

Nanosatelliittiin soveltuvan säteilyinstrumentin piidiodi- ja tuikeilmaisinten valmistamiseen liittyviä valikoituja haasteita ja ratkaisuja

Elektroniikkasuunnittelu
Tieto- ja viestintätekniikan tutkinto-ohjelma
Tietotekniikan laitos, Teknillinen tiedekunta
Diplomityö

Laatija:
Tatu Peltola

Ohjaajat:
Risto Punkkinen
Juha Plosila

Toukokuu 2023

Turun yliopiston laatujärjestelmän mukaisesti tämän julkaisun alkuperäisyys on tarkastettu
Turnitin OriginalityCheck -järjestelmällä.

Diplomityö

Tietotekniikan laitos, Teknillinen tiedekunta

Turun yliopisto

Oppiaine: Elektroniikkasuunnittelu

Tutkinto-ohjelma: Tieto- ja viestintäteknikka

Tekijä: Tatu Peltola

Otsikko: Nanosatelliittiin soveltuvan säteilyinstrumentin piidiodi- ja tuikeilmaisinten valmistamiseen liittyviä valikoituja haasteita ja ratkaisuja

Sivumäärä: 54 sivua

Päivämäärä: Toukokuu 2023

Piensatelliitissa sovellettavaan säteilyä mittaavaan instrumenttiin kohdistuu useita rajoituksia laitteen pienen koon ja energiankulutuksen osalta. Säteilyinstrumenttien keskeisimpiin komponentteihin kuuluu säteilyanturi tai säteilyanturit, johon koko instrumentti perustuu. Erilaisia säteilyanturityyppejä on useita erilaisia. Tässä tutkielmassa perehdytään kahteen eri anturityyppiin, piidiodiin ja kidemäiseen tuikeilmaisimeen sekä niiden valmistamiseen.

Piidiodin toiminta perustuu diodin tyhjennysalueen ionisaatioon, kun anturiin osuu säteilyhiukkanen. Ionisaatiovuorovaikutusten määrä riippuu pääasiassa hiukkasen tyypistä ja energiasta, jolloin hiukkasen pihin jättämä kokonaisenergia voidaan mitata ionisaation synnyttämien varauksenkuljettajien tuottamasta diodin läpi kulkevasta virtapulssista. Tutkielmassa käytetyillä diodeilla ongelmana on reunojen suuri vuotovirta. Kokeellisella menetelmällä, jossa valmistettiin diodin reuna-alueelle kenttäelektrodi, saatiin pienennettyä ja stabiloitua reunojen vuotovirrat hyväksyttävälle tasolle. Kenttäelektrodi vaikuttaa diodin ja substraatin reunan välisen alueen pintaoksidin varaukseen, ja estää vuotovirtaa aiheuttavan tyhjennysalueen syntymisen piin ja oksidin rajapintaan.

Kidemäinen tuikeilmaisimien muuttaa säteilyhiukkasen energian joukoksi alemman energian fotoneita, tyypillisesti näkyvän valon aallonpituudelle. Säteilyhiukkanen ionisoi tuikeaineen atomeja, jolloin hiukkasen energia vähenee jokaisessa ionisaatiossa kyseiseen vuorovaikutukseen kuluvaan energian verran. Ionisaatioiden määrä siis riippuu hiukkasen energiasta sekä vuorovaikutustavoista tuikeaineen kanssa. Tuikeaine sisältää luminesenssikeskuksia, joissa rekombinoituvan varauksenkuljettajan energia tuottaa valokvantin. Siten hiukkasen aiheuttaman valopulssin suuruus on suoraan verrannollinen hiukkasen tuikekiteeseen jättämään energiaan. Tuikekiteen ja fotodiodin optiset ominaisuudet ovat oleellisia instrumentin valmistusta ajatellen, sillä mahdollisimman suuri osa kiteessä syntyvästä valosta täytyy päätyä fotodiodiin. Fotodiodin ja GAGG:Ce-tuikekiteen yhdistelmänä toteutetun tuikeilmaisimen kokonaishyötysuhdetta saatiin nostettua merkittävästi pinnoittamalla kide heijastavalla metallilla, jolloin kiteen reunoihin osuva valo heijastuu takaisin kiteeseen eikä karkaa ympäristöön.

Asiasanat: diodi, vuotovirta, tuikeilmaisimien, nanosatelliitti

Sisällysluettelo

1	Johdanto.....	1
2	Hiukkasen ja aineen vuorovaikutuksista.....	2
2.1	Elektronit.....	3
2.2	Raskaammat varaukselliset hiukkaset	5
2.3	Fotonit.....	5
2.4	Neutronit.....	7
3	Ilmaisintyytit.....	9
3.1	Piiodit.....	10
3.2	Tuikeilmaisimet	13
4	Hiukkasanturin käyttö ja signaalinkäsittely	17
5	Anturien valmistaminen ja ominaisuudet	25
5.1	Piiodin valmistamisesta.....	25
5.1.1	Puolijohdeaihion valmistaminen.....	25
5.1.2	Puolijohdekiekkoo	26
5.1.3	Piiodin vuotovirta.....	29
5.1.4	Kiekkon paloittelun menetelmistä	33
5.1.5	Diodin suojarakenteet	34
5.2	Tuikeilmaisimen valmistamisesta	44
5.2.1	Optinen liitos.....	44
5.2.2	Kiteen pinnoittamisesta	45
6	Johtopäätökset ja yhteenveto.....	49
	Lähteet.....	52

1 Johdanto

Avaruustutkimuksen tarpeisiin käytettäviltä hiukkasilmäisimiltä vaaditaan korkeaa suorituskykyä sekä toimintavarmuutta haastavassa ympäristössä. Ilmaisimen on paitsi tuotettava korkealaatuista mittausdataa, kestettävä kohtalaisen suuria säteilyannoksia vaurioitumatta, ja toimittava pitkiä aikoja luotettavasti ilman mahdollisuutta huoltaa tai vaihtaa ilmaisimen osia. Säteilyn mittaamiseen on kehitetty lukuisia ilmaisintyyppisiä ja niiden variaatioita, joista voidaan valita käyttötarkoitukseen soveltuva ratkaisu. Erityisesti pienissä nanosatelliiteissa säteilyilmaisimen koko ja virrankulutus nousevat tärkeiksi tekijäksi muiden kriteerien rinnalle, koska tilaa ja energiaa on käytettävissä hyvin rajallinen määrä.

