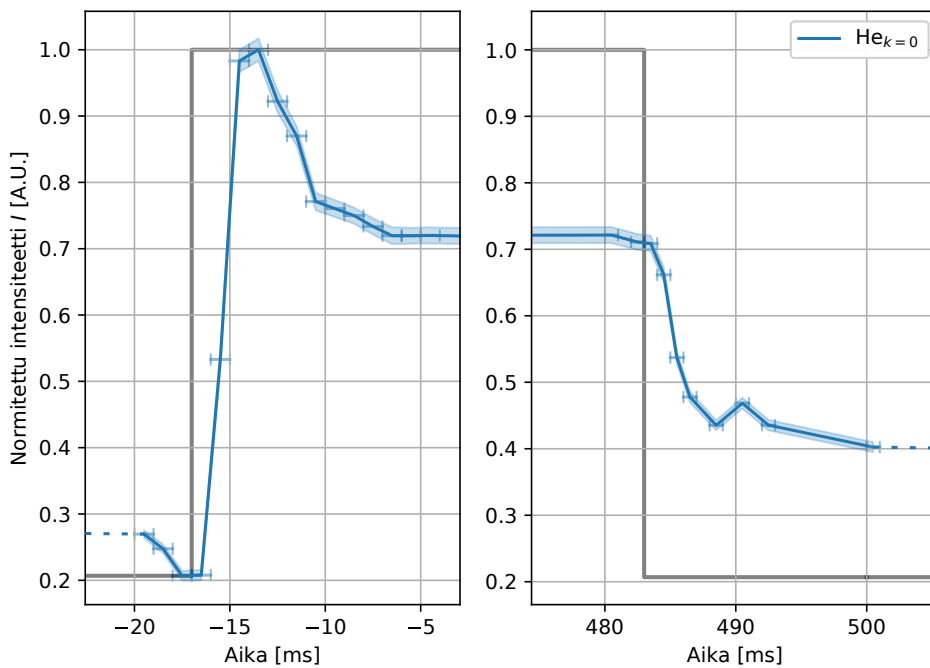
$$t_{\text{aika}} = t_{\text{viive}} + \frac{\Delta t_{\text{valotus}}}{2}.$$

Kunkin mittauksen valotuksen alku ja loppu on merkattu kuvioon lyhyillä pystysuuntaisilla viivoilla, jotka ovat yhdistetty mittauksen valotusta havainnollistavalla vaakasuuntaisella viivalla. Mittapisteiden yhden keskihajonnan virhe on merkattu kuvioon haalealla alueella mittauspisteiden ympärillä. Plasman lämmityksen pulssitusta ohjaavan signaaligeneraattorin signaalin ja sillä ohjatun kameran ulkoisen laukaisimen välillä on kuvion 46 mukaan selvästi viivettä, sillä kokonaisintensiteetin kasvu alkaa jo ennen ajanhetkelle 0 ms asetettua ohjauspulssin nousevaa reunaa. Tämän vuoksi kuvioon harmaalla viivalla merkattua plasman mikroaaltolämmitystehon paikkaa on korjattu 17 ms vasemmalle siten, että se vastaa paremmin plasman todellista käytöstä. Harmaan viivan ollessa matalalla lämmitysteho on pois päältä ja sen ollessa korkealla lämmitysteho on päällä.

Monokromaattorin nollannella diffraktiolla suurin osa plasmasta mitatusta valosta ohjautuu monokromaattorin läpi kameran kennolle, jolloin sille muodostuva viiva on kirkkaimmillaan. Tällöin viivan kokonaisintensiteetti koostuu kaikkien plasmassa olevien varausasteiden hiukkaspopulaatioiden tuottamista näkyvän valon alueella olevista emissioista, joita kameran kenno pystyy mittaamaan. Koska plasma koostuu vain kaksi elektronia omaavasta heliumista, mitattu kokonaisintensiteetin aikakehitys vastaa matala energisten elektronien aiheuttamia matalanvarausasteen ionien viritystilojen purkautumisia. Kuviossa 46 esitetty kokonaisintensiteetin aikakehitys vastaa muodoltaan julkaisussa [5] Ar^{9+} -ionille mitattua intensiteetin aikakehitystä. Plasman



Kuvio 46. Pulssitetun helium plasman nolanneelle diffraktiolle $He_{k=0}$ mitattu valon kokonaisintensiteetin aikakehitys. Kuvioon on myös merkattu harmaalla viivalla, milloin ECR-ionilähteeseen syötetty lämmitysteho on päällä (viiva korkealla) ja pois päältä (viiva matalalla).

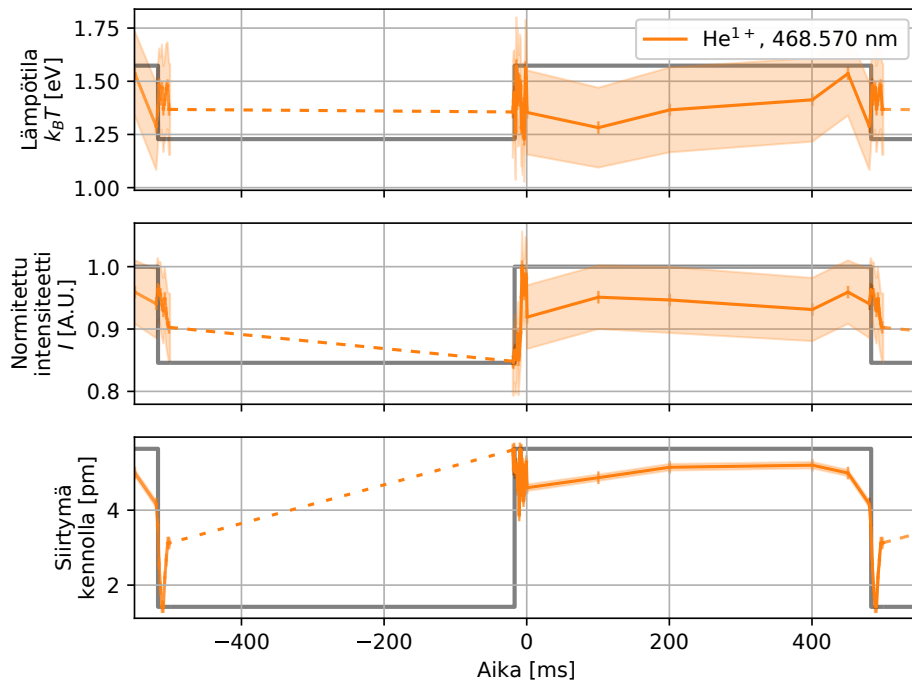


Kuvio 47. Pulssitetun helium plasman nolanneelle diffraktiolle $He_{k=0}$ mitattu valon intensiteetti mikroaaltotehopulssin nousevalla ja laskevalla reunalla.

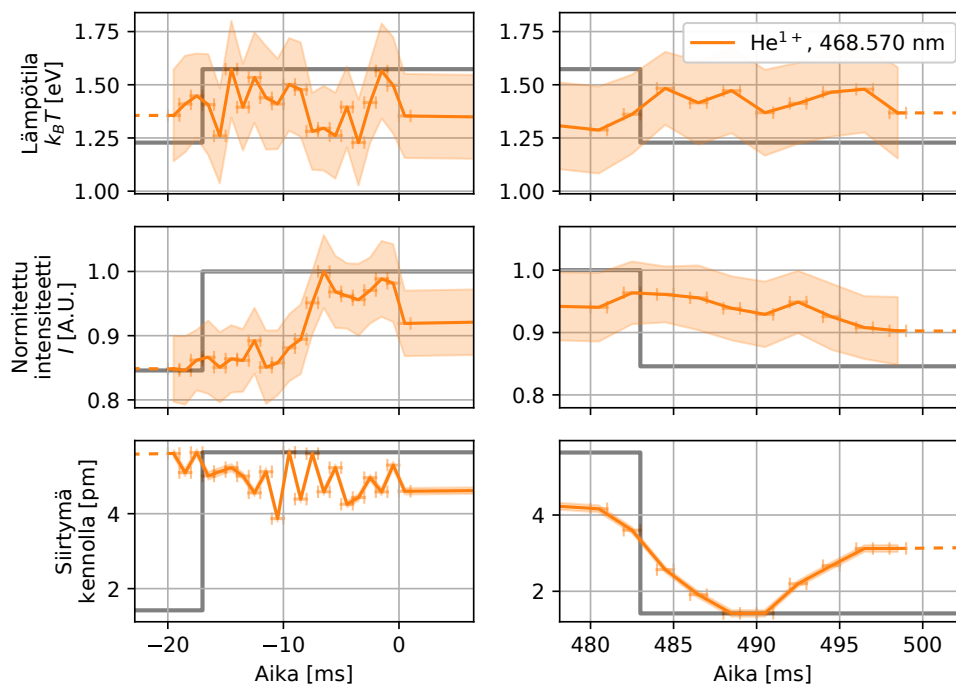
valoemission intensiteetti kasvaa kun plasman lämmitys on päällä ja vähenee kun se on pois päältä. Tämä johtuu siitä, että lämmityksen ollessa päällä plasmassa tapahtuu sen hiukkasten virityksiin johtavia elektronitörmäyksiä, joiden purkautuessa plasma emittoi valoa. Mikroaaltotehopulssin nousevan ja laskevan reunan alueelle mitatut tulokset on nähtävissä tarkemmin kuviossa 47. Näistä nousevalla reunalla kokonaisintensiteetissä esiintyvä piikki liittyy plasman esihehku-ilmiöön [7–9]. Kuvion 47 mukaan pulssin nousevalla reunalla huippuarvon saavuttaminen kestää noin 1,5 ms ja laskevalla reunalla sen minimiarvoon siirtyminen noin 20 ms.

Seuraavaksi kuviossa 48 on esitetty pulssitetun helium plasman He^{1+} -ionin 468,570 nm emissioviivalle 1 ms valotusajalla mitattu ionilämpötilan, intensiteetin ja emissioviivan siirtymän aikakehitys. Emissioviivaa vastaavat ylempi ja alempi energiatila on esitetty taulukossa 1. Kuviossa 49 on esitetty tarkemmin mikroaaltotehopulssin nousevan ja laskevan reunan alueille mitatut arvot. Kuvioihin piirretty mikroaaltopulssi on samassa kohtaa kuin $\text{He}_{k=0}$ kuvioissa. Näistä nousevalla reunalla nähdään intensiteetissä selvä kasvu plasman syttyessä ja lasku plasman sammuesssa. Kuvion 49 mukaan intensiteetin nousevalla reunalla kestää noin 5 ms nousta huippuarvoonsa ja laskevalla reunalla noin 20 ms palata takaisin minimiarvoon.

Kuviosta 48 havaitaan, että ionin lämpötila pysyy melko vakiona noin $(1,40 \pm 0,09)$ eV lämpötilassa koko periodin ajan. Koska argon plasmassa havaitaan selvä muutos ionien lämpötilassa mikroaaltopulssin eri vaiheissa, mitattu helium plasman lämpötilan käytös saattaa johtua korkeiden varausasteiden puuttumisesta helium plasmasta. Tämän varmentaminen vaatii kuitenkin lisää tutkimusta. Vertaamalla heliumin nollannen kertaluvun $\text{He}_{k=0}$ kokonaisintensiteetin aikakehitystä He^{1+} -ionin intensiteettiin havaitaan He^{1+} -ionin intensiteetin kasvavan selvästi hitaammin kuin $\text{He}_{k=0}$ kokonaisintensiteetin. Tämä viittaa siihen, että kuviossa 47 nousevalla reunalla näkyvä piikki koostuu pääasiassa kylmien elektronien virittämisestä neutraalien atomien emissioista, sillä ensimmäisen varausasteen ionit alkavat muodostua vasta noin 7 ms mikroaaltotehopulssin jälkeen kuvion 48 intensiteetin aikakehityksen mukaan. Intensiteetin lasku kestää mikroaaltotehopulssin laskevalla reunalla molemmissa heliumilla tehdyissä mittauksissa suunnilleen yhtä pitkään. Kuten $\text{He}_{k=0}$ kokonaisintensiteetissä, havaitaan kuviossa 47 mikroaaltotehopulssin nousevalla reunalla He^{1+} -ionin intensiteetissä esihehku-ilmiön aiheuttama intensiteettihiikki. Mikroaaltopulssin laskevalla reunalla tapahtuu myös He^{1+} -ionin 468,570 nm emissioviivan keskiaallonpituudessa selvä siirtymä, kuten on havaittavissa kuvion 49 alimmasta



Kuvio 48. Pulssitetun helium plasman He^{1+} -ionin 468,570 nm emissioviivalle mitattu ionilämpötilan, intensiteetin sekä emissioviivan siirtymän aikakehitys. Kuvioon on merkattu harmaalla ionilähteeseen syötetty mikroaaltoteho.

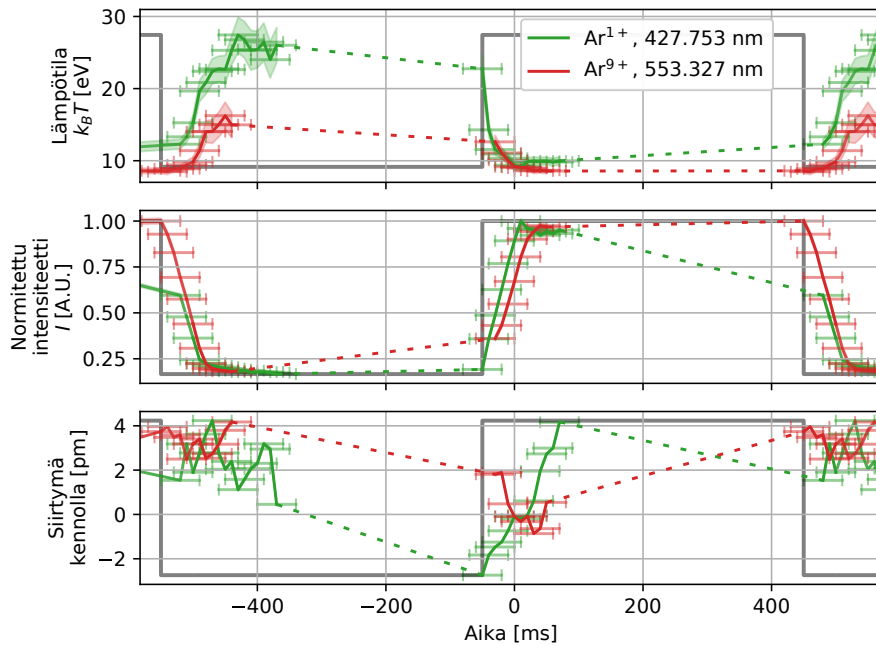


Kuvio 49. Pulssitetun helium plasman He^{1+} -ionin 468,570 nm emissioviivan mittausten tulokset mikroaaltotehopulssin nousevalla ja laskevalla reunalla.

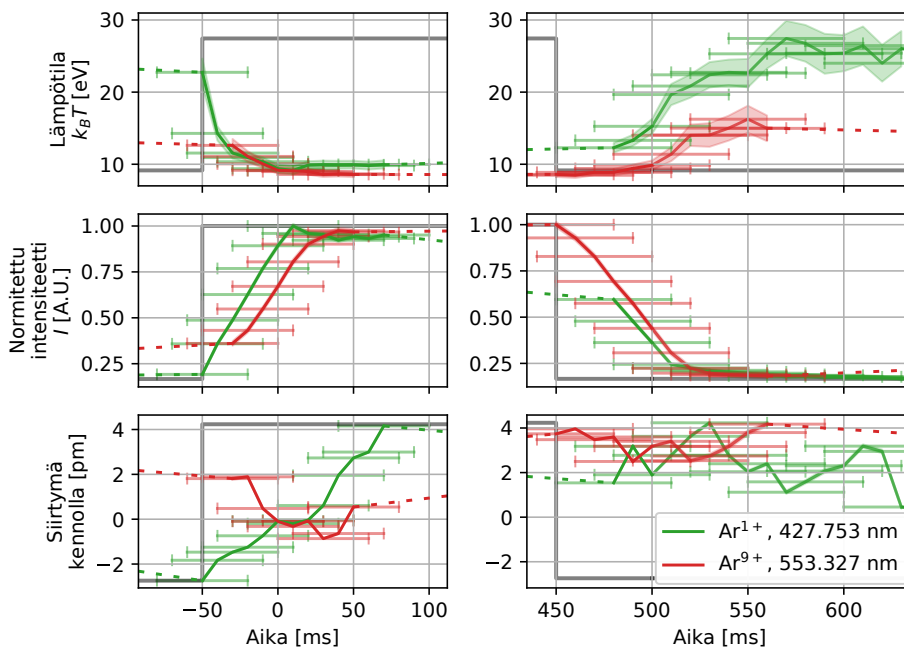
kuvaajasta. Mikroaaltolämmityksen päättyessä elektronien vanginta plasmassa heikenee, jolloin osa niistä pääsee poistumaan plasmasta. Elektroneja massiivisemmat ionit eivät poistu plasmasta yhtä nopeasti kuin elektronit, joten plasmapotentiaali nousee hetkellisesti. Emissioviivan keskiaallonpituuden siirtymän syytä ei vielä täysin ymmärretä, mutta plasmapotentiaalnin nousun aiheuttama sähkökenttä voi aiheuttaa emissioviivan siirtymää Starkin ilmiön takia [16].

Lopuksi kuviossa 50 on esitetty vihreällä Ar^{1+} -ionin 427,753 nm emissioviivalle ja punaisella Ar^{9+} -ionin 553,327 nm emissioviivalle 60 ms valotusajalla mitatut lämpötilan, intensiteetin sekä emissioviivan siirtymän aikakehitykset. Emissioviivojen elektronien siirtymiä vastaavat ylemmät ja alemmat energiatilat ovat esitetty taulukossa 1. Mittausten valotusajan pituuksien takia kuviossa ei nähdä nopeita 1 ms aikaskaalan muutoksia. Kuviossa 51 on esitetty tarkemmin mikroaaltotehopulssin nousuvalla ja laskevalla reunalla tapahtuvat muutokset. Kuten edeltävissä kuvioissa, kuvioon 50 ja 51 on merkattu plasmaa lämmittävä mikroaaltoteho harmaalla viivalla ja sen paikkaa helium mittauksista poiketen on korjattu 50 ms vasemmalle. Ero korjausten suuruudessa heliumilla ja argonilla tehtyjen mittausten välillä johtuu mittauksessa käytetyistä ionilähteen parametreista [71] sekä mittauksissa käytettyjen valotusaikojen eroista. Nopeammalla valotusajalla intensiteetin nousun alku saadaan määritettyä tarkemmin.

Kuvioissa 50 ja 51 esitettyjen intensiteettien käytös on odotetun mukainen. Mikroaaltotehon noustessa plasmassa olevat elektronit alkavat lämmentä törmäillen samalla plasman muihin hiukkasiin virittäen niitä. Näiden viritystilojen purkautuessa plasma emittoi valoa. Kun elektronien liike-energia on riittävä, plasmassa olevat hiukkaset alkavat ionisoitua elektronitörmäysten johdosta aiheuttaen ionisaatiokaskadin. Ionisaatiokaskadin ansiosta elektronien tiheys plasmassa kasvaa, jolloin elektronien törmäystaajuus plasman hiukkasiin myös kasvaa. Koska plasmassa olevien hiukkasten ionisoituminen tapahtuu asteittain, matalampi varausasteisten ionien tiheys plasmassa kasvaa nopeammin kuin korkeampi varausasteisten ionien tiheys. Iontihyden ja elektronien energian kasvu lisää elektroni-ioni törmäyksien taajuutta, jolloin ionien viritysten määrä kasvaa. Mitä suurempi osa tietyn varausasteen ioneista on viritystilalla, sitä korkeampi on ionipopulaation emission intensiteetti viritystilan purkautuessa. Tämä ilmiö on havaittavissa mikroaaltopulssin nousuvalla reunalla kuviossa 51, jossa vihreällä merkatun Ar^{1+} -ionin intensiteetti kasvaa nopeammin kuin punaisella merkatun Ar^{9+} -ionin intensiteetti. Mikroaaltotehon laskiessa edeltävä



Kuvio 50. Pulssitetun argon plasman Ar^{1+} -ionin 427,753 nm emissioviivalle (vihreä) sekä Ar^{9+} -ionin 553,327 nm emissioviivalle (punainen) mitattu ionilämpötilan, intensiteetin sekä emissioviivan siirtymän aikakehitys. Kuvioon on merkattu harmaalla ionilähteeseen syötetty mikroaaltoteho.



