

Elektronispektrometrin kalibrointi

Pro gradu -tutkielma
Turun yliopisto
Fysiikan ja tähtitieteen laitos
Fysiikka
2011
LuK Antti Lakka
Tarkastajat:
FM Jussi Lehti
prof. Eino Valtonen

TURUN YLIOPISTO
Fysiikan ja tähtitieteen laitos

LAKKA, ANTTI: Elektronispektrometrin kalibrointi

Pro gradu -tutkielma, 56 s., 17 liites.
Fysiikka
Heinäkuu 2011

Tämä pro gradu -tutkielma käsittelee BepiColombo-luotaimen SIXS-instrumentin testaamisessa käytettävän elektronispektrometrin kalibrointia. Tarkoitus on pienillä parannuksilla luoda jo olemassaolevasta spektrometristä paremmin tarkoitusta vastaava ja valmis mittalaitteisto. Kalibraatiossa käytetään hyväksi ^{90}Sr -isotooppia, joka hajoaa β^- -hajoamisella ja tuottaa näin ollen elektroneja. Säteilylähteen ja työssä käytettävän pintaesteilmäsimen välistä kulmaa vaihdellaan ja tarkastellaan ilmaisiin osuvien elektronien energioiden käyttäytymistä kulman funktiona.

Kulman muuttamiseen tarvitaan askelmoottoria, jonka aiheuttama virhe kulmassa on mitattava ennen spektrometrimittauksia. Tulokset osoittavat virheen olevan 0,12 astetta täyttä 360 asteen ympyrää kohden. Jotta tyhjiökammiossa sijaitsevan spektrometrin lähteen ja ilmaisimen välinen kulma voidaan tietää tarkasti, on kammiossa oltava jokin kalibrointipiste, jonka absoluuttinen kulma on tarkasti tiedossa. Tällaisen pisteen määrittämisessä käytetään hyväksi Hallin ilmiötä. Menetelmällä kalibrointipiste voidaan määrittellä 0,4 asteen tarkkuudella.

Elektronit kulkeutuvat lähteestä ilmaisimeen magneettikentän kautta, jossa ne taipuvat energiasta riippuvan kaarevuussäteen mukaisesti. Ratojen luonteen selvittämiseksi kentän profiili mitattiin, jolloin selvisi, että vuontiheys kentässä vaihtelee keskipisteestä mitatun etäisyyden funktiona. Profilista voidaan erottaa kaksi pääosaa: lähellä keskipistettä kentän vuontiheyden muutos on lineaarista, kun taas kauempana kenttä on käytännössä homogeeninen. Elektronien ratoja on suhteellisen helppo laskea homogeenisessa kentässä, kun taas lineaarisesti muuttuvassa kentässä tilanne on paljon mutkikkaampi. Siksi tutkielmassa tyydytään vain toteamaan, että elektronien energian on oltava yli 200 keV, jotta ne kulkisivat myös heterogeenisen kentän kautta. Voidaan osoittaa, että ilmaisimen ja säteilylähteen välinen kulma on tällöin noin 100 astetta.

Kulmakalibraatiomittaukset suoritettiin välillä 80-160 astetta kymmenen asteen välein. Työn tuloksena syntyi käsitys elektronien energian kulmariippuvuudesta spektrometrissä. Kulmakalibraatiomittausarja voidaan tulevaisuudessa uusia esimerkiksi uudella ilmaisimen ja magneettikenttärakenteen etäisyyden arvolla.

Asiasanat: SIXS, elektronispektrometri, hiukkasilmäisin, kalibrointi, askelmoottori

Sisältö

Johdanto	1
1 BepiColombo-luotain	3
1.1 SIXS-instrumentti	4
1.2 MIXS-instrumentti	8
2 Elektronin kulku magneettikentässä	10
2.1 Heterogeeninen magneettikenttä	10
2.2 Lineaarisesti muuttuva kenttä	13
2.3 Eksponentiaalisesti muuttuva kenttä	15
2.4 Radiaalisesti muuttuva kenttä	16
3 Elektronien mittaus	18
3.1 Puolijohdeilmaisimet	18
3.1.1 Peruskäsitteitä	18
3.1.2 Ilmaisintyyppit	21
3.1.3 Resoluutio	26
3.2 Elektronien energiahäviöt	28
4 Mittalaitteisto	30
4.1 Askelmoottorilaitteisto	30
4.1.1 Hall-anturi ja kalibrointipiste	33
4.2 Signaalin havinnointilaitteisto	36
4.3 Käytössä ollut piidetektori	38
5 Mittaukset	41
5.1 Magneettikenttämittaus	41
5.2 Energiakalibrointimittaukset	44

5.3	Kulmakalibrointimittaukset	45
5.3.1	Energiahäviöiden vaikutus	48
5.3.2	Tulosten analysointi	51
6	Lopputulokset ja johtopäätökset	53
6.1	Parannusehdotuksia	54
	Viitteet	55
	LIITE 1	57
	LIITE 2	61
	LIITE 3	67

Johdanto

Euroopan avaruusjärjestön BepiColombo-luotaimen on tarkoitus lähteä kohti Mercuriusta vuonna 2014. Sen mukana aurinkoa lähinnä olevalle planeetalle lähtee myös SIXS-instrumentti, joka on pääosin suomalaisten tekemä. Instrumenttia testataan erilaisissa olosuhteissa erilaisilla testauslaitteistoilla. Eräs näistä laitteistoista on elektronispektrometri, joka on kalibroitava ennen käyttöä. Tämä pro gradu -tutkielma kertoo laitteistolle suoritettavasta kalibroinnista.

Luvussa 1 käsitellään BepiColombo-luotainta ja erityisesti sen instrumenttia SIXS, mutta myös sen ”työpari” MIXS on esillä. SIXS koostuu kahdesta osasta: hiukkasia havaitsevasta ja röntgensäteilyä havaitsevasta ilmaisimesta. Tämän työn kannalta pääosassa on hiukkasilmaisimien, joka on oikeastaan ilmaisinkokonaisuus, sillä se sisältää sekä p-i-n -diodeja että tukekiteen. Sekä SIXS että MIXS esitellään pääpiirteittäin osana laajempaa kokonaisuutta.

Elektronispektrometri sisältää magneettikentän, jonka muodostavat pääasiassa kaksi magneettia ja rautalevyä. Kentän profiili on tunnettava tarkoin, jotta elektronien kulkua kentässä voidaan luonnehtia. Luvussa 2 esitellään erilaisia teoreettisia magneettikentän profileja. Käsiteltävinä on sekä homogeenisiä että heterogeenisiä magneettikenttiä. Tarkoituksena on luoda pohja todellisen magneettikentän profiilin mittauksen perusteella käsiteltävien elektronien ratojen tarkasteluun.

Elektronien mittauksen kannalta tärkein yksittäinen instrumentti on tietenkin hiukkasilmaisimien. Luvussa 3 tarkastellaankin erilaisia pii-ilmaisimia. Työssä käytetyn pintaesteilmaisimen lisäksi esitellään vertailun vuoksi myös p-n- sekä p-i-n- ilmaisimet. Ilmaisimien erotuskykyyn ja sen parantamiseen kiinnitetään erityistä huomiota. Luvussa käsitellään myös elektronien energiahäviöitä, joita tulee hiukkasten matkatessa säteilylähteestä ilmaisimeen.

Luvussa 4 esitellään mittalaitteiston pääosat kuvien kera. Laitteisto on jaettava kahteen alalaitteistoon, joista molemmista tarkastellaan yhtä erityisen tärkeää komponenttia.

Suoritettuihin mittauksiin päästään luvussa 5. Ensiksi tutkitaan magneettikentän profilia ja esitetään luvun 2 sisältämän teoriatiedon pohjalta elektronien ratoja magneettikentässä. Tämän jälkeen suoritetaan spektrometrille energiakalibrointimittaukset useilla gammasäteilylähteillä ja yhdellä alfasäteilijällä. Lopuksi tehdään elektronispektrometrin kulmakalibrointi, mikä on koko työn perimmäinen tarkoitus. Ilmaisinta säteilytetään strontiumin betahajoamisessa syntyvillä elektroneilla vaihdellen kulmaa säteilylähteen ja ilmaisimen välillä. Havainnot vertaillaan aikaisemmin saatuihin tuloksiin samalla spektroskoopilla.

Mittausten toistettavuus riippuu merkittävästi siitä, kuinka samanlainen mitaustilanne on edellisiin mittauksiin verrattuna. Siksi laitteiston toimintakuntoon saattaminen on pystyttävä tekemään aina samalla tavalla. Tästä syystä myös laitteiston kokoaminen on selitetty liitteessä 3. Koska kokoaminen edellyttää useiden kytkentöjen tekemistä laitteiston komponenttien välillä, kaikki tarvittavat kytkennät löytyvät erillisestä kytkentäkaaviosta.

1 BepiColombo-luotain

Kalibroitua elektronispektrometriä on tarkoitus käyttää myöhemmin BepiColombo-luotaimen matkassa Merkuriukseen lähtevän SIXS-instrumentin testeissä. BepiColombo itse on jatkumoa Merkurius-luotaimille, joista ensimmäinen lähti matkaan jo 70-luvulla, kun NASAn Mariner-luotainsarjan Mariner 10 tutki Merkuriusta ja löysi planeetalta yllättäen magneettikentän. Amerikkalaisten uusin Merkurius-luotain MESSENGER puolestaan saapui Merkuriuksen kiertoradalle maaliskuussa 2011. MESSENGERin tutkimustulokset hyödyttävät BepiColombo-projektia, sillä niiden avulla luotaimen tutkimuskenttää voidaan rajata oleellisimpiin yksityiskohtiin [1]. Merkuriuksen tutkimuksen kannalta on tärkeää lähettää paikan päälle luotaimia, sillä planettaa on vaikea havaita Maasta käsin auringon läheisyyden vuoksi.

BepiColombo tutkii mm. maankaltaisten planeettojen muodostumista, magnetosfääriä ja suhteellisuusteoriaa [1]. Erityisesti etsitään merkkejä rautamonoksidista, sillä sen löytyminen olisi tärkeä elementti planeetan syntyvaiheiden mallintamisessa. Merkuriuksen magnetosfääri puolestaan on kiinnostava, sillä se on kooltaan hyvin pieni. Sen etureuna on vain noin 4000 km:n päässä planeetan keskipisteestä. Haasteita luotaimen suunnitteluun tuovat auringon säteilyteho ja Merkuriuksen heijastama säteily.

BepiColombo laukaistaan avaruuteen todennäköisesti heinäkuussa 2014. Toinen mahdollinen laukaisuaikajankohta on kesällä 2015. Suunnitelmien mukaan sen on määrä saapua Merkuriuksen kiertoradalle vuonna 2020. Tämä Euroopan avaruusjärjestön ESA:n ja Japanin avaruusjärjestön JAXAn yhteishanke koostuu kolmesta osasta: MPO:sta (Mercury Planetary Orbiter), MMO:sta (Mercury Magnetospheric Orbiter) ja MTM:stä (Mercury Transfer Module). MTM vastaa ratakorjauksista ja MMO on JAXAn projekti, kun taas MPO ESA:n toteuttamana pitää sisällään erilaisia instrumentteja, kuten SIXS:n.

1.1 SIXS-instrumentti

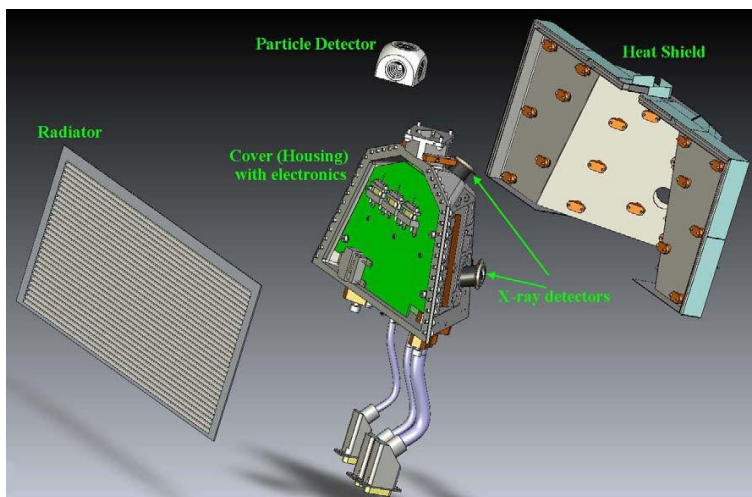
SIXS-instrumentti (Solar Intensity X-ray and particle Spectrometer) tutkii sekä röntgensäteilyä (SIXS-X) että suurienergiaisia hiukkasia (SIXS-P) [1]. Sen tärkein tehtävä on yhteistyö myös lennolla mukana olevan MIXS-instrumentin (Mercury Imaging X-ray Spectrometer) kanssa ja siihen liittyvä röntgen- ja hiukkassäteilyn havainnointi Merkuriuksen päiväpuolella [2]. Instrumentin muihin tehtäviin kuuluvat auringon röntgensäteilyn intensiteetin vaihteluiden havainnointi koronatutkimusta varten, heliosfäärin sisäosista lähtöisin olevien suurienergiasten hiukkasten vuon ja energiaspektrin havainnointi ja Merkuriuksen magnetosfäärin dynamiikan tutkiminen. MESSENGER-luotaimesta löytyy samankaltainen instrumentti [5]. Merkuriuksen yöpuolella suoritettut röntgensäteilyhavainnot hyödyttävät avaruussäätutkimusta Maassa [1].

Ilmakehättömät aurinkokunnan kappaleet emittoivat röntgensäteilyä, koska auringosta peräisin olevat röntgen-, gamma- ja muu suurienergiainen säteily saavuttaa kappaleen pinnan ilman intensiteettihäviöitä. Esimerkkejä tällaisista kappaleista ovat Kuu ja tietenkin Merkurius, joka on ainoa röntgensäteilyä heijastava planeetta [2]. Siksi on hyödyllistä, että BepiColombosta löytyy sekä auringosta tulevaa röntgensäteilyä ja suurienergiaisia hiukkasia tutkiva instrumentti (SIXS) että heijastunutta röntgensäteilyä tutkiva instrumentti (MIXS). Näin saavutettuja tuloksia voidaan käyttää mm. Merkuriuksen pinnan kemiallisen koostumuksen määrittämiseen [4].

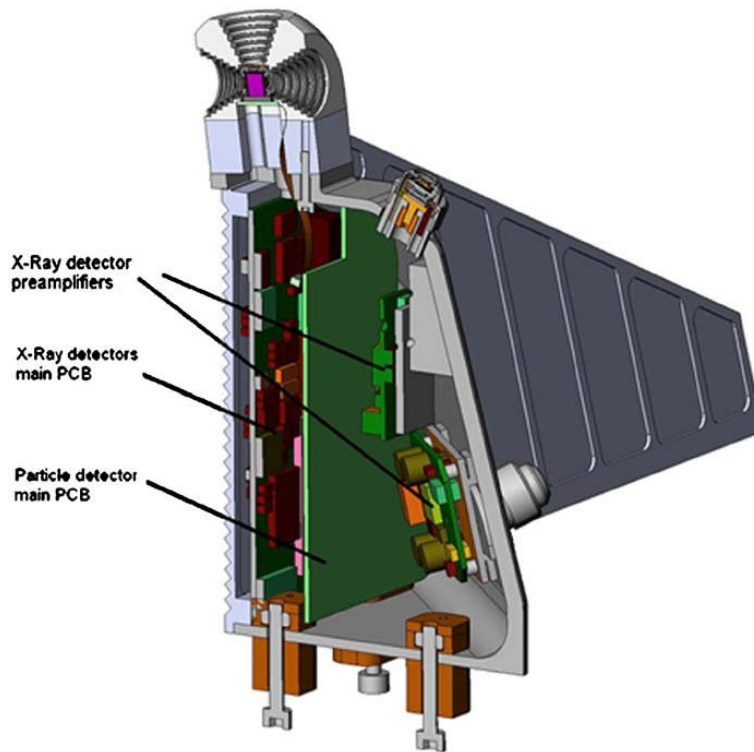
SIXSin röntgendetektorin on jatkokehitelty SMART-1:n vastaavasta käyttämällä detektorimateriaalina piitä [6]. SIXS-X on suunniteltu toimimaan energiavälillä 1-20 keV [2], kun taas SIXS-P:n havainnot tulevat olemaan elektroneilla energia-alueella 0,06 - 3 MeV ja protoneilla 1 - 30 MeV [3]. SIXS tarjoaa tietoa energieettisten hiukkasten kulkeutumisesta heliosfäärin sisäosissa ja kiihdytysmekanismeista koronan shokeissa. Jälkimmäinen on myös yksi niinkutsutun SEP-eventin (Solar Energetic

Particles) syntytapa. Tietoa voidaan verrata esimerkiksi vuonna 2017 laukaistavan Solar Orbiterin keräämiin tietoihin, mikäli luotaimet tulevat olemaan toiminnassa samanaikaisesti. SEP-eventit ovat siis toivottuja tapahtumia luotaimen käyttöaikana. SIXS ei kuitenkaan tule välttämättä havaitsemaan niitä paljon, sillä BepiColombon suunniteltu käyttövaihe on vuosina 2020-2021. Auringon 11-vuotinen aktiivisuussykli numero 25 on tuolloin alkuvaiheessa, sillä nykyinen, noin 11 vuoden ja yhden kuukauden kestävä sykli päättyy todennäköisesti vuosien 2019 ja 2020 paikkeilla [7]. Aktiivisuuden voisi täten olettaa olevan BepiColombon käyttövuosina samaa luokkaa kuin vuosina 1996-1997 ja 1986-1987 jolloin oli 2 ja 5 SEP- eventtiä [8]. Vertailun vuoksi mainittakoon, että syklin numero 23 aktiivisuuden huippuvuonna 2001 eventtejä oli 22 kappaletta.

SIXS-instrumentti (kuva 1) koostuu sensoriyksiköstä (kuva 2) sekä edellämainituista röntgendetektoreista ja hiukkasdetektorista. Sensoriyksikkö on pyramidinmuotoinen röntgendetektorien suuntaamisen vuoksi. Röntgendetektoreita on yhteensä kolme. Jokaisessa niistä rakenne on samanlainen: keraamiselle alustalle on asennettu $100\ \mu\text{m}$ paksu p-i-n -diodi, vahvistin ja termistori. Kuva 3 selventää rakennetta.

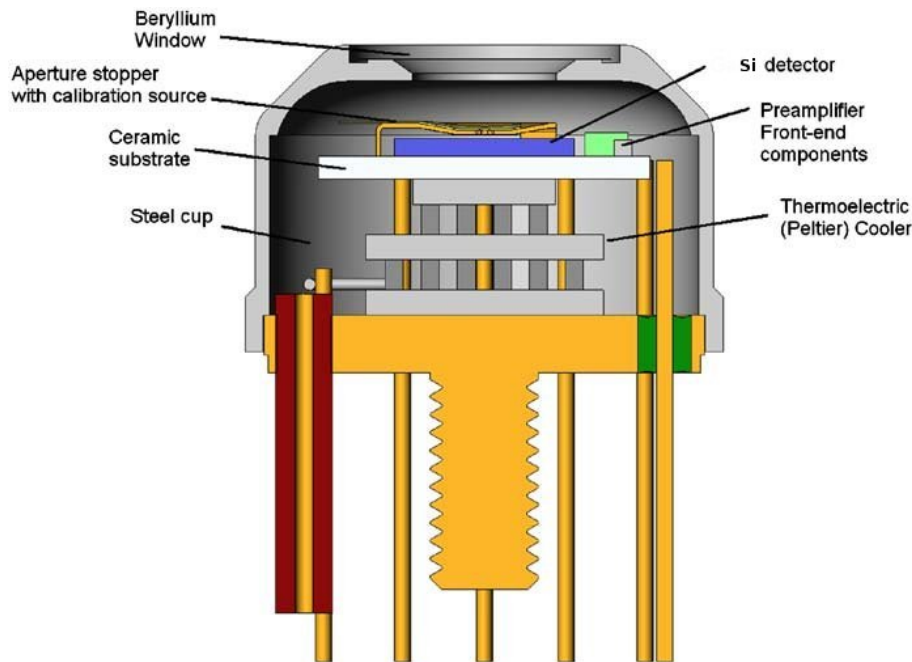


Kuva 1. SIXS-instrumentti [3].



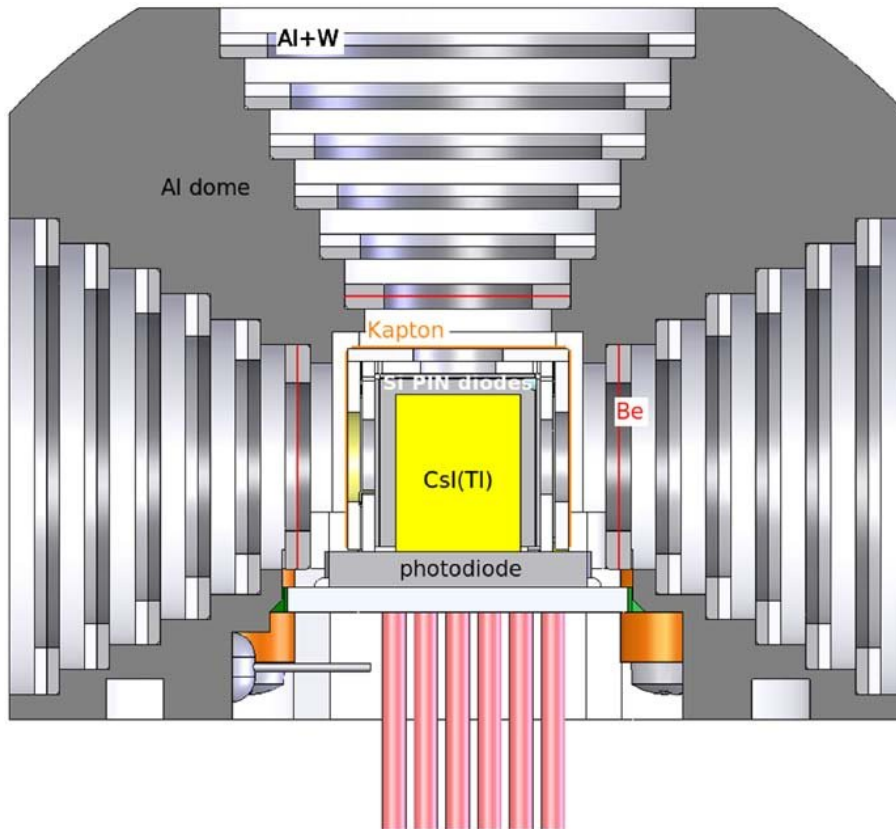
Kuva 2. Lämpileikkaus sensoriyksiköstä. Muutamia röntgenilmaisimien signaalin vahvistimia on näkyvissä, samoin niiden sekä hiukkasilmaisimen piirilevyjä. Kuvassa näkyvä "siipi" on instrumentin myöhäisemmässä kehitysvaiheessa poistettu [2].