Tässä tutkielmassa perehdytään kahteen eri ilmaisintyyppiin, piidiodiin ja tuikekiteeseen. Koska sekä diodi että tuikekide on mahdollista valmistaa hyvin kompakteiksi, ne soveltuvat käytettäväksi CubeSat-formaatin pienissä nanosatelliiteissa. Tutkielmassa selvitetään näiden kahden keskenään erilaisen anturin toimintaan liittyvää teoriaa hiukkassäteilyn perusvuorovaikutuksista kunkin anturityypin toimintaperiaatteeseen.

Työssä selvitetään piidiodin valmistamisen vaiheet ja niihin liittyviä haasteita käyttäen materiaalina muun muassa Turun Yliopistolla valmistettuja ja Foresail-satelliittiprojektissa käytettäviä tasodiodiantureita. Kyseisten diodien ongelmana on ollut diodin reunojen vuotovirran kasvaminen niin suureksi, että niiden käyttökelpoisuus avaruussovelluksessa vaarantuu. Kyseisen ongelman myötä työssä käsitellään diodin vuotovirtojen teoriaa sekä esitetään tuloksia kokeellisista keinoista pienentää ja vakauttaa vuotovirta pitkäaikaisesti. Piikiekon paloittelussa syntyvän reunan etäisyyden vaikutusta vuotovirtaan havainnollistetaan kokeella, jossa diodin ja piisubstraatin reunan etäisyyden vaikutusta tutkitaan laserherätteen avulla. Lisäksi tutkitaan valmiille diodille prosessoitavan metallisen kenttäelektrodin vaikutusta reunan vuotovirtaan.

Tuikekiteen osalta tutkielmassa tutustutaan lyhyesti Foresail II -satelliitissa käytettävään GAGG-tuikekiteeseen ja sen käyttöön liittyviin käytännön ongelmiin. Lisäksi työssä esitetään kokeellisia tuloksia tuikeilmaisimen valohyötysuhteen nostamisesta pinnoittamalla kide ohuella valoa heijastavalla hopeakerroksella. Tavoitteena on nostaa pienikokoisen, yksittäisellä fotodiodilla luettavan tuikekiteen hyötysuhde satelliittikäytön asettaman

vaatimustason mukaiseksi yksinkertaisella jälkitoimenpiteellä, joka ei vaikuta oleellisesti tuikeilmaisimen muihin ominaisuuksiin.

Tutkielman luvussa 2 selvitetään hiukkassäteilyn ja aineen tavallisimpia vuorovaikutuksia ja niiden teoriaa. Luvun tavoitteena on tutustuttaa asiaa vähemmän tunteva lukija hiukkassäteilyn mittaamisen taustalla oleviin peruseriaatteisiin ja käsitellä säteilyanturien kannalta oleellisimmat säteilyn lajit sekä niiden erilaiset vuorovaikutukset. Luvussa 3 käsitellään piidiodin ja tuikeilmaisimen rakenne sekä niiden toimintaperiaate kytkettynä säteilyn aiheuttamaan aineen atomien ionisaatioon. Luku 4 käsittelee hiukkasilmaisinten käyttöympäristöä Foresail-satelliiteissa sekä esittää diodi-ilmaisimen tuottaman signaalin mittaamiseen soveltuvan kytkennän ja sen toiminnan. Luvussa 5 perehdytään anturien valmistamiseen ja käytännön ominaisuuksiin sekä esitetään tutkielmassa saavutetut kokeelliset tulokset diodin vuotovirtojen ja tuikekiteen hyötysuhteen osalta. Luku 6 sisältää yhteenvedon ja päätelmiä työn tuloksista ja havainnoista, sekä pohdintaa niistä kysymyksistä, joihin tässä työssä ei vielä saatu vastausta.

2 Hiukkasen ja aineen vuorovaikutuksista

Minkä tahansa hiukkasilmaisimen toiminta perustuu ilmaisimeen osuvan hiukkassäteilyn ja ilmaisimessa olevan materiaalin vuorovaikutuksiin. Säteilyn ja aineen eri vuorovaikutusten huomioiminen on yksi hiukkasilmaisimen suunnittelun tärkeimmistä asioista. Parhaiten tiettyyn käyttötapaukseen sopiva ilmaisintyyppi valitaan esimerkiksi havainnoitavan säteilyn tyyppin ja energian perusteella, sekä huomioiden vaaditaanko mittauksissa esimerkiksi tarkkaa paikkatietoa hiukkasten osumakohdista.

Ionisoivan säteilyn hiukkasen ja aineen välinen vuorovaikutus riippuu pitkälti sekä hiukkasen tyyppistä ja energiasta sekä aineesta, jonka kanssa vuorovaikutus tapahtuu. Hiukkassäteily voidaan jakaa karkeasti kahteen luokkaan, varauksellisiin ja varauksettomiin hiukkasiin. Varauksellisiin hiukkasiin kuuluvat elektronit, protonit, alfahiukkaset ja ionisoituneet raskaammat atomit. Niillä kaikilla on negatiivinen tai positiivinen sähköinen varaus. Varauksettomia hiukkasia ovat neutronit sekä fotonit, kuten gammakvantit. Hiukkasen varaus (tai sen puute) vaikuttaa olennaisesti siihen, miten hiukkanen vuorovaikuttaa aineen kanssa, koska varauksellisten hiukkasten ja aineen elektronien välillä vaikuttaa sähköinen voima

Coulombin lain mukaisesti, kun taas varauksettomilla hiukkasilla tällaista vuorovaikutusta ei ole. [1]