Kuvio 51. Pulssitetun argon plasman Ar^{1+} -ionin 427,753 nm emissioviivan (vihreä) sekä Ar^{9+} -ionin 553,327 nm emissioviivan (punainen) mittausten tulokset mikroaaltotehopulssin nousevalla ja laskevalla reunalla.

prosessi tapahtuu vastapäivään. Elektronien kylmenemisen johdosta elektroni-ioni törmäysten taajuus laskee. Osa plasman vapaista elektroneista sitoutuu takaisin ioneihin ja osa poistuu magneettikentän vanginnasta, joka laskee ionipopulaatioiden tiheyksiä. Ionitiheyden ja elektronien energian laskiessa virittyneiden ionien määrä plasmassa laskee, jolloin niiden emissioiden intensiteetit myös laskevat. Tämä ilmiö on myös havaittavissa mikroaaltopulssin laskevalla reunalla kuviossa 51.

Molempien ionien mittausten mukaan Ar^{1+} - ja Ar^{9+} -ionin lämpötilat laskevat ja näyttävät saturoituvan melko nopeasti noin 9 eV arvoon plasman elektroneja lämmittävän mikroaaltotehon aikana. Vastaavasti mikroaaltotehon sammussa ionien lämpötilat kasvavat ja saturoituvat noin 25 eV ja 15 eV arvoihin. Ionien lämpeneminen johtuu joko siitä, että jakauman kylmät ionit poistuvat, tai ionit saavat lisää energiaa. Mikroaaltotehon sammussa plasman kylmien elektronien vanginta mahdollisesti heikkenee ja ne pääsevät poistumaan plasmaa vangitsevasta magneettikentästä. Samalla plasmassa olevat kylmät ionit seuraavat elektroneja ja poistuvat plasmasta kylmien elektronien mukana, jolloin vain kuumat ionit ja elektronit jäävät vangituksi ionilähteen magneettikenttään. Tämän lisäksi plasman sammussa kylmien elektronien vanginnan päättymisen johdosta plasmapotentiaali nousee, joka saattaa kiihdyttää kuumia ioneja. Kylmien ionien poistuessa plasmasta plasmatiheys laskee, jolloin ionit pääsevät kiihtymään pitemmän matkaa ennen kuin ne törmäävät toiseen hiukkaseen. Kuvioista 51 havaitaan myös Ar^{1+} -ionin 427,753 nm emissioviivan keskiaallonpituuden siirtyvän selvästi mikroaaltotehopulssin nousevalla reunalla. Myös Ar^{9+} -ionin emissioviivassa havaitaan tällöin siirtymää, mutta tämä on pientä Ar^{1+} -ioniin verrattuna. Kuten He^{1+} -ionin yhteydessä todettiin, emissioviivan keskiaallonpituuden siirtymän syytä ei vielä täysin ymmärretä, mutta plasmapotentiaalimuutos mikroaaltotehon syttyessä voi aiheuttaa mittauksissa havaitut emissioviivan siirtymät Starkin ilmiön takia [16]. Siirtymien suuruuksien ero saattaa johtua eri viritystilojen erilaisista herkkyyksistä Starkin ilmiöön [98].

10 Yhteenveto ja johtopäätökset

Tämä tutkielma keskittyy optiseen spektroskopiaan soveltuvan laitteiston kehitykseen. Laitteistolla on tavoitteena päästä mittaamaan ECR-ionilähteen plasmassa tapahtuvia nopean aikaskaalan ilmiöitä noin 1 ms aikaresoluutiolla. Tätä varten tutkielmassa perehdyttiin ensin ECR-ionilähteiden toimintaperiaatteisiin ja niiden tuottaman plasman optisen spektroskopian perusteisiin. Plasman optisen spektroskopian avulla päästään tutkimaan monia plasmassa tapahtuvia ilmiöitä, joista tässä tutkielmassa keskityttiin plasman ionien lämpötiloista kertovaan Doppler-levenemään.

Jotta tämän ilmiön mittaaminen olisi mahdollista nopeissa aikaskaaloissa, täytyi Jyväskylän yliopiston kiihdytinlaboratorion korkearesoluutioisen spektrometrin valosensori päivittää valomonistinputkesta valoherkkään kennon. Valosensorien toiminnan ymmärtämiseksi tutkielmassa syvennyttiin valoherkkien kennojen ja valomonistinputken toimintaperiaatteisiin sekä niissä esiintyviin häiriöihin. Seuraavaksi sopivan kennon valitsemiseksi ja spektrometrin toiminnan ymmärtämiseksi tutustuttiin monokromaattorin toimintaan sekä johdettiin matemaattinen esitys valon kulkureitille Fastie-Ebert tyyppisen monokromaattorin läpi. Tämän avulla johdettiin yhtälö monokromaattorin lineaariselle dispersiolle, jonka pätevyys todennettiin vertaamalla sitä spektrometrillä aikaisemmin mitattuihin tuloksiin. Lopuksi lineaarisen dispersion avulla laskettiin sopiva pikselikoko monokromaattoriin asennettavalle valoherkälle kennolle.

Käytettäväksi valosensoriksi valittiin sCMOS-kennoinen Thorlabs Quantalux CS2100M-USB [74] kamera, koska sen signaali-kohinasuhde, pikselikoko ja kennon valoaktiivinen pinta-ala olivat vaihtoehdoista parhaimmat. Näiden lisäksi kameran fyysinen koko mahdollisti sen järkevän mekaanisen sovituksen monokromaattoriin. Valosensori kiinnitettiin monokromaattorin ulostulolle ja sen optiikka säädettiin kohdilleen onnistuneesti. Kameran valmistajan kehittämän ohjelmisto ei vastannut mittauslaitteiston tarpeita, joten tutkielman yhteydessä kehitettiin kameran ohjaimiseksi oma ohjelmisto. Tähän ohjelmistoon on tulevaisuudessa tarkoitus sisällyttää monokromaattorin ohjaus sekä mittausdatan analysointi. Päivitetyn spektrometrin instrumentaalilevenemä mitattiin käyttämällä helium-neon laserin kapeita, noin

1,5 GHz siirtymiä. Instrumentaalilevenemän profiili oli Gaussinen ja sen puoliarvoveveydeksi saatiin $(22,28 \pm 0,06)$ pm 632,816 nm aallonpituudella. Spektrometrin herkkyyden ja signaali-kohinasuhteen riittävyys varmistettiin mittaamalla optisia emissioviivoja vakioteholla lämmitetystä ECR-ionilähdeplasmasta. Päivitetyn spektrometrin aikaresoluution tutkimista varten ECR-ionilähteen plasman lämmitystehoa amplitudimoduloitiin 1 Hz kanttiaallolla. Plasman syttymisestä ja sammumisesta mitattiin He^{1+} -ionin emissioprofiilin aikakehitys 1 ms valotusajalla sekä Ar^{1+} - ja Ar^{9+} -ionien profiilien aikakehitys 60 ms valotusajalla. Lopuksi tutkielmassa käytiin läpi analysointiin kehitetty menetelmä sekä sen avulla mittauksista saadut tulokset.

Vakioteholla lämmitetyllä plasmalla suoritettiin mittauksia helium plasman He^{1+} -ionin emittoimalla 468,570 nm aallonpituudella sekä argon plasman Ar^{1+} ja Ar^{9+} -ionien emittoimilla 487,968 nm ja 553,327 nm aallonpituuksilla. Emissioviivoja mitattiin useilla eri valotusajoilla, joista analysoitiin ionien lämpötilan sekä intensiteetin käytös valotusajan funktiona. Ionien emissioviivojen intensiteettien havaittiin kasvavan lineaarisesti valotusajan kasvaessa, sillä ionin emittoiman fotonivuon tiheys pysyy vakiona valotusajasta riippumatta. Ionien lämpötiloissa havaittiin merkittävä nousu alle 10 ms valotusajoilla. Helium-neon laserilla tehtyjen mittausten perusteella tämä käytös johtuu oletettavasti kameran tuottamasta systemaattisesta virheestä pienillä valotusajoilla. Tälle käytökselle ei löydetty tässä tutkielmassa kuitenkaan tarkkaa selitystä ja se on tämän vuoksi yksi ensimmäisistä jatkotutkimuskohteista. Suunnitelmana on mitata useaa saman plasman ionipopulaation tuottamaa emissioviivaa eri päästösuhteisilla neutraalihiheysuodattimilla ja eri valotusajoilla. Samalla plasmaa on tarkoitus mitata myös muilla diagnostiikka menetelmillä kuten mikro- ja röntgenaaltanalysointilaitteilla sekä ionisuihkun intensiteetin kautta [12, 13] plasman epästabiliisuuksien todentamiseksi. Näin saadaan selville onko kyseessä plasmassa tapahtuva ilmiö vai mittalaitteen aiheuttama häiriö.

Mikroaaltoteholla pulssitetusta helium plasmasta mitattiin He^{1+} -ionin 468,570 nm aallonpituuden ja nollannen kertaluvun diffraktion $\text{He}_{k=0}$ profiilien aikakehitys. Molempien mittausten intensiteeteissä havaittiin selvä esihehku ilmiön aiheuttama piikki mikroaaltopulssin alussa. Plasman He^{1+} -ionin intensiteetin mitattiin kasvavan hitaammin kuin $\text{He}_{k=0}$:n kokonaisintensiteetin. Tämä johtuu siitä että suuri osa plasman kokonaisintensiteetistä muodostuu neutraalien helium atomien emissioista ja He^{1+} -ioneita muodostuu plasmaan vasta sitten kun vapaat elektronit saavuttavat riittävän energian atomien ionisoimiseen. Ensimmäisen varausasteen helium ionil-

le mitattu lämpötila pysyi mittausten mukaan koko mikroaaltopulssin ajan lähes vakiona noin $(1,40 \pm 0,09)$ eV lämpötilassa. Korkeasti varatussa argon plasmassa ionien lämpötila ei pysy vakiona läpi pulssin, jolloin helium plasman vakiolämpötila saattaa johtua korkeiden varausasteiden puuttumisesta helium plasmasta. Tämän varmentaminen vaatii kuitenkin lisää tutkimusta. Emissioviivan keskiaallonpituudessa havaittiin myös siirtymä mikroaaltopulssin laskevalla reunalla, joka johtuu mahdollisesti tällöin tapahtuvasta plasman sähkökentän muutoksen aiheuttamasta Starkin siirtymästä. Asian varmistamiseen vaatii lisää tutkimusta.

Pulssitetulla argon plasmalla mitattiin Ar^{1+} ja Ar^{9+} -ionien emittoimat 427,753 nm ja 553,327 nm aallonpituudet. Emissioviivojen himmeiden takia mittauksissa jouduttiin käyttämään 60 ms valotusaikaa, jonka takia mittausten tuloksissa ei nähdä selvästi 1 ms aikaskaalan ilmiöitä kuten esi- tai jälkihehkua. Ioneille mitatuista intensiteeteistä on kuitenkin selvästi havaittavissa mikroaaltopulssin muoto. Mittaustulosten perusteella Ar^{9+} -ionin intensiteetti nousee hitaammin kuin Ar^{1+} -ionin. Mikroaaltopulssin nousevasta reunasta 90 % intensiteettiin Ar^{9+} -ionilla kesti noin 70 ms ja Ar^{1+} -ionilla noin 51 ms. Tämä johtuu siitä, että ionisaatio Ar^{9+} -ioniin asti on kaskadi, joka vaatii jokaisen edellisen varausasteen tiheyden nousevan riittävän suureksi ennen kuin seuraavaa varausastetta alkaa muodostua plasmaan. Molempien ionien lämpötilojen mitattiin kasvavan mikroaaltotehon sammuttua, joka johtuu joko kylmien ionien poistumisesta plasmasta tai siitä, että jokin ilmiö lämmittää ioneja hetkellisesti. Vastaavasti molempien emissioviivojen keskiaallonpituudessa havaittiin myös siirtymä mikroaaltotehopulssin nousevalla reunalla.

Mittaustulosten perusteella spektrometrin päivitys onnistui toivotulla tavalla, mutta jatkokehitys- ja tutkimuskohteita on vielä paljon. Ensinnäkin spektrometrin hilan kääntöä tutkielman yhteydessä ei automatisoitu, mikä mahdollistaisi kennolle tulevan valon aallonpituuden laskemisen tunnetusta hilan kulmasta. Spektrometrille tulevan valon määrää on myös tarkoitus kasvattaa parantamalla esimerkiksi valonottoa ECR-ionilähteestä. Tämän lisäksi tutkielman ohella kehitetty kameran ohjausohjelmisto vaatii vielä kehitystä, jotta se näyttäisi suoraan mittauksen yhteydessä mitattavan emissioviivan profiilin reaaliajassa. Edellä mainittujen kehityskohteiden toteuttamisen jälkeen tutkielmassa päivitetty spektrometri on erinomainen työkalu ECR-plasmojen tutkimisessa. Edellä esitettyjen jatkotutkimuskohteiden lisäksi laitteistolla on tarkoitus tulevaisuudessa tutkia tarkemmin ECR-ionilähdeplasman emittoimaa valoa plasman syttyessä ja sammuesssa sekä sen epästabiliisuuksien aikana.

Plasman syttymiseen ja sammumiseen liittyvissä mittauksissa plasman lämpötilan ja populaatiokoon aikakehitystä verrataan samaan aikaan tapahtuvaan ionivirran aikakehitykseen, jossa plasman syttyessä tapahtuu esihetki [7–10] ja sammussa jälkihetki ilmiö [11]. Näiden mittausten avulla päästään tutkimaan plasman varaussteriippuvuuksia ja varauksenvaihdon roolia matalien varausasteiden ionien lämpötilakehityksessä. Plasman epästabiilisuuksiin liittyvissä tutkimuksissa on tarkoitus mitata plasman ionipopulaatiossa tapahtuvia muutoksia sen ollessa päällä [12, 13] sekä sen sammussa [14]. Näiden lisäksi valo- ja ionisuihkumittausten avulla pyritään selvittämään korkean varausasteen ioneita plasmassa vangitsevan potentiaalikuopan ominaisuuksia. Valomittauksia on tarkoitettu myös suorittaa muilla ionilähteillä, kuten hyvin korkeasti varattuja ioneja tuottavalla HIISI:llä [26] sekä kehitteillä olevalla CUBE-ECR-prototyypillä [99].

Lähteet

- [1] E. Liukkonen. ”NEW K130 CYCLOTRON AT JYVÄSKYLÄ”. Teoksessa: *Cyclotrons And Their Applications-Proceedings Of The 13th International Conference, Vancouver, 1992*. World Scientific. 1993, s. 22.
- [2] J. Lerner ja A. Thevenon. ”The optics of spectroscopy”. *Jobin-Yvon Optical Systems/Instrumentss SA* (1988). URL: <https://www.horiba.com/pl/scientific/products/optics-tutorial/>.
- [3] R. Kronholm ym. ”ECRIS plasma spectroscopy with a high resolution spectrometer”. *Review of Scientific Instruments* 91.1 (2020), s. 013318. DOI: 10.1063/1.5128854. URL: <https://doi.org/10.1063/1.5128854>.
- [4] R. Kronholm ym. ”Spectroscopic method to study low charge state ion and cold electron population in ECRIS plasma”. *Review of Scientific Instruments* 89.4 (2018), s. 043506. DOI: 10.1063/1.5023434. URL: <https://doi.org/10.1063/1.5023434>.
- [5] R. Kronholm ym. ”The effect of microwave power on the Ar9+ and Ar13+ optical emission intensities and ion beam currents in ECRIS”. *AIP Conference Proceedings* 2011.1 (2018), s. 040014. DOI: 10.1063/1.5053288. URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.5053288>.
- [6] R. Kronholm ym. ”Spectroscopic study of ion temperature in minimum-B ECRIS plasma”. *Plasma Sources Science and Technology* 28.7 (heinäkuu 2019), s. 075006. DOI: 10.1088/1361-6595/ab27a1. URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab27a1>.
- [7] I. Izotov ym. ”Experimental and theoretical investigation of the Preglow in ECRIS”. *IEEE Transactions on Plasma Science* 36/4 (2008), s. 1494–1501. DOI: 10.1109/TPS.2008.927292. URL: <http://hal.in2p3.fr/in2p3-00193403>.

- [8] I. Izotov ym. "PREGLOW PHENOMENON ORIGINS AND ITS SCALING FOR ECRIS". Teoksessa: *Proceedings of the 19 th International Workshop on ECR Ion Sources, Grenoble, France*. 2010, s. 87–89.
- [9] O. Tarvainen ym. "The role of seed electrons on the plasma breakdown and preglow of electron cyclotron resonance ion source". *Review of Scientific Instruments* 81.2 (2010), 02A303. DOI: 10.1063/1.3257974. URL: <https://doi.org/10.1063/1.3257974>.
- [10] T. Ropponen ym. "Studies of plasma breakdown and electron heating on a 14 GHz ECR ion source through measurement of plasma bremsstrahlung". *Plasma Sources Science and Technology* 20.5 (elokuu 2011), s. 055007. DOI: 10.1088/0963-0252/20/5/055007. URL: <https://doi.org/10.1088/0963-0252/20/5/055007>.
- [11] O. Tarvainen ym. "Diagnostics of plasma decay and afterglow transient of an electron cyclotron resonance ion source". *Plasma Sources Science and Technology* 19.4 (heinäkuu 2010), s. 045027. DOI: 10.1088/0963-0252/19/4/045027. URL: <https://doi.org/10.1088/0963-0252/19/4/045027>.
- [12] O. Tarvainen ym. "Beam current oscillations driven by cyclotron instabilities in a minimum-B electron cyclotron resonance ion source plasma". *Plasma Sources Science and Technology* 23 (maaliskuu 2014). DOI: 10.1088/0963-0252/23/2/025020.
- [13] O. Tarvainen ym. "Periodic beam current oscillations driven by Electron Cyclotron Instabilities in ECRIS Plasmas". Teoksessa: *Proceedings of ECRIS 2014: the 21st International Workshop on ECR Ion Sources, ISBN 978-3-95450-158-8*. Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences. 2014.
- [14] I. Izotov ym. "Plasma instability in the afterglow of ECR discharge sustained in a mirror trap" (2012).
- [15] G. Melin ym. "Ion behavior and gas mixing in electron cyclotron resonance plasmas as sources of highly charged ions". *Journal of Applied Physics* 86.9 (1999), s. 4772–4779. DOI: 10.1063/1.371442. URL: <https://doi.org/10.1063/1.371442>.