SIXS-P on yksinkertaistetusti alumiinikupoli, jossa on hiukkasten detektoriin saapumista varten ikkunoita viiteen suuntaan (kuva 4). Jokaista ikkunaa kohden on yksi p-i-n -diodi, jossa puolijohdemateriaalina on käytetty piitä (paksuus $150 \mu\text{m}$). Kupolin ytimessä on thalliumilla piristetty cesiumjodidista tehty tuiekide, jonka fyysiset mitat ovat $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm} \times 6,3 \text{ mm}$. Kupolin kuudes tahko on varattu p-i-n -fotodiodille, joka havaitsee tuiekiteeseen tulleiden varauksellisten hiukkasten synnyttämää valoa. Ikkunoissa on erityinen kollimointijärjestelmä, jossa on vuorotellen alumiini- ja volframrenkaita, minkä johdosta jokaisen ikkunan näkökenttäkartion avautumiskulma on 50 astetta.



Kuva 3. Röntgenilmaisimen läpileikkaus [2]. Kuvaa on jälkikäteen muokattu vaihtamalla detektorimateriaalia osoittava teksti galliumarsenidista (GaAs) piihin (Si).

Jokaisen piidiodin yläpuolella sijaitsevat kapton- ja berylliumkalvot, joista sisempi eli kaptonkalvo aluminisoituna suojaa detektoria lämpö- ja sähkömagneettiselta säteilyltä. Berylliumkalvo tarjoaa lisäsuojaa sähkömagneettista säteilyä vastaan. Molemmat suojaavat detektoria myös optiselta valolta. Piidiodi itse on jaettu kahteen aktiiviseen pinta-alaan, joista keskusalue toimii koinsidenssissä tuikekiteen kanssa siten, että saapuvista hiukkasista elektronit ja protonit tunnistetaan niiden piidiodiin ja tuikekiteeseen jättämän energian perusteella. Pienienergisimmät hiukkaset pysähtyvät tosin jo piidiodiin ja ne voidaan näin jakaa elektroneihin ja protoneihin tilastollisesti. Aktiivisen alueen muu osa toimii antikoinssidenssissä, mikä tarkoittaa sitä, että muuta kautta kuin ikkunoiden kautta saapuvien hiukkasten käsittely voidaan estää.

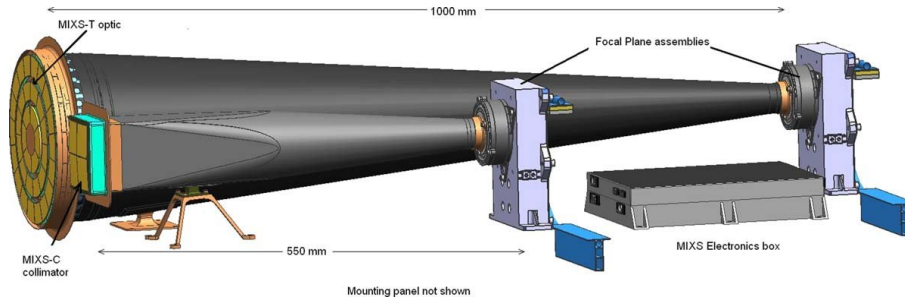


Kuva 4. SIXSin hiukkasilmaisimen läpileikkaus [2].

1.2 MIXS-instrumentti

SIXSin työpari MIXS sijaitsee SIXSin tapaan MPO:ssa. Instrumentti koostuu kolliimaattorista (MIXS-C) ja röntgenteleskoopista (MIXS-T) [9] (kuva 5). Se havaitsee fluoresenssiröntgensäteilyä, jolle on kaksi syntytapaa: auringosta peräisin olevien röntgensäteiden aiheuttama viritys tai hiukkaspommitus. Viritys on näistä kahdesta mekanismista tärkein maksimissaan 3 AU:n etäisyydellä auringosta [10]. Täten fluoresenssin synty on suuresti riippuvainen auringosta peräisin olevien säteiden intensiteetistä ja energiasta. Varsinkin intensiteetti voi vaihdella jopa minuuttien aikana [9], joten on tärkeää, että SIXS mittaa auringosta tulevaa röntgensäteilyä. Merkuriuksen pinnalta heijastuu sekä sironnutta röntgensäteilyä että fluoresenssiröntgensäteilyä, mutta MIXS-instrumentin 100 eV:n erotuskyky 1 keV:n energialla on tarpeeksi hyvä erottamaan säteilyt toisistaan. Erotuskyvyn odotetaan tosin heik-

kenevän hieman matkan Merkuriukseen edistyessä. MIXSin tutkima energia-alue on 0,5 - 7,5 keV.



Kuva 5. Yleiskuva MIXS-instrumentista [9].

Sekä MIXS-T että MIXS-C on varusteltu samankaltaisella detektorilla, joka sijaitsee molempien laitteiden polttotasossa. Kyseessä on kenno, jossa on 64×64 makropikseliä, joista jokainen on $300 \mu\text{m}$ syvä. Säteily tulee sisälle ikkunoista, joiden paksuudesta 30 nm on polyimidiä ja 50 nm alumiinia. Tästä syystä kennoon ei absorboidu merkittävää osaa röntgensäteilystä yli 0,5 keV:n energioilla. Jokaisessa pikselissä on lukemista varten oma luku-FET (Field Effect Transistor), joten toiminta poikkeaa CCD -kennosta, jossa jokaisesta pikselistä on ensin siirrettävä varaus samaan paikkaan ennen lukemista.

MIXS-T:ssä polttoväli on 1 m ja detektorin edessä sijaitsee kaksi MCP-tasoa (Microchannel Plate). Teleskooppiin saapuvat säteet heijastuvat matkallaan detektoriin kaksi kertaa, siis molemmissa tasoissa kerran. MIXSin kollimaattoriosassa MIXS-C:ssä on myös MCP detektorin edessä etäisyyden ollessa 55 cm. MCP on taivutettu kaaren muotoon. Tämänkaltainen rakenne takaa, että kaikki saapuvat säteet päätyvät detektoriin.

2 Elektronin kulku magneettikentässä

Magneettikenttä voi olla joko homogeeninen tai heterogeeninen. Homogeenisessa kentässä vuontiheys on vakio, kun taas heterogeenisessa kentässä vuontiheys vaihtelee paikan funktiona. Kummassakin tapauksessa varauksellinen hiukkanen liikkuu kentässä vakionopeudella, jos kentän suunta on aina kohtisuorassa hiukkasen nopeusvektoriin nähden. Kenttä ei tällöin tee työtä hiukkaselle, sillä sillä ei ole nopeuden suuntaista komponenttia. Homogeenisen kentän tapauksessa hiukkasen rata voidaan laskea melko helposti. Newtonin toinen laki voidaan lausua muodossa

$$F = m \frac{v^2}{R}, \quad (1)$$

jossa $\frac{v^2}{R}$ on keskeiskiihtyvyys ja R on hiukkasen radan säde, jolle saadaan

$$R = \frac{mv}{|q|B} \quad (2)$$

Lorentzin voiman yhtälön (yhtälö (3)) avulla. Yhtälössä (2) q on hiukkasen varaus. Hiukkasen rata kiertyy negatiivisesti varautuneilla elektroneilla eri suuntaan kuin esimerkiksi positiivisesti varautuneilla protoneilla. Radan säde on suoraan verrannollinen hiukkasen nopeuteen.

2.1 Heterogeeninen magneettikenttä

Hiukkasten ratoja heterogeenisessä magneettikentässä on vaikea laskea analyytisesti, mutta tämäkin on mahdollista ainakin, jos kentän ajatella olevan vain yhden karteesisen tai sylinterikoordinaatin funktio. Coggeshall [11] on laskenut hiukkasratoja heterogeenisessä magneettikentässä kentän ollessa lineaarinen, eksponentiaalinen tai radiaalinen cgs-yksiköissä. Yhtälöt voidaan muuttaa SI-järjestelmän mukaisiksi. Lorentzin voiman yhtälö ilman sähkökenttäosaa on SI-yksiköissä

$$\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B}). \quad (3)$$

Olettamalla, että kenttä on z -akselin suuntainen sekä karteesisissa että sylinterikoordinaatistossa, saadaan ehto

$$\begin{aligned}(\dot{x})^2 + (\dot{y})^2 &= v^2 \\ (\dot{r})^2 + (r\dot{\theta})^2 &= v^2.\end{aligned}\tag{4}$$

Tässä v on nopeus tasossa, joka on kohtisuorassa z -akselin suhteen.

Lorentzin voiman yhtälö voidaan kirjoittaa karteesisissa koordinaateissa vektorimuodossa

$$m(\ddot{x}\mathbf{i} + \ddot{y}\mathbf{j}) = q(\vec{v} \times \vec{B}).\tag{5}$$

Ristitulo puolestaan on auki kirjoitettuna

$$\vec{v} \times \vec{B} = \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \dot{x} & \dot{y} & 0 \\ 0 & 0 & B_z \end{vmatrix} = \dot{y}B_z\mathbf{i} - \dot{x}B_z\mathbf{j}$$

ja pystyvektorimuodossa

$$m \begin{pmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{y} \end{pmatrix} = q \begin{pmatrix} \dot{y} \\ -\dot{x} \end{pmatrix} B_z.$$

Tästä seuraa

$$\begin{aligned}m\ddot{x} &= q\dot{y}B_z \\ m\ddot{y} &= -q\dot{x}B_z,\end{aligned}$$

siis

$$\begin{aligned}\ddot{x} &= \frac{q}{m}\dot{y}B \\ \ddot{y} &= -\frac{q}{m}\dot{x}B.\end{aligned}\tag{6}$$

Muunnos karteesisista koordinaateista sylinterikoordinaatteihin on (kaksiulotteinen tapaus)

$$\begin{aligned}x &= r \cos \theta \\ y &= r \sin \theta.\end{aligned}\tag{7}$$

Muunnosten ensimmäiset ja toiset derivaatat ovat

$$\dot{x} = \dot{r} \cos \theta - r \dot{\theta} \sin \theta$$

$$\dot{y} = \dot{r} \sin \theta + r \dot{\theta} \cos \theta$$

$$\ddot{x} = \ddot{r} \cos \theta - 2\dot{r}\dot{\theta} \sin \theta - r\dot{\theta}^2 \cos \theta - r\ddot{\theta} \sin \theta$$

$$\ddot{y} = \ddot{r} \sin \theta + 2\dot{r}\dot{\theta} \cos \theta - r\dot{\theta}^2 \sin \theta + r\ddot{\theta} \cos \theta.$$

Nopeuden ja magneettikentän välisestä ristitulosta tulee nyt

$$\vec{v} \times \vec{B} = \begin{vmatrix} \mathbf{r} & \boldsymbol{\theta} & \mathbf{k} \\ \dot{r} & r\dot{\theta} & 0 \\ 0 & 0 & B_z \end{vmatrix} = r\dot{\theta}B_z\mathbf{r} - \dot{r}B_z\boldsymbol{\theta}$$

Lorentzin voiman yhtälön vasemmalla puolella olevan kiihtyvyyden komponentit ovat

$$\ddot{x}^2 + \ddot{y}^2 = \ddot{r}^2 - 2r\ddot{r}\dot{\theta}^2 + r^2\dot{\theta}^4 + 4r^2\dot{\theta}^2\ddot{\theta} + 4r\dot{r}\dot{\theta}\ddot{\theta} + r^2\ddot{\theta}^2,$$

siis

$$\vec{a} = (\ddot{r} - r(\dot{\theta})^2)\mathbf{r} + (2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta})\boldsymbol{\theta}.$$

Täten Lorentzin voiman yhtälö voidaan kirjoittaa komponenteittain:

$$m(\ddot{r} - r(\dot{\theta})^2) = qr\dot{\theta}B_z \tag{8}$$

$$m(2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta}) = q\dot{r}B_z.$$

Lopulta saadaan

$$\begin{aligned} \ddot{r} - r(\dot{\theta})^2 &= \frac{q}{m}r\dot{\theta}B \\ \frac{1}{r} \frac{d}{dt}(r^2\dot{\theta}) &= -\frac{q}{m}\dot{r}B. \end{aligned} \tag{9}$$

Yhtälöiden (6) ja (9) ratkaiseminen eksplisiittisesti on mahdollista, jos B on vain yhden muuttujan funktio. Ratkaisu saavutetaan, jos oletetaan, että $B = B(x)$.

Integroimalla yhtälöstä (6) \dot{y} saadaan y :lle

$$\frac{dy}{dx} = \pm \frac{f}{(1 - f^2)^{\frac{1}{2}}}, \tag{10}$$

jossa $f = f(x) = \frac{q}{vm} \int B(x)dx$. Vastaavasti sylinterikoordinaateissa

$$\frac{d\theta}{dr} = \pm \frac{1}{r} \frac{g}{(1-g^2)^{\frac{1}{2}}}, \quad (11)$$

jossa $g(r) = \frac{q}{vm} \frac{1}{r} \int rB(r)dr$. q on hiukkasen varaus ja m sen massa. Integroimisvakiot f :n ja g :n sisältämistä integraaleista määrittelevät hiukkasen radan kaltevuuden, kun taas yhtälöistä (10) ja (11) saatavat y :n ja θ :n ratkaisemisen tuottamat integroimisvakiot määrittelevät hiukkasen alkupisteen xy - tai $r\theta$ -tasossa.

Usein on kätevää merkitä $a = \frac{q}{vm}$.

Yhtälöistä (10) ja (11) huomataan, että välttämätön ehto fysikaalisesti järkeville tuloksille on $-1 < f < 1$ tai $-1 < g < 1$. Itseasiassa kyseisten yhtälöiden jakajat määrittelevät ratoja hyvinkin paljon. Jos esimerkiksi yhtälöllä

$$1 - f^2 = 0 \quad (12)$$

on kaksi reaalista juurta, hiukkasen rata on sidottu x -suunnassa.

2.2 Lineaarisesti muuttuva kenttä

Lineaarisesti muuttuva kenttä on muotoa

$$B = bx \quad (13)$$

jossa b on vakio. Origo määritellään $B(0) = 0$. Tällöin f :ksi tulee

$$f = \frac{ab}{2}x^2 + \tilde{c}, \quad (14)$$

jossa integroimisvakio \tilde{c} määrää hiukkasen radan muodon. Koordinaattimuunnoksella

$$\begin{aligned} \tilde{y} &= \left(\frac{ab}{2}\right)^{\frac{1}{2}} y \\ \tilde{x} &= \left(\frac{ab}{2}\right)^{\frac{1}{2}} x \end{aligned} \quad (15)$$

saadaan uudet dimensiottomat koordinaatit. Sijoittamalla ne ja f tässä lineaarisessa tapauksessa yhtälöön (10) saadaan

$$\frac{d\tilde{y}}{d\tilde{x}} = \pm \frac{\tilde{c} + \tilde{x}^2}{[(1 - \tilde{c} - \tilde{x}^2)(1 + \tilde{c} + \tilde{x}^2)]^{\frac{1}{2}}}. \quad (16)$$

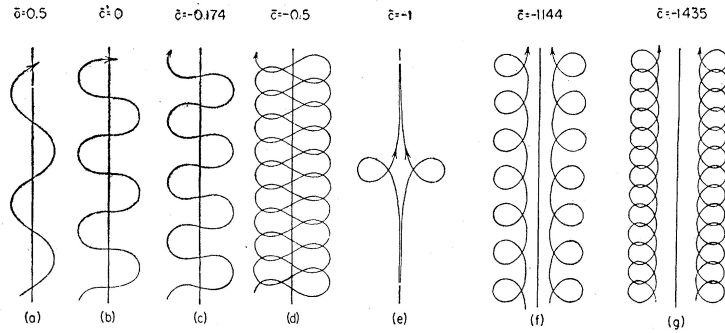
Yhtälön (16) nimittäjästä huomaa nopeasti, että fysikaalisesti järkevät ratkaisut edellyttävät ehtoa $\tilde{c} < 1$. \tilde{c} :n arvosta riippuu, millainen rata hiukkasella on. Esimerkiksi arvoilla $\tilde{c} > -1$ rata leikkaa y-akselin useasta kohdasta, kun taas arvolla $\tilde{c} = -1$ rata jakautuu kahteen erilliseen rataan, jotka ovat symmetrisiä y-akselin suhteen. Radat ovat siis oskilloivia x-akselin suhteen. Tätä oskillointia kuvaa yhtälö

$$\tilde{x}_{max} - \tilde{x}_{min} = (1 - \tilde{c})^{\frac{1}{2}} - (1 + \tilde{c})^{\frac{1}{2}}. \quad (17)$$

Kuvassa 6 on esitettyinä erilaisia mahdollisia hiukkasen ratoja eri \tilde{c} :n arvoilla yhtälön

$$\tilde{y} = \sqrt{(1 - \tilde{c})} [E(\Phi, k) - (1 - \frac{1}{2}k^2)F(\Phi, k)] \quad (18)$$

mukaisesti. Siihen päädytään integroimalla yhtälöä (16). $E(\Phi, k)$ ja $F(\Phi, k)$ ovat epätäydellisiä elliptisiä integraaleja.



Kuva 6. \tilde{c} :n määräämiä mahdollisia hiukkasen ratoja lineaarisesti muuttuvassa magneettikentässä [11].

2.3 Eksponentiaalisesti muuttuva kenttä

Eksponentiaalisesti muuttuva kenttä on muotoa

$$B = B_0 e^{bx}, \quad (19)$$

jossa B_0 on magneettivuon tiheys origossa. Nyt f saadaan muotoon

$$f = \frac{aB_0}{b} e^{bx} + \tilde{c}. \quad (20)$$

Yhtälö (10) voidaan näin ollen esittää muodossa

$$\frac{dy}{dx} = \pm \frac{\frac{aB_0}{b} e^{bx} + \tilde{c}}{\left[1 - \left(\frac{aB_0}{b} e^{bx} + \tilde{c}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}}. \quad (21)$$

Integroimalla yhtälö (21) saavutetaan ratkaisu y :lle. Ennen tätä on kuitenkin hyödyllistä merkitä $v = \frac{aB_0}{b} e^{bx}$. Nyt yhtälö (21) muuttuu muotoon

$$\frac{dy}{dx} = \pm \frac{v + \tilde{c}}{\left[1 - (v + \tilde{c})^2\right]^{\frac{1}{2}}}. \quad (22)$$

Integroinnin tulokseksi tulee

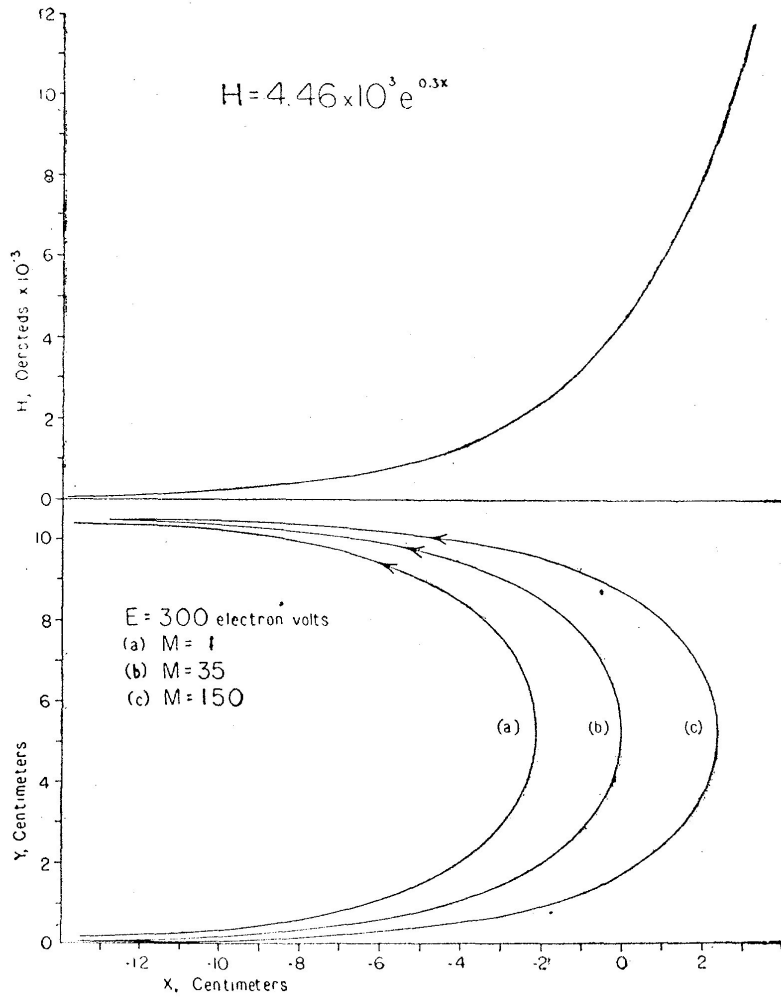
$$y = \pm \frac{1}{b} \left\{ \arcsin(v + \tilde{c}) - \frac{\tilde{c}}{(1 - \tilde{c}^2)^{\frac{1}{2}}} \log \left[\frac{\{1 - (v + \tilde{c})^2\}^{\frac{1}{2}} + (1 - \tilde{c}^2)^{\frac{1}{2}}}{v} - \frac{\tilde{c}}{(1 - \tilde{c}^2)^{\frac{1}{2}}} \right] \right\}, \quad (23)$$

kun $|\tilde{c}| < 1$ ja

$$y = \pm \frac{1}{b} \left\{ \arcsin(v + \tilde{c}) + \frac{\tilde{c}}{(\tilde{c}^2 - 1)^{\frac{1}{2}}} \arcsin \left[\frac{1 - \tilde{c}^2 - \tilde{c}v}{v} \right] \right\}, \quad (24)$$

kun $\tilde{c} < -1$. Erikoistapauksissa $\tilde{c} = -1$ $y = \pm \frac{1}{b} \left\{ 2 \arcsin \left(\frac{v}{2} \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{(2v - v^2)^{\frac{1}{2}}}{v} \right\}$ ja $\tilde{c} = 0$ $y = \pm \frac{1}{b} \arcsin(v)$. Erityisesti jälkimmäinen erikoistapaus on kiinnostava, sillä se vastaa fysikaalista tilannetta, jossa hiukkaset kulkevat heikon magneettikentän alueelta vahvan kentän alueelle. Kuvassa 7 on kuvattuna hiukkasten ratoja eri massan arvoilla. Liike x -suunnassa on

$$x_{max} - x_{min} = x_{max} - \frac{1}{b} \ln \left(e^{bx_{max}} - \frac{2b}{aB_0} \right). \quad (25)$$



Kuva 7. Hiukkasratoja ja magneettikenttä eksponentiaalisesti muuttuvassa kentässä hiukkasen massan arvoilla 1, 35 ja 150 atomimassayksikköä [11].