Sähköinen vuorovaikutus määrittää oleellisesti varauksellisten hiukkasten etenemistä ja vuorovaikutusta aineessa. Coulombin voiman takia varauksellinen hiukkanen vuorovaikuttaa aineessa lähes jokaisen reitilleen osuvan atomin kanssa. Jatkuvan vuorovaikutuksen ja energian menetyksen takia varauksellisen hiukkasen etenemistä aineessa voidaan kuvata aineen pysäytysteholla (engl. *stopping power*), joka ilmaisee hiukkasen menettämän energian tietyssä aineessa kuljettua pituusyksikköä kohden. Tämän takia kaikki saman energian omaavat samantyyppiset varaukselliset hiukkaset etenevät tietyssä aineessa suunnilleen yhtä pitkän matkan, joka voidaan ennustaa melko tarkasti. Varauksettomat hiukkaset käyttäytyvät aineessa eri tavalla. Koska niiden ja aineen atomien välillä ei ole sähköistä vuorovaikutusta, varauksettomat hiukkaset etenevät aineessa ilman vuorovaikutusta, kunnes ne törmäävät atomiytimeen tai joskus elektroniin. Atomiytimiin törmäily on enemmän tai vähemmän satunnaista, joten varauksettomille hiukkasille ei voida määrittää pysähtymismatkaa samaan tapaan kuin varauksellisille hiukkasille. Sitä vastoin varauksettoman hiukkasen etenemistä aineessa kuvaa eksponentiaalinen hiukkasvuon väheneminen matkan suhteen.

Varauksettomalle hiukkaselle voidaankin määritellä keskimääräinen törmäysväli MFP (engl. *Mean Free Path*) eli matka, jonka aikana hiukkasvuon aineessa on vaimentunut kertoimella e (2,71). [1]

2.1 Elektronit

Tämän työn yhteydessä elektronilla ionisoivan säteilyn hiukkasena tarkoitetaan nopeaa elektronia, jonka liike-energia on ≥ 1 keV. Sitä alemman liike-energian elektronit pysähtyvät etenkin kiinteissä aineissa niin nopeasti että niiden liikeradoilla ei ole säteilyn havaitsemisen kannalta juuri merkitystä [1]. Elektronit voivat vuorovaikuttaa aineessa sekä atomin ytimen että sen elektronikuoren kanssa.

Kun suurienergiainen elektroni siroaa atomiytimeistä tai atomin elektronista, se voi menettää osan liike-energiastaan niin kutsuttuna jarrutussäteilynä (*Bremsstrahlung*). Jarrutussäteily ilmenee fotonina, jonka elektroni emittoi törmäyksen aiheuttaman nopeuden muutoksen seurauksena [2]. Ilmiö on huomionarvoinen suurenergisillä elektroneilla, mutta liike-energian pienentyessä tarpeeksi jarrutussäteilyä ei enää ilmene. Suuren liike-energian (> 10 MeV) elektronit menettävät aineessa energiaa lähinnä jarrutussäteilyn vuoksi. Energian

menetysnopeus riippuu aineesta, jonka kanssa elektroni vuorovaikuttaa. Kullekin aineelle voidaan määrittellä säteilymatka (engl. *radiation length*) X_0 (cm), joka ilmaisee keskimääräisen matkan, jonka kuljettuaan kyseisessä aineessa elektronin energia on pienentynyt tekijällä e alkuperäisestä energiasta. Monille aineille tunnetaan kokeellisesti mitatut säteilymatkan arvot, mutta se voidaan myös laskea kaavalla

$$X_0 = \frac{A}{\rho} \frac{716,4 \text{ g} \times \text{cm}^{-2}}{Z(Z+1) \ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z}}\right)}, \quad (1)$$

jossa A on aineen massaluku, Z järjestysnumero ja ρ tiheys (g/cm^3). Laskennallisesti voidaan määrittää myös erilaisten komposiittiaineiden säteilymatkat [3]. Laskennallisen ja kokeellisen säteilymatkan ero on yleensä alle 4 % [3].

Säteilynä ilmenevän energianmenetyksen lisäksi osa nopean elektronin energiasta voi siirtyä aineessa oleville elektroneille. Epäelastisessa eli kimmottomassa siroonnassa osa nopean elektronin energiasta siirtyy atomin elektronikuorella olevalle elektronille, joka joutuu viritystilaan. Samalla nopean elektronin liike-energia vähenee viritystilan luomiseen vaadittavan energian verran. Toisaalta nopea elektroni voi myös antaa aineessa olevalle elektronille niin paljon energiaa, että se karkaa kokonaan atomiltaan. Tällöin atomi ionisoituu, ja sekä alkuperäinen että elektronikuorelta irronnut elektroni poistuvat törmäysalueelta. [2]

Yksi tärkeistä nopeiden elektronien vuorovaikutuksista aineessa on elastinen sironta, jossa elektronin liikkeen suunta muuttuu vuorovaikutuksen seurauksena, mutta sen liike-energia pysyy samana. Useat peräkkäiset elastiset vuorovaikutukset aiheuttavat elektronin ratapoikkeaman alkuperäisestä suunnasta. Kun elektronin liike-energia on useita satoja kiloelektronivolteja, elastisen siroannan aiheuttamat suuntaoikkeamat ovat melko pieniä ja elektronin liikkeen suunta pysyy suunnilleen samana [1]. Hitaammilla elektroneilla sirontakulmat ovat suurempia, mikä voi aiheuttaa jopa elektronin takaisinsiroamisen (*backscattering*). Takaisinsiroamisessa elektroni kimpoaa useita kertoja niin, että lopulta se poistuu aineesta ”takaisinpäin” verrattuna alkuperäiseen tulosuuntaansa. Takaisinsironneelle elektronille jää luonnollisesti osa alkuperäisestä liike-energiasta, joten säteilyilmaisimen kyseessä ollessa mittaustulos jää vajaaksi. [2].