- [16] M. A. Gigosos. "Stark broadening models for plasma diagnostics". 47.34 (elokuu 2014), s. 343001. DOI: 10.1088/0022-3727/47/34/343001. URL: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/47/34/343001>.
- [17] A. S. Taylor, A. R. Hyde ja O. V. Batishchev. "Zeeman effect experiment with high-resolution spectroscopy for advanced physics laboratory". *American Journal of Physics* 85.8 (2017), s. 565–574. DOI: 10.1119/1.4984809. URL: <https://doi.org/10.1119/1.4984809>.
- [18] W. C. Martin ja W. L. Wiese. *Atomic Spectroscopy - A Compendium of Basic Ideas, Notation, Data, and Formulas*. <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectroscopy-compendium-basic-ideas-notation-data-and-formulas>. [Sivu haettu 14.9.2021]. 1999.
- [19] R. Geller. *Electron cyclotron resonance ion sources and ECR plasmas*. CRC Press, 1996.
- [20] H. Koivisto ym. "Development work at JYFL: Plasma potential measurements, electron heating simulations, JYFL-MMPS, high temperature ovens". *High Energy Physics and Nuclear Physics* (2007).
- [21] R. Harkewicz ym. "Ion plasma sputtering as a method of introducing solid material into an electron cyclotron resonance ion source". *Review of Scientific Instruments* 66.4 (1995), s. 2883–2887. DOI: 10.1063/1.1146501. URL: <https://doi.org/10.1063/1.1146501>.
- [22] H. Koivisto, J. Ärje ja M. Nurmia. "Metal ion beams from an ECR ion source using volatile compounds". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 94.3 (1994), s. 291–296. ISSN: 0168-583X. DOI: [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(94\)95368-6](https://doi.org/10.1016/0168-583X(94)95368-6). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168583X94953686>.
- [23] O. Tarvainen. "Pro gradu-tutkielma: ECR-ionilähteen ionisaatiotehokkuus ja ionisaatioprosessiin vaikuttavat tekijät". Pro gradu -tutkielma. Jyväskylä: Jyväskylän yliopisto, Fysiikan laitos, 2002.
- [24] H. Koivisto ym. "Low cost upgrade of 6.4 GHz ECRIS and recent results with 14 GHz ECRIS at JYFL". *Review of Scientific Instruments* 73.2 (2002),

- s. 534–536. DOI: 10.1063/1.1429304. URL: <https://doi.org/10.1063/1.1429304>.
- [25] H. Koivisto ym. ”The first results with the new JYFL 14 GHz ECR ion source”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 174.3 (2001), s. 379–384. ISSN: 0168-583X. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(00\)00615-7](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(00)00615-7). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X00006157>.
- [26] H. Koivisto ym. ”HIISI, new 18 GHz ECRIS for the JYFL accelerator laboratory”. Teoksessa: *Proceedings of ECRIS 2014: the 21st International Workshop on ECR Ion Sources*, ISBN 978-3-95450-158-8. Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences. 2014.
- [27] V. Toivanen. ”Ionisuihkun laadun ja siirtolinjan toiminnan kartoittaminen Jyväskylän yliopiston fysiikan laitoksen kiihdytinlaboratoriossa” (2008).
- [28] V. Toivanen. ”Studies of electron cyclotron resonance ion source beam formation, transport and quality”. Väitöskirja. Doctoral thesis, University of Jyväskylä, 2013.
- [29] R. Kronholm. ”Nopean kaasunsyöttölaitteiston, paineenmittauksen ja valodiagnostiikan kehittäminen ECR-ionilähteeseen”. Pro gradu -tutkielma. Jyväskylä: Jyväskylän yliopisto, Fysiikan laitos, 2014. URL: <http://urn.fi/URN:NBN:fi:jyu-201409102769>.
- [30] O. Tarvainen. ”Studies of electron cyclotron resonance ion source plasma physics”. Väitöskirja. Jyväskylä: Jyväskylän yliopisto, Fysiikan laitos, 2005. URL: <http://urn.fi/URN:ISBN:978-951-39-3165-0>.
- [31] T. Ropponen. ”Electron heating, time evolution of bremsstrahlung and ion beam current in electron cyclotron resonance ion sources”. Väitöskirja. Jyväskylän yliopisto, Fysiikan laitos, 2010.
- [32] T. Ropponen. ”ECR-ionilähteiden plasmapotentiaali ja ambipolaarinen diffuusio”. Pro gradu -tutkielma. Jyväskylä: Jyväskylän yliopisto, Fysiikan laitos, 2005. URL: <http://urn.fi/URN:NBN:fi:jyu-2005349>.
- [33] H. D. Young, R. A. Freedman ja A. L. Ford. *Sears & Zemansky's University physics with modern physics*. 13. painos. 2012.
- [34] D. J. Griffiths. *Introduction to quantum mechanics*. Prentice Hall, 1995.

- [35] U. Fantz. "Basics of plasma spectroscopy". *Plasma Sources Science and Technology* 15.4 (lokakuu 2006), S137–S147. DOI: 10.1088/0963-0252/15/4/s01. URL: <https://doi.org/10.1088/0963-0252/15/4/s01>.
- [36] R. Paschotta. "Non-radiative Transitions". *Encyclopedia of Laser Physics and Technology* (2008).
- [37] M. Sakiöldien. "Characteristic $K\alpha$ emission of electron cyclotron resonance ion source plasmas". *Research report/Department of Physics, University of Jyväskylä* 2018, 6 (2018).
- [38] K. F. Renk. *Basics of laser physics*. Springer, 2012.
- [39] E. W. Weisstein. *Gaussian Function From MathWorld—A Wolfram Web Resource*. <https://mathworld.wolfram.com/GaussianFunction.html>. [Sivu haettu 16.10.2021]. 2021.
- [40] Wikipedia contributors. *Voigt profile — Wikipedia, The Free Encyclopedia*. https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Voigt_profile&oldid=1016390018. [Sivu haettu 11.7.2021]. 2021.
- [41] Wikipedia contributors. *Faddeeva function — Wikipedia, The Free Encyclopedia*. https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Faddeeva_function&oldid=1029060995. [Sivu haettu 11.7.2021]. 2021.
- [42] Wikipedia contributors. *Error function — Wikipedia, The Free Encyclopedia*. https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Error_function&oldid=1032696488. [Sivu haettu 11.7.2021]. 2021.
- [43] J. Olivero ja R. Longbothum. "Empirical fits to the Voigt line width: A brief review". *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 17.2 (1977), s. 233–236. ISSN: 0022-4073. DOI: [https://doi.org/10.1016/0022-4073\(77\)90161-3](https://doi.org/10.1016/0022-4073(77)90161-3). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022407377901613>.
- [44] Wikipedia contributors. *Sum of normally distributed random variables — Wikipedia, The Free Encyclopedia*. https://en.wikipedia.org/wiki/Sum_of_normally_distributed_random_variables#Proof_using_convolution. [Sivu haettu 24.5.2021]. 2021.

- [45] Wikipedia contributors. *Doppler effect* — *Wikipedia, The Free Encyclopedia*. https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Doppler_effect&oldid=1032758691. [Sivu haettu 11.7.2021]. 2021.
- [46] Wikipedia contributors. *Maxwell–Boltzmann distribution* — *Wikipedia, The Free Encyclopedia*. https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Maxwell%E2%80%93Boltzmann_distribution&oldid=1031946386. [Sivu haettu 11.7.2021]. 2021.
- [47] R. Seppänen ym. ”MAOL-taulukot”. *Helsinki: Otava* (2006).
- [48] J. Nakamura. *Image sensors and signal processing for digital still cameras*. Taylor & Francis, 2006.
- [49] W. S. Boyle ja G. E. Smith. ”Charge coupled semiconductor devices”. *The Bell System Technical Journal* 49.4 (1970), s. 587–593. DOI: 10.1002/j.1538-7305.1970.tb01790.x.
- [50] E. R. Fossum. ”Active pixel sensors: are CCDs dinosaurs?” Teoksessa: *Charge-Coupled Devices and Solid State Optical Sensors III*. Toim. M. M. Blouke. Vol. 1900. International Society for Optics ja Photonics. SPIE, 1993, s. 2–14. DOI: 10.1117/12.148585. URL: <https://doi.org/10.1117/12.148585>.
- [51] T. Kuroda. *Essential Principles of Image Sensors*. CRC Press, 2015.
- [52] C. Coates, B. Fowler ja G. Holst. ”Scientific CMOS technology: a high-performance imaging breakthrough”. *www.scmos.com. Andor Technology PLC, Fairchild imaging, PCO AG, Belfast, Milpitas, Kehlheim* (2009). URL: http://ridl.cfd.rit.edu/products/scmos/scmos_white_paper_8mb.pdf.
- [53] D. Herres. *The difference between CCD and CMOS image sensing*. [Sivu haettu: 30.3.2021]. 2019. URL: <https://www.testandmeasurementtips.com/the-difference-between-ccd-and-cmos-image-sensing-faq/> (viitattu 30.03.2021).
- [54] E. R. Fossum ja D. B. Hondongwa. ”A Review of the Pinned Photodiode for CCD and CMOS Image Sensors”. *IEEE Journal of the Electron Devices Society* 2.3 (2014), s. 33–43. DOI: 10.1109/JEDS.2014.2306412.

- [55] C. C. Hu. *Modern Semiconductor Devices for Integrated Circuits*. Prentice Hall, 2009. URL: <https://www.chu.berkeley.edu/modern-semiconductor-devices-for-integrated-circuits-chenming-calvin-hu-2010/>.
- [56] G. Held. *Introduction to Light Emitting Diode Technology and Applications*. CRC Press, 2009. ISBN: 9781420076622.
- [57] S. M. Sze ja M.-K. Lee. *Semiconductor devices: physics and technology*. Wiley, 2012.
- [58] Wikipedia contributors. *Johnson–Nyquist noise* — *Wikipedia, The Free Encyclopedia*. https://en.wikipedia.org/wiki/Johnson%E2%80%93Nyquist_noise#Thermal_noise_on_capacitors. [Sivu haettu: 10.10.2021]. 2021.
- [59] *MODEL SR830 DSP Lock-In Amplifier*. Stanford Research Systems, 2011. URL: <https://www.thinksrs.com/downloads/pdfs/manuals/SR830m.pdf>.
- [60] H. P. K. E. Commitee. *PHOTOMULTIPLIER TUBES, Basics and Applications*. FOURTH EDITION. Hamamtsu Photonics K.K Electron Tube Division, 2017. URL: https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v4E.pdf.
- [61] A. Wright ja T. Wright. *The Photomultiplier Handbook*. Oxford University Press, 2017. ISBN: 9780199565092.
- [62] D. Schroeder ja E. I. Inc. *Astronomical Optics*. Electronics & Electrical. Elsevier Science, 2000. ISBN: 9780126298109.
- [63] F. A. Haight. *Handbook of the poisson distribution*. John Wiley & Sons, 1967. ISBN: 978-0-471-33932-8.
- [64] J. Taylor ja S. Taylor. *Introduction To Error Analysis: The Study of Uncertainties in Physical Measurements*. University Science Books, 1997. ISBN: 9780935702750. URL: http://hep.ucsb.edu/courses/ph128_18f/Taylor.pdf.
- [65] Wikipedia contributors. *Binomial distribution* — *Wikipedia, The Free Encyclopedia*. https://en.wikipedia.org/wiki/Binomial_distribution#Expected_value_and_variance. [Sivu haettu: 10.10.2021]. 2021.
- [66] S. Engelberg. *Random Signals and Noise: A Mathematical Introduction*. Taylor & Francis, 2006. ISBN: 9780849375545.

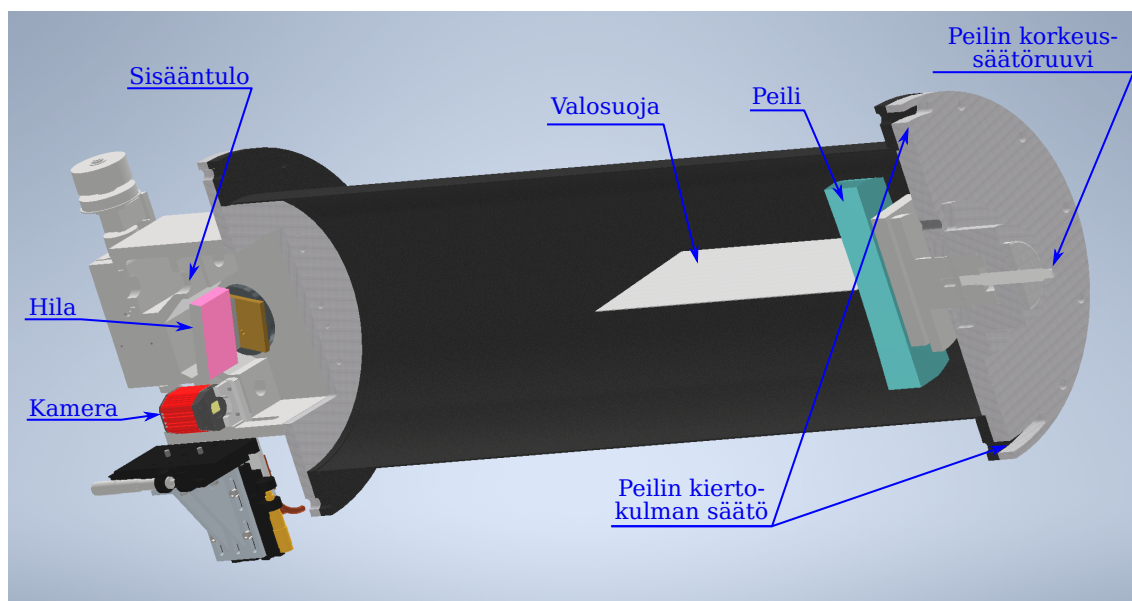
- [67] C. Bissell ja D. Chapman. *Digital Signal Transmission*. Cambridge University Press, 1992. ISBN: 9781316101728.
- [68] H. P. K.K. *PHOTON COUNTING, Using Photomultiplier Tubes*. Hamamtsu Photonics K.K, 2005.
- [69] D. Skoog, F. Holler ja S. Crouch. *Principles of Instrumental Analysis*. Cengage Learning, 2017. ISBN: 9781337468039.
- [70] J. Stewart. *Optical Principles and Technology for Engineers*. Mechanical Engineering. CRC Press, 2018. ISBN: 9781498710596.
- [71] O. Tarvainen ym. "Plasma breakdown diagnostics with the biased disc of electron cyclotron resonance ion source". *Plasma Sources Science and Technology* 18.3 (kesäkuu 2009), s. 035018. DOI: 10.1088/0963-0252/18/3/035018. URL: <https://doi.org/10.1088/0963-0252/18/3/035018>.
- [72] PCO. *pco.panda 4.2 — compact design, strong sCMOS performance*. [Sivu haettu 26.5.2021]. URL: <https://www.pco.de/scientific-cameras/pcopanda-42/>.
- [73] Thorlabs. *CS505MU - Kiralux 5.0 MP Monochrome CMOS Camera*. [Sivu haettu 26.5.2021]. URL: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=CS505MU>.
- [74] Thorlabs. *CS2100M-USB - Quantalux 2.1 MP Monochrome sCMOS Camera*. [Sivu haettu 26.5.2021]. URL: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=CS2100M-USB>.
- [75] ET Enterprises. *51 mm (2") photomultiplier 9816B series data sheet*. [Sivu haettu 14.7.2021]. URL: https://et-enterprises.com/images/data_sheets/9816B.pdf.
- [76] Stanford Research Systems. *Low-Noise Current Preamplifier: SR570 - DC to 1 MHz current preamplifier*. [Sivu haettu 14.7.2021]. URL: <https://www.thinksrs.com/downloads/pdfs/catalog/SR570c.pdf>.
- [77] Newport. *Linear Stage, High-Performance, Low-Profile, Ball Bearings, 50 mm, M6*. [Sivu haettu 29.5.2021]. URL: <https://www.newport.com/p/M-443>.
- [78] Newport. *Vernier Micrometer, 50 mm Travel, 23 lb. Load Capacity, 50.8 TPI*. [Sivu haettu 29.5.2021]. URL: <https://www.newport.com/p/SM-50>.

- [79] Newport. *Linear Stage, High-Performance, Low-Profile, Ball Bearings, 46 mm, M6*. [Sivu haettu 29.5.2021]. URL: <https://www.newport.com/p/M-443>.
- [80] Newport. *Vernier Micrometer, 25 mm Travel, 23 lb. Load Capacity, 50.8 TPI*. [Sivu haettu 29.5.2021]. URL: <https://www.newport.com/p/SM-25>.
- [81] Newport. *Angle Bracket, 90°, 1/4-20 (M6) Slots, 1 in. Spacing*. [Sivu haettu 29.5.2021]. URL: <https://www.newport.com/p/360-90>.
- [82] Thorlabs. *HNLS008R-EC - Self-Contained HeNe Laser, 632.8 nm, 0.8 mW, Random, 230 VAC Power Supply*. [Sivu haettu 1.6.2021]. URL: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=HNLS008R-EC>.
- [83] Ocean Insight. *FOIS-1 Integrating Sphere*. [Sivu haettu 10.10.2021]. URL: <https://www.oceaninsight.com/products/sampling-accessories/free-space-optics/integrating-spheres/fois-1/>.
- [84] Ocean Insight. *USB Series UV-NIR Spectrometers*. [Sivu haettu 1.6.2021]. URL: <https://www.oceaninsight.com/products/spectrometers/usb-series/usb-uv-nir/>.
- [85] A. Kramida ym. NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.8), [Online]. Available: <https://physics.nist.gov/asd> [2021, October 11]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. 2020.
- [86] Eksma Optics. *NEUTRAL DENSITY ABSORPTION TYPE FILTERS AT 450-650 NM*. [Sivu haettu 1.11.2021]. URL: <https://eksmaoptics.com/optical-components/optical-filters/neutral-density-absorption-type-filters-at-450-650-nm/>.
- [87] Thorlabs. *F220SMA-A - 543 nm, f = 10.92 mm, NA = 0.25 SMA905 Fiber Collimation Pkg*. [Sivu haettu 10.10.2021]. URL: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=F220SMA-A>.
- [88] G. W. Erickson. "Energy levels of one-electron atoms". *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 6.3 (1977), s. 831–870. DOI: 10.1063/1.555557. URL: <https://doi.org/10.1063/1.555557>.
- [89] Keysight Technologies. *N5173B EXG X-Series Microwave Analog Signal Generator, 9 kHz to 40 GHz*. [Sivu haettu 14.10.2021]. URL: <https://www.keysight.com/fi/en/support/N5173B/exg-x-series-microwave-analog-signal-generator-9-khz-40-ghz.html>.

- [90] W. Whaling ym. "Argon ion linelist and level energies in the hollow-cathode discharge". *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 53.1 (1995), s. 1–22. ISSN: 0022-4073. DOI: [https://doi.org/10.1016/0022-4073\(94\)00102-D](https://doi.org/10.1016/0022-4073(94)00102-D). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/002240739400102D>.
- [91] I. Dragani ć ym. "High Precision Wavelength Measurements of QED-Sensitive Forbidden Transitions in Highly Charged Argon Ions". *Phys. Rev. Lett.* 91 (18 lokakuu 2003), s. 183001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.183001. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.91.183001>.
- [92] Wikipedia contributors. *Pooled variance* — *Wikipedia, The Free Encyclopedia*. https://en.wikipedia.org/wiki/Pooled_variance#Computation. [Sivu haettu 10.10.2021]. 2021.
- [93] Wikipedia contributors. *Jacobian matrix and determinant* — *Wikipedia, The Free Encyclopedia*. https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Jacobian_matrix_and_determinant&oldid=1033498547. [Sivu haettu 18.7.2021]. 2021.
- [94] Wikipedia contributors. *Weighted arithmetic mean* — *Wikipedia, The Free Encyclopedia*. https://en.wikipedia.org/wiki/Weighted_arithmetic_mean. [Sivu haettu 11.10.2021]. 2021.
- [95] Wikipedia contributors. *Floor and ceiling functions* — *Wikipedia, The Free Encyclopedia*. https://en.wikipedia.org/wiki/Floor_and_ceiling_functions#Rounding. [Sivu haettu 11.10.2021]. 2021.
- [96] Wikipedia contributors. *Bessel's correction* — *Wikipedia, The Free Encyclopedia*. https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Bessel%27s_correction&oldid=1048928029. [Sivu haettu 11.10.2021]. 2021.
- [97] J. R. Taylor. *An introduction to error analysis: The study of uncertainties in physical measurements*. 2. painos. University Science Books, 1997.
- [98] N. Konjević ym. "Experimental Stark Widths and Shifts for Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms (A Critical Review of Selected Data for the Period 1989 Through 2000)". *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 31.3 (2002), s. 819–927. DOI: 10.1063/1.1486456. URL: <https://doi.org/10.1063/1.1486456>.

- [99] T. Kalvas ym. "Design of a 10 GHz minimum-B quadrupole permanent magnet electron cyclotron resonance ion source". 15.06 (kesäkuu 2020), P06016–P06016. DOI: 10.1088/1748-0221/15/06/p06016. URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/06/p06016>.
- [100] C. Julien ja C. Hirlimann. "Ebert-Fastie monochromator alignment". *Journal of Physics E: Scientific Instruments* 13.9 (syyskuu 1980), s. 923–924. DOI: 10.1088/0022-3735/13/9/006. URL: <https://doi.org/10.1088/0022-3735/13/9/006>.