2.4 Radiaalisesti muuttuva kenttä

Magneettivuon tiheyden voidaan ajatella muuttuvan sylinterikoordinaateissa säteen r mukana seuraavasti:

$$B = \frac{B_0}{r^{n+1}}. \quad (26)$$

B_0 on jälleen kentän vuontiheys origossa, kun taas säteen r yksikkö on senttimetri. Yhtälö (26) on käyttökelpoinen, kunhan $r \neq 0$ ja $n > -1$. Sylinterikoordinaateissa g :ksi saadaan laskettua

$$g(r) = \frac{a}{r} \int rB(r)dr = \frac{aB_0}{(1-n)r^n} + \frac{\tilde{c}}{r}. \quad (27)$$

Sijoittamalla g :n yhtälöön (11) saadaan θ :lle

$$\theta = \pm \int \frac{\left(\frac{aB_0}{(1-n)r^{n+1}} + \frac{\tilde{c}}{r^2} \right)}{\left[\left(1 - \left\{ \frac{aB_0}{(1-n)r^n} + \frac{\tilde{c}}{r} \right\}^2 \right) \right]^{\frac{1}{2}}} dr. \quad (28)$$

Tämänkaltainen yhtälö on käytännöllisempi numeeriseen kuin analyttiseen käsitelyyn yhtä poikkeusta lukuunottamatta. Tapaus, jossa hiukkanen saapuu heikon magneettikentän vaikutusalueelta vahvan magneettikentän alueelle radiusvektoria pitkin voidaan nimittäin käsitellä analyttisesti. Yhtälöistä (11) ja (27) saadaan ehdot

$$n > 0 \Rightarrow r \frac{d\theta}{dr} \Rightarrow 0,$$

kun

$$r \rightarrow \infty.$$

Tämä tarkoittaa sitä, että kaikkien äärettömydestä kenttään saapuvien ratojen täytyy olla asymptoottisesti samansuuntaisia radiusvektorin kanssa. Lisäksi, koska kaikki radiusvektorit ovat samanpituisia, voidaan kaikkien ratojen olettaa saapuvan kenttään kulmalla $\theta = 0$. Jos nämä kyseiset radat lähestyvät lineaarisia ratoja jollakin etäisyydellä h positiivisesta x -akselista siten, että ehto $r \sin \theta = h$ on voimassa, on seurauksena kaukana kentästä, ts. $r \rightarrow \infty$, että

$$r \frac{d\theta}{dr} \rightarrow -\frac{h}{r \cos \theta} \sim -\frac{h}{r} \sim g.$$

Tällainen asymptoottinen käyttäytyminen on mahdollista vain jos $n > 1$ ja $\tilde{c} = -h$. Kun vielä oletetaan, että hiukkanen saapuu magneettikenttään x -akselia pitkin ($h = -\tilde{c} = 0$), yhtälön (28) integroimisen tulokseksi tulee

$$\theta = \pm \frac{1}{n} \arcsin \frac{aB_0}{(1-n)r^n}. \quad (29)$$

3 Elektronien mittaus

Elektronien energioita voidaan mitata erilaisilla hiukkasilmaisimilla. Kiinteästä aineesta valmistetut puolijohdeilmaisimet sopivat hyvin tähän tarkoitukseen. Yleisimpiä puolijohdemateriaaleja ovat pii ja germanium ja ilmaisintyyppinä p-n -liitos, p-i-n -liitos ja pintaesteliitos. Näistä ilmaisintyypeistä kerrotaan lisää luvussa 3.1.2 painottuen piistä valmistettuihin ilmaisimiin.

3.1 Puolijohdeilmaisimet

Varauksellinen hiukkanen synnyttää elektroni-aukkopareja kulkiessaan kiinteästä aineesta valmistetun ilmaisimen kiteessä, sillä valenssivyön elektronit nousevat korkeampaan potentiaaliin ja siirtyvät johtovyölle. Tällöin valenssivyöhön syntyy aukkoja. Varauksellisen hiukkasen ohikulun aikana elektroni-aukkopareja voi muodostua jopa $10^{15} - 10^{17}$ kuutiosenttimetriä kohti [17]. Syntyy siis paljon varauksenkuljettajia, joiden varaus on saatava talteen. Siksi käytetään erilaisia hiukkasilmaisimia, kuten kiinteän aineen ilmaisimia ja kaasutäytteisiä ilmaisimia. Puolijohdeilmaisimet kuuluvat edelliseen ryhmään. Verrattuna kaasutäytteisiin ilmaisimiin elektroneja syntyy paljon enemmän kiinteän aineen ilmaisimissa, sillä yhden elektroni-aukkoparin syntyyn tarvittava energia on 3,6 eV piidetektoreissa ja 2,9 eV germaniumdetektoreissa, kun taas elektroni-ioniparin syntyminen kaasutäytteisissä detektoreissa vaatii 20-40 eV.

3.1.1 Peruskäsitteitä

Kiinteän aineen hiukkasilmaisimissa hiukkasen pysäytysaika on pikosekuntien luokkaa, kun taas varauksen keruu-aika on puolijohdeilmaisimissa nanosekunteja. Jälkimmäinen tosin riippuu matkasta varauksen kerääviin elektrodien sekä aktiivisesta tilavuudesta, josta kerrotaan lisää luvussa 3.1.2. Eräänlainen detektorin prototyyppi

noudattaa yhtälöä

$$\int_0^{t_c} i(t)dt = Q. \quad (30)$$

Tapahtuma (hiukkasen saapuminen detektoriin) aiheuttaa siis sähkövirran, joka kulkee varauksen keruun ajan [18].

Detektoreita voidaan käyttää erilaisissa moodeissa, kuten virtamoodi, neliökeskiarvojännitemoodi MSV ja pulssimoodi. Virtamoodi on hyödyllinen esimerkiksi säteilyannosmittareissa, kun taas MSV:tä käytetään enemmän erilaisissa säteilyympäristöissä toimittaessa. Elektronien mittauksessa hyödyllisin on pulssimoodi, sillä se laskee jokaisen hiukkasen. Tilanteissa, joissa pulssin aiheuttavia hiukkasia saapuu paljon (eli suurilla laskentataajuuden arvoilla) pulssimoodi voi tosin olla epäkäytännöllinen, sillä silloin ei välttämättä ehditä mittaamaan jokaista hiukkasta.

Yleensä ilmaisinalteistosta voidaan helposti muuttaa vahvistuskerrointa (*engl. gain*). Yleensä vaihdellaan muokkausvahvistimen vahvistuskerrointa. Kun signaalia havaitaan esimerkiksi monikanava-analyssaattorilla, vahvistuskertoimen muuttaminen aiheuttaa piikin levenemisen ja paikan muuttumisen spektrissä, sillä tällöin pulssin amplitudi on suurempi. Elektronien mittaukseen käytettävästä laitteistosta ja sen osista, kuten monikanava-analyssaattorista on enemmän tietoa luvussa 4. Havaittavan signaalin profiilia sanotaan vastefunktioksi (*engl. response function*). Sen pinta-ala on aina vakio, vaikka resoluutio muuttuisi. Tämä tarkoittaa sitä, että huonolla resoluutiolla ja siis leveämmällä vastefunktiolla funktion maksimikohta on matalampana kuin hyvällä resoluutiolla. Resoluutiota ja sen huononemisen syitä käsitellään tarkemmin luvussa 3.1.3.

Ilmaisimen kuollut kerros heikentää detektorisysteemin resoluutiota. Kun mittauksen kohteena ovat suuren varauksen hiukkaset, ne voivat luovuttaa osan energiastaan jo ennen aktiivista tilavuutta. Kuollut kerros käsittää sekä elektrodin että tietynsuuruisen kerroksen piitä heti elektrodin alla, jossa varauksen keruu on tehontonta. Siksi kuolleen kerroksen paksuus voi olla bias-jännitteen funktio. Se voidaan

määrittää esimerkiksi vaihtelemalla kulmaa, jossa hiukkaset saapuvat ilmaisimeen. Jos kulma on nolla (hiukkanen liikkuu detektorin pintaan nähden kohtisuoraan), energiahäviö kuolleessa kerroksessa on

$$\Delta E_0 = \frac{dE_0}{dx} t, \quad (31)$$

jossa t on kuolleen kerroksen paksuus. Kulmalla θ energiahäviö on

$$\Delta E(\theta) = \frac{\Delta E_0}{\cos \theta}. \quad (32)$$

Ohuimmat kuolleet kerrokset saavutetaan p-i-n - ja pintaestedetektoreilla. Tyypillinen kuolleen kerroksen paksuus näissä detektoreissa on luokkaa 100 nm [18].

Melkein kaikilla detektorisysteemeillä on jokin minimiaika, jonka on erotettava kahta erillistä pulssia, jotta ne voitaisiin havaita erillisinä. Tätä aikaa kutsutaan kuolleeksi ajaksi ja se aiheuttaa aina hieman menetyksiä havaittujen hiukkasten määrään. Kuolleelle ajalle on kaksi mallikäyttäytymistä; lamautumaton (*engl. non-paralyzable*) ja lamautuva (*engl. paralyzable*). Lamautuvassa systeemissä jokainen tapahtuma eli hiukkasen laskeminen lisää kuollutta aikaa. Lamautumattomassa näin ei ole asian laita, vaikka uusi tapahtuma tulisi kesken edellisen kuolleen ajan τ . Kuva 8 havainnollistaa kuollutta aikaa molemmissa tapauksissa. Lamautumattomalle kokonaiskuollut aika on siis $m\tau$, jossa m on havaitut tapahtumat, ja menetykset on $nm\tau$, jossa n on todelliset tapahtumat. Täten $n - m = nm\tau$, josta seuraa

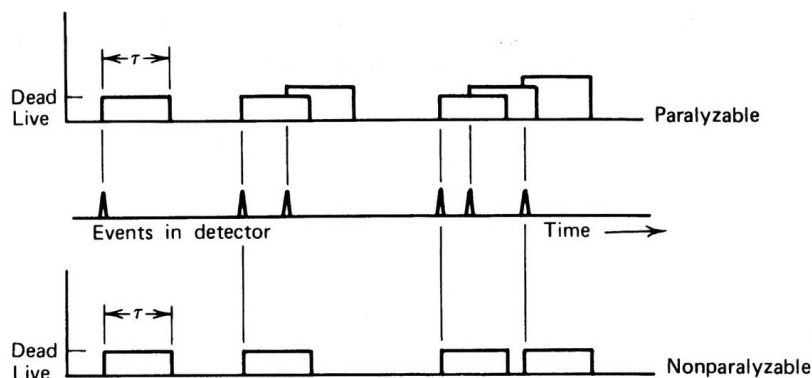
$$n = \frac{m}{1 - m\tau}. \quad (33)$$

Kuten edellä todettiin, lamautuvalla systeemillä voi esiintyä pidempiä kuolleen ajan jaksoja kuin τ . Siksi voidaankin johtaa havaituille tapahtumille

$$m = ne^{-n\tau}. \quad (34)$$

n :lle ei siis saada tällöin eksplisiittistä ratkaisua. Laitteiston kuollut aika voidaan määrittää kokeellisesti esimerkiksi käyttämällä lyhyen puoliintumisajan radioiso-

tooppia. Tällöin todellinen tapahtumien määrä tietyllä ajanhetkellä on tarkasti tiedossa. Tällaisessa määrittäyksessä vaikkapa nuklidi ^{116}In on käyttökelpoinen 54 minuutin puoliintumisaikanaan.



Kuva 8. Havainnollistava kuva kuolleen ajan kertymisestä sekä lamautuvalla että lamautumattomalla systeemillä [18].

Vuotovirta syntyy, kun bias-jännite synnyttää detektorin aktiiviseen tilavuuteen sähkökentän varauksen keräämistä varten. Se on huomattava kohinalähde [18]. Vuotovirran syntyä edesauttaa valmistusvaiheessa tulleet epäpuhtaudet.

3.1.2 Ilmaisintyypit

Puolijohdeilmaisimien koostuu yleensä liitoksesta, jonka osapuolia kutsutaan p- ja n-tyyppin materiaaleiksi. Ilmaisimet voidaan valmistustavasta riippuen jakaa kolmeen tavallisimpaan ryhmään; p-n-liitokseen (*engl. p-n-junction*), pintaesteliitokseen (*engl. surface barrier junction*) ja p-i-n-liitokseen (*engl. p-i-n-junction*) [17]. p-n-detektorin p-tyyppin materiaali on pirstetty elektronin vastaanottajaepäpuhtauksilla (*engl. electron acceptor impurities*) ja n-tyyppin materiaali vastaavasti elektronin lahjoittajaepäpuhtauksilla (*engl. electron donor impurities*). Epäpuhtauksia on tasajakauma alkuperäiseen materiaaliin verrattuna. Valmistusvaiheessa elektronit n-puolelta kulkevat p-puolelle ja jättävät jälkeensä positiivisesti varautuneita lahjoittajaepäpuh-

tauksia. Aukot diffusoituvat liitoksen läpi n-puolelle ja jättävät jälkeensä vastaanot-tajaepäpuhtauksia, joilla on ylimääräinen elektroni. Kaikesta tästä on seurauksena se, että n-tyyppin materiaaliin syntyy positiivisen ja p-tyyppin materiaaliin puolestaan negatiivisen varauksen ylijäämä. Prosessia tosin hidastaa nettovarauksen muodos-tama sähkökenttä, kunnes tasapainotila on saavutettu. Silloin sähkökenttä työntää elektroneja takaisin n-puolelle ja aukkoja p-puolelle. Näin ollen väliin jää tyhjenny-salue (*engl. depletion region*), jossa on vapaita varauksenkuljettajia, joiden tiheys on piidetektorissa $10^2 / \text{cm}^3$ puhtaan piin $10^{10} / \text{cm}^3$ verrattuna. Olettaen, että lahjoit-tajia on huomattavasti enemmän kuin luovuttajia (alueen syvyys eli tyhjennysker-ros p-tyypissä huomattavasti suurempi kuin n-tyypissä) voidaan tyhjennyskerroksen yhtälöksi johtaa

$$d \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon U_0}{eN_A}} = \sqrt{2\varepsilon_0\varepsilon U_0 r_p \mu}, \quad (35)$$

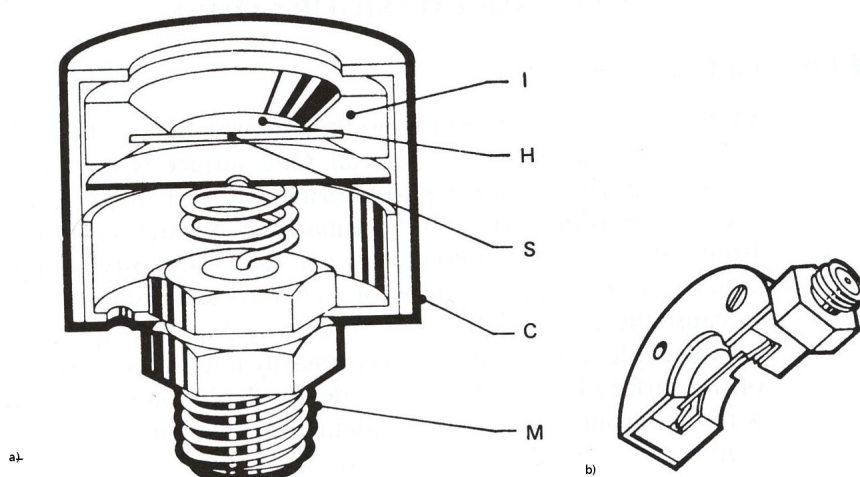
kun ollaan merkitty $\frac{1}{eN_A} = r_p \mu$. Yhtälössä ε_0 on tyhjiön permeabiliteetti, ε on ma-teriaalin (pii, germanium tms.) permeabiliteetti, U_0 on bias- jännite, e alkeisvaraus, N_A on vastaanottajien tiheys, r_p materiaalin resistiivisyys ja μ varauksenkuljettajien liikkuvuus.

Pintaestelmaisimien n-tyyppin materiaalina käytetään usein piitä, jonka pinnalle höyrystetään p-tyyppin puolijohdetta vastaavaksi materiaaliksi kultakerros. Tämä ilmaisintyyppi poikkeaa siis p-n -ilmaisimesta, jossa pii (tai germanium) toimii p-tyyppin materiaalina. Ilmaisintyyppin etuna on ohut kuollut kerros. Huono puoli on herkkyys valolle. Ohuet läpäisyikkunat ovat optisesti läpinäkyviä ja fotonit, jotka osuvat niihin, voivat saavuttaa aktiivisen tilavuuden ja luoda elektroni-aukkopareja. Normaalivalaistuksessa syntyykin merkittävä määrä kohinaa näiden fotonien vuoksi [18]. Detektorin käsittelyssä on myös oltava varovainen, sillä ohuet ikkunat ovat alttiita vahingoille, joita tulee esimerkiksi höyrystymisestä. Muuten pintaesteliitos toimii vastaavasti kuin p-n -liitos. Jopa tyhjennyskerroksen yhtälö on sama. Kun

yhtälöstä (36) vakioille annetaan numeroarvot, tyhjennyskerroksen yhtälöksi tulee

$$\begin{aligned} d_p &= 0,309\sqrt{U_0 r_p} \\ d_n &= 0,505\sqrt{U_0 r_n}, \end{aligned} \quad (36)$$

kun pii on p- ja n-tyyppien materiaaleina. Yhtälöstä nähdään, että samalla biasjännitteellä tyhjennyskerros on riippuvainen ainoastaan materiaalin resistiivisyydestä. Kerros on kuitenkin rajoittunut 1-2 mm:n suuruiseksi sekä p-n -liitosten että pintaesteliitosten tapauksissa. Suurempiin arvoihin päästään p-i-n -detektoreilla.



Kuva 9. Halkileikkaus pintaestededektorista. a) Koaksiaaliliitin (M) detektorin taakosassa. Piikerros (S) sijaitsee keraamisen renkaan (I) sisällä. Piikerroksen toinen puoli on yhdistetty ulkokuoreen (C) ja maadoitettu toisen kerroksen ollessa kiinni koaksiaaliliittimessä. b) Toisenlainen pintaestededetektor, jossa piikerroksen molemmat pinnat ovat näkyvissä. Koaksiaaliliitin sijaitsee keraamisen renkaan sivussa. [18]

Kun n-tyypin materiaalina käytetään litiumia, p-i-n -detektoriin voidaan luoda hyvin paksu tyhjennyskerros. Se saadaan aikaan tuottamalla p- ja n-tyypin materiaalien väliin alue, jossa epäpuhtaudet on melkein kokonaan kompensoitu ioneilla, joilla on erilainen elektroniaffiniteetti (elektronin vastaanottamishalukkuus) ympäristöönsä verrattuna [17]. Näin ne muuttavat herkästi varaustaan. Tällaista detektoria kutsutaan Si(Li)-tyypin detektoriksi. P-tyypin materiaalissa on puhtaudestaan

huolimatta epäpuhtauksia (vastaanottajia), joten lahjoittaja-atomeja tarvitaan. Litium tuottaa tällaisia pii- ja germaniumkiteissä [18]. Syntyneet ionisoidut atomit ovat hyvin liikkuvia korkeissa (40-70 celsiusastetta) lämpötiloissa.

Si(Li)-ilmaisimen valmistusprosessissa litiumia diffusoidaan piin yhdelle pinnalle, jolloin luovuttaja-atomeja on paljon vastaanottaja-atomeihin verrattuna [18]. Tästä syystä lähelle pintaa syntyy n-tyypin alue. Lopputuloksena on p-n -liitos. Se altistetaan sähkökentälle, jolloin litiumionit kulkeutuvat korkeassa lämpötilassa syvälle p-tyypin alueelle, jossa niiden konsentraatio kasvaa ja lopulta saavuttaa alkuperäisten epäpuhtauksien vastaavan. Tämä on mahdollista, sillä kulkeutuminen kestää päiviä tai jopa viikkoja. Sen jälkeen detektori on valmis, ja sitä kutsutaan p-i-n -detektoriksi (kuva 10). Nimessä i tarkoittaa litiumin kulkemaa matkaa piissä. Tällä matkalla materiaalin resistiivisyys kasvaa aineen alkuperäiseen arvoon eli siihen, mikä se olisi ilman epäpuhtauksia. Piillä kyseinen arvo on $3 \times 10^5 \Omega\text{cm}$ [17]. Alueella saavutetaan siis alkuperäinen (*engl. intrinsic*) johtavuus.

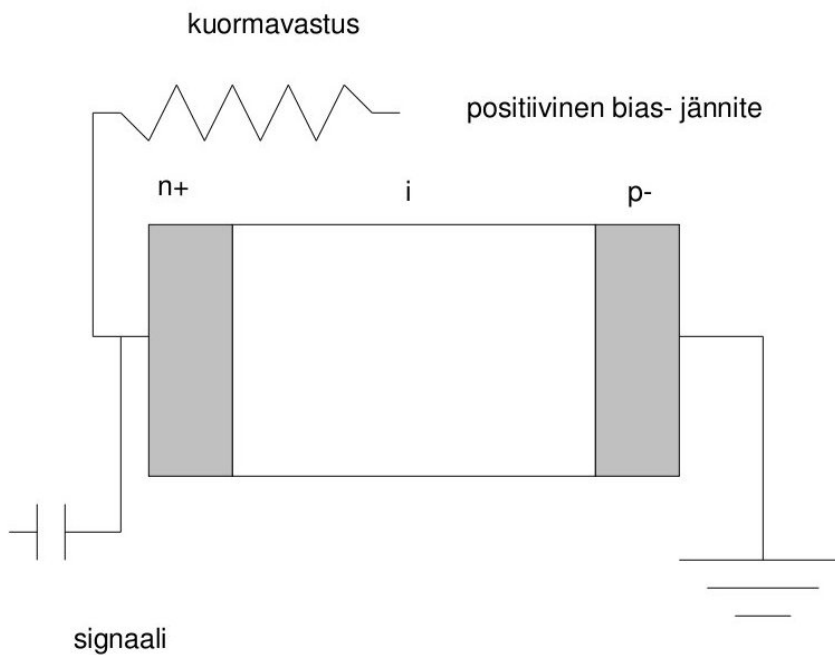
P-i-n -detektoreilla voidaan päästä jopa 5-10 mm:n tyhjennyskerroksiin. Pii on hyvin käyttökelpoinen detektorimateriaali havaittaessa pienienergiasta röntgen- tai betasäteilyä pienestä järjestysluvustaan ($Z = 14$) huolimatta. Itse asiassa pieni järjestysluku on etu elektroneja havaittaessa, sillä silloin koko energiaansa detektorille luovuttamattomien siroavien elektronien määrä jää pieneksi. Lisäksi pii on germaniumia parempi materiaali, sillä vuotovirtaa esiintyy vähemmän [18]. Vuotovirtahan syntyy elektroni-aukkoparien vuoksi, ja yhtä paria kohti tarvittava energia on hie- man pienempi germaniumissa piihin verrattuna. Germaniumdetektoreita on myös jäädytettävä erittäin kylmiin lämpötiloihin [17].

Suurinpiirtein kaikki jännite esiintyy i-alueella, sillä resistiivisyys on siellä suurempi kuin p- ja n-alueilla, kuten edellä todettiin. Pulssin nouseva tai laskeva reuna johtuu varauksenkuljettajien p-i tai i-n -rajan ylityksestä. Nousevan reunan profiili riippuu siitä, missä kohtaa varauksenkuljettajat syntyvät i-alueella. Tällä on suu-

ri vaikutus erityisesti, jos havaitaan röntgen- tai gammasäteilyä. Myös sähkökenttä vaikuttaa, mikäli se ei ole vakio koko aktiivisen tilavuuden (i-alue) osalta. Kenttä on vakio silloin, jos vastaanottajat on kompensoitu lahjoittajilla valmistusvaiheessa täydellisesti eikä jäännösvarauksia ole. Jos jäännösvarausta kuitenkin esiintyy ja se muuttuu lineaarisesti paikan funktiona, kentän vaihtelu on muotoa

$$\varepsilon(x) = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{x^2}{d^2} \right), \quad (37)$$

jossa ε_0 on kenttä negatiivisen elektrodin luona, x etäisyys negatiivisesta elektrodista ja d i-alueen paksuus [18].



Kuva 10. p-i-n -detektorin poikkileikkaus. Keskellä näkyvä alue on n-tyypin materiaalin (esim. litium) kulkema matka.