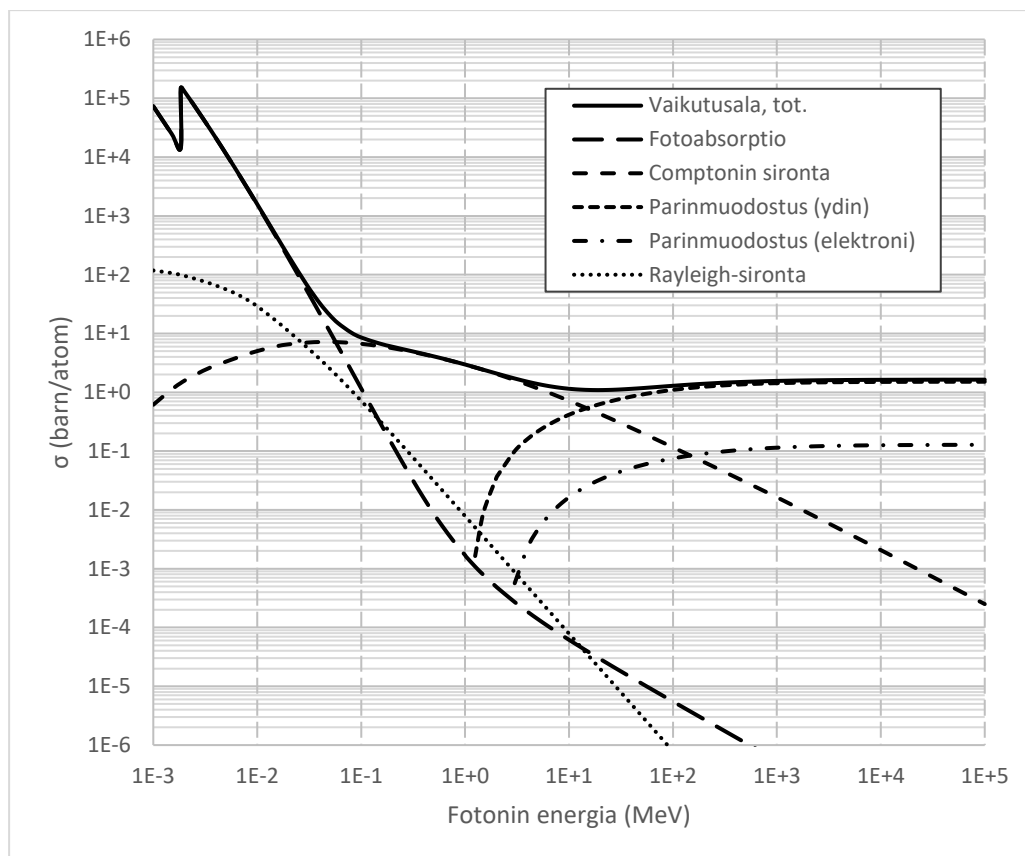
2.2 Raskaammat varaukselliset hiukkaset

Raskas varauksellinen hiukkanen, kuten protoni tai alfahiukkanen, vuorovaikuttaa aineessa pääasiallisesti aineen elektronien kanssa Coulombin vetovoiman kautta. Koska hiukkasten massa on suuri verrattuna elektronin massaan, ne eivät juuri siroa suunnastaan elektronien kanssa vuorovaikuttaessaan, vaan jatkavat suunnilleen alkuperäiseen suuntaansa samalla menettäen osan liike-energiastaan elektronille [1]. Raskas hiukkanen voi myös sirota atomiytimeistä, mutta se on suhteellisen harvinaista [2], ja etenkin raskaampaan atomiytimeen törmätessään hiukkanen ei juuri menetä liike-energiaansa suuren massaeron takia [1].

Bohrin [4] mukaan raskaan hiukkasen ja elektronin välisessä vuorovaikutuksessa elektronille siirtyvä energia riippuu pitkälti hiukkasen nopeudesta suhteessa atomien elektronikuoren ulommaisten elektronien nopeuteen v_0 , joka vastaa elektronilla noin 13,6 eV:n liike-energiaa. Tätä hitaammin liikkuva hiukkanen ei juuri menetä vuorovaikutuksessa energiaa elektronille, koska elektronin kokema sähköisen kentän muutos on liian hidas merkittävän energian siirtymisen mahdollistamiseksi. Paljon elektroneja nopeammat hiukkaset eivät myöskään siirrä vuorovaikutuksessa energiaa kovin tehokkaasti, sillä liikemäärän siirtyminen hiukkaselta elektronille on suoraan verrannollinen hiukkasen Coulombin kentän integraaliin, joka taas on kääntäen verrannollinen hiukkasen nopeuteen [1]. Suunnilleen nopeudella v_0 liikkuvat raskaat hiukkaset menettävät eniten energiaa.

2.3 Fotonit

Fotonin ja aineen välillä on useita vuorovaikutustapoja, joiden osuus kaikista vuorovaikutuksista riippuu fotonin energiasta. Tärkeimmät vuorovaikutukset ultraviolettialueen ja sitä suurenergiaisemmilla fotoneilla kuten röntgen- ja gammasäteilyllä ovat fotoabsorptio eli valosähköinen ilmiö, Comptonin sironta sekä parinmuodostus. Pienienergisillä fotoneilla, joilla atomin koko on pienempi kuin fotonin aallonpituus, esiintyy Rayleigh-sironnaksi kutsuttu vuorovaikutus. Siinä fotoni vuorovaikuttaa kokonaisen atomin kanssa ja muuttaa hieman kulkusuuntaansa. Rayleigh-sironnassa fotonilta ei kuitenkaan siirry juuri lainkaan energiaa atomille, mikä yhdistettynä pieneen sirontakulmaan aiheuttaa sen, että vuorovaikutus ei ole merkityksellinen säteilyanturien toiminnan kannalta. [5]



Kuva 1. Gammasäteilyn energia-alueen fotonien vaikutusala piissä suhteessa energiaan. Kokonaisvaikutusala määräytyy pääasiassa valosähköisen ilmiön, Comptonin sironnan ja atomiytimessä tapahtuvan parinmuodostuksen vaikutusalojen mukaan. Datalähde: NIST [6].