Liite A Monokromaattorin optiikan säätö

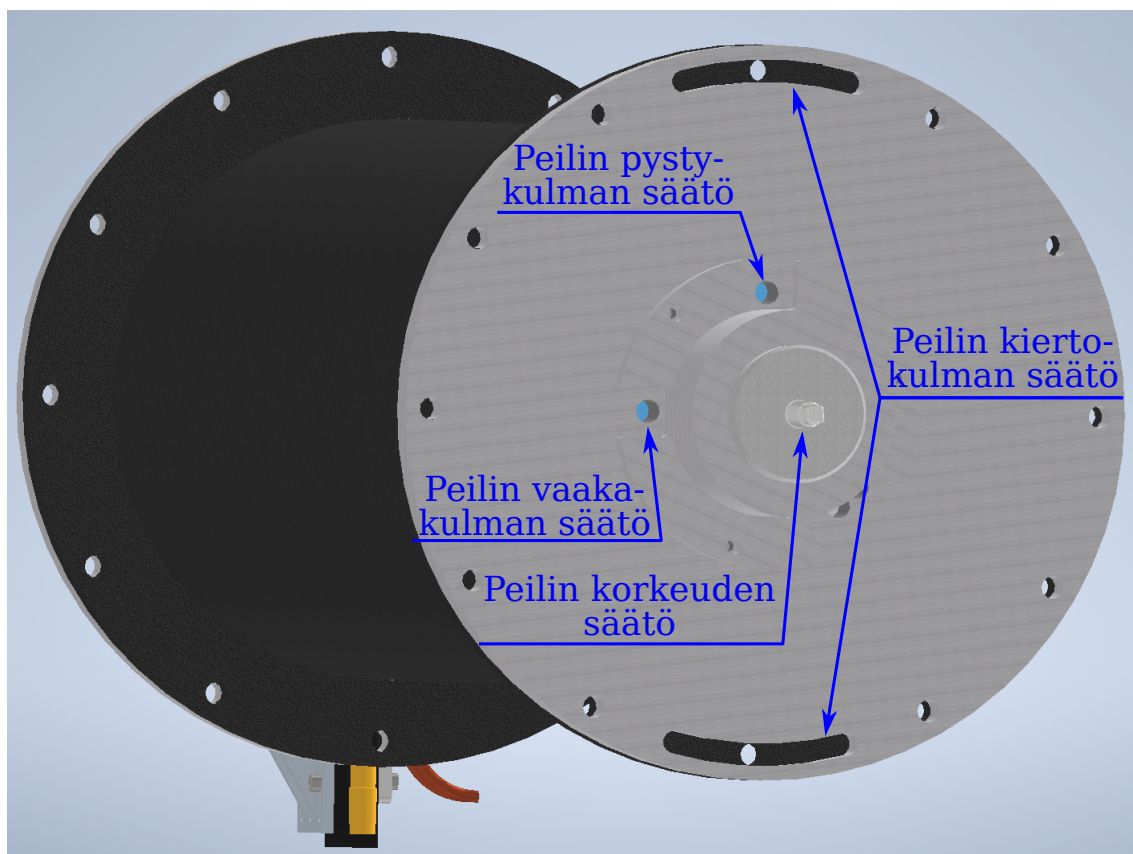


Kuvio 52. Poikkileikkaus päivitetyistä monokromaattorista.

Kuviossa 52 on esitetty poikkileikkaus päivitetyistä monokromaattorista. Monokromaattori koostuu kuvion oikeassa reunassa olevasta peilikokoonpanosta, vasemmassa reunassa olevasta hilakokoonpanosta ja niitä yhdistävästä rungosta. Peilin etäisyyttä hilasta saadaan säädettyä kuvioon 52 merkattulla peilin korkeussäätöruuvilla avulla, sen pysty- ja vaaka kulmaa kuvioon 53 vaaleansinisellä merkattujen reikien avulla ja sen kiertokulmaa rungon suhteen kuvioon 53 merkattujen aukkojen kautta.

Ensimmäinen vaihe monokromaattorin optiikan säätämisessä on peilin asettaminen kohtisuoraksi hilan pyörimisakseliin nähden. Tämä onnistuu helpoiten asettamalla peilin pitempi sivu sekä hilan pyörimisakselin normaali, maanpinnan tason normaaliin esimerkiksi linjalaserin avulla kuvioon 54 esittämällä tavalla. Kun peili on saatu oikeaan kohtaan, asetetaan monokromaattorin valosuoja, joka estää valon heijastumisen suoraan peililtä ulostulolle, lähelle peiliä kohtisuoraan sen pitempää sivua nähden.

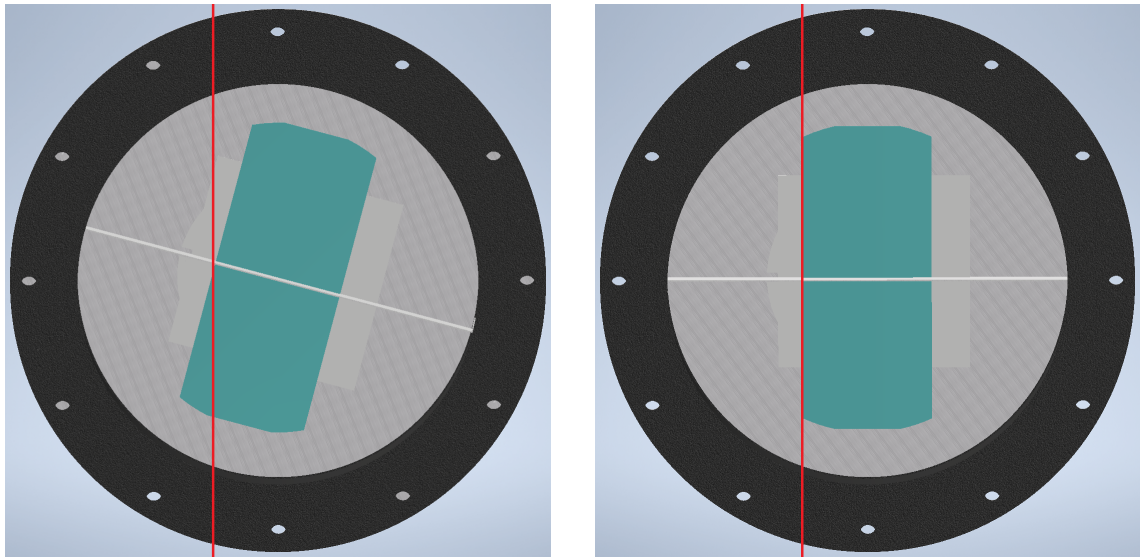
Seuraavaksi siirrytään peilin kohdistamiseen hilaa kohden. Asetetaan ensin sisääntuloreiän keskikohta esimerkiksi optisessa kolmijalassa olevan tähtäimen keskelle siten,



Kuvio 53. Peilin kallistuskulmaa voidaan säätää kuvioon sinisellä merkityistä rei'istä.

että sen kiikari on kohtisuorassa sisääntuloreikään nähden. Kiikarissa sisääntuloreiän läpi näkyvän peilin heijastaman hilan kuvan tarkkuutta saadaan nyt säädettyä kuviossa 52 näkyvällä peilin korkeussäätöruuvilla ja peilin heijastuksen paikkaa säädettyä kuviossa 53 näkyvien pysty- ja vaakakulman säätöreikien avulla. Peili kohdistetaan siten, että hila näkyy kiikarissa tarkkana ja sen tähtäin osuu keskelle sisääntuloreikiä sekä hilaa.

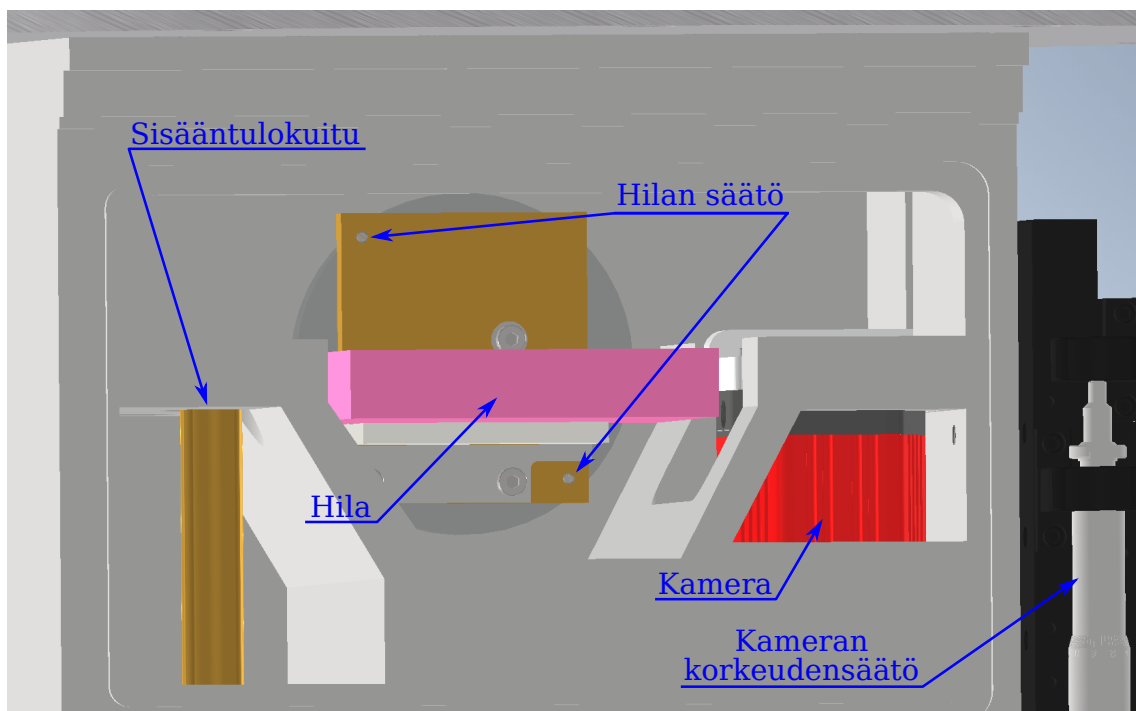
Tämän jälkeen hilan asento säädetään kohdilleen siten, että sisääntuloraolta tuleva valo osuu keskelle kameras kennon valoaktiivista aluetta ja hilan urat ovat kohtisuorassa sen pyörimisakselin kanssa [100]. Monokromaattorin sisääntulorakona toimii erikoisvalmistettu valokuitukaapeli, jossa kulkee noin sadasta erillisestä valokuidusta muodostuva kuitukimppu. Kuitujen halkaisijat ovat noin 100 μm ja ne ovat järjestetty kaapelin sisääntulopäässä tiiviisti pakatuksi kimpuksi ja ulostulopäässä kaarevaksi riviksi, joka muodostaa monokromaattorin sisääntuloraon. Hilan kulmaa ja kallistusta saadaan säädettyä kuviossa 55 näkyvien säätöruuvien avulla.



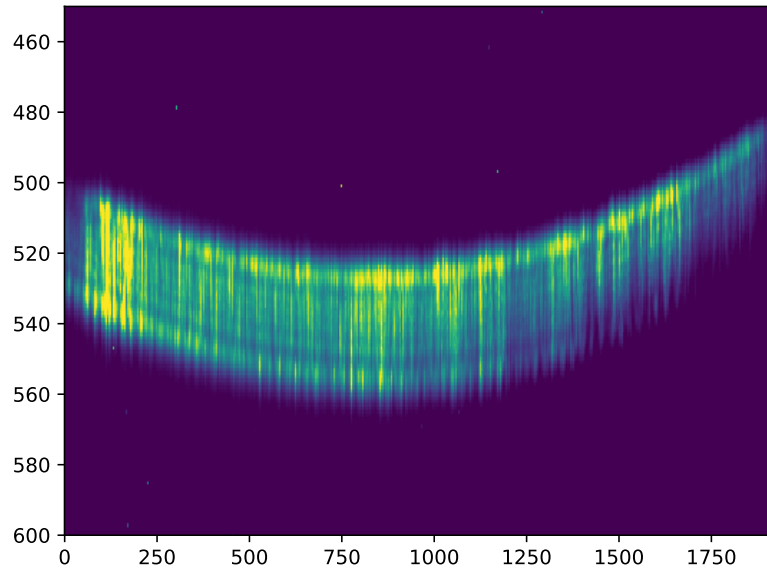
Kuvio 54. Peilin kiertokulma suoristetaan maanpinnan tason normaaliin linjalaserin avulla, joka on merkattu kuvaan punaisena viivana.

Monokromaattorin peili ja hila on saatu kohdilleen, kun hilan kaikkien kertalukujen aiheuttamat diffraktiot osuvat pystysuunnassa kennon keskelle ja pysyvät samassa linjassa hilaa käännettäessä. Tällöin diffraktiot ovat samassa linjassa kamera, hilan ja sisääntuloraon kanssa.

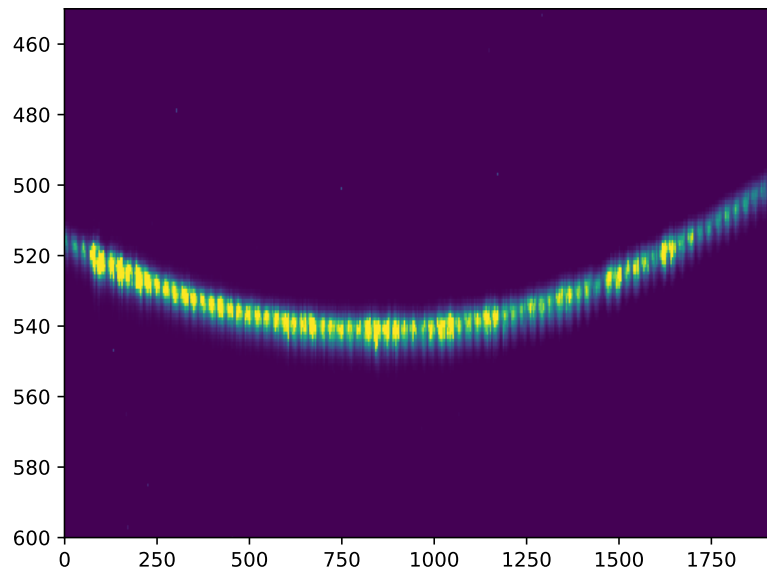
Lopuksi kameran paikka optisen akselin suunnassa asetetaan siten, että kameralle muodostuva emissioviivan kuva on kapeimmillaan. Tällöin kamera on samassa tasossa sisääntuloraon kanssa. Kameran säätö tapahtuu kuviossa 55 näkyvän korkeudensäätö mikrometriruuvien avulla. Kuviossa 56 on esitetty emissioviivan kameran kennolle muodostama kuva ennen kameran korkeuden säätöä 56a sekä sen jälkeen 56b.



Kuvio 55. Hilan asentoa saadaan säädettyä hilan ylä- ja alapuolella olevilla ruuveilla.



(a) Epätarkka emissioviiva



(b) Tarkka emissioviiva

Kuvio 56. Kameran etäisyys peilistä säädetään siten, että sille muodostuva kuva emissioviivasta on mahdollisimman tarkka.

Liite B Gaussin ja Voigtin jakaumien Jacobin matriisit

Jacobin matriisi kuvaa yhtälön $f(x; \mathbf{r})$ derivaattoja jokaisessa pisteessä, jossa se on derivoituva [93]. Yhtälön Jacobin matriisi saadaan derivoimalla sitä sen kunkin vapaan muuttujan \mathbf{r} suhteen

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} \frac{df}{dr_1} & \frac{df}{dr_2} & \cdots & \frac{df}{dr_{n-1}} & \frac{df}{dr_n} \end{bmatrix}.$$

B.1 Gaussisen jakauman Jacobin matriisi

Tutkielman sovituksissa käytettävä Gaussinen todennäköisyysjakauma on muotoa

$$G(x; \sigma, \mu, A, H) = \frac{A}{\sigma\sqrt{\pi/2}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2} + H,$$

jossa σ on jakauman keskihajonta, μ sen odotusarvo, A jakauman pinta-ala ja H lattia-arvo. Tämän vapaiden muuttujien derivaatat ovat muotoa

$$\begin{aligned} \frac{\partial G}{\partial \sigma} &= \left(\left(\frac{x-\mu}{\sigma} \right)^2 - 1 \right) \frac{G(x; \sigma, \mu, A, 0)}{\sigma}, \\ \frac{\partial G}{\partial \mu} &= \frac{x-\mu}{\sigma^2} G(x; \sigma, \mu, A, 0), \\ \frac{\partial G}{\partial A} &= G(x; \sigma, \mu, 1, 0) \end{aligned}$$

ja

$$\frac{\partial G}{\partial H} = 1,$$

jolloin sen Jacobin matriisi on

$$\mathbf{J}_G = \begin{bmatrix} \frac{\partial G}{\partial \sigma} & \frac{\partial G}{\partial \mu} & \frac{\partial G}{\partial A} & \frac{\partial G}{\partial H} \end{bmatrix}.$$

B.2 Voigtin jakauman Jacobin matriisi

Tutkielman sovituksissa käytettävä Voigtin todennäköisyysjakauma on muotoa

$$V(x; \sigma, \gamma, x_0, A, H) = A \frac{\operatorname{Re}[w(z)]}{\sigma\sqrt{2\pi}} + H,$$

jossa $w(x)$ on Faddeeva funktio [41],

$$z = \frac{(x - x_0) + i\gamma}{\sigma\sqrt{2}},$$

σ jakauman Gaussinen keskihajonta, γ jakauman Lorentzinen leveys, x_0 sen huipun sijainti, A jakauman pinta-ala ja H lattia-arvo. Tämän vapaiden muuttujien derivaatat ovat muotoa

$$\begin{aligned}\frac{\partial V}{\partial \sigma} &= \sqrt{2} \frac{A}{\sigma^2 \sqrt{\pi}} \left(\operatorname{Re}[z^2 w(z)] + \frac{\gamma}{\sigma\sqrt{2\pi}} - \frac{\operatorname{Re}[w(z)]}{2} \right), \\ \frac{\partial V}{\partial \gamma} &= -\frac{A}{\sigma^2 \sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{\sqrt{\pi}} + \operatorname{Re}[izw(z)] \right), \\ \frac{\partial V}{\partial x_0} &= \frac{A}{\sigma^2 \sqrt{\pi}} \operatorname{Re}[zw(z)], \\ \frac{\partial V}{\partial A} &= V(x; \sigma, \gamma, x_0, 1, 0)\end{aligned}$$

ja

$$\frac{\partial V}{\partial H} = 1,$$

jolloin sen Jacobin matriisi on

$$\mathbf{J}_V = \begin{bmatrix} \frac{\partial V}{\partial \sigma} & \frac{\partial V}{\partial \gamma} & \frac{\partial V}{\partial x_0} & \frac{\partial V}{\partial A} & \frac{\partial V}{\partial H} \end{bmatrix}.$$

Liite C Helium-neon laserin mittauksista analysoidut tulokset

Lista korkearesoluutioisella spektrometrillä mitatuista Thorlabs HNLS008R-EC [82] helium-neon laserin emissioviivoista. Korkean Lorentzin puoliarvoveyden L_{FWHM} omaavat mittapisteet ovat merkattu listaan keltaisella ja korkean Gaussisen puoliarvoveyden $d\lambda_G$ omaavat pisteet vihreällä. Lyhenne VP tarkoittaa vastapäiväistä hilan pyöryssuuntaa ja MP tarkoittaa myötäpäiväistä hilan pyöryssuuntaa laserin spektrin 632,816 nm aallonpituudella olevasta emissioviivasta. Tämän jälkeinen numero on mittauksen järjestysnumero. Kaikki paitsi Ne atomin 632,816 nm emissioviiva, joka mitattiin 10 ms valotusajalla, on mitattu 500 ms valotusajalla. Taulukossa esitettyjen arvojen virheet vastaavat yhden keskihajonnan virheitä. Aallonpituudet vastaavat NIST datakannasta [85] löytyviä siirtymiä.