3.1.3 Resoluutio

Hiukkasilmäsimen resoluutioon vaikuttavat monet tekijät, kuten elektroniikkakohina ja vuotovirta. Hollstein [19] on määritellyt spektriipiikin leveyden seuraavasti:

$$W_T^2 = W_E^2 + W_D^2 + W_X^2. \quad (38)$$

Yhtälössä $W_D^2 = 2,35^2 \varepsilon F E$, jossa ε on tarvittava energia yhden elektroni-aukkoparin luomiseen, E hiukkasen energia ja F fano-tekijä. Piille $F_{Si} = 0,19 \pm 0,02$. W_D on piikinleveneminen syntyvän varauksen statistisen vaihtelun vuoksi (detektorikohina), W_E on laitteiston elektroniikkakomponenttien kohina ja W_X vuotovirrasta ja muusta varauksen keräämisestä aiheutuva piikinleveneminen. Hollstein suoritti resoluutiomittauksia 150 mm^2 :n ja 3 mm paksulle Si(Li)-detektorille. Detektoria pidettiin mittausten ajan -160 celsiusasteen lämpötilassa. Pulssigeneraattorilla saatiin aluksi määritettyä pelkkä W_E , joka oli välillä $0,55\text{-}0,60 \text{ keV}$, kun piikin keskikohta vaihteli välillä $6\text{-}280 \text{ keV}$. Koko laitteiston puoliarvoväydeksi $0,64\text{-}0,85 \text{ keV}$ on mahdollinen. Tämä tarkoittaisi $0,1\text{-}3 \%$:n tarkkuutta energiasta riippuen.

Puoliarvoväyteen vaikuttavista tekijöistä W_D on tärkein yksittäinen tekijä. Tyypillisesti rajapuoliarvoväydeksi onnistuneille mittauksille on $140\text{-}170 \text{ eV}$ [18]. Hyvä resoluutio puolijohdeilmäsimille on alle 1% , kun tuikeilmäsimille se on vertailun vuoksi $5\text{-}10 \%$. Detektorit, joissa on suuri aktiivinen alue, ovat epätarkempia, sillä vuotovirtaa ja elektroniikkakohinaa tulee enemmän. Esivahvistimen oikein kytkemällä on suuri vaikutus kohinan vähentämisessä.

Joskus kohinaa pystytään vähentämään yllättävillä toimenpiteillä. Elektroniikkaosien mekaanisen värähtelyn muuttuminen sähkövirraksi huonontaa laitteiston erotuskykyä jonkin verran. Tämä myös selittää usein puoliarvoväyden liiallisen levenemisen. Tällaisen kohinan vähentämiseksi on pienennetty ilmaisilaitteiston muokkausvahvistimen muokkausaikaa [20]. Tämä Khanin ja Lodhin ratkaisu on yllättävä, sillä yleensä pidempi muokkaus aika parantaa resoluutiota [18]. Edellä kuvattu kohina riippuu materiaalista. Se syntyy, kun hilakanavatransistorin ja bias-

jännitteen välille syntyy pienikin (5×10^{-7} pF) kapasitanssi. Tyypillisesti hajakapasitanssi on luokkaa 1 pF.

Kuten edellä todettiin, tärkein kohinalähde on tilastollinen signaalin diskreetistä luonteesta johtuva kohina, niinsanottu minimikohina. Varauksen synty ei nimittäin ole jatkuva tapahtuma, vaan varauksenkuljettajat ovat toisistaan riippumattomia. Tilastolliselle kohinalle voidaan esittää arvio, jos oletetaan, että varauksen synty on poisson-prosessi eli muista riippumaton tapahtuma. Vastefunktion on tällöin gaussin käyrän muotoinen eli varauksenkuljettajia on paljon. Funktio on silloin muotoa

$$G(H) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(H - H_0)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (39)$$

jossa H_0 on piikin maksimikohta, A on piikin pinta-ala, σ on leveysparametri ja σ^2 varianssi. Puoliarvoveveys määritellään siten, että se on $FWHM = 2,35\sigma$ (*engl. Full Width at Half Maximum*). Se on siis piikin leveys kohdassa, jossa funktion arvo on puolet sen maksimista. Resoluutio on puoliarvovevyyden ja funktion maksimikohdan suhde, eli

$$R = \frac{FWHM}{H_0} = \frac{2,35K\sqrt{N}}{KN} = \frac{2,35}{\sqrt{N}}, \quad (40)$$

kun oletetaan, että detektorin vaste on lineaarinen, toisin sanoen $H_0 = KN \implies \sigma = K\sqrt{N} \implies FWHM = 2,35K\sqrt{N}$ [18]. N on varauksenkuljettajien määrä ja K lineaarisuuskerroin. Yhtälön (40) mukaan resoluutio paranee, kun N kasvaa. Tässä on yksi syy puolijohdeilmaisimien suurelle suosiolle.

Joissakin detektoreissa varauksen syntyprosessi ei tosin ole poisson-tyyppinen. Tällöin yhtälö (40) muuttuu muotoon

$$R = \frac{2,35K\sqrt{N}\sqrt{F}}{KN} = 2,35\sqrt{\frac{F}{N}}, \quad (41)$$

jossa F on fano-tekijä. Se määritellään N :n variansseina seuraavasti:

$$F = \frac{\textit{havaittu}}{\textit{poissonilainen}}.$$

Piille $F_{Si} = 0,19 \pm 0,02$.

3.2 Elektronien energiahäviöt

Kulkiessaan väliaineessa hiukkaset menettävät energiaansa. Detektoriin matkaavat elektronit eivät siten luovuta kaikkea energiaansa energia-aukkopareille, vaan osa energiasta jää matkan varrelle. Elektronit nimittäin esimerkiksi törmäilevät jo ennen varsinaista ilmaisimen aktiivista tilavuutta (*engl. active volume*) niinsanotussa kuolleessa kerroksessa. Energiahäviöitä tapahtuu myös säteilemällä jarruuntumissäteilyn vuoksi. Kokonaisenergiähäviö voidaankin esittää [12] muodossa

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll}, \quad (42)$$

jossa esiintyvät sekä törmäyksissä että säteilemällä aiheutuvat energiahäviöt.

Törmäyksissä tapahtuvia energiahäviöitä voidaan kuvata hienosäädetyllä Bethe-Blochin yhtälöllä. Kun otetaan huomioon, että kevyet elektronit ovat törmäviä hiukkasia, ja että identtiset hiukkaset törmäilevät keskenään, yhtälö saa muodon

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)^2} + F(\tau) - \delta - 2\frac{C}{Z} \right], \quad (43)$$

jossa r_e on klassinen elektronin säde ($2,817 \times 10^{-13}$ cm), m_e elektronin massa, $N_A = 6,022 \times 10^{23}$ mol $^{-1}$ Avogadron luku, $I = h\bar{\nu}$ keskimääräinen virityspotentiaali (piille 173 eV), Z absorboivan aineen järjestysluku, A absorboivan aineen atomimassa, ρ absorboivan aineen tiheys, $\beta = v/c$ törmäävälle hiukkaselle, δ tiheyskorjaus, C kuorikorjaus ja τ on hiukkasen liike-energia yksiköissä $m_e c^2$.

Elektronille

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2}{8} - \frac{(2\tau+1)\ln 2}{(\tau+1)^2}.$$

Elektroni menettää energiaansa myös säteilemällä jarruuntumissäteilyä ollessaan atomiytimen sähkökentän vaikutuspiirissä. Tällöin emittoituu fotoni, jonka energia on $h\nu$. Alle muutaman sadan GeV:n energioilla elektronit ovatkin positronien ohella ainoita hiukkasia, jotka menettävät säteilemällä energiaansa huomattavan määrän. Vielä muutaman MeV:n energioilla jarruuntumissäteilyn vaikutus on hyvin pientä,

mutta se nousee hetkessä siirryttäessä kertalukua suurempiin energioihin. Silloin se on jopa suurempi tekijä energiahäviöissä kuin törmäysten aiheuttama energiahäviö. Koska tässä työssä käsiteltävä energia-alue ulottuu kuitenkin vain hieman yli kahden megaelektronivoltin, jarruuntumissäteilyn vaikutus on käytännössä olematon eikä sitä näin ollen käsitellä tässä yhteydessä.

Kriittinen energia on energia, jolla säteilyn ja törmäysten aiheuttamat energiahäviöt ovat yhtä suuret. Sille on olemassa likimääräiskaava [13]

$$E_c = \frac{800\text{MeV}}{Z + 1,2} \quad (44)$$

Esimerkiksi piille ($Z = 14$) $E_c = 52,6$ MeV.

Hiukkasille voidaan määritellä matka, jonka ne kulkevat ennen kuin menettävät kaiken energiansa. Elektroneille se on kuitenkin huomattavasti vaikeampi tehdä kuin monille muille hiukkasille johtuen elektronien alttiudesta moninkertaiseen siroamiseen atomien ytimistä. Jotakin aiheesta voidaan kuitenkin sanoa. Mukoyama [14] on Wilsonin [15, 16] työn pohjalta johtanut yhtälön elektronien kantamalle piissä. Se on muotoa

$$R' = RF(E), \quad (45)$$

jossa $R = \ln 2[1 + \frac{E}{E_c \ln 2}]$ määritellään säteilymatkoina (*engl. radiation length*). Säteilymatka on keskimääräinen matka, jonka elektroni kulkee väliaineessa, kunnes sen energia on vähentynyt $\frac{1}{e}$:s osaan alkuperäisestä (e on Neperin luku). Piille tämä pituus on $21,82 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$. $F(E)$ on dimensioton ja määritellään $F(E) = 1,5 - 1,3 \exp(-2E)$. E on elektronin energia ja E_c kriittinen energia MeV:ssa. Kun kantaman arvon yksiköissä $\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ jakaa piin tiheydellä, lopputuloksena on kantama pituusyksiköissä. Yhtälö (45) on käyttökelpoinen elektronien energioilla 70 keV - 100 MeV.

4 Mittalaitteisto

Elektronien energiaspektrien havainnointiin tarvitaan laitteistokokonaisuus, johon kuuluvat esimerkiksi tyhjiökammio, elektronispektrometri, Hall-anturi ja kaksi pienempää laitekokonaisuutta, jotka ovat askelmoottorin liikuttamiseen tarvittava laitteisto ja signaalin havainnointiin tarvittava laitteisto. Askelmoottorin ominaisuuksia on selvitetty testeillä.

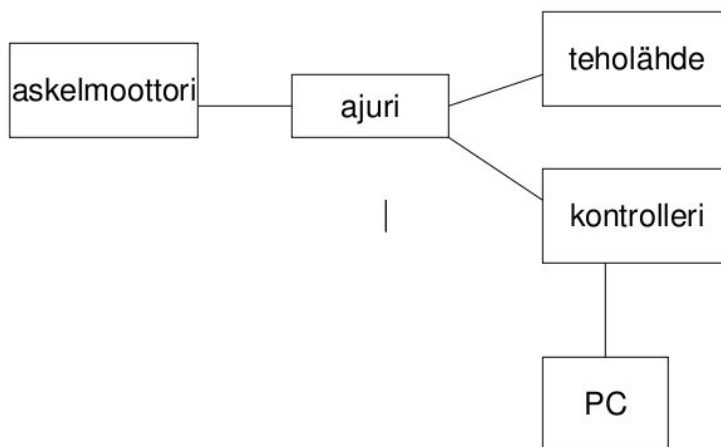
Spektrometri sisältää magneettirakenteen, joka koostuu neodymiumista valmistetuista magneeteista ja rautalevyistä. Työssä käytettävien magneettien jäännösmagnetismi on 1210 mT. Magneetit (halkaisija 14 mm) ovat kiinni pyöreissä rautalevyissä (halkaisija 35 mm) siten, että levyjen väliin jäi tyhjää tilaa 2 mm. Kappaleessa 5.1 selvitetään magneettien muodostaman kentän luonne. Kalibroitimitauksissa käytettiin myös strontiumin isotooppia ^{90}Sr , joka hajoaa β^- -hajoamisella. Strontium-lähde sijoitettiin mittausten ajaksi sille tarkoitettuun kammioon, jonka paikkaa magneetteihin nähden voi muuttaa. Liite 3 sisältää yksityiskohtaisia kuvia laitteistosta. Kuvissa 38 ja 42 näkyvät hyvin sekä magneettirakenne että säteilylähteen paikka spektrometrissä.

4.1 Askelmoottorilaitteisto

Askelmoottorilaitteisto koostuu tehölähteestä, ajurista, kontrollerista ja askelmoottorista kuvan 11 mukaisesti. PC:stä käsin käytettävällä LabVIEW-ohjelmalla annetaan käskyjä kontrollerille, joka muuttaa käskyt digitaalisista signaaleista analogisiksi. Ajuri puolestaan muuntaa signaalin pulseiksi, jotka syötetään askelmoottorin sähkömagneetteihin. Näin sähkömagneettien ympäröimä akseli liikkuu määrätyn määrän askeleita.

Taulukko 4.1. Askelmoottorin käyttöön tarvittava laitteisto.

laite	merkki/malli	mahdolliset asetukset
PC	Fujitsu Lifebook S Series	LabVIEW-ohjelmassa: pulssin pituus 5 ms, kulmaresoluutio 0,00625 astetta
kontrolleri	NI USB-6008	
ajuri	Astrosyn P808	6400 microsteps
teholähde	EA-PS 2032-050	24 V
askelmoottori	Mclennan 23HS-309E	
vaihteisto	Mclennan XMOT34	



Kuva 11. Spektrometrin akselin liikuttamiseen tarvittava laitteisto.

Askelmoottorin ja siinä kiinni olevan vaihteiston virhe ja välityssuhde oli selvitetty ennen laitteiston varsinaista käyttöönottoa. Tämän selvittämiseksi tyhjiökammiossa sijaitsevan moottorin akselin päälle kiinnitettiin pienikokoinen laser ja A4-kokoinen ruutupaperi vietiin 1,7 metrin päähän akselista laserin muodostamaa

täplää varten. Ajurin asetukset säädettiin sellaisiksi, että askelmoottori tekee 6400 askelta 360 asteen kierron aikana. LabVIEW-ohjelmaa käyttäen lasertäplää pyöritettiin täysi ympyrä. Koe toistettiin neljä kertaa, joista kahdessa lasertäplän alku- ja loppupisteen välinen ero oli millin luokkaa, kun taas kahdessa muussa tapauksessa ero oli sentin luokkaa. Viimeksimainitut havainnot karsittiin pois mittavirheinä, sillä myöhemmin suoritetuissa mittauksissa saavutettiin tuloksia, jotka tukevat kahta ensimmäistä mittaustulosta. Keskimääräinen alku- ja loppupisteiden välinen ero oli näissä kahdessa mittauksessa 3,5 mm. Kun oletetaan tätä luokkaa olevan ympyrän kaaren olevan likipitään suora, voidaan vastaava kulma laskea helposti. Kyseinen kulma on 0,12 astetta. Tätä luokkaa on siis moottorin ja vaihteiston yhteistyön aiheuttama virhe, kun akselia pyöritetään 360 astetta. Suhteellinen virhe on tällöin $\frac{\Delta\theta}{\theta} = \frac{0,12^\circ}{360^\circ} = 0,00033$. Akselia käsin pyörittämällä voidaan myöskin todeta, että vaihteiston pää tekee noin yhdeksän kierrosta, kun askelmoottori tekee yhden kierroksen. Laskemalla määritetty virhe huomioon ottaen voidaan olettaa moottorin ja vaihteiston välityssuhteen olevan 1:9.

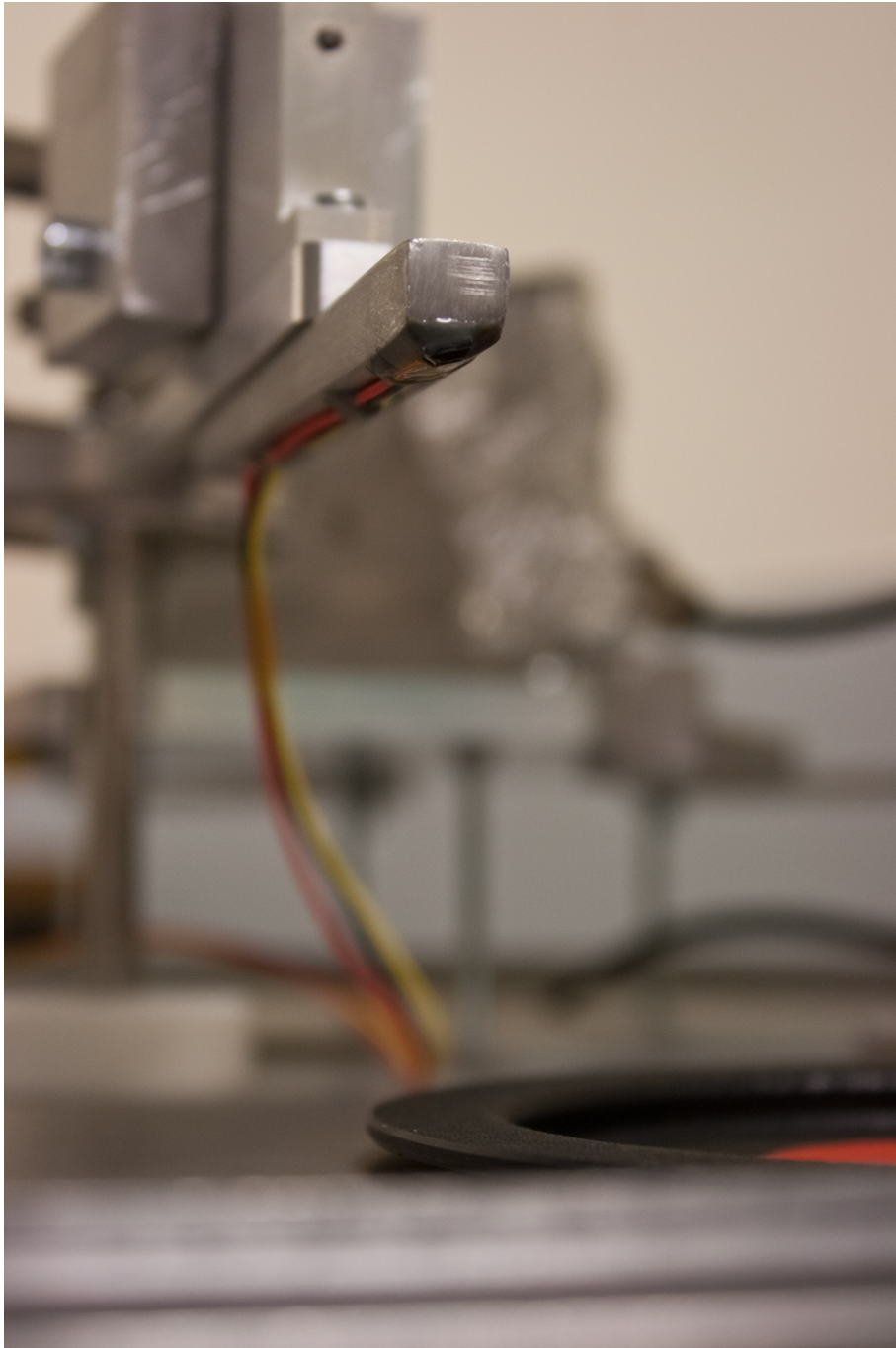
Vaihteisto aiheuttaa myös hieman "välystä". Tämän voi helposti todeta yrittämällä liikuttaa vaihteiston akselia käsin. Koska myös siitä voi aiheutua virhettä mittauksiin, myös tämä virhe mitattiin. Kun moottorissa on virrat päällä, se lukittuu siten, että pohjasta voi käsin liikuttaa akselia välyksen ääripäiden välillä. Tämä oli tosin hieman hankalaa, sillä laserin muodostama täplä ei liiku paperilla kovin paljon. Lopulta täplän liikkeen yläraja arvioitiin silmämääräisesti 1,27 metrin etäisyydellä akselista. Täplä liikkui $\pm 0,35$ cm, joka vastaa kulmaa $\pm 0,16^\circ$. Elektrometrimittaukset suoritettiin tosin siten, että välyksen aiheuttama virhe voidaan suurelta osin eliminoida. Tästä on enemmän luvussa 5.3.

4.1.1 Hall-anturi ja kalibrointipiste

Edellä laskettua kulman mittauksen virhettä voidaan käyttää kulman kalibrointipisteen määrittämisen virhetarkastelussa. Mittausprosessi nimittäin vaatii, että kammiossa on oltava yksi piste, jonka paikka ilmaisimeen nähden tiedetään. Toisin sanoen tiedetään tarkkaan kyseisen pisteen ja ilmaisimen välinen kulma. Paras käytävissä oleva menetelmä tällaisen pisteen löytämiseksi on Hall-anturi. Hall-ilmiössä on kyse siitä, että johtimessa, jossa kulkee sähkövirta, elektronien kulkusuunta muuttuu, kun johdin tuodaan magneettikenttään kohtisuorassa kenttään nähden. Hall-anturin avulla voidaan siis havaita magneettikentän vuon maksimikohta, sillä syntyvä jännite voidaan mitata. Anturia varten spektrometrissä on jatkovarsi säteilylähteen alla (kuva 12). Tämä varsi kulkee kahden magneetin välistä aiheuttaen jännitepiikin (kuva 13). Ennen lopullista konfiguraatiota kokeiltiin erilaisia magneettiyhdistelmiä, mutta lopulta päädyttiin kahteen neodmium-magneettiin, sillä ne synnyttävät tarpeeksi korkean jännitepiikin ilman piikin saturoitumista. Magneettien optimipaikan etsiminen tuotti hieman vaikeuksia, sillä oli otettava huomioon SIXS-instrumentin tarvitsema kehikko ja kammion pohjassa sijaitsevat käytettävissä olevat ruuvireiät. Lopulta magneetit sijoitettiin paikkaan, jossa niiden ja ilmaisimen välinen kulma on 169,81 astetta (11 mittauksen keskiarvo). Kalibrointipisteen määrittämiseksi spektrometri ajettiin ensin kulmaan 180°. Kyseinen kulma määriteltiin tähyttämällä detektoria säteilylähteen tarvitseman kammion läpi. Menetelmän tarkkuus laskettiin trigonometrian avulla tuloksen ollessa 0,31°. Tämän jälkeen spektrometri ajettiin kalibrointipisteeseen eli mittauksesta riippuen noin kymmenen asteen verran detektoria kohti. Virherajat kalibrointipisteen paikalle saadaan, kun kalibrointipisteen etäisyys 180 asteesta kerrotaan luvussa 4.1 lasketulla suhteellisella virheellä ja tulokseen lisätään 0,31°, eli

$$\Delta\theta = 0,00033 \times 10,19^\circ + 0,31^\circ = 0,0034^\circ + 0,31^\circ \approx 0,4^\circ$$

Näin ollen kalibrointipiste on kohdassa $(169,8 \pm 0,4)^\circ$.



Kuva 12. Hall-anturi ja jatkovarsi.



Kuva 13. Neodymium-magneetit, joiden välistä Hall-anturi kulkee. Toisin sanoen kuvassa on kalibrintipiste.