Fotoabsorptiossa aineeseen osuva fotoni siirtää kaiken energiansa aineeseen ja katoaa. Absorption myötä aineeseen osuvan fotonivuon intensiteetti laskee eksponentiaalisesti suhteessa fotonien kulkemaan matkaan aineessa. Fotoni-intensiteetin laskunopeus riippuu myös aineesta, tarkemmin sen atomitiheydestä. Intensiteettiä kuvaa yhtälö

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}, \quad (2)$$

missä x on aineessa kuljettu matka ja μ on massavaimennuskerroin eli aineen atomitiheyden N ja fotoabsorption vaikutusalan (engl. *cross-section*) σ_γ tulo:

$$\mu(E) = N\sigma_\gamma(E). \quad (3)$$

Fotoabsorptiossa fotonin energia siirtyy aineen elektronille, joka irtoaa elektronikuoreltaan. Irronnutta elektronia kutsutaan fotoelektroniksi. Absorption jälkeen fotoelektronin liike-energia on gammakvantin energian ja elektronin sidosenergian erotus. Fotoabsorption todennäköisyys on suurimmillaan, kun fotonin energia on lähellä elektronin liike-energiaa [5]. Kuvassa 1 esitetään fotonin vaikutusala energian funktiona piissä. Kuvaajassa näkyy

matalaenergiaisilla fotoneilla selvästi erottuva fotoabsorption vaikutusalan epäjatkuvuuskohta, joka osuu piin K-elektronikuoren sidosenergian kohdalle.

Comptonin sironnassa osa gammakvantin energiasta siirtyy aineen elektronille, ja samalla syntyy uusi gammakvantti, jonka energiaksi jää alkuperäisen kvantin energian ja elektronille siirtyneen energian erotus. Uuden, matalaenergisemmän gammakvantin emittoitumisen voi ajatella alkuperäisen kvantin energian vähenemisenä ja kulkusuunnan muutoksena.

Comptonin sirontaa kuvaa yhtälö

$$\frac{E_{\gamma}}{E_0} = \frac{1}{1 + \zeta(1 - \cos \theta_{\gamma})}, \quad (4)$$

jossa E_0 ja E_{γ} ovat gammakvantin energia ennen ja jälkeen sironnan, θ_{γ} on kvantin siroamiskulma ja $\zeta = E_{\gamma}/m_e c^2$, missä m_e on elektronin massa ja c valon nopeus tyhjiössä [7]. Comptonin sironnan osuus kaikista gammasäteilyn vuorovaikutuksista on suurimmillaan, kun gammahiukkasen energia on noin 100 keV.

Kun gammakvantin energia ylittää noin kahden elektronin massaa vastaavan energiarajan $E_{\gamma} \geq 2m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$, se voi atomiytimen läheisyydessä muuttua elektroni-positroni-pariksi, mitä kutsutaan parinmuodostukseksi [7]. Parinmuodostuksessa syntyvän elektronin ja positronin massojen summaa vastaavan energian (1,022 MeV) ylitse menevä osa gammakvantin energiasta siirtyy elektronin ja positronin liike-energiaksi sekä vuorovaikutuksen aiheuttaneen atomiytimen liike-energiaksi. Positroni törmää kuitenkin pian aineessa elektroniin, ja tapahtuu annihilaatio eli positroni ja elektroni häviävät ja tuottavat kaksi gammakvanttia, joiden energia vastaa elektronin massaa (0,511 MeV) lisätynä elektronilla ja positronilla olleella liike-energialla. Parinmuodostuksen todennäköisyys on suurempi suurienergisillä gammakvanteilla, ja lisäksi painava atomiydin lisää parinmuodostuksen todennäköisyyttä verrattuna kevyeen ytimeen. [7]

2.4 Neutronit

Neutronien pääasiallinen vuorovaikutus aineen kanssa johtuu lähes yksinomaan törmäämisistä atomiydinten kanssa. Neutronit eivät vuorovaikuta atomien elektronikuoren kanssa, ellei oteta huomioon neutronin magneettisen momentin aiheuttamaa heikkoa vuorovaikutusta.

Atomiytimen ja neutronin välisiä erilaisia vuorovaikutuksia puolestaan on suuri määrä, koska

vuorovaikutuksen ominaisuudet riippuvat pitkälti neutronin energiasta sekä atomiytimen isotoopista.

Yleistettynä neutronin ja atomiytimen välisiin vuorovaikutuksiin kuuluvat ainakin kimmoisa ja kimmoton siroaminen. Kimmoisassa eli elastisessa siroonnassa neutronilta siirtyy liike-energiaa ytimen liike-energiaksi, mutta atomiydin ei joudu viritystilaan. Elastinen siroaminen on yleisintä, kun neutronin energia on enintään muutama sata kiloelektronivolttia. Elastisessa siroonnassa neutronit menettävät suhteessa enemmän energiaa kevyen ytimen kanssa vuorovaikuttaessaan kuin raskaan kanssa, joten kevyet alkuaineet pysäyttävät neutronisäteilyä tehokkaammin kuin raskaat. Elastisessa siroonnassa neutroni menettää keskimäärin energiamäärän

$$\Delta E = \frac{2A}{(A+1)^2} E, \quad (5)$$

kun A on atomiytimen atomipaino ja E neutronin alkuperäinen energia. Useiden peräkkäisten elastisten siroamisten seurauksena neutronille jää lopulta ympäristön lämpöenergiaa vastaava määrä energiaa. [1]

Kimottomassa siroonnassa neutroni ja atomiydin vuorovaikuttavat kimmoisasta siroonnasta eroten siten, että liike-energian siirtymisen lisäksi atomiydin päätyy viritystilaan eli niin kutsuttuun metastabiiliin tilaan [1], toisin sanoen muodostuu atomiytimen isomeeri. Metastabiilin viritystilan elinaika on ytimeistä ja syntyneestä isomeeristä riippuen yhdestä nanosekunnista ylöspäin: useimpien isomeerien elinaika on hyvin lyhyt, mutta on myös ääritapauksia, joiden puoliintumisaika on käytännöllisesti katsoen ikuinen. Viritystilan purkautuminen vapauttaa gammakvantin, jonka energia vastaa virittyneen ja purkautumisen jälkeisen energiatilan erotusta. Gammakvantin emittoimisen lisäksi on mahdollista, että jokin sisempien elektronikuorten elektroneista osuu ytimeen ja viritystila pääsee purkautumaan siten, että elektroni saa viritystilan verran energiaa ja sinkoutuu ulos atomista. Elektronin sinkoutumisen myötä tapahtuvaa purkautumista kutsutaan sisäiseksi konversioksi (engl. *internal conversion*). Metastabiilin tilan purkautuminen ei kaikissa tapauksissa tapahdu suoraan perustilaan, vaan tietyillä isomeereillä on mahdollista, että purkautuminen tuottaa alemmassa viritystilassa olevan isomeerin. [8]