Mittaus	Atomi	Aallonpituus [nm]	Intensiteetti	V_{FWHM} [px]	G_{FWHM} [px]	L_{FWHM} [px]	$d\lambda_G$ [pm]
VP-30	Ne I	507,65898	$(1,613 \pm 0,019)$	$(13,589 \pm 0,132)$	$(13,589 \pm 0,082)$	$(8,935 \cdot 10^{-15} \pm 0,137)$	$(27,023 \pm 0,163)$
VP-29	Ne I	508,03836	$(29,324 \pm 0,370)$	$(14,581 \pm 0,143)$	$(14,581 \pm 0,085)$	$(1,122 \cdot 10^{-13} \pm 0,152)$	$(28,986 \pm 0,170)$
VP-28	Ne I	515,19612	$(15,398 \pm 0,200)$	$(14,373 \pm 0,146)$	$(14,373 \pm 0,089)$	$(2,350 \cdot 10^{-17} \pm 0,154)$	$(28,417 \pm 0,176)$
VP-27	Ne I	521,05667	$(1,158 \pm 0,016)$	$(13,275 \pm 0,145)$	$(13,275 \pm 0,091)$	$(4,178 \cdot 10^{-14} \pm 0,151)$	$(26,123 \pm 0,179)$
VP-26	Ne I	533,07771	$(9,645 \pm 0,111)$	$(13,412 \pm 0,121)$	$(13,412 \pm 0,075)$	$(2,224 \cdot 10^{-13} \pm 0,127)$	$(26,131 \pm 0,146)$
VP-25	Ne I	534,32820	$(41,088 \pm 0,508)$	$(13,454 \pm 0,129)$	$(13,454 \pm 0,077)$	$(2,833 \cdot 10^{-14} \pm 0,137)$	$(26,187 \pm 0,151)$
VP-24	Ne I	536,04238	$(11,751 \pm 0,155)$	$(13,425 \pm 0,140)$	$(13,425 \pm 0,086)$	$(8,713 \cdot 10^{-14} \pm 0,146)$	$(26,091 \pm 0,167)$

VP-23	Ne I	540,05618	$(7,897 \pm 0,092)$	$(13,358 \pm 0,122)$	$(13,358 \pm 0,076)$	$(3,249 \cdot 10^{-14} \pm 0,128)$	$(25,872 \pm 0,147)$
VP-22	Ne I	543,36499	$(6,134 \pm 0,083)$	$(13,180 \pm 0,141)$	$(13,180 \pm 0,087)$	$(1,510 \cdot 10^{-15} \pm 0,146)$	$(25,453 \pm 0,169)$
VP-21	Ne I	556,27668	$(2,692 \pm 0,037)$	$(13,070 \pm 0,144)$	$(13,070 \pm 0,090)$	$(7,899 \cdot 10^{-17} \pm 0,149)$	$(24,946 \pm 0,172)$
VP-20	Ne I	565,66578	$(1,275 \pm 0,017)$	$(13,317 \pm 0,141)$	$(13,317 \pm 0,088)$	$(8,843 \cdot 10^{-15} \pm 0,147)$	$(25,193 \pm 0,167)$
VP-19	Ne I	574,82979	$(1,965 \pm 0,025)$	$(13,233 \pm 0,135)$	$(13,233 \pm 0,084)$	$(2,489 \cdot 10^{-15} \pm 0,140)$	$(24,810 \pm 0,158)$
VP-18	Ne I	576,44189	$(11,369 \pm 0,142)$	$(13,310 \pm 0,130)$	$(13,310 \pm 0,080)$	$(8,862 \cdot 10^{-15} \pm 0,137)$	$(24,914 \pm 0,151)$
VP-17	He I	587,561483	$(11,716 \pm 0,156)$	$(13,115 \pm 0,138)$	$(13,115 \pm 0,085)$	$(2,735 \cdot 10^{-14} \pm 0,144)$	$(24,268 \pm 0,157)$
VP-16	Ne I	590,64281	$(0,626 \pm 0,020)$	$(12,958 \pm 0,352)$	$(11,699 \pm 0,233)$	$(2,271 \pm 0,353)$	$(21,576 \pm 0,429)$
VP-15	Ne I	594,48342	$(1,060 \pm 0,012)$	$(13,252 \pm 0,125)$	$(13,252 \pm 0,078)$	$(2,188 \cdot 10^{-15} \pm 0,130)$	$(24,339 \pm 0,144)$
VP-14	Ne I	597,55340	$(2,450 \pm 0,032)$	$(13,125 \pm 0,135)$	$(13,125 \pm 0,085)$	$(2,725 \cdot 10^{-16} \pm 0,141)$	$(24,024 \pm 0,155)$
VP-13	Ne I	602,99969	$(4,365 \pm 0,054)$	$(13,119 \pm 0,129)$	$(13,119 \pm 0,081)$	$(1,269 \cdot 10^{-13} \pm 0,134)$	$(23,867 \pm 0,147)$
VP-12	Ne I	604,19880	$(0,587 \pm 0,007)$	$(13,101 \pm 0,140)$	$(13,101 \pm 0,087)$	$(1,180 \cdot 10^{-11} \pm 0,145)$	$(23,803 \pm 0,159)$
VP-11	Ne I	604,61328	$(2,684 \pm 0,035)$	$(13,036 \pm 0,135)$	$(13,036 \pm 0,084)$	$(1,792 \cdot 10^{-12} \pm 0,140)$	$(23,674 \pm 0,153)$
VP-10	Ne I	606,45355	$(1,248 \pm 0,015)$	$(13,013 \pm 0,126)$	$(13,013 \pm 0,079)$	$(1,622 \cdot 10^{-15} \pm 0,130)$	$(23,582 \pm 0,143)$
VP-9	Ne I	607,43377	$(4,071 \pm 0,046)$	$(13,065 \pm 0,118)$	$(13,065 \pm 0,074)$	$(1,808 \cdot 10^{-15} \pm 0,123)$	$(23,649 \pm 0,134)$
VP-8	Ne I	614,30626	$(4,050 \pm 0,077)$	$(14,165 \pm 0,235)$	$(9,796 \pm 0,179)$	$(7,147 \pm 0,220)$	$(17,590 \pm 0,321)$
VP-7	Ne I	615,61394	$(0,388 \pm 0,006)$	$(13,360 \pm 0,175)$	$(12,356 \pm 0,114)$	$(1,829 \pm 0,177)$	$(22,152 \pm 0,205)$
VP-6	Ne I	618,21463	$(1,156 \pm 0,013)$	$(13,026 \pm 0,119)$	$(13,026 \pm 0,075)$	$(1,644 \cdot 10^{-15} \pm 0,124)$	$(23,280 \pm 0,134)$
VP-5	Ne I	621,72812	$(1,342 \pm 0,016)$	$(12,989 \pm 0,123)$	$(12,989 \pm 0,077)$	$(1,085 \cdot 10^{-15} \pm 0,127)$	$(23,115 \pm 0,137)$
VP-4	Ne I	626,64950	$(2,350 \pm 0,026)$	$(12,939 \pm 0,117)$	$(12,939 \pm 0,073)$	$(4,624 \cdot 10^{-13} \pm 0,121)$	$(22,885 \pm 0,130)$
VP-3	Ne I	627,30149	$(1,231 \pm 0,014)$	$(12,888 \pm 0,123)$	$(12,888 \pm 0,077)$	$(1,000 \cdot 10^{-12} \pm 0,127)$	$(22,777 \pm 0,136)$
VP-2	Ne I	629,37444	$(0,719 \pm 0,008)$	$(13,001 \pm 0,123)$	$(13,001 \pm 0,077)$	$(3,597 \cdot 10^{-16} \pm 0,128)$	$(22,916 \pm 0,136)$

VP-1	Ne I	630,47889	(1,102 ± 0,012)	(12,955 ± 0,113)	(12,955 ± 0,071)	(3,701 · 10 ⁻¹⁵ ± 0,118)	(22,803 ± 0,125)
-	Ne I	632,816	(1017,184 ± 6,828)	(12,695 ± 0,061)	(12,695 ± 0,032)	(1,061 · 10 ⁻¹⁵ ± 0,068)	(22,278 ± 0,056)
MP-1	Ne I	633,08928	(2,872 ± 0,026)	(13,110 ± 0,095)	(13,110 ± 0,059)	(3,575 · 10 ⁻¹⁵ ± 0,099)	(22,997 ± 0,105)
MP-2	Ne I	635,18550	(5,020 ± 0,052)	(12,764 ± 0,105)	(12,764 ± 0,065)	(3,221 · 10 ⁻¹⁴ ± 0,109)	(22,329 ± 0,115)
MP-3	Ne I	636,49969	(0,963 ± 0,010)	(12,919 ± 0,112)	(12,919 ± 0,070)	(2,529 · 10 ⁻¹² ± 0,116)	(22,561 ± 0,122)
MP-4	Ne I	638,29917	(3,383 ± 0,031)	(12,801 ± 0,093)	(12,801 ± 0,058)	(2,753 · 10 ⁻¹⁷ ± 0,097)	(22,302 ± 0,102)
MP-5	Ne I	642,17053	(5,450 ± 0,048)	(12,781 ± 0,090)	(12,781 ± 0,056)	(4,063 · 10 ⁻¹⁶ ± 0,093)	(22,152 ± 0,097)
MP-6	Ne I	650,65281	(16,000 ± 0,134)	(12,739 ± 0,083)	(12,739 ± 0,051)	(2,297 · 10 ⁻¹⁴ ± 0,088)	(21,822 ± 0,088)
MP-7	N I	652,1110	(1,887 ± 0,017)	(12,718 ± 0,091)	(12,718 ± 0,057)	(5,108 · 10 ⁻¹⁵ ± 0,095)	(21,742 ± 0,097)
MP-8	Ne I	653,28822	(31,752 ± 0,267)	(12,711 ± 0,083)	(12,711 ± 0,050)	(3,850 · 10 ⁻¹² ± 0,088)	(21,693 ± 0,086)
MP-9	Ne I	659,89529	(45,111 ± 0,465)	(12,977 ± 0,104)	(12,977 ± 0,062)	(2,176 · 10 ⁻¹³ ± 0,110)	(21,937 ± 0,106)
MP-10	Ne I	666,68907	(8,721 ± 0,068)	(12,601 ± 0,077)	(12,601 ± 0,048)	(1,137 · 10 ⁻¹⁴ ± 0,080)	(21,085 ± 0,081)
MP-11	Ne I	667,82762	(69,756 ± 0,579)	(12,537 ± 0,080)	(12,537 ± 0,048)	(8,942 · 10 ⁻¹⁷ ± 0,086)	(20,941 ± 0,080)
MP-12	Ne I	671,70430	(43,095 ± 0,251)	(13,038 ± 0,059)	(13,038 ± 0,035)	(3,328 · 10 ⁻¹⁷ ± 0,063)	(21,648 ± 0,059)
MP-13	Ne I	672,11348	(1,556 ± 0,013)	(12,580 ± 0,083)	(12,580 ± 0,052)	(2,490 · 10 ⁻¹⁴ ± 0,086)	(20,875 ± 0,087)
MP-14	Ne I	703,24131	(30,207 ± 0,258)	(12,366 ± 0,082)	(12,366 ± 0,050)	(5,966 · 10 ⁻¹⁶ ± 0,087)	(19,460 ± 0,079)
MP-15	Ne I	705,91074	(923,638 ± 0,629)	(18,339 ± 0,008)	(18,339 ± 0,004)	(2,017 · 10 ⁻¹⁶ ± 0,010)	(28,715 ± 0,007)
MP-16	He I	706,517714	(9,115 ± 0,026)	(19,876 ± 0,045)	(16,547 ± 0,029)	(5,823 ± 0,046)	(25,879 ± 0,046)
MP-17	Ne I	717,39381	(2,976 ± 0,026)	(12,280 ± 0,085)	(12,280 ± 0,054)	(5,134 · 10 ⁻¹² ± 0,088)	(18,803 ± 0,082)
MP-18	Ne I	724,51666	(41,573 ± 0,381)	(12,243 ± 0,087)	(12,243 ± 0,053)	(5,349 · 10 ⁻¹⁴ ± 0,093)	(18,475 ± 0,080)
MP-19	He I	728,135074	(37,450 ± 0,343)	(12,175 ± 0,087)	(12,175 ± 0,053)	(1,325 · 10 ⁻¹⁴ ± 0,092)	(18,232 ± 0,079)
MP-20	He I	729,803696	(16,177 ± 0,146)	(12,122 ± 0,086)	(12,122 ± 0,053)	(7,412 · 10 ⁻¹⁴ ± 0,090)	(18,087 ± 0,079)

MP-21	Ne I	743,88984	$(0,730 \pm 0,005)$	$(12,336 \pm 0,067)$	$(12,336 \pm 0,042)$	$(1,105 \cdot 10^{-12} \pm 0,070)$	$(17,827 \pm 0,061)$
MP-22	Ne I	772,46233	$(2,130 \pm 0,014)$	$(11,951 \pm 0,066)$	$(11,951 \pm 0,041)$	$(7,370 \cdot 10^{-15} \pm 0,068)$	$(16,020 \pm 0,056)$
MP-23	He I	781,612468	$(0,751 \pm 0,004)$	$(12,038 \pm 0,060)$	$(12,038 \pm 0,038)$	$(6,133 \cdot 10^{-19} \pm 0,062)$	$(15,694 \pm 0,050)$
MP-24	Ne I	783,90528	$(0,638 \pm 0,004)$	$(11,805 \pm 0,059)$	$(11,805 \pm 0,037)$	$(7,018 \cdot 10^{-12} \pm 0,061)$	$(15,278 \pm 0,048)$
MP-25	Ne I	793,69961	$(1,419 \pm 0,007)$	$(11,723 \pm 0,051)$	$(11,723 \pm 0,032)$	$(1,703 \cdot 10^{-19} \pm 0,052)$	$(14,683 \pm 0,040)$
MP-26	He I	809,411413	$(7,702 \pm 0,035)$	$(11,594 \pm 0,042)$	$(11,594 \pm 0,027)$	$(3,899 \cdot 10^{-16} \pm 0,044)$	$(13,686 \pm 0,031)$

Liite D Helium-neon laserilla ja vakioteholla lämmitetyllä plasmalla eri valotusajoilla mitatut tulokset

Helium-neon laserin Ne atomin 534,328 nm emissioviivalle eri valotusajoilla mitatut tulokset. Laserin sädettä on diffusoitu integroivan pallon avulla. Tulosten virheet vastaavat yhden keskihajonnan virhettä.

Valotusaika [ms]	Intensiteetti	G_{FWHM} [px]	L_{FWHM} [px]	$d\lambda_G$ [pm]
0,029	$(0,327 \pm 0,005)$	$(14,517 \pm 0,115)$	$(5,792 \cdot 10^{-13} \pm 0,197)$	$(28,255 \pm 0,223)$
0,5	$(0,449 \pm 0,007)$	$(14,208 \pm 0,107)$	$(6,719 \cdot 10^{-13} \pm 0,183)$	$(27,653 \pm 0,208)$
1	$(0,581 \pm 0,009)$	$(13,977 \pm 0,100)$	$(1,009 \cdot 10^{-17} \pm 0,170)$	$(27,204 \pm 0,194)$
1,5	$(0,704 \pm 0,010)$	$(13,873 \pm 0,096)$	$(2,113 \cdot 10^{-15} \pm 0,163)$	$(27,000 \pm 0,187)$
2	$(0,831 \pm 0,012)$	$(13,708 \pm 0,094)$	$(3,281 \cdot 10^{-12} \pm 0,159)$	$(26,679 \pm 0,183)$
3	$(1,074 \pm 0,015)$	$(13,618 \pm 0,090)$	$(1,109 \cdot 10^{-14} \pm 0,153)$	$(26,505 \pm 0,176)$
4	$(1,326 \pm 0,018)$	$(13,541 \pm 0,089)$	$(5,152 \cdot 10^{-15} \pm 0,150)$	$(26,354 \pm 0,173)$
5	$(1,581 \pm 0,021)$	$(13,460 \pm 0,087)$	$(1,808 \cdot 10^{-15} \pm 0,147)$	$(26,197 \pm 0,169)$
6	$(1,837 \pm 0,025)$	$(13,406 \pm 0,088)$	$(2,225 \cdot 10^{-14} \pm 0,148)$	$(26,093 \pm 0,170)$
7	$(2,089 \pm 0,028)$	$(13,371 \pm 0,086)$	$(1,051 \cdot 10^{-15} \pm 0,145)$	$(26,024 \pm 0,168)$
8	$(2,345 \pm 0,031)$	$(13,340 \pm 0,085)$	$(9,256 \cdot 10^{-15} \pm 0,144)$	$(25,963 \pm 0,166)$

9	$(2,606 \pm 0,034)$	$(13,304 \pm 0,085)$	$(8,747 \cdot 10^{-16} \pm 0,144)$	$(25,894 \pm 0,166)$
10	$(2,868 \pm 0,037)$	$(13,281 \pm 0,084)$	$(7,171 \cdot 10^{-14} \pm 0,141)$	$(25,848 \pm 0,163)$
11	$(3,123 \pm 0,041)$	$(13,253 \pm 0,085)$	$(2,205 \cdot 10^{-14} \pm 0,143)$	$(25,795 \pm 0,165)$
12	$(3,382 \pm 0,044)$	$(13,226 \pm 0,084)$	$(5,119 \cdot 10^{-14} \pm 0,141)$	$(25,742 \pm 0,164)$
13	$(3,647 \pm 0,047)$	$(13,217 \pm 0,083)$	$(2,964 \cdot 10^{-16} \pm 0,140)$	$(25,724 \pm 0,162)$
14	$(3,905 \pm 0,050)$	$(13,208 \pm 0,083)$	$(2,327 \cdot 10^{-13} \pm 0,139)$	$(25,706 \pm 0,161)$
15	$(4,160 \pm 0,054)$	$(13,195 \pm 0,084)$	$(3,511 \cdot 10^{-15} \pm 0,141)$	$(25,681 \pm 0,163)$
16	$(4,416 \pm 0,056)$	$(13,199 \pm 0,082)$	$(9,887 \cdot 10^{-15} \pm 0,138)$	$(25,688 \pm 0,159)$
17	$(4,687 \pm 0,060)$	$(13,174 \pm 0,082)$	$(2,816 \cdot 10^{-14} \pm 0,138)$	$(25,641 \pm 0,160)$
18	$(4,953 \pm 0,063)$	$(13,173 \pm 0,082)$	$(7,965 \cdot 10^{-14} \pm 0,138)$	$(25,638 \pm 0,160)$
19	$(5,245 \pm 0,067)$	$(13,165 \pm 0,082)$	$(7,799 \cdot 10^{-15} \pm 0,137)$	$(25,622 \pm 0,159)$
20	$(5,532 \pm 0,070)$	$(13,158 \pm 0,082)$	$(1,997 \cdot 10^{-14} \pm 0,137)$	$(25,610 \pm 0,159)$
30	$(8,562 \pm 0,109)$	$(13,130 \pm 0,082)$	$(6,347 \cdot 10^{-16} \pm 0,137)$	$(25,555 \pm 0,159)$
40	$(11,662 \pm 0,150)$	$(13,119 \pm 0,083)$	$(2,974 \cdot 10^{-12} \pm 0,139)$	$(25,533 \pm 0,161)$
50	$(14,792 \pm 0,191)$	$(13,116 \pm 0,083)$	$(1,777 \cdot 10^{-16} \pm 0,139)$	$(25,527 \pm 0,161)$
60	$(17,970 \pm 0,232)$	$(13,120 \pm 0,083)$	$(7,033 \cdot 10^{-16} \pm 0,139)$	$(25,536 \pm 0,161)$
70	$(21,163 \pm 0,275)$	$(13,132 \pm 0,084)$	$(2,449 \cdot 10^{-15} \pm 0,140)$	$(25,559 \pm 0,163)$
80	$(24,345 \pm 0,317)$	$(13,142 \pm 0,084)$	$(9,153 \cdot 10^{-15} \pm 0,141)$	$(25,577 \pm 0,163)$
90	$(27,556 \pm 0,359)$	$(13,149 \pm 0,084)$	$(9,713 \cdot 10^{-14} \pm 0,141)$	$(25,591 \pm 0,163)$
100	$(30,768 \pm 0,402)$	$(13,157 \pm 0,084)$	$(4,856 \cdot 10^{-13} \pm 0,141)$	$(25,607 \pm 0,164)$
200	$(63,130 \pm 0,829)$	$(13,208 \pm 0,085)$	$(9,508 \cdot 10^{-14} \pm 0,143)$	$(25,707 \pm 0,165)$
300	$(95,528 \pm 1,249)$	$(13,235 \pm 0,085)$	$(1,138 \cdot 10^{-18} \pm 0,142)$	$(25,759 \pm 0,165)$

400	$(128,031 \pm 1,667)$	$(13,252 \pm 0,084)$	$(3,499 \cdot 10^{-13} \pm 0,142)$	$(25,793 \pm 0,164)$
500	$(160,643 \pm 2,091)$	$(13,259 \pm 0,084)$	$(7,123 \cdot 10^{-17} \pm 0,142)$	$(25,806 \pm 0,164)$
1000	$(323,912 \pm 4,188)$	$(13,274 \pm 0,084)$	$(3,906 \cdot 10^{-14} \pm 0,141)$	$(25,836 \pm 0,163)$
2000	$(652,320 \pm 8,474)$	$(13,292 \pm 0,084)$	$(3,091 \cdot 10^{-17} \pm 0,142)$	$(25,870 \pm 0,164)$

Helium-neon laserin Ne atomin 534,328 nm emissioviivalle eri valotusajoilla mitatut tulokset. Laserin sädettä on diffusoitu integroivan pallon avulla ja himmennetty 0,1 % päästösuhteen neutraalihiheysuodattimen avulla. Tulosten virheet vastaavat yhden keskihajonnan virhettä.