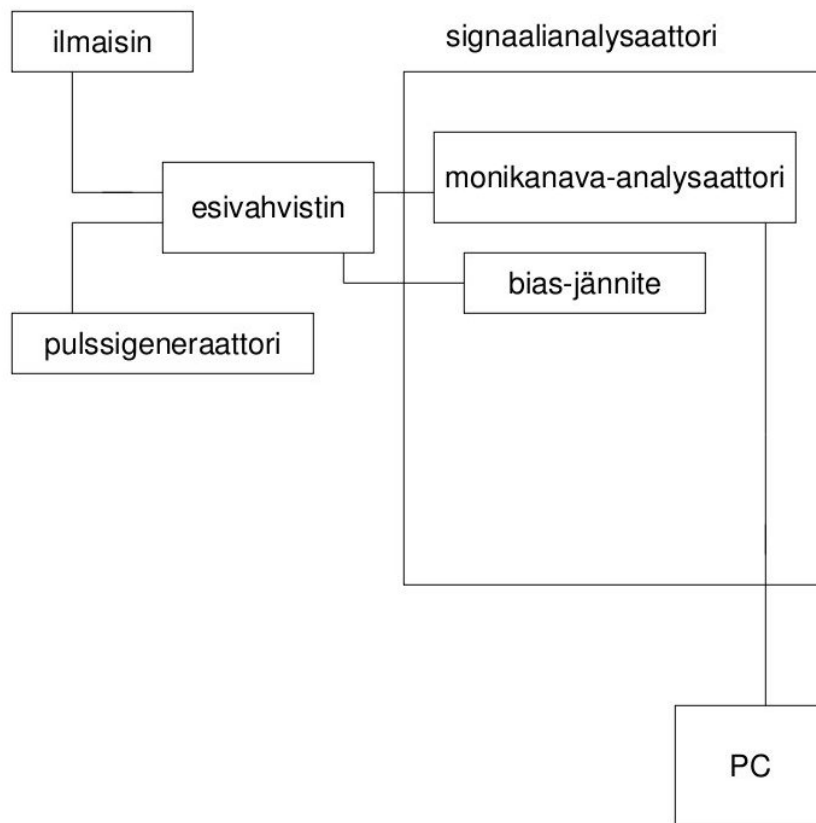
4.2 Signaalin havainnointilaitteisto

Signaalien havainnointiin käytettiin erillistä laitteistoa, joka koostuu ilmaisimesta, esivahvistimesta, pulssigeneraattorista sekä signaalianalysointilaitteesta. Lisäksi käytettiin samaa tietokonetta, jota käytetään askelmoottorin liikuttamiseen. Laitteiston havainnollinen lohkokkaavio on esitetty kuvassa 14 ja laitteet on eriteltyinä taulukossa 4.2. Ilmaisimesta tuleva heikko virtapulssi (kesto tyypillisesti 0,1-1 ms) kulkee esivahvistimen läpi, minkä jälkeen pulssille on muodostunut pitkä, noin 50 mikrosekunnin häntä. Pulssin korkeus on silti edelleen hyvin pieni, tyypillisesti noin muutama millivoltti. Tämän jälkeen vuorossa oleva muokkausvahvistin muokkaa pulssista huipun suhteen symmetrisen ja korottaa pulssin korkeutta muutamiin voltteihin leveyden ollessa mikrosekuntien luokkaa [18].

Ennen varsinaisia mittauksia laitteistoa kokeiltiin pulssigeneraattorin avulla. Näissä testeissä huomattiin, että signaaliin tulevia häiriöitä voidaan vähentää monin eri tavoin. Detektorin ja esivahvistimen välistä johtoa lyhennettiin, esivahvistimen ja muokkausvahvistimen väliset johdot päällystettiin foliopaperilla ja erilaisia maadoitusratkaisuja kokeiltiin häiriöiden vähentämiseksi. Testejä tehtiin myös tyhjiöpumpun kanssa mittaamalla signaalia pumpun ollessa käynnissä ja pumpun ollessa sammutettuna. Molemmissa tapauksissa kammiosta oli imetty ilmat pois. Suurin vaikutus puoliarvovevyyteen oli kuitenkin sillä, että pumpun sammua myöskin virtajohto otettiin pois seinästä.

Taulukko 4.2. Signaalin havaitsemiseen tarvittava laitteisto.

laite	merkki/malli	mahdolliset asetukset
PC	Fujitsu Lifebook S Series	Gamma-ohjelmassa: bias 225 V, gain $\times 8$
ilmais-in	AMETEK TB-020-150-2000	bias 225 V
esivahvistin	Tennelec TC 170/171	
pulssigeneraattori	BNC Model BH-1	freq 1 kHz, delay 1 μs , rise time 0,02 μs , fall time 200 μs
signaalianalysaattori	Lynx	



Kuva 14. Lohkokaavio signaalin analysointiin tarvittavasta laitteistosta.

Maadoituksen vaikutus piikin levenemiseen ja siis häiriöihin on suuri. Tämä johtuu siitä, että on liian monta potentiaalilin nollatasoa, jolloin näiden tasojen välil-

le pääsee syntymään sähkövirta. Tästä syystä esimerkiksi signaalianalysointilaiteesta tulevat johdot ja esivahvistin johtoineen on päällystetty alumiinifoliolla. Folio antaa myös häiriösuojan. Varsinkin kammion esivahvistimeen tulevan johdon foliolla päällystäminen vähensi kohinaa huomattavasti. Ilmaisimesta tuleva signaali on hyvin heikko ennen kuin se kulkee esivahvistimen läpi.

4.3 Käytössä ollut piidetektori

Elektronien havaitsemisen kannalta oleellinen osa laitteistoa on ilmaisimien. Mittauksissa käytettiin pääasiassa Ametekin pintaesteilmiasinta TB-020-150-2000, jonka pinta-ala on 150 mm^2 ja paksuus $2000 \mu\text{m}$. Käytetty bias-jännite oli 225 V .

Mahdollisen kohinalähteen eli vuotovirran arvo mitattiin erillisellä CMTE Model 3122D-jännitelähteellä (kuva 15), jossa on integroitu jännite-/virtamittari, jonka tarkkuus on 1 nA . Tyhjiöpumpun ollessa päällä vuotovirta oli liian pieni mitattavaksi. Vuotovirran arvo ei ollut muutamaa nanoampeeria suurempi pumpun ollessa pois päältä ja kammion ollessa ilmattunakaan, joten ohmin lain mukaan jännitehäviö on esivahvistimen $110 \text{ M}\Omega$:n vastuksen yli 1 nA :n vuotovirralla

$$V_{jh} = IR = 1 \text{ nA} \times 110 \text{ M}\Omega = 0,11 \text{ V}$$

kammion ollessa ilmattuna. Kun kammion on imetty ilmat pois, jännitehäviö on vielä pienempi (käytännössä olematon), joten sitä ei näin ollen tarvitse kompensoida bias-jännitettä nostamalla. Vuotovirran aiheuttamaa kohinaakaan yhtälössä (38) ei näin ollen tarvitse ottaa huomioon.

Yhtälössä (38) esiintyvä W_D eli detektorikohina voidaan arvioida olevan 100 ja

2000 keV:n elektroneille

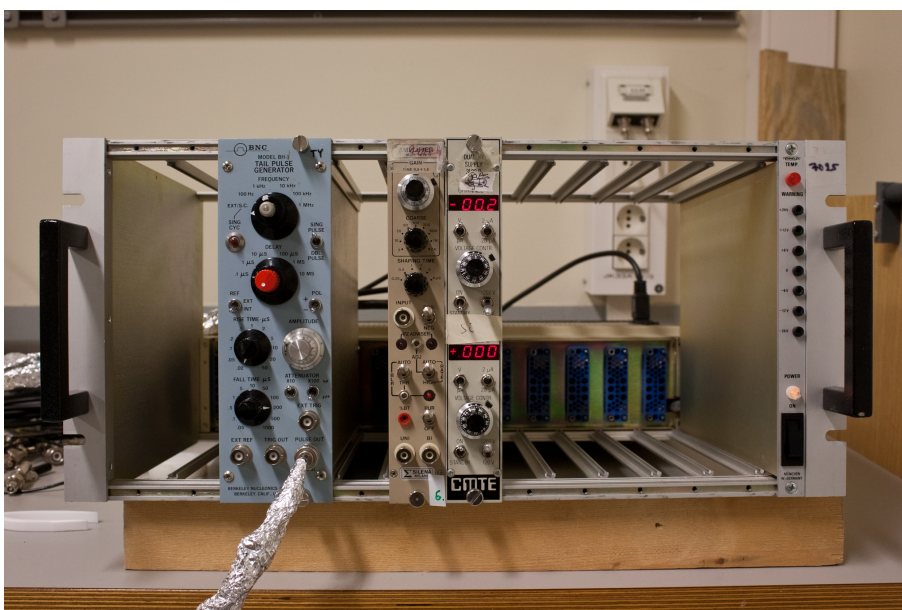
$$W_D^2(100 \text{ keV}) = 2,35^2 \epsilon F E = 2,35^2 \times 0,0036 \text{ keV} \times 0,19 \times 100 \text{ keV} = 0,37774 \text{ keV}^2$$

$$\Rightarrow W_D(100 \text{ keV}) \approx 0,62 \text{ keV}$$

$$W_D^2(2000 \text{ keV}) = 2,35^2 \epsilon F E = 2,35^2 \times 0,0036 \text{ keV} \times 0,19 \times 2000 \text{ keV} = 7,55478 \text{ keV}^2$$

$$\Rightarrow W_D(2000 \text{ keV}) \approx 2,8 \text{ keV}$$

suoritetuissa elektronimittauksissa.



Kuva 15. Vuotovirtamittauksessa käytetty bias-jännitelähde (CMTE Model 3122D) asetettuna erillisen muokkausvahvistimen viereen. Kuvassa vasemmalla on myös mittauksissa käytetty pulssigeneraattori.

Yhtälön (38) W_E eli elektroniikkakomponenttien aiheuttaman kohinan piikinleveneminen voidaan määritellä edellä mainitun pulssigeneraattorin avulla. Generaattorista pulssin amplitudia muuttamalla syntyvä piikki saatiin haluttuun kohtaan spektriä. Mittauksen suoritushetkellä kappaleessa 5.2 mainittu energiakalibrointi oli jo suoritettu, joten piikkien puoliarvoveydet saatiin suoraan energian yksiköinä. W_E oli 30,079 keV 100 keV:n kohdalla ja 30,319 keV 2000 keV:n kohdalla (904,746 keV² ja 919,242 keV² toiseen potenssiin korotettuna).

Näin ollen piikinlevenemä on yhteensä 100 ja 2000 keV:n elektroneille

$$W_T^2(100 \text{ keV}) = W_E^2 + W_D^2 = 904,746 \text{ keV}^2 + 0,37774 \text{ keV}^2 = 905,124 \text{ keV}^2$$
$$\implies W_T(100 \text{ keV}) \approx 31 \text{ keV}$$

$$W_T^2(2000 \text{ keV}) = W_E^2 + W_D^2 = 919,242 \text{ keV}^2 + 7,55478 \text{ keV}^2 = 926,798 \text{ keV}^2$$
$$\implies W_T(2000 \text{ keV}) \approx 31 \text{ keV},$$

kun varauksen keräämisellä ei ole vaikutusta levenemään. Spektriinkin leventyminen johtuu siis suurimmaksi osaksi elektroniikkakomponenttien aiheuttamasta kohinasta.

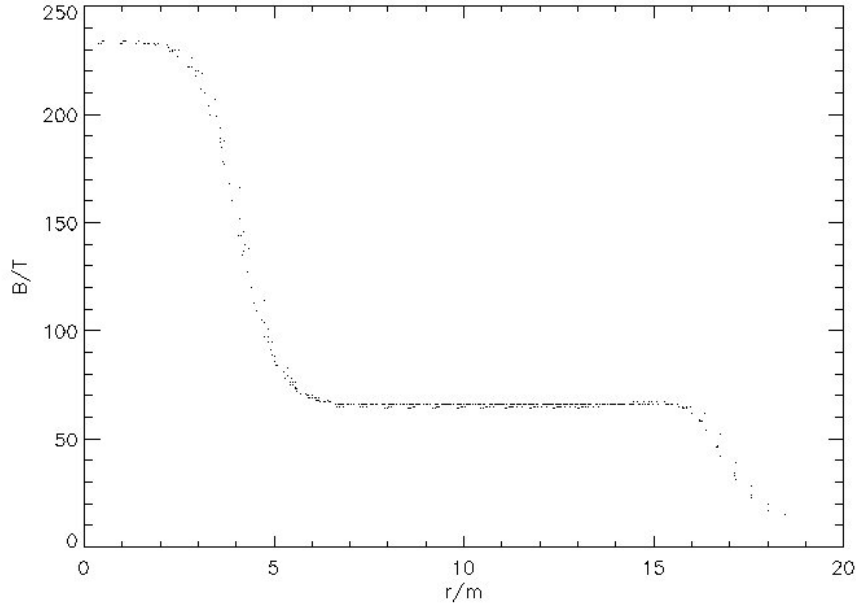
5 Mittaukset

Suoritetut mittaukset voidaan jakaa kolmeen osaan: magneettikenttämittaukseen, energiakalibrointimittauksiin ja varsinaisiin spektrometrin kulmakalibraatiomittauksiin.

5.1 Magneettikenttämittaus

Elektronispektrometrissä kulkevat hiukkaset kokevat epähomogeenisen magneettikentän matkallaan säteilylähteestä detektoriin. Magneettikentän vuontiheys mitattiin tarkoitukseen sopivalla magneettikenttämittarilla yhden milliteslan tarkkuudella kentän profiilin selville saamiseksi. Mittaus suoritettiin siten, että levyjen keskipistettä origona käyttäen edettiin x -suuntaan 18,502 mm ja y -suuntaan 14,036 mm. Täten kentästä mitattiin siis vain neljäsosa, sillä kentän oletettiin olevan pyörähdysymmetrinen. IDL-ohjelmalla laskettiin sen jälkeen havainnoista polynomisovitusta hyväksikäyttäen kentän todennäköisin keskipiste sekä jokaisen mittauspisteen etäisyys tähän keskipisteeseen. Ohjelmalla tehty kuvaaja on esitettynä kuvassa 16. Kuvasta huomataan, että kenttä on likimain homogeeninen etäisyyksillä 6-16 mm vuontiheyden ollessa noin 66 mT. Vuontiheys pysyy yli 200:ssa milliteslassa muutamien millimetrin matkan keskipisteestä mitattuna, kunnes se putoaa jyrkästi seuraavien noin neljän millimetrin aikana. Neodymium-magneettien reuna on kohdassa 7 mm ja rautalevyjen reuna kohdassa 17,5 mm. Kuten voisi odottaa, levyt levittävät kentän kauas magneettien reunan ulkopuolelle.

Mikään epähomogeenisen magneettikentän teoria ei yksin kuvaa mitattua magneettikenttää. Siihen voi kuitenkin yrittää sovittaa erilaisia malleja. Kuten edellä todettiin, kenttä on likimain homogeeninen välillä 6-16 mm. Yhtälöstä (2) voidaan laskea elektronin kaartuvan radan säde tällä matkalla, kun nopeus on tiedossa. Kalibrointimittauksissa käytettävän ^{90}Sr -nuklidin β^- -hajoamisen keskimääräinen energia on 195,88 keV [21].



Kuva 16. Magneettikentän profiili

Tästä voidaan laskea nopeus käyttämällä tuttua suhteellisuusteorian nopeus-energia -vastaavuutta

$$E_k = m_0(\gamma - 1)c^2, \quad (46)$$

jossa Lorentz-tekijä $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$. Tästä voidaan johtaa nopeudelle yhtälö, joka on

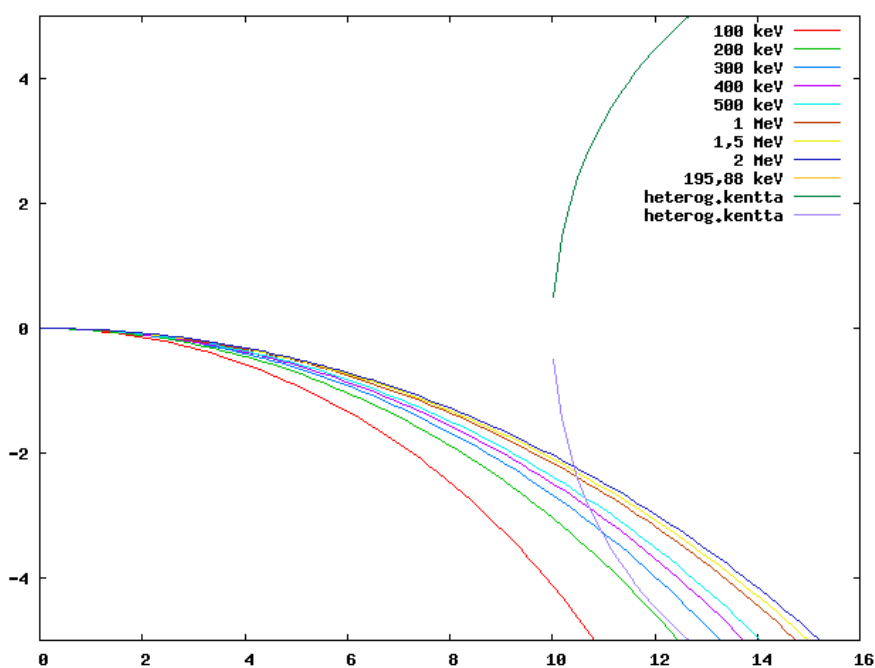
$$v = \sqrt{1 - \left(\frac{m_0 c^2}{E_k + m_0 c^2} \right)^2} c. \quad (47)$$

Keskimääräisellä energialla nopeus on (elektronin lepomassa on $m_0 = 9,1094 \times 10^{-31} \text{kg}$) $2,07 \times 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}} \sim 0,69c$. Nyt radan säde voidaan laskea, kun otetaan huomioon, että magneettikentän vuontiheys on 66 mT:

$$R = \frac{9,1094 \times 10^{-31} \text{kg} \times 2,07 \times 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{1,6022 \times 10^{-19} \text{C} \times 66 \text{mT}} = 0,01785 \text{m} \approx 17,9 \text{mm}.$$

Kuvassa 17 on edellä lasketun radan lisäksi esitettyinä vastaavat radat energioilla 100, 200, 300, 400, 500, 1000, 1500 ja 2000 keV. Radat eivät kuitenkaan ole kuvan

mukaisia hiukkasten ylitettyä kenttien välisen rajan, sillä heterogeenisessä kentässä hiukkaset käyttäytyvät eri tavalla homogeeniseen kenttään verrattuna. On myös huomattava, että kenttien välinen raja ei todellisuudessa ole selkeä ja terävä. Kuvasta kuitenkin nähdään, että se energia, jolla hiukkanen pääsee vielä epähomogeenisen magneettikentän vaikutuspiiriin, löytyy väliltä 200-300 keV. Osa elektroneista ei siis kulje lainkaan epähomogeenisen magneettikentän kautta. Voidaan lisäksi osoittaa laskemalla, että ”rajaenergian” ollessa 200-300 keV elektronit taipuvat homogeenisessä magneettikentässä siten, että ne voivat kulkeutua detektoriin vain, jos detektorin ja säteilylähteen välinen kulma on korkeintaan 100 astetta. Tällöin mitattu spektri yli 100 asteen kulmilla koostuu teoriassa vain niistä elektroneista, jotka kulkevat matkallaan lähteestä detektoriin myös epähomogeenisen kentän kautta. Käytetyn menetelmän tarkkuus on $\pm 3^\circ$.



Kuva 17. Hiukkasratoja eri energioilla elektronien kulkiessa homogeenisessä kentässä. Kuva on tehty Gnuplotilla.

Hiukkasratoja epähomogeenisessa magneettikentässä on edellä suoritettuihin laskeihin verrattuna hieman hankalampi laskea. Kenttä on likimain lineaarinen välillä $r = 3 - 5$ mm, mutta yhtälön (18) mukaan lineaaristi muuttuvassa magneettikentässä kulkevien elektronien ratalaskujen analyttisten ratkaisujen saavuttaminen vaatii haastavien elliptisten integraalien ratkaisua, mikä on hieman ongelmallista tämän tutkielman puitteissa. Siksi niitä ei tässä yhteydessä johdeta.

5.2 Energiakalibrointimittaukset

Laitteiston energiakalibrointimittaukset suoritettiin siten, että spektrejä mitattiin kuudella eri radioaktiivisella lähteellä, jotka olivat ^{241}Am , ^{207}Bi , ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{133}Ba sekä ^{54}Mn . Tarkoituksena oli tunnistaa spektreistä alfa- ja gammapiikkejä, joiden energiat tunnetaan. Niitä tunnistettiin kaikkia lähteistä lukuunottamatta mangaania. Jäljelle jäävistä lähteistä tunnistettiin gammapiikkejä 1-2 kpl amerikumia lukuunottamatta. Siitä havaittiin intensiteetiltään voimakkain alfapiikki. Tunnistetut piikit on lueteltu taulukossa 5.2.

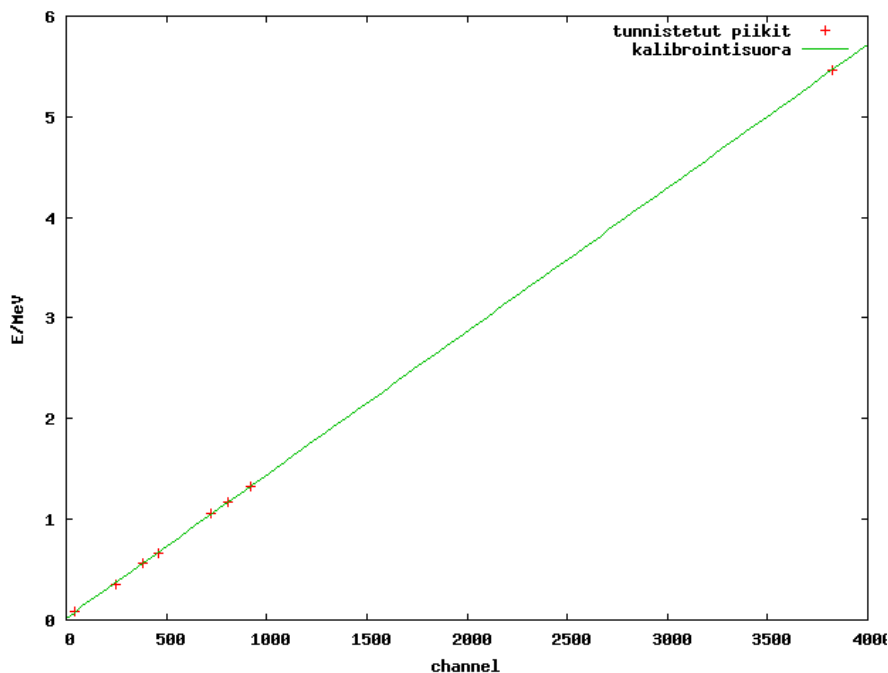
Taulukko 5.2. Kalibroinnissa käytetyt energiat.

isotooppi	channel	energia (keV) [21]
^{241}Am	3820	5458
^{207}Bi	382	569
^{207}Bi	722	1063
^{137}Cs	458	662
^{60}Co	809	1173
^{60}Co	918	1333
^{133}Ba	44	81
^{133}Ba	246	356

Lineaarisella sovituksella (Gnuplot) saatu suora on muotoa (energian yksikkö MeV)

$$E(\text{channel}) = 0,0014245 * \text{channel} + 0,0194269. \quad (48)$$

Kalibrointisuora löytyy kuvasta 18. Kaikki mitatut spektrit ovat liitteessä 1.