Eräs yleinen neutronien vuorovaikutus aineessa on neutronisieppaus, jossa neutroni joutuu atomiytimen sisälle. Tällöin atomiydin päätyy viritystilaan, joka purkautuu useimmiten gammakvanttina. Viritystilan purkautuminen voi tapahtua myös sisäisen konversion kautta,

jolloin ytimen ylimääräinen energia siirtyy elektronikuoren elektronille. Sisäinen konversio tapahtuu helpommin raskailla atomiytimillä. Neutronisieppauksen vaikutusala on sitä suurempi, mitä pienempi neutronin energia on. Useimmat alkuaineytimet tuottavat neutronivuorovaikutuksessa lähinnä gammasäteilyä, jonka mittaaminen on haastavaa. Niinpä neutronien havaitsemiseen soveltuvat säteilyilmaisimet perustuvat yleensä sellaisiin alkuaineisiin, joiden kanssa vuorovaikuttaessaan neutronit tuottavat varattuja hiukkasia kuten elektroneja. Tällaisia aineita ovat esimerkiksi helium, boori ja litium. [1]

3 Ilmaisintyypit

Säteilyn mittaamiseksi on olemassa useita erityyppisiä antureita, jotka palvelevat erilaisia mittaus- ja havainnointitarpeita useilla eri sovellusaloilla. Ionisoivaa säteilyä käytetään ja mitataan muun muassa fysiikan tutkimuksessa, avaruustutkimuksessa, lääketieteessä ja erilaisissa teollisuuden sovelluksissa. Eri mittaustarpeita palvelemaan on siis kehitetty ja kehitetään yhä monia erilaisia menetelmiä ja anturityyppejä, jotka voivat olla hyvinkin erikoistuneita juuri tietynlaiseen mittaustarkoitukseen. Esimerkiksi Geiger-mittariin voi riittää yksittäinen, pienikokoinen anturi hiukkasten laskemiseen. Hiukkastörmäytinissä taas saatetaan käyttää useiden metrien kokoisia monikerroksisia pikseli-ilmaisimia, joilla voidaan mitata tarkasti törmäyksessä syntyneiden partikkelien rata ja liikemäärä.

Yleisesti käytettyjä hiukkasilmaisintyyppisiä ovat kiinteät ilmaisimet, tuikeilmaisimet sekä ionisaatiokammiot. Kiinteisiin ilmaisimiin kuuluvat muun muassa pii- ja muut puolijohdediodit, joiden toiminta perustuu ionisoivan säteilyn synnyttämien varauspulssien mittaamiseen. Tuikeilmaisimet puolestaan tuottavat valopulsseja säteilyn osuessa niihin.

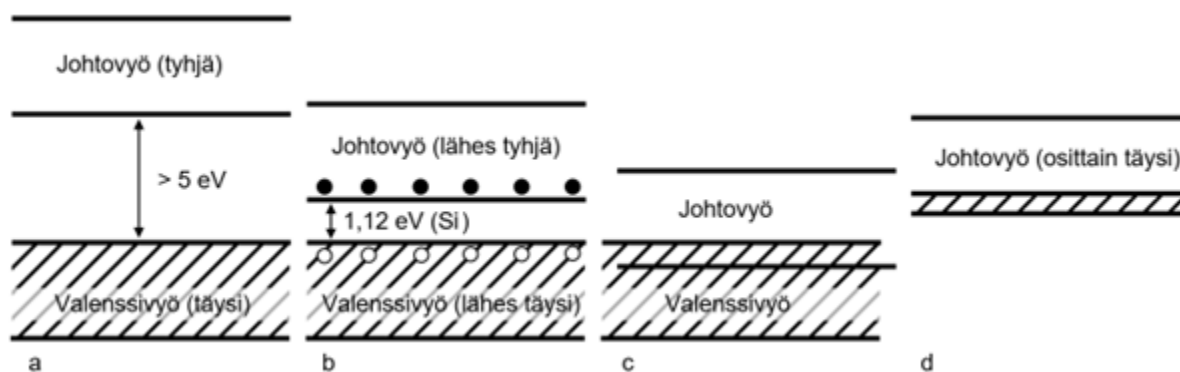
Tuikeaineita on saatavilla erityyppisinä; kideäisenä, nesteinä ja kaasuina.

Ionisaatiokammiossa taas on kaasua, joka ionisoituu säteilyn osuessa siihen, jolloin elektronit siirtyvät kammioon syötetyssä sähkökentässä kohti anodia ja ionit kohti katodia.

Ionisaatiokammiossa sähkökenttä voi kiihdyttää varauksenkuljettajia tarpeeksi uusien elektroni-ioni-parien synnyttämiseen, jolloin syntyy havaittavaa varauspulssia entisestään kasvattava vyöryilmiö.

3.1 Piidiodit

Pii on yleisimmin käytössä olevana puolijohdeena erittäin tärkeä materiaali myös säteilyilmaisimien valmistuksessa. Piipohjaiset säteilyanturit perustuvat diodirakenteeseen, joka tuottaa sähköisesti mitattavan signaalin säteilyhiukkasen kulkiessa sen lävitse.



Kuva 2. Eristeen (a), puolijohteen (b) ja johteen (c ja d) energiavyörakenteet. Piissä energiavöiden väli huoneenlämpötilassa on 1,12 eV. Alkuperäinen piirros Fig. 5.2, [10].