Valotusaika [ms]	Intensiteetti	G_{FWHM} [px]	L_{FWHM} [px]	$d\lambda_G$ [pm]
200	$(0,047 \pm 0,003)$	$(14,061 \pm 0,461)$	$(6,525 \cdot 10^{-13} \pm 0,785)$	$(27,367 \pm 0,896)$
300	$(0,064 \pm 0,003)$	$(13,599 \pm 0,356)$	$(1,317 \cdot 10^{-10} \pm 0,602)$	$(26,467 \pm 0,693)$
500	$(0,120 \pm 0,004)$	$(13,408 \pm 0,226)$	$(2,044 \cdot 10^{-1} \pm 0,379)$	$(26,096 \pm 0,440)$
1000	$(0,248 \pm 0,008)$	$(13,173 \pm 0,197)$	$(2,070 \cdot 10^{-16} \pm 0,331)$	$(25,638 \pm 0,384)$
2000	$(0,498 \pm 0,011)$	$(13,178 \pm 0,143)$	$(5,703 \cdot 10^{-13} \pm 0,241)$	$(25,648 \pm 0,279)$

Helium-neon laserin Ne atomin 632,816 nm emissioviivalle eri valotusajoilla mitatut tulokset. Laserin sädettä on diffusoitu integroivan pallon avulla. Tulosten virheet vastaavat yhden keskihajonnan virhettä.

Valotusaika [ms]	Intensiteetti	G_{FWHM} [px]	L_{FWHM} [px]	$d\lambda_G$ [pm]
0,029	(14,714 ± 0,194)	(13,066 ± 0,084)	(2,676 · 10 ⁻¹³ ± 0,142)	(22,928 ± 0,148)
0,5	(238,399 ± 3,204)	(12,385 ± 0,082)	(1,585 · 10 ⁻¹⁴ ± 0,137)	(21,733 ± 0,144)
1	(476,464 ± 6,403)	(12,376 ± 0,082)	(5,688 · 10 ⁻¹⁶ ± 0,137)	(21,717 ± 0,144)
1,5	(719,300 ± 9,856)	(12,383 ± 0,084)	(5,052 · 10 ⁻¹⁵ ± 0,139)	(21,730 ± 0,147)
2	(955,919 ± 13,340)	(12,419 ± 0,085)	(5,234 · 10 ⁻¹³ ± 0,142)	(21,793 ± 0,150)
3	(1395,116 ± 19,836)	(12,487 ± 0,087)	(2,293 · 10 ⁻¹³ ± 0,146)	(21,911 ± 0,153)
4	(1841,253 ± 25,863)	(12,483 ± 0,086)	(1,017 · 10 ⁻¹¹ ± 0,144)	(21,904 ± 0,151)
5	(2295,297 ± 30,970)	(12,438 ± 0,083)	(3,478 · 10 ⁻¹² ± 0,138)	(21,825 ± 0,145)
6	(2765,126 ± 36,794)	(12,409 ± 0,081)	(1,429 · 10 ⁻¹⁷ ± 0,136)	(21,775 ± 0,143)
7	(3232,913 ± 42,288)	(12,348 ± 0,080)	(1,887 · 10 ⁻¹⁵ ± 0,133)	(21,668 ± 0,140)
8	(3691,911 ± 48,939)	(12,387 ± 0,081)	(1,254 · 10 ⁻¹³ ± 0,135)	(21,737 ± 0,142)
9	(4191,478 ± 54,967)	(12,330 ± 0,080)	(8,144 · 10 ⁻¹² ± 0,133)	(21,637 ± 0,140)
10	(4642,484 ± 60,760)	(12,333 ± 0,080)	(4,627 · 10 ⁻¹¹ ± 0,133)	(21,642 ± 0,140)
11	(5110,653 ± 67,214)	(12,304 ± 0,080)	(1,020 · 10 ⁻¹⁴ ± 0,133)	(21,591 ± 0,140)
12	(5586,759 ± 73,957)	(12,346 ± 0,081)	(8,503 · 10 ⁻¹² ± 0,134)	(21,664 ± 0,141)
13	(6057,740 ± 80,929)	(12,382 ± 0,081)	(1,661 · 10 ⁻¹³ ± 0,136)	(21,727 ± 0,143)
14	(6562,520 ± 85,892)	(12,330 ± 0,080)	(2,456 · 10 ⁻¹³ ± 0,133)	(21,637 ± 0,140)
15	(6967,172 ± 92,777)	(12,311 ± 0,081)	(1,149 · 10 ⁻¹¹ ± 0,135)	(21,603 ± 0,142)

16	$(7435,337 \pm 100,406)$	$(12,322 \pm 0,082)$	$(5,329 \cdot 10^{-12} \pm 0,137)$	$(21,622 \pm 0,144)$
17	$(7968,944 \pm 104,908)$	$(12,283 \pm 0,080)$	$(6,778 \cdot 10^{-13} \pm 0,133)$	$(21,554 \pm 0,140)$
18	$(8401,644 \pm 113,232)$	$(12,299 \pm 0,082)$	$(8,147 \cdot 10^{-13} \pm 0,136)$	$(21,582 \pm 0,143)$
19	$(8929,033 \pm 119,987)$	$(12,318 \pm 0,082)$	$(8,135 \cdot 10^{-13} \pm 0,136)$	$(21,615 \pm 0,143)$
20	$(9416,300 \pm 122,701)$	$(12,275 \pm 0,079)$	$(3,077 \cdot 10^{-13} \pm 0,131)$	$(21,539 \pm 0,138)$
30	$(14231,316 \pm 195,847)$	$(12,302 \pm 0,083)$	$(6,004 \cdot 10^{-12} \pm 0,139)$	$(21,588 \pm 0,147)$
40	$(19010,155 \pm 260,915)$	$(12,308 \pm 0,083)$	$(1,964 \cdot 10^{-13} \pm 0,139)$	$(21,598 \pm 0,146)$
50	$(23848,913 \pm 330,874)$	$(12,340 \pm 0,084)$	$(8,926 \cdot 10^{-12} \pm 0,141)$	$(21,654 \pm 0,148)$
60	$(28530,101 \pm 402,643)$	$(12,357 \pm 0,086)$	$(1,001 \cdot 10^{-11} \pm 0,143)$	$(21,684 \pm 0,151)$
70	$(33251,498 \pm 472,836)$	$(12,446 \pm 0,087)$	$(3,772 \cdot 10^{-15} \pm 0,145)$	$(21,841 \pm 0,153)$
80	$(37696,350 \pm 546,500)$	$(12,491 \pm 0,089)$	$(6,357 \cdot 10^{-14} \pm 0,149)$	$(21,919 \pm 0,156)$
90	$(42033,725 \pm 630,730)$	$(12,545 \pm 0,092)$	$(2,326 \cdot 10^{-12} \pm 0,155)$	$(22,014 \pm 0,162)$
100	$(46079,826 \pm 706,981)$	$(12,559 \pm 0,095)$	$(1,078 \cdot 10^{-12} \pm 0,158)$	$(22,039 \pm 0,166)$

Helium-neon laserin Ne atomin 632,816 nm emissioviivalle eri valotusajoilla mitatut tulokset. Laserin sädettä on diffusoitu integroivan pallon avulla ja himmennetty 0,1 % päästösuhteen neutraalitiheyssuodattimen avulla. Tulosten virheet vastaavat yhden keskihajonnan virhettä.

Valotusaika [ms]	Intensiteetti	G_{FWHM} [px]	L_{FWHM} [px]	$d\lambda_G$ [pm]
0,029	$(0,456 \pm 0,009)$	$(14,302 \pm 0,132)$	$(6,197 \cdot 10^{-14} \pm 0,226)$	$(25,098 \pm 0,231)$
0,5	$(0,694 \pm 0,011)$	$(13,580 \pm 0,108)$	$(6,871 \cdot 10^{-14} \pm 0,183)$	$(23,830 \pm 0,189)$
1	$(0,941 \pm 0,016)$	$(13,425 \pm 0,108)$	$(7,645 \cdot 10^{-17} \pm 0,183)$	$(23,558 \pm 0,190)$
1,5	$(1,191 \pm 0,018)$	$(13,130 \pm 0,096)$	$(6,220 \cdot 10^{-14} \pm 0,163)$	$(23,040 \pm 0,169)$
2	$(1,421 \pm 0,023)$	$(13,117 \pm 0,101)$	$(1,215 \cdot 10^{-14} \pm 0,171)$	$(23,017 \pm 0,178)$
3	$(1,898 \pm 0,029)$	$(12,990 \pm 0,097)$	$(2,287 \cdot 10^{-14} \pm 0,163)$	$(22,794 \pm 0,169)$
4	$(2,392 \pm 0,034)$	$(12,832 \pm 0,090)$	$(8,806 \cdot 10^{-15} \pm 0,152)$	$(22,517 \pm 0,158)$
5	$(2,879 \pm 0,044)$	$(12,833 \pm 0,096)$	$(3,972 \cdot 10^{-15} \pm 0,161)$	$(22,518 \pm 0,168)$
6	$(3,353 \pm 0,046)$	$(12,698 \pm 0,085)$	$(2,901 \cdot 10^{-14} \pm 0,143)$	$(22,282 \pm 0,150)$
7	$(3,851 \pm 0,056)$	$(12,669 \pm 0,090)$	$(1,091 \cdot 10^{-13} \pm 0,151)$	$(22,232 \pm 0,158)$
8	$(4,339 \pm 0,062)$	$(12,654 \pm 0,088)$	$(9,044 \cdot 10^{-14} \pm 0,148)$	$(22,205 \pm 0,155)$
9	$(4,863 \pm 0,065)$	$(12,550 \pm 0,082)$	$(2,884 \cdot 10^{-15} \pm 0,138)$	$(22,023 \pm 0,145)$
10	$(5,369 \pm 0,073)$	$(12,562 \pm 0,084)$	$(1,319 \cdot 10^{-14} \pm 0,140)$	$(22,043 \pm 0,147)$
11	$(5,878 \pm 0,080)$	$(12,524 \pm 0,084)$	$(1,156 \cdot 10^{-16} \pm 0,140)$	$(21,977 \pm 0,147)$
12	$(6,417 \pm 0,085)$	$(12,477 \pm 0,081)$	$(1,726 \cdot 10^{-12} \pm 0,135)$	$(21,894 \pm 0,142)$
13	$(6,848 \pm 0,095)$	$(12,523 \pm 0,086)$	$(4,269 \cdot 10^{-14} \pm 0,143)$	$(21,976 \pm 0,150)$
14	$(7,294 \pm 0,106)$	$(12,572 \pm 0,090)$	$(9,818 \cdot 10^{-16} \pm 0,150)$	$(22,061 \pm 0,158)$

15	$(7,761 \pm 0,113)$	$(12,559 \pm 0,090)$	$(2,642 \cdot 10^{-13} \pm 0,151)$	$(22,038 \pm 0,158)$
16	$(8,215 \pm 0,123)$	$(12,607 \pm 0,093)$	$(1,360 \cdot 10^{-12} \pm 0,155)$	$(22,123 \pm 0,162)$
17	$(8,729 \pm 0,121)$	$(12,453 \pm 0,085)$	$(9,074 \cdot 10^{-17} \pm 0,142)$	$(21,853 \pm 0,149)$
18	$(9,172 \pm 0,135)$	$(12,481 \pm 0,090)$	$(8,037 \cdot 10^{-15} \pm 0,150)$	$(21,901 \pm 0,158)$
19	$(9,541 \pm 0,160)$	$(12,679 \pm 0,105)$	$(1,345 \cdot 10^{-13} \pm 0,175)$	$(22,249 \pm 0,183)$
20	$(10,312 \pm 0,145)$	$(12,522 \pm 0,087)$	$(4,217 \cdot 10^{-16} \pm 0,145)$	$(21,973 \pm 0,152)$
30	$(15,863 \pm 0,230)$	$(12,432 \pm 0,089)$	$(2,103 \cdot 10^{-12} \pm 0,148)$	$(21,815 \pm 0,156)$
40	$(20,641 \pm 0,312)$	$(12,594 \pm 0,093)$	$(1,816 \cdot 10^{-13} \pm 0,156)$	$(22,100 \pm 0,164)$
50	$(26,714 \pm 0,382)$	$(12,508 \pm 0,088)$	$(1,974 \cdot 10^{-16} \pm 0,147)$	$(21,950 \pm 0,154)$
60	$(32,540 \pm 0,455)$	$(12,469 \pm 0,086)$	$(1,021 \cdot 10^{-12} \pm 0,143)$	$(21,881 \pm 0,151)$
70	$(39,216 \pm 0,565)$	$(12,497 \pm 0,089)$	$(2,660 \cdot 10^{-15} \pm 0,148)$	$(21,930 \pm 0,155)$
80	$(45,002 \pm 0,608)$	$(12,417 \pm 0,083)$	$(9,133 \cdot 10^{-17} \pm 0,138)$	$(21,790 \pm 0,145)$
90	$(51,687 \pm 0,689)$	$(12,322 \pm 0,081)$	$(8,601 \cdot 10^{-17} \pm 0,135)$	$(21,622 \pm 0,142)$
100	$(58,002 \pm 0,781)$	$(12,406 \pm 0,082)$	$(8,603 \cdot 10^{-15} \pm 0,137)$	$(21,770 \pm 0,144)$

Helium-neon laserin Ne atomin 667,828 nm emissioviivalle eri valotusaajoilla mitatut tulokset. Laserin sädettä on diffusoitu integroivan pallon avulla. Tulosten virheet vastaavat yhden keskihajonnan virhettä.

Valotusaika [ms]	Intensiteetti	G_{FWHM} [px]	L_{FWHM} [px]	$d\lambda_G$ [pm]
0,029	$(0,319 \pm 0,004)$	$(13,626 \pm 0,086)$	$(4,695 \cdot 10^{-16} \pm 0,145)$	$(22,760 \pm 0,143)$
0,5	$(0,437 \pm 0,005)$	$(13,213 \pm 0,079)$	$(2,135 \cdot 10^{-14} \pm 0,133)$	$(22,070 \pm 0,132)$
1	$(0,566 \pm 0,006)$	$(13,005 \pm 0,069)$	$(1,125 \cdot 10^{-13} \pm 0,116)$	$(21,723 \pm 0,115)$
1,5	$(0,684 \pm 0,007)$	$(12,976 \pm 0,069)$	$(1,026 \cdot 10^{-12} \pm 0,116)$	$(21,675 \pm 0,115)$
2	$(0,806 \pm 0,009)$	$(12,822 \pm 0,067)$	$(2,645 \cdot 10^{-12} \pm 0,113)$	$(21,417 \pm 0,112)$
3	$(1,041 \pm 0,011)$	$(12,697 \pm 0,065)$	$(2,490 \cdot 10^{-12} \pm 0,110)$	$(21,209 \pm 0,109)$
4	$(1,284 \pm 0,013)$	$(12,636 \pm 0,063)$	$(8,293 \cdot 10^{-13} \pm 0,106)$	$(21,106 \pm 0,106)$
5	$(1,533 \pm 0,016)$	$(12,561 \pm 0,064)$	$(2,119 \cdot 10^{-12} \pm 0,107)$	$(20,981 \pm 0,107)$
6	$(1,780 \pm 0,018)$	$(12,510 \pm 0,063)$	$(2,105 \cdot 10^{-15} \pm 0,105)$	$(20,896 \pm 0,105)$
7	$(2,019 \pm 0,020)$	$(12,466 \pm 0,061)$	$(3,663 \cdot 10^{-15} \pm 0,103)$	$(20,823 \pm 0,103)$
8	$(2,266 \pm 0,023)$	$(12,441 \pm 0,061)$	$(7,272 \cdot 10^{-15} \pm 0,103)$	$(20,781 \pm 0,103)$
9	$(2,519 \pm 0,025)$	$(12,419 \pm 0,062)$	$(8,344 \cdot 10^{-14} \pm 0,103)$	$(20,744 \pm 0,103)$
10	$(2,770 \pm 0,028)$	$(12,395 \pm 0,061)$	$(3,722 \cdot 10^{-14} \pm 0,101)$	$(20,705 \pm 0,101)$
11	$(3,013 \pm 0,030)$	$(12,378 \pm 0,061)$	$(1,110 \cdot 10^{-14} \pm 0,101)$	$(20,676 \pm 0,101)$
12	$(3,266 \pm 0,032)$	$(12,357 \pm 0,060)$	$(1,826 \cdot 10^{-13} \pm 0,101)$	$(20,641 \pm 0,101)$
13	$(3,520 \pm 0,035)$	$(12,328 \pm 0,061)$	$(2,022 \cdot 10^{-15} \pm 0,101)$	$(20,592 \pm 0,101)$
14	$(3,771 \pm 0,038)$	$(12,311 \pm 0,061)$	$(3,580 \cdot 10^{-15} \pm 0,101)$	$(20,564 \pm 0,101)$
15	$(4,018 \pm 0,040)$	$(12,301 \pm 0,061)$	$(6,797 \cdot 10^{-16} \pm 0,102)$	$(20,548 \pm 0,101)$

16	$(4,268 \pm 0,043)$	$(12,295 \pm 0,061)$	$(1,159 \cdot 10^{-12} \pm 0,101)$	$(20,536 \pm 0,101)$
17	$(4,523 \pm 0,045)$	$(12,281 \pm 0,060)$	$(2,983 \cdot 10^{-15} \pm 0,101)$	$(20,513 \pm 0,101)$
18	$(4,785 \pm 0,048)$	$(12,279 \pm 0,060)$	$(9,283 \cdot 10^{-15} \pm 0,101)$	$(20,510 \pm 0,101)$
19	$(5,057 \pm 0,050)$	$(12,269 \pm 0,060)$	$(3,347 \cdot 10^{-13} \pm 0,100)$	$(20,494 \pm 0,100)$
20	$(5,339 \pm 0,053)$	$(12,276 \pm 0,060)$	$(1,756 \cdot 10^{-13} \pm 0,100)$	$(20,505 \pm 0,100)$
30	$(8,261 \pm 0,082)$	$(12,227 \pm 0,060)$	$(4,215 \cdot 10^{-15} \pm 0,100)$	$(20,423 \pm 0,100)$
40	$(11,254 \pm 0,112)$	$(12,216 \pm 0,060)$	$(2,693 \cdot 10^{-15} \pm 0,100)$	$(20,406 \pm 0,100)$
50	$(14,275 \pm 0,142)$	$(12,209 \pm 0,060)$	$(2,914 \cdot 10^{-15} \pm 0,099)$	$(20,394 \pm 0,100)$
60	$(17,316 \pm 0,172)$	$(12,214 \pm 0,060)$	$(5,215 \cdot 10^{-16} \pm 0,100)$	$(20,402 \pm 0,100)$
70	$(20,371 \pm 0,202)$	$(12,217 \pm 0,060)$	$(6,916 \cdot 10^{-15} \pm 0,100)$	$(20,406 \pm 0,100)$
80	$(22,992 \pm 0,227)$	$(12,215 \pm 0,059)$	$(1,670 \cdot 10^{-14} \pm 0,099)$	$(20,403 \pm 0,099)$
90	$(26,201 \pm 0,259)$	$(12,223 \pm 0,059)$	$(2,920 \cdot 10^{-15} \pm 0,099)$	$(20,417 \pm 0,099)$
100	$(29,451 \pm 0,292)$	$(12,234 \pm 0,060)$	$(2,671 \cdot 10^{-13} \pm 0,100)$	$(20,435 \pm 0,099)$
200	$(72,928 \pm 0,725)$	$(12,281 \pm 0,060)$	$(5,111 \cdot 10^{-17} \pm 0,100)$	$(20,514 \pm 0,100)$
300	$(110,676 \pm 1,107)$	$(12,310 \pm 0,060)$	$(7,301 \cdot 10^{-18} \pm 0,101)$	$(20,562 \pm 0,101)$
400	$(147,801 \pm 1,474)$	$(12,335 \pm 0,060)$	$(5,696 \cdot 10^{-15} \pm 0,101)$	$(20,604 \pm 0,101)$
500	$(185,423 \pm 1,856)$	$(12,353 \pm 0,061)$	$(7,532 \cdot 10^{-16} \pm 0,102)$	$(20,635 \pm 0,101)$
1000	$(372,794 \pm 3,701)$	$(12,375 \pm 0,060)$	$(1,468 \cdot 10^{-15} \pm 0,101)$	$(20,671 \pm 0,101)$
2000	$(753,947 \pm 7,455)$	$(12,370 \pm 0,060)$	$(1,071 \cdot 10^{-15} \pm 0,101)$	$(20,663 \pm 0,100)$

Helium-neon laserin Ne atomin 667,828 nm emissioviivalle eri valotusajoilla mitatut tulokset. Laserin sädettä on diffusoitu integroivan pallon avulla ja himmennetty 0,1 % päästösuhteen neutraalitiheyssuodattimen avulla. Tulosten virheet vastaavat yhden keskihajonnan virhettä.