Kuva 18. Taulukon 5.2 tietojen perusteella sovitettu kalibrointisuora.

5.3 Kulmakalibrointimittaukset

Lynx-signaalianalysointiohjelman Gamma Acquisition & Analysis -ohjelmassa vahvistuskerroin oli $\times 8$ ja bias 225 V. Mitatuista spektreistä etsittiin piikkejä ohjelman sisältämän VMS Standard Peak Searchin avulla. Askelmoottorin LabVIEW-ohjelmassa käytetty pulssin pituus oli 5 ms ja kulmaresoluutio 0,00625 astetta.

Mittauksia tehtiin kaikkiaan kymmenen kappaletta. Jokainen mittaus on merkitty taulukkoon aikajärjestyksessä. Aluksi mitattiin spektri ilman magneettikenttää 180 asteen kulmalla. Tämän jälkeen suoritettiin mittaukset välillä 80-160 astetta

kymmenen asteen välein. Mittausajat olivat melkein kaikissa mittauksissa yli 20 tuntia. Kaikki mitatut energiaspektrit löytyvät liitteestä 2.

Taulukko 5.3. Suoritetut energiaspektrimittaukset aikajärjestyksessä.

mittaus nro	kesto (h)	kulma (°)
1	19,5	180 (ei magneettikenttää)
2	22,8	160
3	23,0	150
4	29,6	140
5	22,9	130
6	20,5	120
7	22,4	110
8	21,0	100
9	23,7	90
10	4,1	80

Havaitut piikit on esitettyinä taulukossa 5.3 ja kuvassa 19. Kulmilla 80°, 90° ja 160° suoritettuja mittauksia lukuunottamatta kaikilla kulmilla havaittiin kaksi piikkiä. Ne löytyvät taulukosta 5.3. Kulmalla 90 astetta piikkejä löytyi vain yksi ja kulmilla 80 ja 160 astetta piikkejä ei löytynyt yhtäkään. Kuvasta 19 löytyy myös jokaisella kulmalla mahdollisesti havaittuun alemman energian piikkiin perustuva sovituskäyrä. Sovitus havaintoihin tehtiin muotoa $E(\theta) = a \exp(b\theta)$ olevalla yhtälöllä Gnuplotia käyttäen. Lopputulos oli

Final set of parameters	Asymptotic Standard Error
=====	=====
a = 0.0099718	+/- 0.00579 (58.06%)
b = 0.029905	+/- 0.004136 (13.83%)

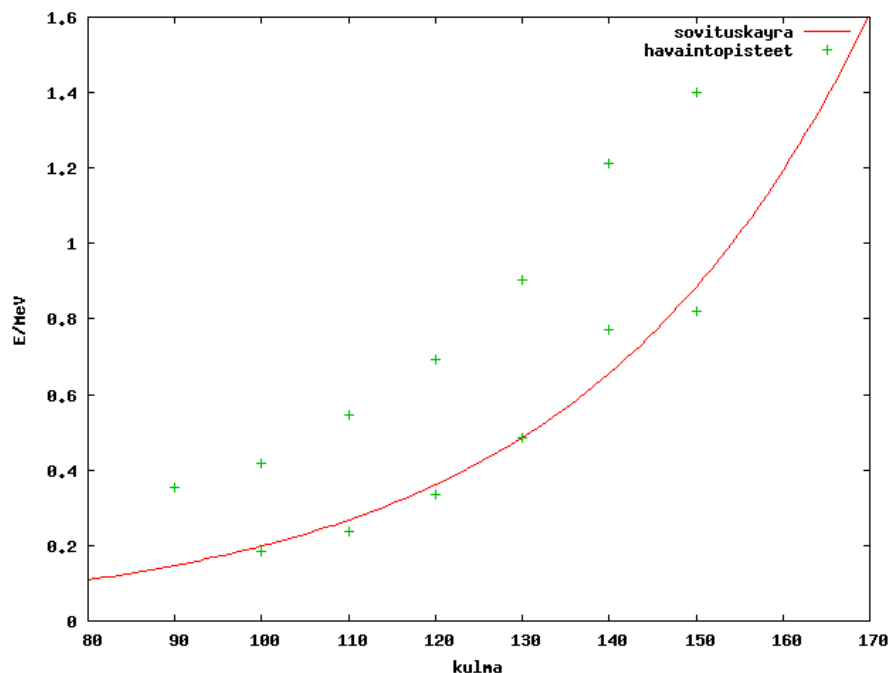
, joten kalibrointikäyrä on muotoa

$$E(\theta) = 0,0099718 \times \exp(0,029905 \times \theta). \quad (49)$$

Spektrometrin kulmaa muutettiin koko ajan samaan suuntaan, joten luvussa 4.1 mainittu ”vällys” voidaan olla ottamatta huomioon virhetarkastelussa. Kulman absoluuttinen virhe on näin ollen luvun 4.1.1 mukaisesti $\sim 0,4$ astetta. Energiasta riippuen erotuskyky eli piikin puoliarvoveyden ja energian suhde on 1-10 %. Mitatuista puoliarvoveyksistä (taulukko 5.3) noin puolet on suhteellisen lähellä (± 5 keV) luvussa 4.3 laskettuja teoreettisia puoliarvoveyksiä. Teoriassa sekä 100 keV:n että 2000 keV:n elektronin FWHM pitäisi olla 31 keV.

Taulukko 5.3. Gamma-ohjelmiston VMS Standard Peak Searchin havaitsemat piikit energioineen ja puoliarvoveyksineen.

kulma (°)	energia (MeV)	puoliarvoveyys (MeV)
90	0,354	0,026
100	0,183	0,031
100	0,419	0,026
110	0,238	0,023
110	0,547	0,043
120	0,334	0,061
120	0,693	0,078
130	0,486	0,073
130	0,903	0,110
140	0,773	0,033
140	1,213	0,110
150	0,822	0,034
150	1,399	0,038



Kuva 19. Havaitut intensiteetti- ja sovituskäyry.

5.3.1 Energiahäviöiden vaikutus

Mittauksissa elektronilähteenä käytetty ^{90}Sr hajoaa β^- -hajoamisella seuraavan hajoamiskaavan mukaisesti:



Yttriumin isotooppi ^{90}Y puolestaan hajoaa edelleen zirkoniumin isotoopiksi ^{90}Zr :



Strontiumin maksimihajoamisenergia on 546,0 keV ja yttriumin 2280,1 keV [21]. Hajoamisissa matkaan lähtevät elektronit menettävät kuitenkin energiaansa ennen detektorin aktiivista aluetta lähinnä kuolleessa kerroksessa tapahtuvissa törmäyksissä ja jarruuntumisäteilyn vuoksi yhtälön (42) mukaisesti. Energiaa jää kuitenkin myös lähteen kapselointiin. Lisäksi strontiumin spektri heikkenee lähtökohtaisesti suurilla energioilla.

Jarruuntumisäteilyn aiheuttamat energiahäviöt todettiin kappaleessa 3.2 mitätömiksi. Törmäyksistä eli ionisaatiosta aiheutuvat energiahäviöt puolestaan voidaan

laskea modifioidun Bethe-Bloch'n yhtälön (yhtälö (43)) avulla. Yhtälössä esiintyvät termit ovat tässä tapauksessa (pii väliaineena, 1 ja 2 MeV:n elektronit)

Taulukko 5.3.1. Yhtälön (43) parametrit 1 MeV:n ja 2 MeV:n elektroneille.

muuttuja	1 MeV	2 MeV
r_e	$2,817 \times 10^{-15} \text{ m}$	$2,817 \times 10^{-15} \text{ m}$
ρ	$2329 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	$2329 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$
Z	14	14
A	28	28
β^2	0,93634	0,99274
τ	1,9566	3,9133
I	173 eV	173 eV
$F(\tau)$	-0,271	-0,167
δ	0,441 [12]	1,490 [12]
C	$2,2126 \times 10^{-3} [12]$	$2,3829 \times 10^{-4} [12]$
N	$5,009 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$	$5,009 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$

Nyt energiahäviöt ovat

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} = 5,453 \times 10^{-14} \frac{\text{J}}{\text{m}} \approx 340,3 \frac{\text{keV}}{\text{m}}$$

1 MeV:n elektronille ja

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} = 5,230 \times 10^{-14} \frac{\text{J}}{\text{m}} \approx 326,5 \frac{\text{keV}}{\text{m}}$$

2 MeV:n elektronille.

Kuolleen kerroksen paksuus huomioon ottaen (tyypillisesti pintaestedetektoreissa luokkaa 100 nm [18]) energiahäviö kerroksessa on 0,034 eV (1 MeV) ja 0,033 eV (2 MeV), kun elektronien tulosuunta on kohtisuora ilmaisimen pintaan nähden. Häviöt ovat melko pieniä elektronien energioihin verrattuna. Pienemmillä energioilla luvut ovat luonnollisesti vielä pienemmät.

Elektronien radat voivat olla joissakin tapauksissa sellaisia, että ne eivät saavu ilmaisimeen pinnan normaalin suuntaisesti. Kyseeseen tulevat lähinnä elektronit, jotka osuvat detektoriin kulkematta magneettikentän läpi. Tällöin ne kulkevat edellisiä esimerkkejä pidemmän matkan kuolleessa kerroksessa. Ilmaisimen aktiivisen alueen pinta-ala on 150 mm^2 . Tästä voidaan laskea pyöreän ilmaisimen halkaisijaksi $1,38 \text{ cm}$. Pikainen laskutoimitus osoittaa, että suorakulmaisen kolmion, jonka vastainen sivu on 100 nm ja viereinen $1,38 \text{ cm}$, hypotenuusan pituus on $1,38 \text{ cm}$. Se on samalla myös pisin mahdollinen matka, jonka elektronit voivat teoriassa kulkea kuolleessa kerroksessa, kun elektronien tulokulma on niin pieni, että ne kulkevat kuolleen kerroksen ”laidasta laitaa”. Matka on niin pitkä, että energiahäviöiden laskeminen on vaikeaa, sillä häviöt ovat riippuvaisia elektronien alkuperäisestä energiasta. Elektronien pysäytysmatkaa tietyllä energialla voidaan kuitenkin arvioida yhtälön (45) avulla. Mitatun spektrin alkupäästä esimerkin vuoksi poimitun 100 keV :n energialla elektroni pysähtyy piissä $0,08 \text{ mm}$:n matkalla, kun taas 1 MeV :n ja 2 MeV :n elektroneille vastaavat lukemat ovat $2,31 \text{ mm}$ ja $5,10 \text{ mm}$. Elektronin energian on oltava noin $5,5 \text{ MeV}$, jotta se pääsisi detektorin aktiiviselle alueelle kuljettuaan ensin pisin mahdollisen matkan kuolleessa kerroksessa.

Pysäytysmatkalla on vaikutusta myös aktiivisella alueella yli 1 MeV :n energioilla, sillä käytetyn detektorin paksuus on 2 mm . Osa elektroneista menee siis detektorista läpi luovuttamatta kaikkea energiaansa.

Energiahäviöiden yhteenvetona voidaan todeta, että kuolleella kerroksella ei ole suurta vaikutusta magneettikentässä taipuvien elektronien energioihin. Edellä mainittu 100 keV :n elektroni pysähtyy siis kuljettuaan $0,08 \text{ mm}$:n matkan. Käytetyssä detektorissa matka vastaa $89,9^\circ$:n kulmaa pinnan normaaliin nähden. Magneettikentässä taipuvat likimain pinnan normaalin suuntaisesti detektoriin saapuvat elektronit eivät siis menetä energiaansa kovinkaan paljon. Sen sijaan mahdolliset kentän kautta kulkemattomat elektronit menettävät energiaansa hyvinkin paljon suuriener-

giaisten jopa pysähtyessä ennen aktiivista aluetta. Tällaiset ”harhautuvat” elektronit kulkevat usein myös säteilylähteen kammion seinien läpi.

5.3.2 Tulosten analysointi

Strontium-säteilijän tuottamien elektronien energia-alue ulottuu spektreissä alle 100 keV:n energioista yli 2 MeV:n energioihin. Spektrin muotoon vaikuttavat edellisessä kappaleessa mainitut spektrin heikentyminen suurilla energioilla ja se, että suurien energiaiset elektronit eivät luovuta kaikkea energiaansa aktiivisella alueella. Näistä syistä johtuu kuvassa 26 näkyvä intensiteetin nopea heikkeneminen yli 1 MeV:n energioilla. Myös 140 astetta suuremmilla kulmilla on nähtävissä selvä intensiteetin heikkeneminen kohti suurempia energioita etenevillä piikeillä. 160 °:n kohdalla piikit ovat heikentyneet olemattomiin.

Kaikissa kuvissa on näkyvissä kohinapiikki noin 100 keV:n kohdalla. Ensimmäisessä mittauksessa kohinapiikki on selkeästi leveämpi muiden mittausten vastaaviin verrattuna. Tälle on kaksi mahdollista selitystä. Ensimmäisen ja toisen mittauksen välillä suoritettiin luvussa 4.3 mainittu vuotovirtamittaus, jonka vuoksi esivahvistimen ja signaalianalysointiväliläiset kaapelit jouduttiin irrottamaan ja kytkemään myöhemmin takaisin kiinni. Kaapeleiden asennolla näytti nimittäin olevan vaikutusta kohinan määrään eikä optimiasentoa ollut helppo löytää. Vaihtoehtoinen selitys on spektrometrin magneettirakennelman aiheuttaman jarruuntumissäteilypiikin puuttuminen ensimmäisestä mittauksesta. Kyseinen mittaus suoritettiin ilman magneetteja. Aiemmin oli nimittäin havaittu samalla spektrometrillä suoritetuissa mittauksissa noin 100 keV:n kohdalla mahdollisesti jarruuntumissäteilystä johtuva intensiteettihiippi [22, 23].

Kuvista on myös havaittavissa, että kulmilla 100 °-150 ° näkyvissä on kaksi intensiteetin huippukohtaa, kun taas alle 100 °:n kulmilla näkyvissä on vain yksi huippukohta. Tilanne on mielenkiintoinen, sillä kuten luvussa 5.1 mainitaan, ainoastaan

homogeenisen magneettikentän kautta kulkevat elektronit osuvat ilmaisimeen vain, jos kulma on korkeintaan 100° . Kyseisellä kulmalla tehdyssä mittauksessa pienemmän energian piikki on juuri ja juuri erotettavissa. Tämä ja ”rajakulman” laskentatarkkuus (absoluuttinen virhe luvun 5.1 mukaan $\pm 3^\circ$) huomioon ottaen voidaan päätellä, että magneettikentän luonne vaikuttaa piikkien lukumäärään kulman kasvaessa. Kuten edellä todettiin, yli 100° :n kulmilla vain heterogeenisen kentän läpi kulkevat elektronit pääsevät detektoriin, kun taas rajakulmaa pienemmillä kulmilla mukana on sekä homogeenisen kentän kautta että molempien kenttien kautta kulkevia elektroneja. Koska elektronien ratoja heterogeenisessä kentässä ei tunneta, tilanteesta on vaikea sanoa enempää.

6 Lopputulokset ja johtopäätökset

Työn tuloksena saavutettiin kulmakalibrointikäyrä (yhtälö (49)), josta voidaan laskea tietyllä kulmalla syntyvän alemman energian intensiteettiinkin energia. Toisin sanoen voidaan luonnehtia spektrometrin energiakäyttäytymistä, kun askelmoottorilla muutetaan säteilylähteen ja ilmaisimen välistä kulmaa. Laitteiston kulman virhe on 0,4 astetta kymmenene asteen siirtoa kohden.

Spektriipiikkien resoluutioon vaikuttavista tekijöistä suurin oli hieman yllättäen elektroniikkakomponenttien aiheuttama kohina, mutta myös detektorikohinalla on pieni vaikutus. Monesti detektorikohina on tekijöistä merkittävin [18]. Sen sijaan vuotovirran ei havaittu aiheuttavan kohinaa juuri lainkaan. Itse asiassa vuotovirta oli niin pientä, että sen aiheuttamaa jännitehäviötä ei tarvinnut kompensoida nostamalla bias-jännitettä alkuperäisarvostaan 225 V.

Energiakalibrointimittaus suoritettiin kuudella radioaktiivisella nuklidilla, joiden spektreistä käytettiin kalibraatiossa yhteensä kahdeksaa intensiteettiipiikkiä. Kalibrointi (yhtälö (18)) oli melko onnistunut, sillä kaikki kahdeksan pistettä osuvat hyvin kalibrointisuoralle kuvassa 18. Kun kalibrointitiedot syötettiin Gamma Acquisition & Analysis -ohjelmaan, energian nollakohta spektreissä (kohta, jossa *channel*-arvo on nolla) oli noin 20 keV. Tämän voi toki todeta suoraan kalibrointiyhtälöstäkin antamalla *channel*-muuttujalle arvon nolla.

Spektrometrin keskellä sijaitsevien magneettien muodostaman magneettikentän profiilin mittauksessa havaittiin kentän vuontiheyden olevan vakio kaukana magneettien keskikohdasta ja lineaarisesti paikan mukana muuttuva lähellä keskikohtaa. Elektronien ratoja pystyttiin laskemaan vuontiheyden ollessa vakio, mutta lineaariselle osalle ratkaisuja ei voitu esittää. Tästä huolimatta pystyttiin toteamaan, että kun säteilylähteen ja ilmaisimen välinen kulma on yli sata astetta, vain lineaarisesti muuttuvan kentän kautta kulkevat elektronit pääsevät ilmaisimeen asti. Kulmakalibraatiomittauksissa puolestaan havaittiin, että sataa astetta suuremmilla kulmilla

syntyy kaksi intensiteettiipiikkiä yhden sijaan.

^{90}Sr -nuklidin betahajoamisessa syntyvät elektronit eivät merkittävästi menetä energiaansa ennen detektorin aktiivista aluetta. Ionisaatiosta aiheutuvat häviöt ovat hyvin pieniä kuolleessa kerroksessa, kun taas jarruuntumissäteilyn vaikutus voidaan olla ottamatta kokonaan huomioon. Sen sijaan suurienergiaiset elektronit (yli 1 MeV) kulkeutuvat ilmaisimen läpi luovuttaen vain osan energiastaan mitattavaksi. Tämä ja strontiumin spektrin lähtökohtainen heikkeneminen suurilla energioilla aiheuttaa mitattuihin spektreihin intensiteettihäviöitä suurilla energioilla.

6.1 Parannusehdotuksia

Mitatuissa spektreissä näkyvän kohinapiikin todellinen luonne voitaisiin selvittää paremmin. Kuten edellä todettiin, on mahdollista, että piikki syntyy todellisuudessa kohinan ja jarruuntumissäteilyn yhteisvaikutuksesta. Elektronien ratojen tunteminen heterogeenisessä magneettikentässä voisi kumota tai vahvistaa olettamuksen, jonka mukaan magneettikentän rakenteella (homogeeninen-heterogeeninen) on vaikutus spektriipiikkien lukumäärään. Vaihtoehtoisesti magneettirakennetta voitaisiin muuttaa siten, että kenttä olisi kaikkialla homogeeninen. Lisäksi koaksiaalikaapeleiden asennon vaikutus kohinaan voitaisiin tutkia paremmin. Varsinkin signaalianalyysaattorista esivahvistimeen kulkevat kaapelit aiheuttavat asennosta riippuen paljon kohinaa.

LabVIEW-ohjelmaa voitaisiin myös parannella monin eri tavoin, kuten siten, että ohjelma laskisi tarvittavan kulmaresoluution automaattisesti kulloinkin käytössä olevien ajurisäätöjen mukaan. Detektorin paikan muuttaminen magneettikenttään nähden sekä toisenlainen kollimaattori voisivat myös tuoda parannusta tulosten tarkkuuteen.