Puolijohdeella tarkoitetaan ainetta, jonka sähkönjohtavuus sijoittuu metallien ja eristeiden väliin. Puolijohteen valenssi- ja johtovyöt sijaitsevat lähempänä toisiaan kuin eristeillä, mutta eivät kuitenkaan limittäin kuten johteilla. Koska puolijohteen kielletty energiavyö on kapea mutta kuitenkin erottaa valenssi- ja johtovyön toisistaan, elektronit pystyvät liikkumaan vöiden välillä ainoastaan, jos niillä on tarpeeksi energiaa. Esimerkiksi tarpeeksi matalassa lämpötilassa puolijohde on eriste, koska elektronit eivät pääse siirtymään valenssivyöltä johtavuusvyölle. Lämpötilan noustessa kuitenkin osa elektroneista voi lämpövarähtelyn seurauksena saavuttaa siirtymään tarvittavan energian, jolloin ne voivat siirtyä johtavuusvyölle. Johtavuusvyöllä sijaitseva elektroni pääsee liikkumaan aineessa vapaasti, ja toisaalta samalla valenssivyölle syntyy aukko, johon toinen valenssivyön elektroni voi siirtyä. Niinpä johtavuusvyön elektronit ja valenssivyön aukot pääsevät siirtymään sähkökentässä, ja aineesta tulee johtava. Eristeen, johteen ja puolijohteen energiavyörakenteet esitetään kuvassa 2. Puolijohdeessa elektroneja ja aukkoja kutsutaan yleensä niiden määrien suhteen mukaan enemmistö- ja vähemmistövarauksenkuljettajiksi. Intrinsiikkisessä piissä eli puhtaassa ja piristämättömässä piissä elektronien ja aukkojen määrät ovat luonnollisesti samat, huoneenlämpötilassa noin $1,45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Intrinsiikkisen piin resistiivisyys on huoneenlämpötilassa noin 230 k Ω cm. [10, 11]

Puolijohdeena käytettävä pii on useimmiten yksikiteistä, eli koko kappale koostuu samasta kiteestä. Alkuainemuotoinen pii muodostaa neljä kovalenttista sidosta neljän muun piiatomin

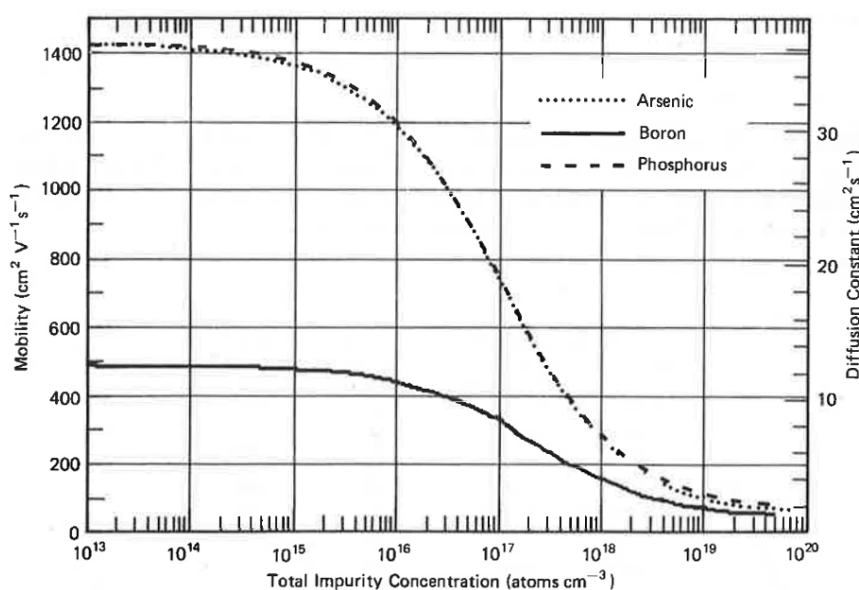
kanssa, ja syntyvä kiderakenne on kuutiollinen timanttirakenne. Piin johtavuuden muuntelemiseksi sekä säteilyn havaitsemiseen tarvittavien rakenteiden valmistamiseksi intrinsiikkistä piitä voidaan piristää lisäämällä kiteeseen pieni määrä esimerkiksi booria tai fosforia. Booriatomilla on yksi valenssielektroni vähemmän kuin piillä, ja vastaavasti fosforiatomilla on yksi enemmän. Niinpä piin kidehilassa booriatomi tuottaa varauksenkuljettajana toimivan aukon, ja fosforiatomi elektronin. Ylimääräisen valenssielektronin sisältävää epäpuhtausatomia kutsutaan donoriksi ja yhden valenssielektronin vajeen omaavaa atomia akseptoriksi. Enemmistönä donoreita sisältävä puolijohde on n-tyyppiä, ja enemmistön akseptoreita sisältävä p-tyyppiä. Yleisesti piin piristäminen jompaankumpaan suuntaan pienentää sen resistiivisyyttä verrattuna intrinsiikkiseen piihin. Piin resistiivisyys voidaan laskea yhtälöstä

$$\rho = \frac{1}{q(n\mu_n + p\mu_p)}, \quad (6)$$

missä q on elektronin varaus, n ja p enemmistö- ja vähemmistövarauksenkuljettajien tiheydet ja μ_n ja μ_p vastaavat liikkuvuudet. Piissä erityyppisten varauksenkuljettajien tiheyksien tulo on aina sama

$$np = n_i^2, \quad (7)$$

missä n_i (piillä $1,45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) on elektronien ja aukkojen tiheys piristämättömässä puolijohdeessa. [10]



Kuva 3. Elektronien (fosforipiriste) ja aukkojen (booripiriste) liikkuvuudet piissä kokonaispiristekonsentraation funktiona. Kuva [12] Fig. 1.16, uudelleenkäytetty Wileyn luvalla.

Varauksenkuljettajien liikkuvuus määritetään yleensä taulukoitujen kokeellisten arvojen avulla. Piin varauksenkuljettajien liikkuvuudet piristeionikonsentraation funktiona eri lämpötiloissa esitetään kuvassa 3. Dorkel & Leturcq [11] esittävät myös laskennallisen menetelmän piin varauksenkuljettajien liikkuvuuksien määrittämiseksi. Varauksenkuljettajien liikkuvuudet riippuvat pääasiallisesti paitsi kokonaispiristetihydestä, myös lämpötilasta, koska varauksenkuljettajat siroavat sekä piristeioneista että kiderakenteessa esiintyvistä lämmön aiheuttamista fononeista [11].