Valotusaika [ms]	Intensiteetti	G_{FWHM} [px]	L_{FWHM} [px]	$d\lambda_G$ [pm]
10	$(0,026 \pm 0,001)$	$(12,465 \pm 0,329)$	$(3,799 \cdot 10^{-13} \pm 0,552)$	$(20,820 \pm 0,549)$
20	$(0,047 \pm 0,001)$	$(12,059 \pm 0,171)$	$(3,383 \cdot 10^{-13} \pm 0,285)$	$(20,143 \pm 0,285)$
30	$(0,077 \pm 0,001)$	$(12,397 \pm 0,096)$	$(4,706 \cdot 10^{-12} \pm 0,161)$	$(20,707 \pm 0,160)$
40	$(0,102 \pm 0,002)$	$(12,471 \pm 0,104)$	$(7,695 \cdot 10^{-14} \pm 0,175)$	$(20,831 \pm 0,174)$
50	$(0,130 \pm 0,002)$	$(12,469 \pm 0,086)$	$(4,777 \cdot 10^{-16} \pm 0,145)$	$(20,827 \pm 0,144)$
60	$(0,142 \pm 0,002)$	$(12,360 \pm 0,084)$	$(1,521 \cdot 10^{-13} \pm 0,140)$	$(20,646 \pm 0,140)$
70	$(0,164 \pm 0,002)$	$(12,277 \pm 0,077)$	$(6,960 \cdot 10^{-13} \pm 0,128)$	$(20,507 \pm 0,128)$
80	$(0,211 \pm 0,002)$	$(12,417 \pm 0,071)$	$(4,513 \cdot 10^{-17} \pm 0,118)$	$(20,741 \pm 0,118)$
90	$(0,233 \pm 0,003)$	$(12,459 \pm 0,072)$	$(4,747 \cdot 10^{-13} \pm 0,121)$	$(20,810 \pm 0,120)$
100	$(0,262 \pm 0,003)$	$(12,451 \pm 0,067)$	$(1,548 \cdot 10^{-14} \pm 0,113)$	$(20,797 \pm 0,112)$
200	$(0,546 \pm 0,006)$	$(12,306 \pm 0,068)$	$(4,708 \cdot 10^{-16} \pm 0,113)$	$(20,556 \pm 0,113)$
300	$(0,850 \pm 0,009)$	$(12,524 \pm 0,067)$	$(1,384 \cdot 10^{-12} \pm 0,113)$	$(20,920 \pm 0,113)$
400	$(1,157 \pm 0,012)$	$(12,460 \pm 0,062)$	$(4,209 \cdot 10^{-16} \pm 0,105)$	$(20,813 \pm 0,104)$
500	$(1,487 \pm 0,015)$	$(12,472 \pm 0,062)$	$(3,674 \cdot 10^{-14} \pm 0,103)$	$(20,833 \pm 0,103)$
1000	$(3,121 \pm 0,034)$	$(12,465 \pm 0,066)$	$(4,973 \cdot 10^{-13} \pm 0,111)$	$(20,822 \pm 0,110)$
2000	$(6,258 \pm 0,065)$	$(12,447 \pm 0,063)$	$(1,580 \cdot 10^{-16} \pm 0,106)$	$(20,791 \pm 0,106)$

Helium plasman He^{1+} -ionin 468,570 nm emissioviivalle eri valotusajoilla mitatut tulokset. Tulosten virheet vastaavat yhden keskihajonnan virhettä.

Valotusaika [ms]	Intensiteetti	G_{FWHM} [px]	L_{FWHM} [px]	$d\lambda_{\text{G}}$ [pm]	$d\lambda_{\text{spektri}}$ [pm]	$k_B T_{\text{He}^{1+}}$ [eV]
1	$(0,200 \pm 0,001)$	$(14,597 \pm 0,046)$	$(6,705 \cdot 10^{-12} \pm 0,078)$	$(29,842 \pm 0,095)$	$(11,059 \pm 0,443)$	$(0,374 \pm 0,030)$
5	$(0,378 \pm 0,002)$	$(14,360 \pm 0,040)$	$(7,905 \cdot 10^{-13} \pm 0,067)$	$(29,356 \pm 0,081)$	$(9,671 \pm 0,483)$	$(0,286 \pm 0,029)$
10	$(0,595 \pm 0,003)$	$(14,171 \pm 0,036)$	$(1,272 \cdot 10^{-13} \pm 0,061)$	$(28,970 \pm 0,074)$	$(8,430 \pm 0,539)$	$(0,218 \pm 0,028)$
100	$(5,264 \pm 0,026)$	$(13,898 \pm 0,034)$	$(3,536 \cdot 10^{-14} \pm 0,057)$	$(28,411 \pm 0,069)$	$(6,242 \pm 0,715)$	$(0,119 \pm 0,027)$

Argon plasman Ar^{1+} -ionin 468,570 nm emissioviivalle eri valotusajoilla mitatut tulokset. Tulosten virheet vastaavat yhden keskihajonnan virhettä.

Valotusaika [ms]	Intensiteetti	G_{FWHM} [px]	L_{FWHM} [px]	$d\lambda_{\text{G}}$ [pm]	$d\lambda_{\text{spektri}}$ [pm]	$k_B T_{\text{Ar}^{1+}}$ [eV]
0,029	$(0,321 \pm 0,002)$	$(15,896 \pm 0,051)$	$(2,134 \cdot 10^{-19} \pm 0,086)$	$(32,070 \pm 0,102)$	$(16,959 \pm 0,301)$	$(8,105 \pm 0,288)$
1	$(0,446 \pm 0,002)$	$(15,564 \pm 0,039)$	$(9,227 \cdot 10^{-15} \pm 0,066)$	$(31,401 \pm 0,079)$	$(15,658 \pm 0,296)$	$(6,909 \pm 0,261)$
10	$(1,515 \pm 0,006)$	$(14,476 \pm 0,030)$	$(6,097 \cdot 10^{-18} \pm 0,050)$	$(29,206 \pm 0,060)$	$(10,589 \pm 0,405)$	$(3,160 \pm 0,242)$
100	$(14,337 \pm 0,057)$	$(14,019 \pm 0,027)$	$(2,021 \cdot 10^{-16} \pm 0,046)$	$(28,283 \pm 0,055)$	$(7,685 \pm 0,548)$	$(1,664 \pm 0,237)$

Argon plasman Ar^{9+} -ionin 553,327 nm emissioviivalle eri valotusajoilla mitatut tulokset. Tulosten virheet vastaavat yhden keskihajonnan virhettä.

Valotusaika [ms]	Intensiteetti	G_{FWHM} [px]	L_{FWHM} [px]	$d\lambda_G$ [pm]	$d\lambda_{\text{spektri}}$ [pm]	$k_B T_{\text{Ar}^{9+}}$ [eV]
20	$(0,446 \pm 0,001)$	$(16,311 \pm 0,020)$	$(2,081 \cdot 10^{-19} \pm 0,034)$	$(31,217 \pm 0,038)$	$(18,223 \pm 0,207)$	$(7,277 \pm 0,165)$
40	$(0,844 \pm 0,002)$	$(16,230 \pm 0,016)$	$(7,213 \cdot 10^{-12} \pm 0,028)$	$(31,063 \pm 0,032)$	$(17,957 \pm 0,207)$	$(7,067 \pm 0,163)$
60	$(1,280 \pm 0,002)$	$(16,172 \pm 0,015)$	$(4,004 \cdot 10^{-11} \pm 0,025)$	$(30,952 \pm 0,028)$	$(17,765 \pm 0,207)$	$(6,916 \pm 0,161)$
80	$(1,727 \pm 0,003)$	$(16,156 \pm 0,014)$	$(7,224 \cdot 10^{-11} \pm 0,024)$	$(30,921 \pm 0,027)$	$(17,710 \pm 0,207)$	$(6,874 \pm 0,161)$
100	$(2,192 \pm 0,004)$	$(16,080 \pm 0,014)$	$(3,421 \cdot 10^{-11} \pm 0,023)$	$(30,775 \pm 0,026)$	$(17,454 \pm 0,210)$	$(6,677 \pm 0,161)$

Liite E Pulssitetun plasman mittauksista analysoidut tulokset

Pulssitetun helium plasman nollannen kertaluvun $k = 0$ diffraktion mittaukset 1 ms valotusajalla. Tulosten virheet vastaavat yhden keskihajonnan virhettä.

Viive [ms]	Intensiteetti	Viive [ms]	Intensiteetti
-20	$(2,070 \pm 0,045)$	-5	$(5,526 \pm 0,094)$
-19	$(1,900 \pm 0,050)$	0	$(5,506 \pm 0,091)$
-18	$(1,588 \pm 0,057)$	100	$(5,446 \pm 0,089)$
-17	$(1,595 \pm 0,061)$	200	$(5,477 \pm 0,088)$
-16	$(4,091 \pm 0,095)$	300	$(5,507 \pm 0,093)$
-15	$(7,545 \pm 0,129)$	400	$(5,516 \pm 0,091)$
-14	$(7,675 \pm 0,131)$	480	$(5,537 \pm 0,093)$
-13	$(7,078 \pm 0,125)$	482	$(5,457 \pm 0,091)$
-12	$(6,677 \pm 0,114)$	483	$(5,440 \pm 0,090)$
-11	$(5,918 \pm 0,103)$	484	$(5,078 \pm 0,085)$
-10	$(5,837 \pm 0,097)$	485	$(4,122 \pm 0,069)$
-9	$(5,757 \pm 0,094)$	486	$(3,667 \pm 0,065)$
-8	$(5,630 \pm 0,094)$	488	$(3,341 \pm 0,058)$
-7	$(5,523 \pm 0,098)$	490	$(3,596 \pm 0,063)$
-6	$(5,523 \pm 0,091)$	492	$(3,342 \pm 0,061)$
		500	$(3,089 \pm 0,058)$

Pulssitetun helium plasman He^{1+} -ionin 468,570 nm emissioviivan mittaukset 1 ms valotusajalla. Tulosten virheet vastaavat yhden keskihajonnan virhettä.

Viive [ms]	Intensiteetti	Siirtymä [pm]	G_{FWHM} [px]	L_{FWHM} [px]	$d\lambda_G$ [pm]	$d\lambda_{\text{spektri}}$ [pm]	$T_{\text{He}^{1+}}$ [eV]
-20	$(0,480 \pm 0,029)$	$(5,607 \pm 0,095)$	$(17,023 \pm 0,492)$	$(3,223 \cdot 10^{-16} \pm 0,849)$	$(34,800 \pm 1,006)$	$(21,042 \pm 1,674)$	$(1,356 \pm 0,216)$
-19	$(0,479 \pm 0,030)$	$(5,097 \pm 0,098)$	$(17,146 \pm 0,514)$	$(1,012 \cdot 10^{-13} \pm 0,889)$	$(35,051 \pm 1,050)$	$(21,456 \pm 1,726)$	$(1,410 \pm 0,227)$
-18	$(0,488 \pm 0,027)$	$(5,633 \pm 0,085)$	$(17,232 \pm 0,448)$	$(1,299 \cdot 10^{-12} \pm 0,776)$	$(35,228 \pm 0,916)$	$(21,743 \pm 1,495)$	$(1,448 \pm 0,199)$
-17	$(0,490 \pm 0,032)$	$(5,009 \pm 0,103)$	$(17,139 \pm 0,538)$	$(7,109 \cdot 10^{-14} \pm 0,930)$	$(35,037 \pm 1,099)$	$(21,433 \pm 1,806)$	$(1,407 \pm 0,237)$
-16	$(0,481 \pm 0,031)$	$(5,124 \pm 0,100)$	$(16,801 \pm 0,516)$	$(1,031 \cdot 10^{-15} \pm 0,887)$	$(34,346 \pm 1,054)$	$(20,284 \pm 1,796)$	$(1,260 \pm 0,223)$
-15	$(0,489 \pm 0,030)$	$(5,229 \pm 0,095)$	$(17,515 \pm 0,504)$	$(7,776 \cdot 10^{-14} \pm 0,875)$	$(35,806 \pm 1,029)$	$(22,668 \pm 1,636)$	$(1,573 \pm 0,227)$
-14	$(0,487 \pm 0,028)$	$(5,006 \pm 0,088)$	$(17,111 \pm 0,461)$	$(1,127 \cdot 10^{-16} \pm 0,797)$	$(34,981 \pm 0,943)$	$(21,341 \pm 1,557)$	$(1,395 \pm 0,203)$
-13	$(0,505 \pm 0,029)$	$(4,555 \pm 0,090)$	$(17,427 \pm 0,474)$	$(8,849 \cdot 10^{-13} \pm 0,823)$	$(35,627 \pm 0,969)$	$(22,384 \pm 1,553)$	$(1,534 \pm 0,213)$
-12	$(0,481 \pm 0,032)$	$(5,119 \pm 0,105)$	$(17,212 \pm 0,549)$	$(1,942 \cdot 10^{-13} \pm 0,951)$	$(35,187 \pm 1,123)$	$(21,678 \pm 1,832)$	$(1,439 \pm 0,243)$
-11	$(0,485 \pm 0,029)$	$(3,869 \pm 0,092)$	$(17,146 \pm 0,481)$	$(1,893 \cdot 10^{-17} \pm 0,832)$	$(35,053 \pm 0,983)$	$(21,458 \pm 1,617)$	$(1,410 \pm 0,213)$
-10	$(0,499 \pm 0,029)$	$(5,638 \pm 0,092)$	$(17,354 \pm 0,487)$	$(1,125 \cdot 10^{-13} \pm 0,845)$	$(35,477 \pm 0,996)$	$(22,146 \pm 1,606)$	$(1,502 \pm 0,218)$
-9	$(0,506 \pm 0,031)$	$(4,390 \pm 0,095)$	$(17,299 \pm 0,497)$	$(8,549 \cdot 10^{-19} \pm 0,862)$	$(35,364 \pm 1,017)$	$(21,964 \pm 1,648)$	$(1,477 \pm 0,222)$
-8	$(0,538 \pm 0,028)$	$(5,600 \pm 0,081)$	$(16,851 \pm 0,416)$	$(2,255 \cdot 10^{-12} \pm 0,716)$	$(34,448 \pm 0,850)$	$(20,455 \pm 1,444)$	$(1,281 \pm 0,181)$
-7	$(0,566 \pm 0,032)$	$(4,585 \pm 0,088)$	$(16,884 \pm 0,457)$	$(4,225 \cdot 10^{-14} \pm 0,787)$	$(34,516 \pm 0,933)$	$(20,570 \pm 1,578)$	$(1,296 \pm 0,199)$
-6	$(0,548 \pm 0,032)$	$(5,228 \pm 0,090)$	$(16,803 \pm 0,466)$	$(3,445 \cdot 10^{-17} \pm 0,803)$	$(34,350 \pm 0,953)$	$(20,291 \pm 1,626)$	$(1,261 \pm 0,202)$
-5	$(0,544 \pm 0,029)$	$(4,251 \pm 0,082)$	$(17,113 \pm 0,431)$	$(7,582 \cdot 10^{-14} \pm 0,744)$	$(34,985 \pm 0,880)$	$(21,347 \pm 1,455)$	$(1,395 \pm 0,190)$
-4	$(0,541 \pm 0,032)$	$(4,433 \pm 0,091)$	$(16,727 \pm 0,468)$	$(1,996 \cdot 10^{-15} \pm 0,805)$	$(34,195 \pm 0,956)$	$(20,027 \pm 1,645)$	$(1,228 \pm 0,202)$
-3	$(0,549 \pm 0,029)$	$(4,960 \pm 0,083)$	$(17,161 \pm 0,432)$	$(4,138 \cdot 10^{-15} \pm 0,748)$	$(35,082 \pm 0,884)$	$(21,506 \pm 1,453)$	$(1,416 \pm 0,191)$