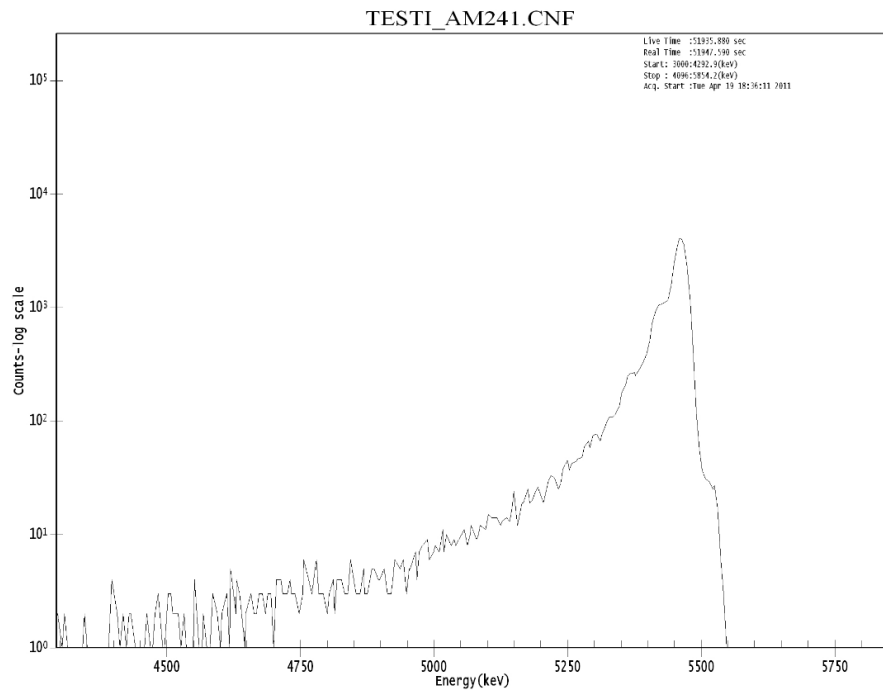
Viitteet

- [1] J. Benkoff, J. van Casteren, H. Hayakawa et al., *Planetary and Space Science*, **58**, 2 (2010)
- [2] J. Huovelin, R. Vainio, H. Andersson et al., *Planetary and Space Science*, **58**, 96 (2010)
- [3] S. Korpela, BC-SIX-PL-00003 (2011)
- [4] D. Rothery, L. Marinangeli, M. Anand et al., *Planetary and Space Science*, **56**, 21 (2010)
- [5] C.E. Schlemm, R.D. Starr, G.C. Ho et al., *Space Science Reviews*, **131**, 393 (2007)
- [6] J. Huovelin, L. Alha, H. Andersson et al., *Planetary and Space Science*, **50**, 1345 (2002)
- [7] N.R. Rigozo, M.P. Souza Echer, H. Evangelista, D.J.R. Nordemann ja E. Echer, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 1 (2010)
- [8] <http://www.swpc.noaa.gov/ftplib/indices/SPE.txt>
- [9] G.W. Fraser, J.D. Carpenter, D.A. Rothery et al., *Planetary and Space Science* **58**, 79 (2010)
- [10] I. Adler, J. Gerard, J. Trombka et al., *Proceedings of the 3rd Lunar Science Conference*, **4**, 2783 (1973)
- [11] N.D. Coggeshall ja M. Muskat, *Phys. Review*, **66**, 187 (1944)
- [12] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Second Revised Edition*, Springer-Verlag, (1994)

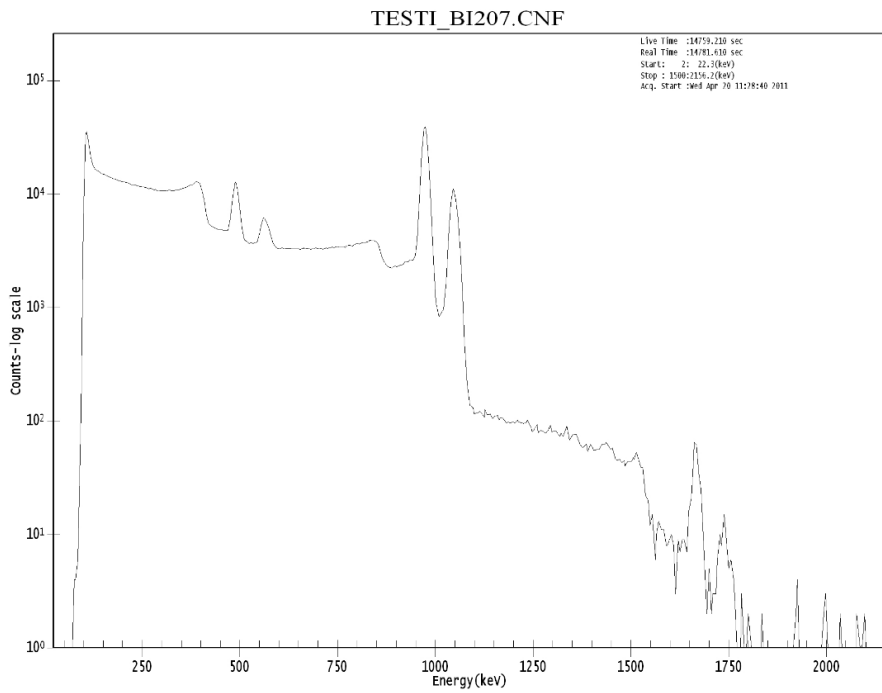
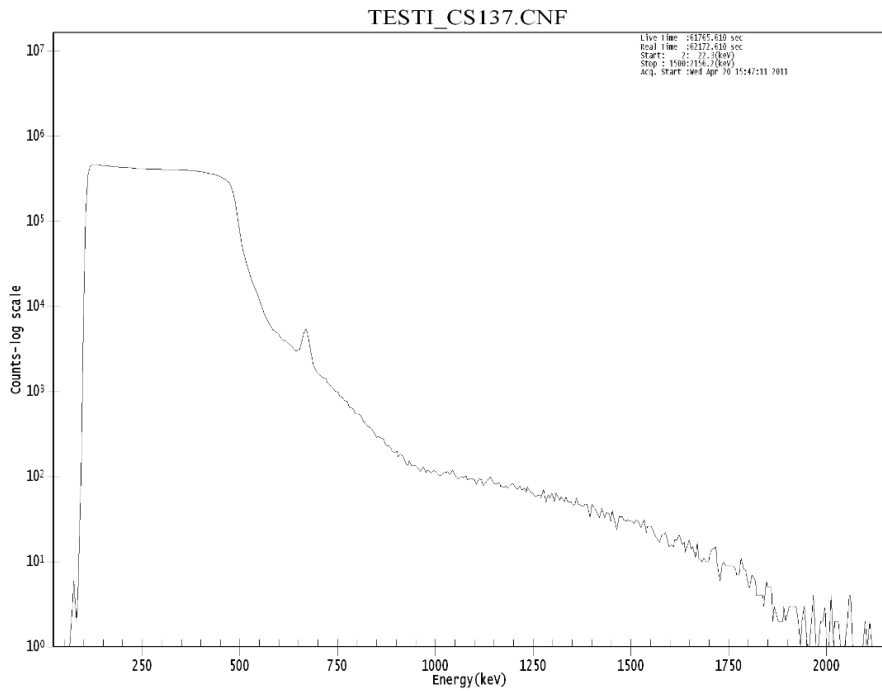
- [13] K. Hikasa, K. Hagiwara, S. Kawabata et al., Review of Particle Properties, Phys.Review, **D45**, Part II (1992)
- [14] T. Mukoyama, Nuclear Instruments and Methods, **134**, 125 (1976)
- [15] R.R. Wilson, Phys.Review, **79**, 204 (1950)
- [16] R.R. Wilson, Phys.Review, **84**, 100 (1951)
- [17] K. Kleinknecht, Detectors for Particle Radiation, Second Edition, Cambridge University Press, (1998)
- [18] G.F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, Third Edition, Wiley, (2000)
- [19] M. Hollstein, Nuclear Instruments and Methods, **82**, 249 (1969)
- [20] R. Khan, A. Sattar Lodhi ja D. Crumpton, Nuclear Instruments and Methods, **160**, 127 (1979)
- [21] <http://atom.kaeri.kr/ton/nuc6.html>
- [22] J. Lehti, BC-SIX-TN-02027 (2010)
- [23] J. Lehti, J. Saari, BC-SIX-TR-02027 (2010)

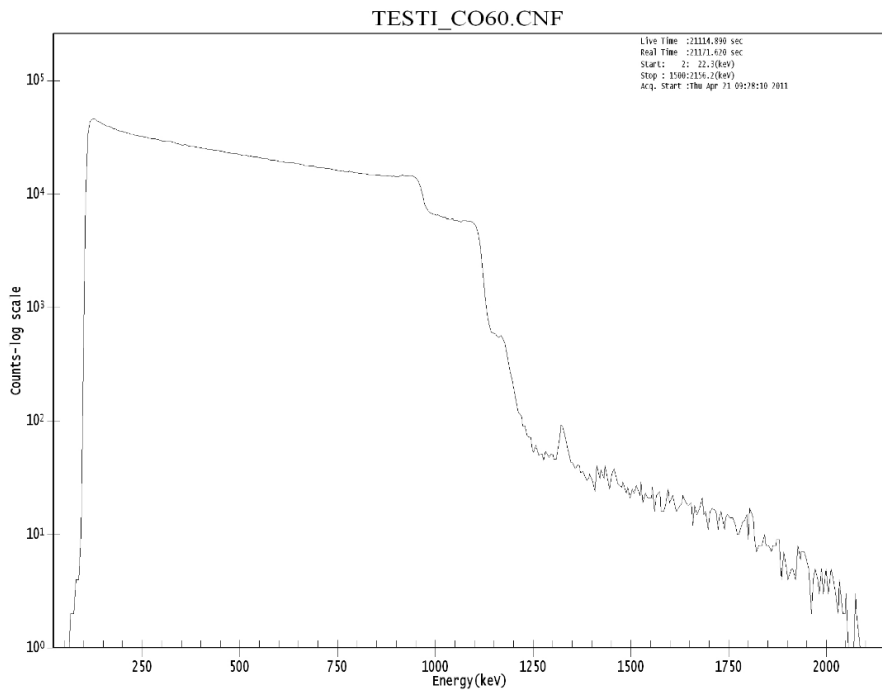
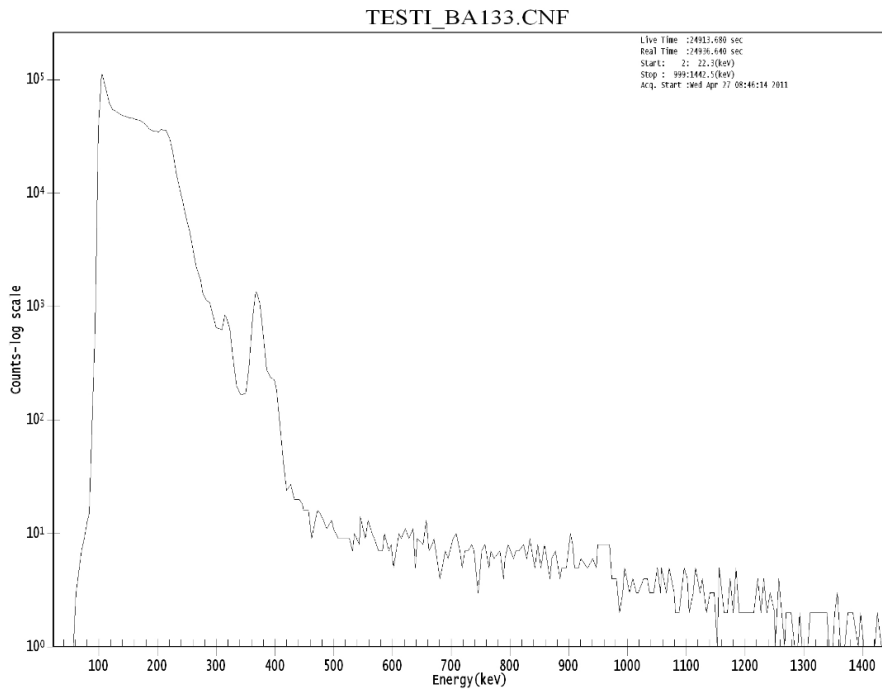
LIITE 1

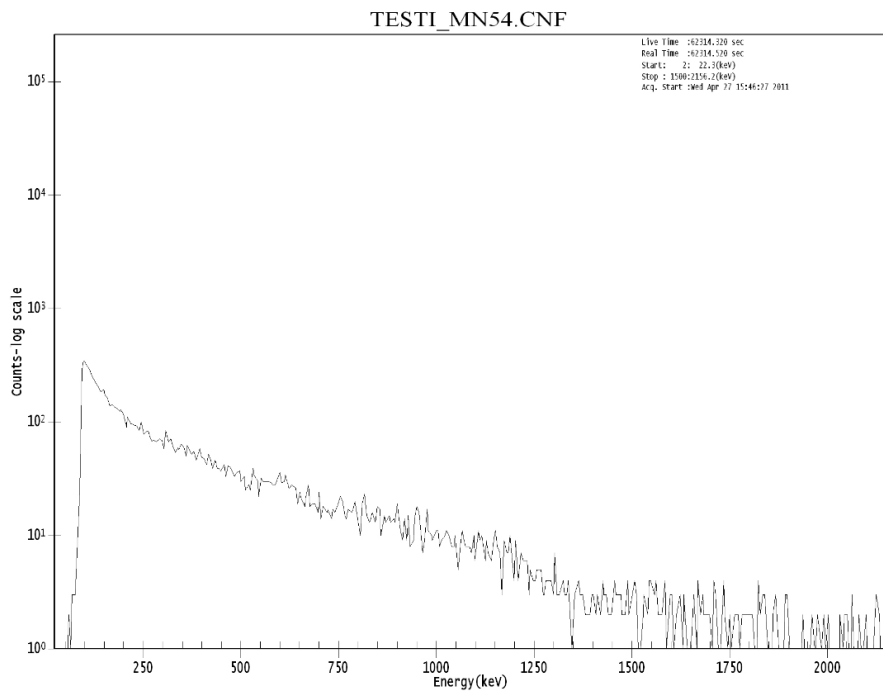
Energiakalibrointimittausten spektrit kappaleessa 5.2 käsiteltävässä kalibroinnissa käytetyille radioaktiivisille nuklideille ^{241}Am , ^{207}Bi , ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{133}Ba ja ^{54}Mn .



Kuva 20. ^{241}Am .

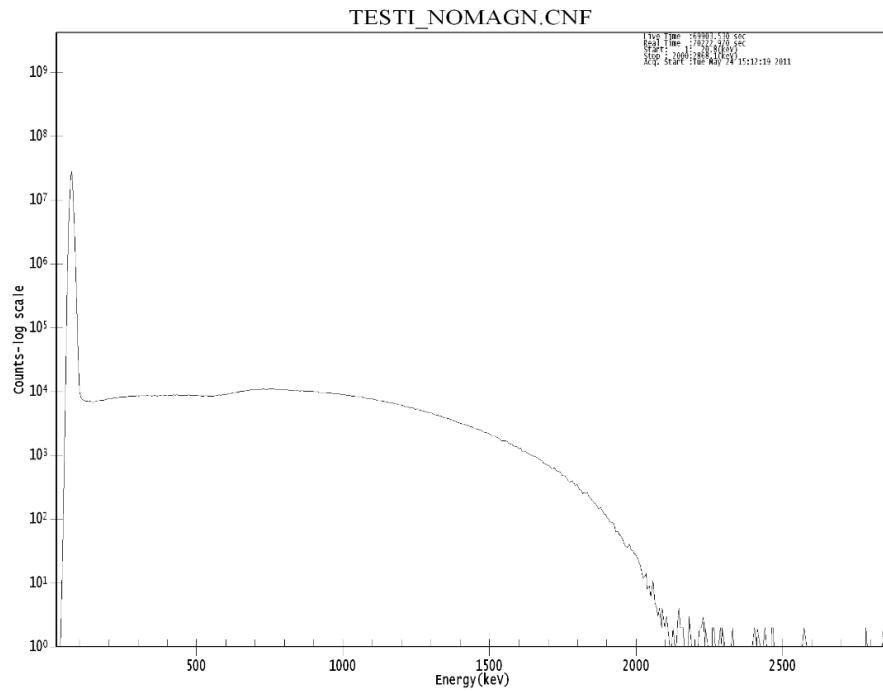
Kuva 21. ^{207}Bi .Kuva 22. ^{137}Cs .

Kuva 23. ^{60}Co .Kuva 24. ^{133}Ba .

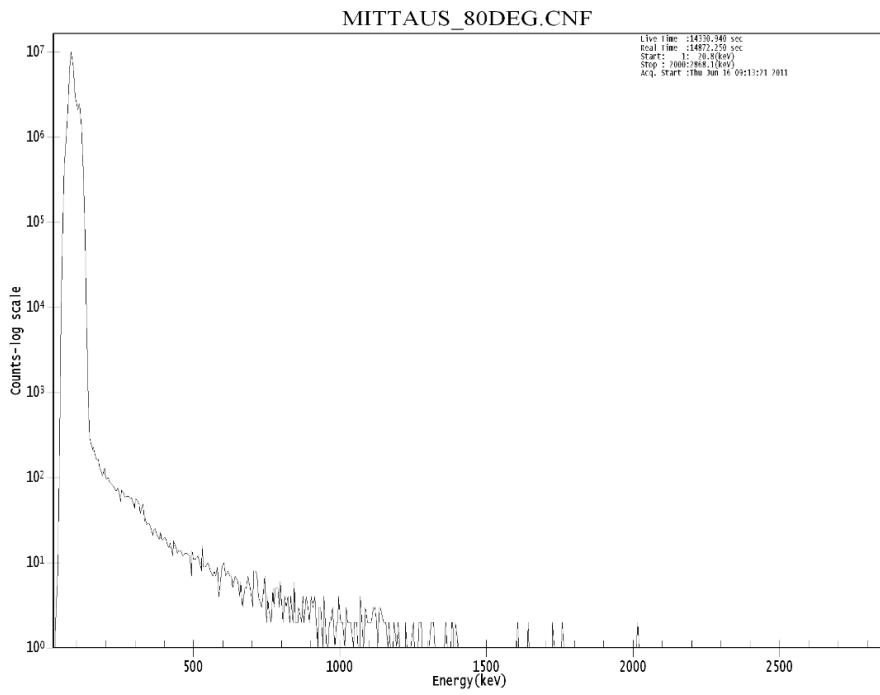
Kuva 25. ^{54}Mn .

LIITE 2

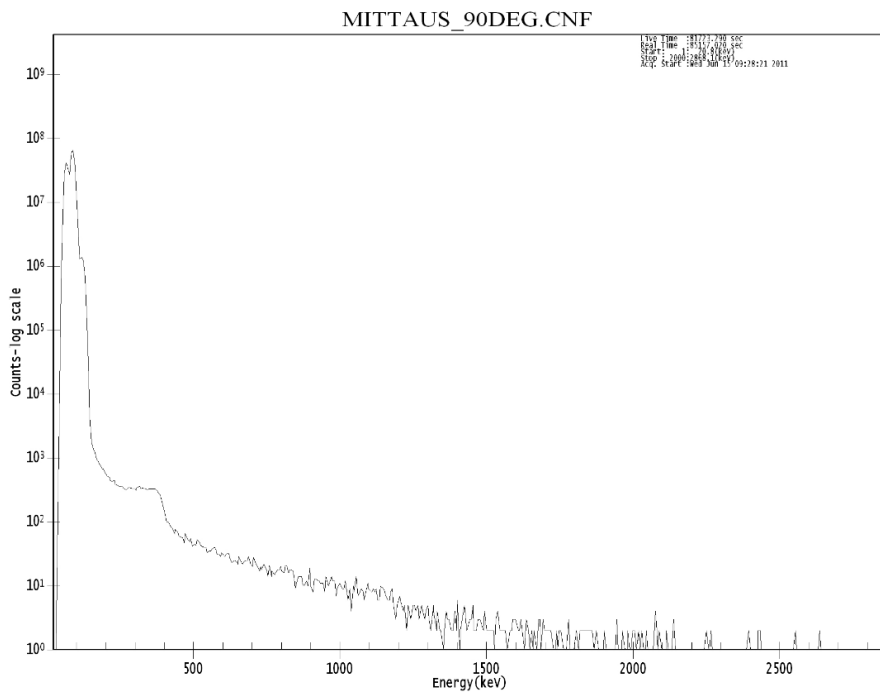
Spektroskoopin kulmakalibroinnin yhteydessä mitatut spektrit kulmilla 80, 90, 100, 110, 120, 130, 140, 150 ja 160 astetta. Lisäksi mitattiin nuklidin ^{90}Sr spektri ilman magneettikenttää.



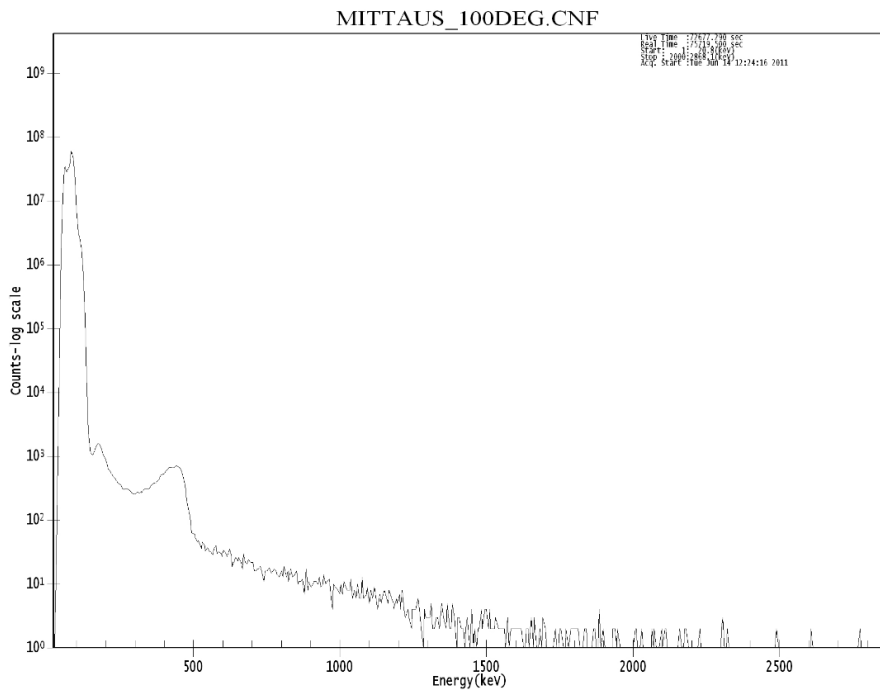
Kuva 26. Strontiumin energiaspektri 180 asteen kulmalla ilman magneettikenttää. Kuvassa näkyy myös alle 100 keV:n energioilla havaintoja häiritsevä kohinapiikki.



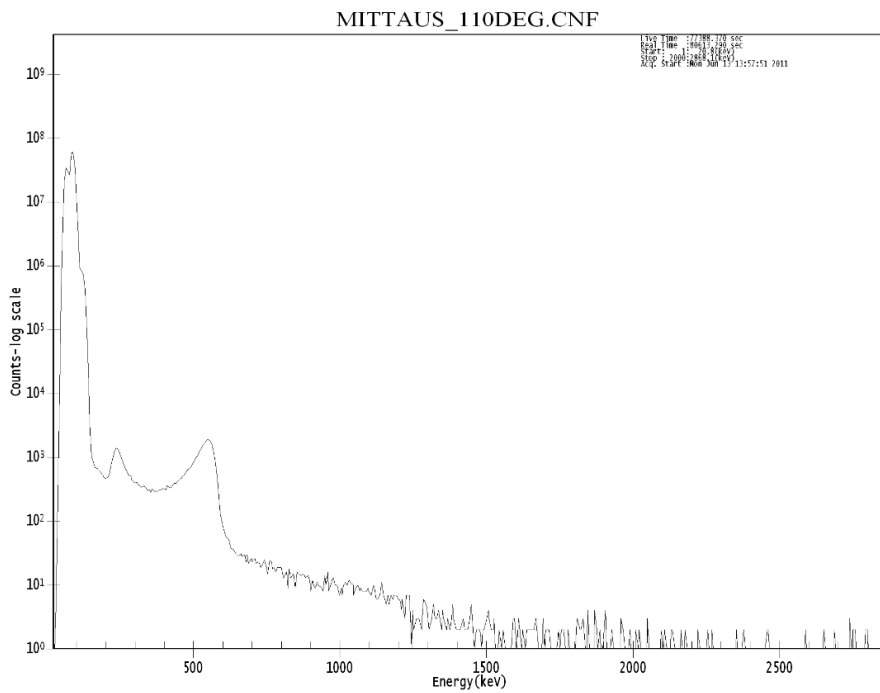
Kuva 27. 80 astetta.



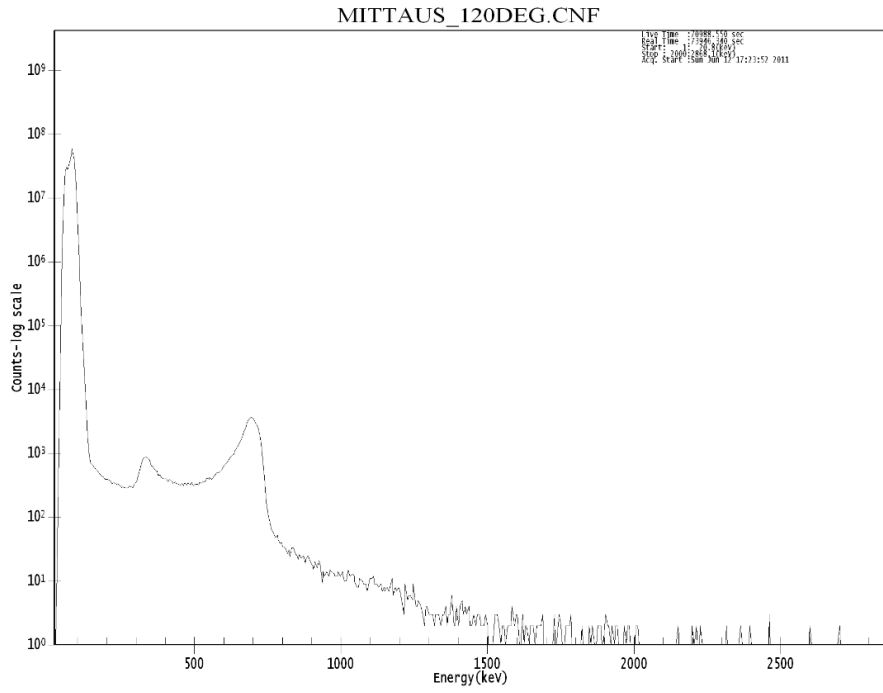
Kuva 28. 90 astetta.