-2	$(0,559 \pm 0,033)$	$(4,582 \pm 0,093)$	$(17,496 \pm 0,495)$	$(1,836 \cdot 10^{-16} \pm 0,861)$	$(35,767 \pm 1,013)$	$(22,607 \pm 1,612)$	$(1,565 \pm 0,223)$
-1	$(0,556 \pm 0,034)$	$(5,296 \pm 0,096)$	$(17,344 \pm 0,508)$	$(5,772 \cdot 10^{-13} \pm 0,880)$	$(35,456 \pm 1,038)$	$(22,111 \pm 1,674)$	$(1,497 \pm 0,227)$
0	$(0,520 \pm 0,029)$	$(4,599 \pm 0,087)$	$(17,017 \pm 0,450)$	$(9,869 \cdot 10^{-17} \pm 0,778)$	$(34,788 \pm 0,921)$	$(21,024 \pm 1,536)$	$(1,353 \pm 0,198)$
100	$(0,538 \pm 0,029)$	$(4,868 \pm 0,084)$	$(16,852 \pm 0,432)$	$(1,850 \cdot 10^{-14} \pm 0,743)$	$(34,452 \pm 0,882)$	$(20,462 \pm 1,498)$	$(1,282 \pm 0,188)$
200	$(0,536 \pm 0,030)$	$(5,146 \pm 0,087)$	$(17,045 \pm 0,454)$	$(4,662 \cdot 10^{-14} \pm 0,784)$	$(34,845 \pm 0,928)$	$(21,117 \pm 1,542)$	$(1,365 \pm 0,199)$
400	$(0,527 \pm 0,029)$	$(5,201 \pm 0,085)$	$(17,153 \pm 0,444)$	$(1,838 \cdot 10^{-13} \pm 0,768)$	$(35,066 \pm 0,908)$	$(21,480 \pm 1,494)$	$(1,413 \pm 0,197)$
450	$(0,543 \pm 0,029)$	$(4,992 \pm 0,083)$	$(17,432 \pm 0,439)$	$(1,556 \cdot 10^{-17} \pm 0,762)$	$(35,636 \pm 0,897)$	$(22,399 \pm 1,438)$	$(1,536 \pm 0,197)$
480	$(0,532 \pm 0,031)$	$(4,163 \pm 0,091)$	$(16,865 \pm 0,470)$	$(1,241 \cdot 10^{-20} \pm 0,811)$	$(34,477 \pm 0,962)$	$(20,504 \pm 1,629)$	$(1,287 \pm 0,205)$
482	$(0,545 \pm 0,028)$	$(3,601 \pm 0,081)$	$(17,035 \pm 0,424)$	$(3,023 \cdot 10^{-15} \pm 0,732)$	$(34,825 \pm 0,866)$	$(21,084 \pm 1,443)$	$(1,361 \pm 0,186)$
484	$(0,544 \pm 0,025)$	$(2,568 \pm 0,073)$	$(17,313 \pm 0,383)$	$(1,175 \cdot 10^{-12} \pm 0,665)$	$(35,392 \pm 0,784)$	$(22,009 \pm 1,274)$	$(1,483 \pm 0,172)$
486	$(0,541 \pm 0,029)$	$(1,911 \pm 0,085)$	$(17,159 \pm 0,443)$	$(2,591 \cdot 10^{-13} \pm 0,767)$	$(35,078 \pm 0,906)$	$(21,500 \pm 1,490)$	$(1,415 \pm 0,196)$
488	$(0,531 \pm 0,029)$	$(1,420 \pm 0,085)$	$(17,288 \pm 0,449)$	$(5,979 \cdot 10^{-12} \pm 0,779)$	$(35,342 \pm 0,918)$	$(21,928 \pm 1,491)$	$(1,472 \pm 0,200)$
490	$(0,526 \pm 0,030)$	$(1,424 \pm 0,088)$	$(17,052 \pm 0,459)$	$(5,359 \cdot 10^{-16} \pm 0,794)$	$(34,860 \pm 0,939)$	$(21,143 \pm 1,560)$	$(1,369 \pm 0,202)$
492	$(0,537 \pm 0,028)$	$(2,199 \pm 0,082)$	$(17,153 \pm 0,430)$	$(9,039 \cdot 10^{-14} \pm 0,744)$	$(35,066 \pm 0,879)$	$(21,481 \pm 1,447)$	$(1,413 \pm 0,190)$
494	$(0,524 \pm 0,030)$	$(2,671 \pm 0,089)$	$(17,273 \pm 0,471)$	$(3,272 \cdot 10^{-13} \pm 0,816)$	$(35,310 \pm 0,962)$	$(21,877 \pm 1,564)$	$(1,465 \pm 0,210)$
496	$(0,514 \pm 0,029)$	$(3,122 \pm 0,087)$	$(17,303 \pm 0,456)$	$(1,152 \cdot 10^{-16} \pm 0,791)$	$(35,374 \pm 0,932)$	$(21,979 \pm 1,512)$	$(1,479 \pm 0,203)$
498	$(0,511 \pm 0,031)$	$(3,123 \pm 0,094)$	$(17,050 \pm 0,488)$	$(8,082 \cdot 10^{-15} \pm 0,844)$	$(34,856 \pm 0,998)$	$(21,136 \pm 1,657)$	$(1,368 \pm 0,214)$

Pulssitetun argon plasman Ar^{1+} -ionin 427,753 nm emissioviivan mittaukset 60 ms valotusajalla. Tulosten virheet vastaavat yhden keskihajonnan virhettä.

Viive [ms]	Intensiteetti	Siirtymä [pm]	G_{FWHM} [px]	L_{FWHM} [px]	$d\lambda_{\text{G}}$ [pm]	$d\lambda_{\text{spektri}}$ [pm]	$T_{\text{He}^{1+}}$ [eV]
-490	$(0,526 \pm 0,018)$	$(2,774 \pm 0,056)$	$(18,130 \pm 0,297)$	$(4,076 \cdot 10^{-13} \pm 0,520)$	$(37,988 \pm 0,623)$	$(24,904 \pm 0,964)$	$(22,746 \pm 1,762)$
-480	$(0,507 \pm 0,020)$	$(2,039 \pm 0,063)$	$(18,110 \pm 0,335)$	$(1,006 \cdot 10^{-12} \pm 0,586)$	$(37,946 \pm 0,702)$	$(24,839 \pm 1,085)$	$(22,628 \pm 1,978)$
-470	$(0,490 \pm 0,019)$	$(2,395 \pm 0,062)$	$(18,564 \pm 0,337)$	$(4,740 \cdot 10^{-12} \pm 0,594)$	$(38,897 \pm 0,706)$	$(26,270 \pm 1,058)$	$(25,309 \pm 2,038)$
-460	$(0,469 \pm 0,021)$	$(1,119 \pm 0,072)$	$(18,917 \pm 0,397)$	$(6,070 \cdot 10^{-14} \pm 0,703)$	$(39,637 \pm 0,832)$	$(27,354 \pm 1,216)$	$(27,441 \pm 2,439)$
-450	$(0,478 \pm 0,023)$	$(1,584 \pm 0,076)$	$(18,806 \pm 0,417)$	$(8,892 \cdot 10^{-16} \pm 0,737)$	$(39,404 \pm 0,874)$	$(27,015 \pm 1,284)$	$(26,766 \pm 2,544)$
-440	$(0,456 \pm 0,024)$	$(2,068 \pm 0,085)$	$(18,565 \pm 0,461)$	$(2,122 \cdot 10^{-11} \pm 0,811)$	$(38,900 \pm 0,965)$	$(26,274 \pm 1,438)$	$(25,317 \pm 2,771)$
-430	$(0,457 \pm 0,022)$	$(2,307 \pm 0,077)$	$(18,579 \pm 0,415)$	$(6,411 \cdot 10^{-20} \pm 0,732)$	$(38,929 \pm 0,871)$	$(26,317 \pm 1,298)$	$(25,400 \pm 2,505)$
-420	$(0,459 \pm 0,023)$	$(3,186 \pm 0,080)$	$(18,754 \pm 0,437)$	$(1,048 \cdot 10^{-15} \pm 0,771)$	$(39,294 \pm 0,915)$	$(26,854 \pm 1,348)$	$(26,448 \pm 2,654)$
-410	$(0,448 \pm 0,022)$	$(2,950 \pm 0,080)$	$(18,345 \pm 0,429)$	$(5,152 \cdot 10^{-12} \pm 0,754)$	$(38,438 \pm 0,900)$	$(25,585 \pm 1,362)$	$(24,007 \pm 2,555)$
-400	$(0,429 \pm 0,020)$	$(0,456 \pm 0,074)$	$(18,681 \pm 0,404)$	$(6,462 \cdot 10^{-14} \pm 0,713)$	$(39,142 \pm 0,846)$	$(26,632 \pm 1,253)$	$(26,012 \pm 2,448)$
-80	$(0,494 \pm 0,019)$	$(-2,740 \pm 0,061)$	$(18,130 \pm 0,322)$	$(4,744 \cdot 10^{-11} \pm 0,565)$	$(37,988 \pm 0,676)$	$(24,905 \pm 1,044)$	$(22,747 \pm 1,908)$
-70	$(0,923 \pm 0,021)$	$(-1,831 \pm 0,036)$	$(16,617 \pm 0,179)$	$(9,672 \cdot 10^{-19} \pm 0,306)$	$(34,817 \pm 0,375)$	$(19,732 \pm 0,694)$	$(14,279 \pm 1,005)$
-60	$(1,254 \pm 0,022)$	$(-1,470 \pm 0,028)$	$(16,099 \pm 0,135)$	$(4,577 \cdot 10^{-19} \pm 0,230)$	$(33,732 \pm 0,284)$	$(17,747 \pm 0,589)$	$(11,551 \pm 0,766)$
-50	$(1,614 \pm 0,023)$	$(-1,249 \pm 0,023)$	$(15,977 \pm 0,113)$	$(3,920 \cdot 10^{-20} \pm 0,191)$	$(33,477 \pm 0,236)$	$(17,258 \pm 0,518)$	$(10,923 \pm 0,656)$
-40	$(1,979 \pm 0,027)$	$(-0,740 \pm 0,022)$	$(15,866 \pm 0,105)$	$(1,949 \cdot 10^{-17} \pm 0,177)$	$(33,243 \pm 0,219)$	$(16,800 \pm 0,500)$	$(10,352 \pm 0,616)$
-30	$(2,297 \pm 0,029)$	$(-0,084 \pm 0,020)$	$(15,675 \pm 0,096)$	$(2,088 \cdot 10^{-19} \pm 0,163)$	$(32,844 \pm 0,202)$	$(15,995 \pm 0,491)$	$(9,383 \pm 0,576)$
-20	$(2,574 \pm 0,031)$	$(-0,199 \pm 0,019)$	$(15,629 \pm 0,091)$	$(3,858 \cdot 10^{-19} \pm 0,155)$	$(32,746 \pm 0,191)$	$(15,794 \pm 0,478)$	$(9,148 \pm 0,554)$
-10	$(2,471 \pm 0,029)$	$(-0,039 \pm 0,018)$	$(15,773 \pm 0,089)$	$(3,628 \cdot 10^{-17} \pm 0,150)$	$(33,050 \pm 0,186)$	$(16,414 \pm 0,454)$	$(9,880 \pm 0,546)$

0	$(2,455 \pm 0,029)$	$(0,610 \pm 0,019)$	$(15,787 \pm 0,089)$	$(2,190 \cdot 10^{-17} \pm 0,151)$	$(33,079 \pm 0,187)$	$(16,472 \pm 0,454)$	$(9,951 \pm 0,549)$
10	$(2,375 \pm 0,028)$	$(1,956 \pm 0,018)$	$(15,782 \pm 0,089)$	$(1,935 \cdot 10^{-24} \pm 0,151)$	$(33,068 \pm 0,187)$	$(16,451 \pm 0,454)$	$(9,926 \pm 0,547)$
20	$(2,425 \pm 0,028)$	$(2,732 \pm 0,018)$	$(15,786 \pm 0,087)$	$(2,486 \cdot 10^{-13} \pm 0,148)$	$(33,077 \pm 0,182)$	$(16,469 \pm 0,447)$	$(9,947 \pm 0,539)$
30	$(2,399 \pm 0,028)$	$(2,994 \pm 0,019)$	$(15,761 \pm 0,090)$	$(4,387 \cdot 10^{-12} \pm 0,152)$	$(33,023 \pm 0,188)$	$(16,359 \pm 0,459)$	$(9,815 \pm 0,551)$
40	$(2,448 \pm 0,029)$	$(4,159 \pm 0,019)$	$(15,792 \pm 0,092)$	$(6,382 \cdot 10^{-25} \pm 0,156)$	$(33,088 \pm 0,193)$	$(16,491 \pm 0,464)$	$(9,974 \pm 0,561)$
450	$(1,533 \pm 0,022)$	$(1,538 \pm 0,023)$	$(16,241 \pm 0,115)$	$(1,147 \cdot 10^{-16} \pm 0,195)$	$(34,029 \pm 0,240)$	$(18,305 \pm 0,502)$	$(12,289 \pm 0,674)$
460	$(1,231 \pm 0,021)$	$(3,178 \pm 0,027)$	$(16,435 \pm 0,135)$	$(2,608 \cdot 10^{-13} \pm 0,231)$	$(34,437 \pm 0,283)$	$(19,053 \pm 0,558)$	$(13,314 \pm 0,779)$
470	$(0,933 \pm 0,021)$	$(1,904 \pm 0,036)$	$(16,799 \pm 0,181)$	$(2,133 \cdot 10^{-12} \pm 0,310)$	$(35,199 \pm 0,378)$	$(20,398 \pm 0,685)$	$(15,260 \pm 1,025)$
480	$(0,630 \pm 0,019)$	$(2,774 \pm 0,049)$	$(17,594 \pm 0,253)$	$(7,332 \cdot 10^{-12} \pm 0,440)$	$(36,864 \pm 0,530)$	$(23,154 \pm 0,864)$	$(19,662 \pm 1,467)$
490	$(0,579 \pm 0,019)$	$(3,627 \pm 0,053)$	$(17,801 \pm 0,278)$	$(8,692 \cdot 10^{-12} \pm 0,484)$	$(37,299 \pm 0,582)$	$(23,839 \pm 0,927)$	$(20,842 \pm 1,621)$
500	$(0,547 \pm 0,019)$	$(4,234 \pm 0,057)$	$(18,071 \pm 0,298)$	$(1,745 \cdot 10^{-14} \pm 0,521)$	$(37,863 \pm 0,624)$	$(24,713 \pm 0,972)$	$(22,399 \pm 1,761)$

Pulssitetun argon plasman Ar^{9+} -ionin 553,327 nm emissioviivan mittaukset 60 ms valotusajalla. Tulosten virheet vastaavat yhden keskihajonnan virhettä.

Viive [ms]	Intensiteetti	Siirtymä [pm]	G_{FWHM} [px]	L_{FWHM} [px]	$d\lambda_G$ [pm]	$d\lambda_{\text{spektri}}$ [pm]	$T_{\text{He}^{1+}}$ [eV]
-490	$(0,290 \pm 0,018)$	$(3,170 \pm 0,099)$	$(19,035 \pm 0,564)$	$(9,079 \cdot 10^{-14} \pm 0,979)$	$(36,431 \pm 1,079)$	$(26,169 \pm 1,508)$	$(15,007 \pm 1,730)$
-480	$(0,283 \pm 0,018)$	$(3,795 \pm 0,104)$	$(19,437 \pm 0,599)$	$(9,577 \cdot 10^{-14} \pm 1,045)$	$(37,200 \pm 1,145)$	$(27,228 \pm 1,571)$	$(16,247 \pm 1,874)$
-470	$(0,278 \pm 0,018)$	$(4,173 \pm 0,103)$	$(19,025 \pm 0,581)$	$(2,055 \cdot 10^{-14} \pm 1,009)$	$(36,411 \pm 1,112)$	$(26,140 \pm 1,555)$	$(14,975 \pm 1,782)$
-60	$(0,551 \pm 0,019)$	$(1,811 \pm 0,055)$	$(18,236 \pm 0,303)$	$(5,873 \cdot 10^{-12} \pm 0,521)$	$(34,901 \pm 0,580)$	$(23,992 \pm 0,856)$	$(12,615 \pm 0,900)$
-50	$(0,660 \pm 0,020)$	$(1,890 \pm 0,047)$	$(17,705 \pm 0,252)$	$(1,137 \cdot 10^{-11} \pm 0,431)$	$(33,886 \pm 0,483)$	$(22,490 \pm 0,745)$	$(11,084 \pm 0,735)$
-40	$(0,838 \pm 0,020)$	$(0,478 \pm 0,038)$	$(17,339 \pm 0,202)$	$(6,207 \cdot 10^{-18} \pm 0,343)$	$(33,185 \pm 0,386)$	$(21,420 \pm 0,621)$	$(10,055 \pm 0,583)$
-30	$(1,027 \pm 0,021)$	$(-0,097 \pm 0,032)$	$(17,016 \pm 0,168)$	$(8,923 \cdot 10^{-22} \pm 0,284)$	$(32,566 \pm 0,321)$	$(20,448 \pm 0,540)$	$(9,163 \pm 0,484)$
-20	$(1,231 \pm 0,022)$	$(-0,323 \pm 0,028)$	$(16,993 \pm 0,145)$	$(1,250 \cdot 10^{-16} \pm 0,245)$	$(32,523 \pm 0,277)$	$(20,379 \pm 0,476)$	$(9,101 \pm 0,425)$
-10	$(1,379 \pm 0,023)$	$(-0,073 \pm 0,026)$	$(16,949 \pm 0,139)$	$(7,080 \cdot 10^{-23} \pm 0,235)$	$(32,439 \pm 0,266)$	$(20,245 \pm 0,461)$	$(8,982 \pm 0,409)$
0	$(1,442 \pm 0,021)$	$(-0,865 \pm 0,023)$	$(16,804 \pm 0,119)$	$(6,060 \cdot 10^{-11} \pm 0,202)$	$(32,161 \pm 0,228)$	$(19,796 \pm 0,413)$	$(8,588 \pm 0,358)$
10	$(1,491 \pm 0,023)$	$(-0,640 \pm 0,024)$	$(16,838 \pm 0,127)$	$(1,061 \cdot 10^{-11} \pm 0,215)$	$(32,226 \pm 0,244)$	$(19,901 \pm 0,434)$	$(8,680 \pm 0,378)$
20	$(1,480 \pm 0,022)$	$(0,543 \pm 0,023)$	$(16,797 \pm 0,122)$	$(1,111 \cdot 10^{-14} \pm 0,206)$	$(32,147 \pm 0,233)$	$(19,774 \pm 0,420)$	$(8,569 \pm 0,364)$
420	$(1,530 \pm 0,023)$	$(3,739 \pm 0,023)$	$(16,808 \pm 0,121)$	$(2,722 \cdot 10^{-14} \pm 0,204)$	$(32,168 \pm 0,231)$	$(19,808 \pm 0,416)$	$(8,598 \pm 0,361)$
430	$(1,420 \pm 0,023)$	$(3,963 \pm 0,025)$	$(16,762 \pm 0,130)$	$(1,480 \cdot 10^{-15} \pm 0,219)$	$(32,081 \pm 0,249)$	$(19,665 \pm 0,445)$	$(8,475 \pm 0,383)$
440	$(1,267 \pm 0,021)$	$(3,477 \pm 0,026)$	$(16,910 \pm 0,135)$	$(1,422 \cdot 10^{-15} \pm 0,229)$	$(32,364 \pm 0,259)$	$(20,124 \pm 0,453)$	$(8,875 \pm 0,399)$
450	$(1,060 \pm 0,021)$	$(3,596 \pm 0,031)$	$(16,914 \pm 0,160)$	$(1,467 \cdot 10^{-16} \pm 0,271)$	$(32,371 \pm 0,306)$	$(20,136 \pm 0,524)$	$(8,885 \pm 0,462)$
460	$(0,879 \pm 0,020)$	$(2,499 \pm 0,036)$	$(17,108 \pm 0,188)$	$(5,280 \cdot 10^{-20} \pm 0,318)$	$(32,742 \pm 0,359)$	$(20,727 \pm 0,593)$	$(9,415 \pm 0,539)$
470	$(0,672 \pm 0,019)$	$(3,180 \pm 0,044)$	$(17,268 \pm 0,233)$	$(3,968 \cdot 10^{-23} \pm 0,395)$	$(33,049 \pm 0,445)$	$(21,209 \pm 0,714)$	$(9,858 \pm 0,664)$

480	$(0,470 \pm 0,018)$	$(3,403 \pm 0,061)$	$(17,812 \pm 0,331)$	$(1,326 \cdot 10^{-14} \pm 0,567)$	$(34,091 \pm 0,634)$	$(22,798 \pm 0,961)$	$(11,390 \pm 0,961)$
490	$(0,342 \pm 0,019)$	$(2,536 \pm 0,088)$	$(18,709 \pm 0,492)$	$(2,664 \cdot 10^{-16} \pm 0,852)$	$(35,807 \pm 0,942)$	$(25,292 \pm 1,342)$	$(14,019 \pm 1,487)$
500	$(0,302 \pm 0,018)$	$(2,741 \pm 0,097)$	$(18,721 \pm 0,542)$	$(6,195 \cdot 10^{-17} \pm 0,939)$	$(35,830 \pm 1,038)$	$(25,325 \pm 1,475)$	$(14,055 \pm 1,637)$