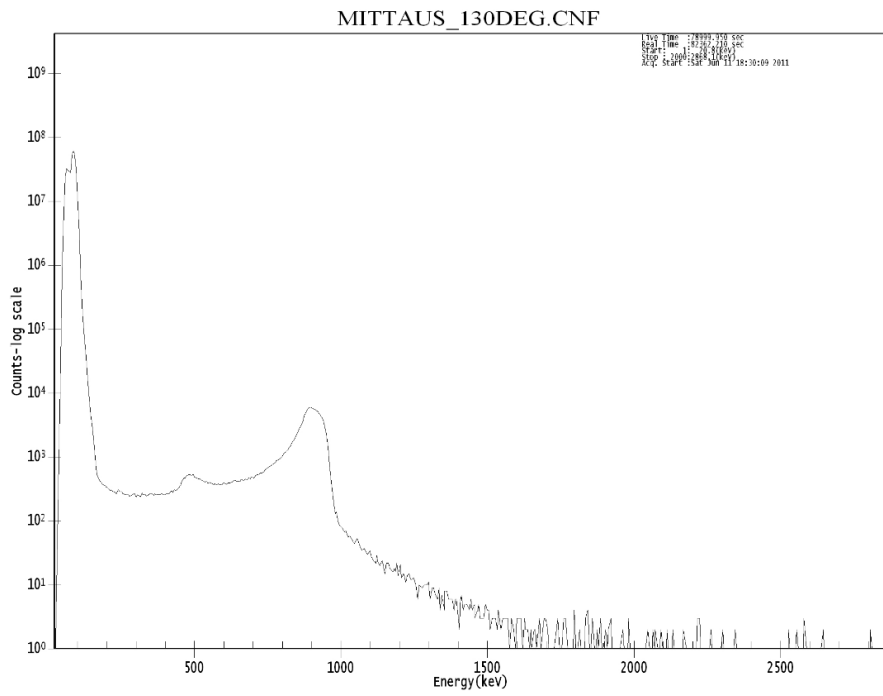
Kuva 29. 100 astetta.



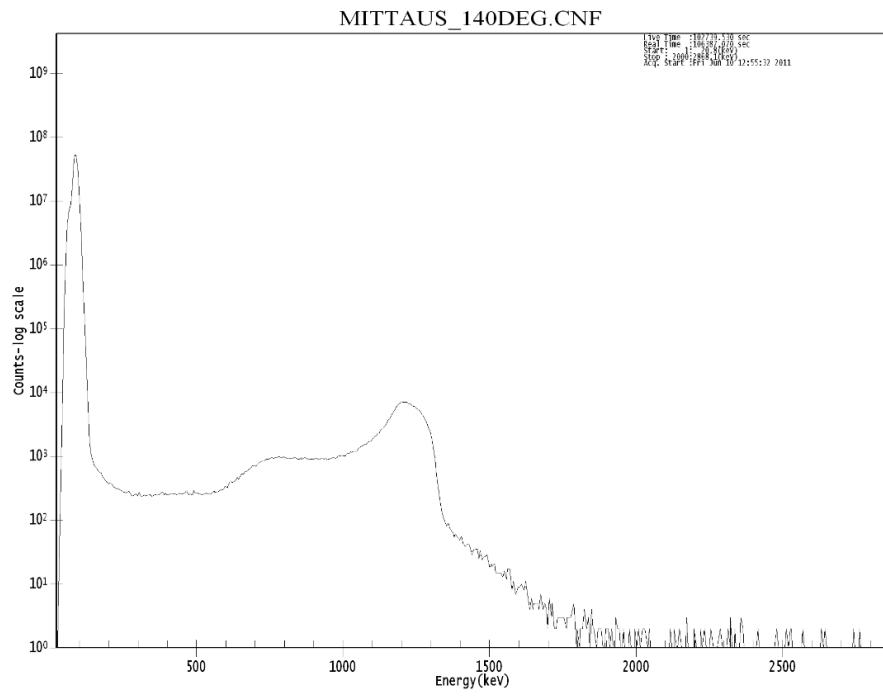
Kuva 30. 110 astetta.



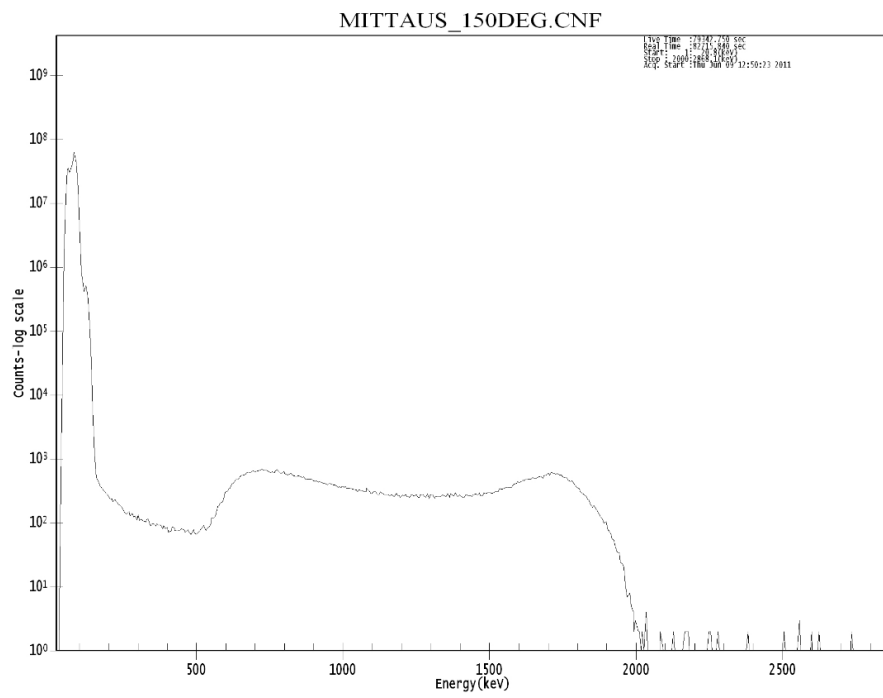
Kuva 31. 120 astetta.



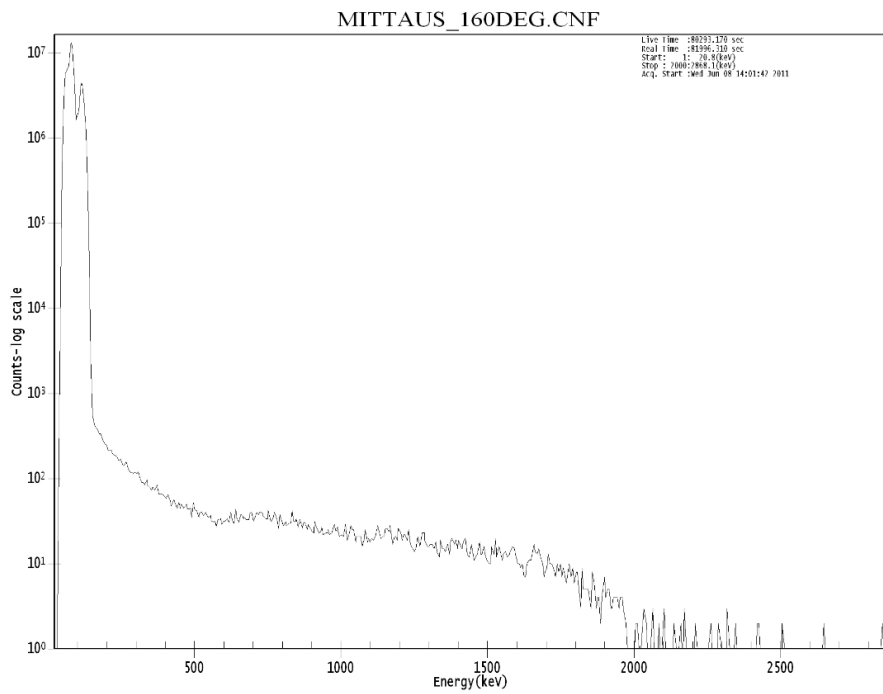
Kuva 32. 130 astetta.



Kuva 33. 140 astetta.



Kuva 34. 150 astetta.



Kuva 35. 160 astetta.

LIITE 3

Kokoamisohjeet

Laitteiston kokoaminen kannattaa aloittaa kiinnittämällä askelmoottori ja vaihteisto tyhjiökammioon. Vaihteiston akseli tulee kammion sisäpuolelle kammion keskellä olevasta läpiviennistä. Kyseisen akselin ympärille sijoitetaan spektrometrin pääosat. Akselin korkeutta tyhjiökammion pohjaan nähden voidaan säätää säätönupista. Kammiossa kiinni oleva askelmoottori/vaihteisto on esitettyä kuvassa 36. Tämän jälkeen askelmoottorin johdin voidaan kiinnittää kontrolleriin. Kytkennät suoritetaan kuvan 37 mukaisesti. Kontrolleri kytketään kiinni tietokoneen usb-porttiin.

Spektrometrin varsiosa ja säteilylähteen paikka tulevat kiinni tyhjikammioon askelmoottorin akselin päälle. Ensiksi akseliin kiinnitetään yhdellä ruuvilla eräänlainen pöytä. Seuraavaksi spektrometrin magneettirakenne kiinnitetään varsiosan pyöreätkölle pinnalle yhdellä ruuvilla, jolle on paikka keskellä pintaa. Tämän jälkeen pöydän päälle kiinnitetään varsiosa kahdella ruuvilla, prikalla ja mutterilla. Kun ilmaisinalusta on kiinnitetty vielä paikalleen kahdella ruuvilla, tilanne tässä vaiheessa kokoamista näyttää kuvan 38 mukaiselta. SIXS-instrumentin vaatimaa kehikkoa ei tässä vaiheessa asenneta paikoilleen.

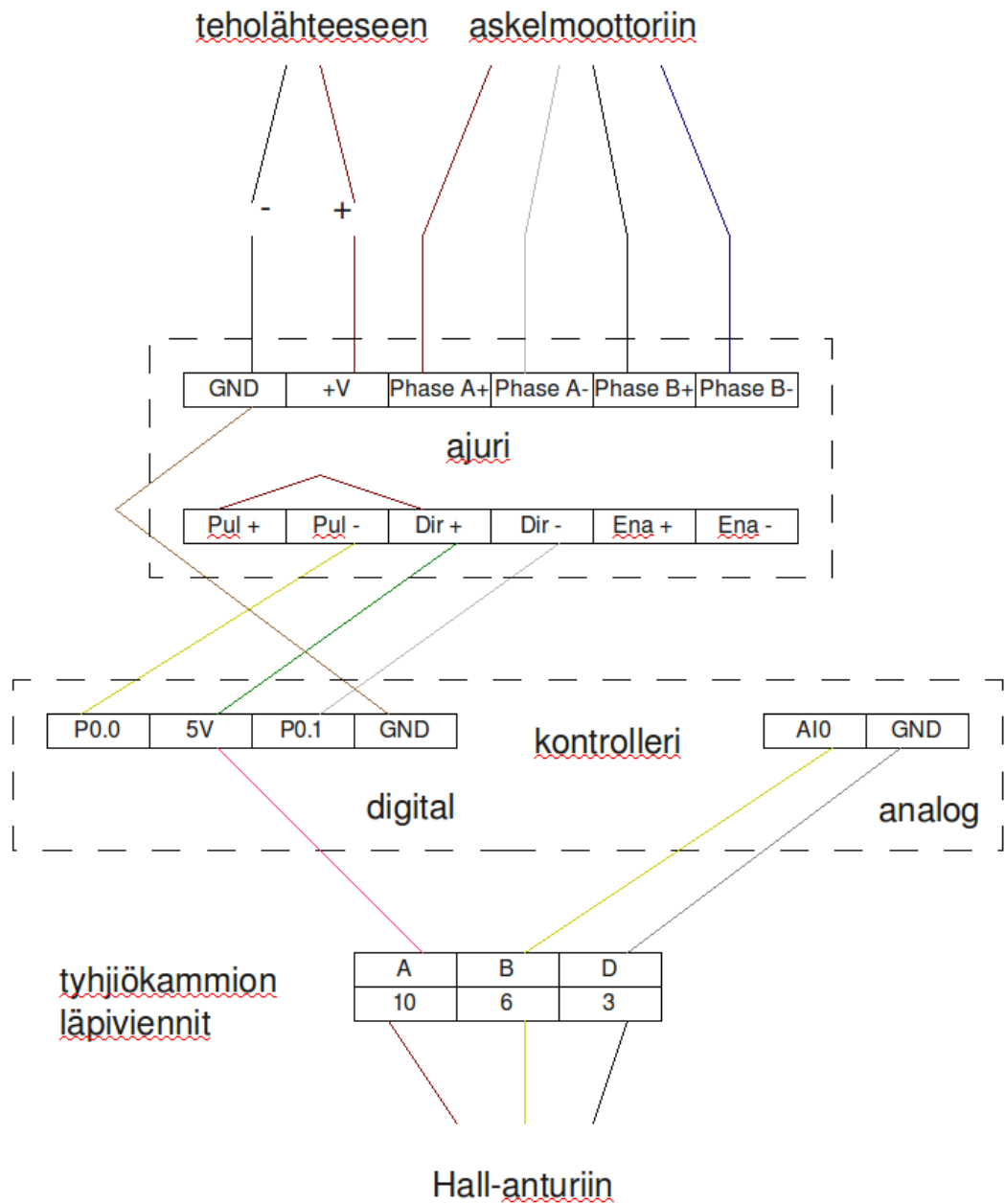
Hall-anturin mittaaman magneettikentän muodostamien magneettien alusta kiinnitetään kahdella ruuvilla ja prikoilla kiinni vapaisiin ruuvireikiin. Magneettikokonaisuus asetetaan alustan päälle alustaan merkittyyn asentoon yhdellä ruuvilla. Anturi kytketään kontrolleriin kuvan 37 mukaisesti tyhjiökammion läpivientejä hyväksikäyttäen. Tyhjiökammion läpivientien ulkopuolelle jäävät johtimet on merkitty kirjaimin A, B, C ja D kuvassa 40. Samoin kammion sisäpuolella olevat pin-liitännät on merkitty numeroin 1-10 (kuva 41). Nyt tyhjiökammiossa näyttää kuvan 42 mukaiselta.

Laitteistokokonaisuudesta puuttuvat vain signaalianalysaattori, pulssigeneraat-

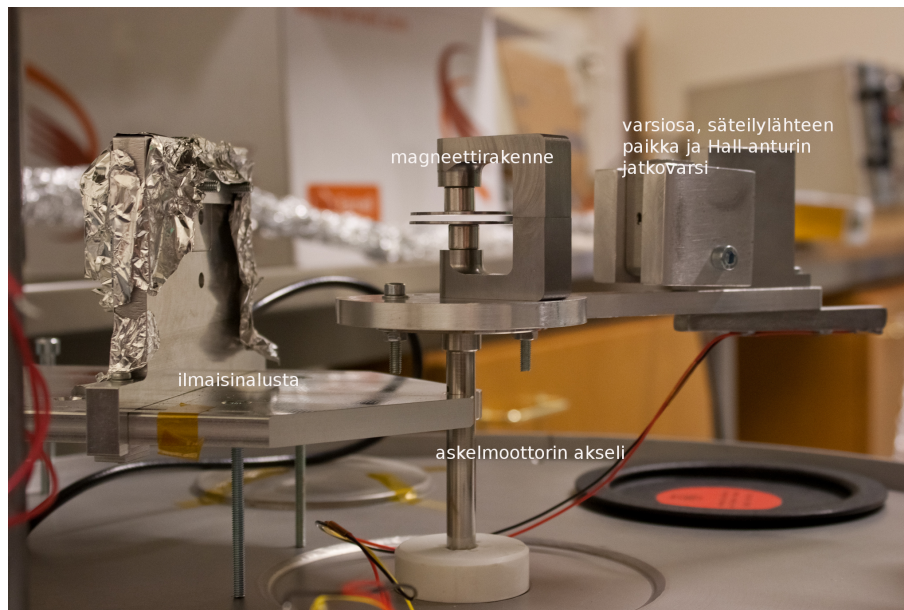
tori ja esivahvistin. Ne kytketään siten, että signaalianalysaattorin takapaneelin säätötuoloista ovat käytössä HV+, Energy ja Pre Amp. Ne yhdistetään kaapeleilla esivahvistimeen ja esivahvistimesta yhdellä kaapelilla tyhjiökammion läpivienttiin. Signaalianalysaattori yhdistetään tietokoneeseen ethernet-kaapelin avulla. Häiriöiden välttämiseksi esivahvistin kaapeleineen kannattaa päällystää alumiinifoliolla kuvan 43 mukaisesti. Tyhjiökammion sisäpuolelta vedetään kaapeli läpiviennistä ilmaisiin, joka asetetaan alustalleen.



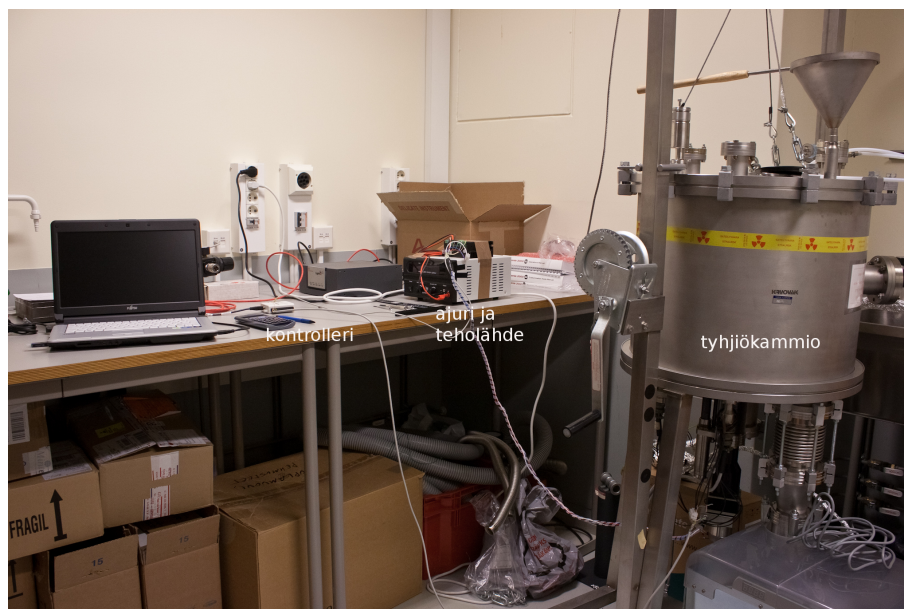
Kuva 36. Askelmoottori ja vaihteiston tyhjiökammion ulkopuolelle jäävä osa. Kuvaan on myös merkitty akselin korkeuden säätönuppi.



Kuva 37. Askelmoottorilaitteiston tarvittavat kytkennät. Kuvaan on merkitty myös käytettävien johtimien värit.



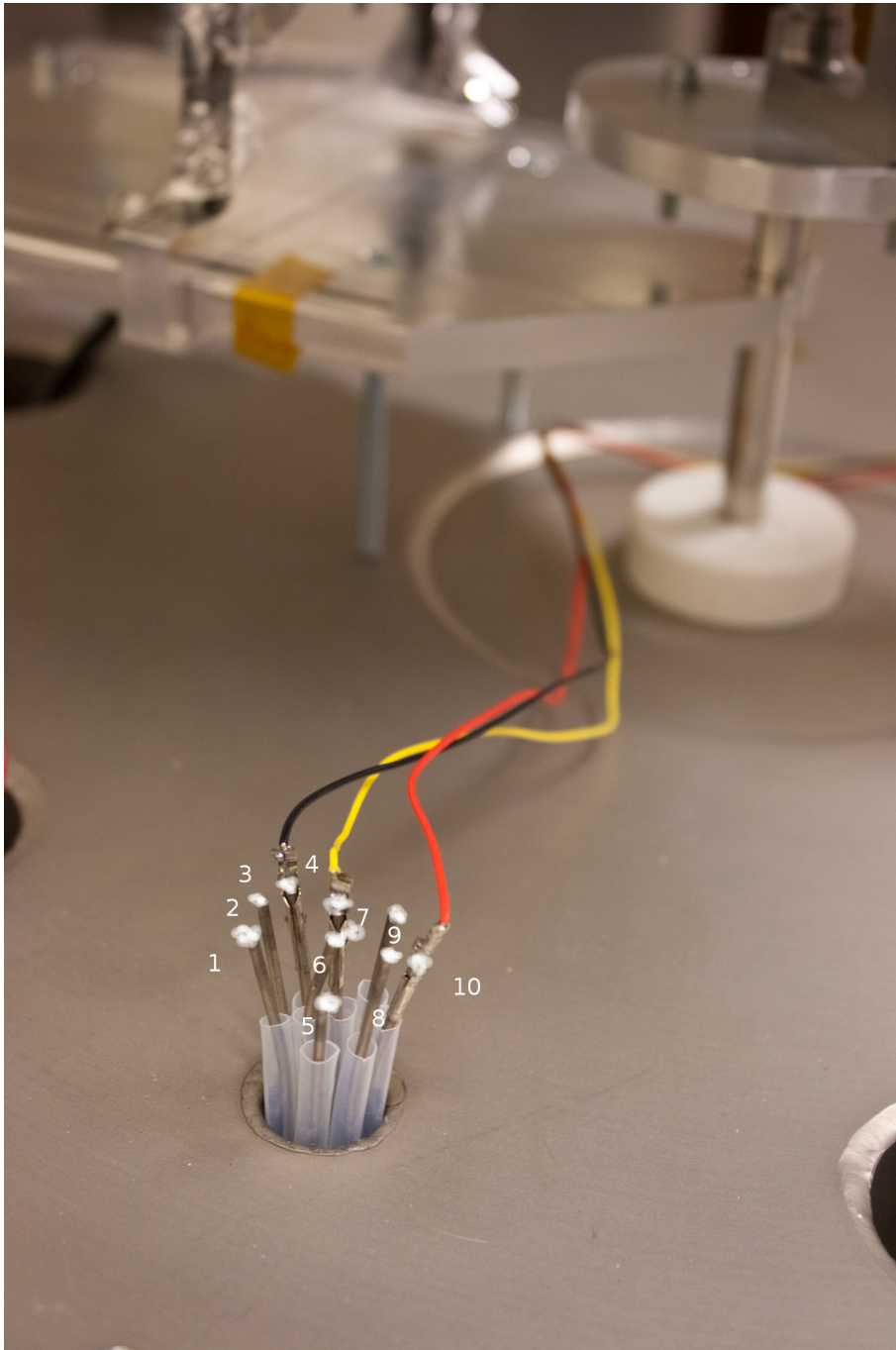
Kuva 38. Lähikuva spektrometrin pääosista.



Kuva 39. Käytetty kannettava tietokone, kontrolleri, ajuri, teholähde ja tyhjiökammio.



Kuva 40. Hall-anturin läpivientien ulkopuolelle jäävien johtimien järjestys.



Kuva 41. Hall-anturin läpivientien pin-liitännöjen järjestys.



Kuva 42. Yleiskuva tyhjiökammion sisällöstä.



Kuva 43. Alumiinifoliolla päällystetty esivahvistin.