Useimpien puolijohdeilmaisimen toiminnan kannalta oleellisin rakenne, diodi, saadaan piissä aikaan sijoittamalla n- ja p-tyyppin alueet vierekkäin, niin että niiden välille syntyy pn-rajapinta. Pn-rajapinnalla osa n-puolen elektroneista siirtyy diffuusion vaikutuksesta p-puolelle, ja vastaavasti p-puolelta siirtyy aukkoja n-puolelle. Elektronin poistuminen donorilta jättää sille positiivisen yksikkövarauksen, kun taas akseptorin aukon täytyminen elektronilla muodostaa negatiivisesti varautuneen ionin. Tämän takia pn-rajapintaan muodostuu varauksenkuljettajien diffuusion myötä positiivinen varaus n-puolelle ja negatiivinen varaus p-puolelle. [13] Varaukset taas muodostavat diffuusiota vastustavan sähkökentän rajapinnan yli. Diffuusion ja sähkökentän aiheuttama varauksenkuljettajien siirtymä kumoavat nopeasti toisensa, jolloin muodostuu avaruusvarausalue eli tyhjennysalue (*engl. space charge region* tai *depletion region*). Tyhjennysalue on sähkökenttensä takia nimensä mukaisesti tyhjä varauksenkuljettajista ja muodostaa säteilyanturin aktiivisen alueen, johon osuvat säteilyhiukkaset voidaan havaita. Tyhjennysalueella vallitsee positiivinen varaus n-puolella, ja negatiivinen varaus p-puolella. Varaus johtuu n-puolella elektronin luovuttaneista donori-ioneista, ja p-puolella elektronin vastaanottaneista akseptoreista Donorien ja akseptorien tiheyksiä merkitään vastaavilla tunnuksilla N_D ja N_A . Tyhjennysalueen yli syntyvää jännitettä V_0 kutsutaan diodin sisäiseksi jännitteeksi (*engl. built-in voltage*) ja sitä kuvaa yhtälö

$$V_0 = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right), \quad (8)$$

jossa k on Boltzmannin vakio, T absoluuttinen lämpötila ja q alkeisvaraus. Tyhjennysaluetta voidaan laajentaa syöttämällä pn-rajapintaan estosuuntainen esijännite, eli positiivinen jännite n-puolelle ja negatiivinen jännite p-puolelle. Tyhjennysalueen laajentaminen onkin tärkeää, koska itsestään syntyvä tyhjennysalue on usein liian ohut säteilyanturin käyttötarkoitukseen soveltuakseen. Estosuuntaisen jännitteen myötä pn-rajapinnan yli muodostuu sähkökenttä, joka vetää tyhjennysalueen reunoilla olevia varauksenkuljettajia yhä kauemmas pn-

rajapinnasta, ja tyhjennysalueen leveys suurenee pn-rajapinnan normaalin suunnassa. Kun pn-rajapintaan syötetään esijännite V_{bias} , tyhjennysalueen leveyttä kuvaa yhtälö

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r(N_A+N_D)}{q(N_A N_D)}(V_0 - V_{bias})}, \quad (9)$$

jossa ε_0 on tyhjiön permittiivisyys ja ε_r puolijohteen suhteellinen permittiivisyys [13].

Yhtälössä 9 $V_{bias} < 0$, kun diodin jännite syötetään estosuuntaan ja $V_{bias} > 0$, kun diodi kytketään myötäsuntaan [13]. Estosuuntaisen esijännitteen kasvaessa tyhjennysalue laajenee kohti diodin reunaan lopulta saavuttaen sen, jolloin diodi on täysin tyhjentyneenä eikä jännitteen kasvattaminen enää syvennä tyhjennysaluetta.

Piidiodin toiminta säteilyilmaisimena perustuu säteilyn muodostamiin elektroni-aukko-pareihin tyhjennysalueella. Elektronit kulkeutuvat tyhjennysalueen sähkökentässä kohti n-alueita, ja aukot kohti p-alueita, mikä ilmenee diodissa virtapulssina. Piissä elektronin nostamiseen valenssivyöltä johtovyölle eli ionisaatioon vaaditaan keskimäärin noin 3,6 eV energiaa, kun johtavuusvöiden väli on 1,12 eV. Täten jo yksittäinen säteilyhiukkanen generoi niin suuren määrän varauksenkuljettajia, että virtapulssi on havaittavissa suhteellisen helposti. Hiukkasen tyypistä ja energiasta riippuen se muodostaa tietyn paksuisessa tyhjennysalueessa tietyn määrän varauksenkuljettajia, joten hiukkasen energia on mahdollista laskea tyhjennysalueella muodostuvan varauspulssin perusteella. Pienen ionisaatioenergian ansiosta piidianturin energiaresoluutio on hyvä, ja niillä voidaan havaita myös matalaenergisistä hiukkasista. [10]

3.2 Tuikeilmaisimet

Tuikeilmaisimet (engl. *scintillation detector*) tarkoittaa säteilyilmaisinta, jossa suureenergiaisen säteilyhiukkasen energia siirretään tuikeaineeseen (engl. *scintillator*) avulla matalaenergisille fotoneille, lähelle näkyvän valon aallonpituutta. Tuikeaineessa syntyvät fotonit voidaan havaita eri tavoin, esimerkiksi valomonistimen, fotodiodin tai vyöryfotodiodin (engl. *avalanche photodiode*) avulla. Tuikeaineet perustuvat luminesenssikeskuksiin, joissa valon muodostus varsinaisesti tapahtuu. Luminesenssikeskukset voivat esiintyä tuikeaineessa luontaisesti, kuten kidevirheet tai tietynlaiset molekyyli-rakenteet, tai ne voivat olla tuikeaineelle ulkoisia, kuten lisättyjä piristeioneja. Tuikeaineita on useita erilaisia, mutta yksinkertaisimmillaan ne voidaan ryhmitellä orgaanisiin ja epäorgaanisiin. Epäorgaaniset

tuikeaineet ovat pääasiassa ionipiristettyjä kidemäisiä aineita. Niissä tuikeilmiön taustalla ovat säteilyhiukkasen johtavuusvyölle siirtämät elektronit. Orgaaniset tuikeaineet taas perustuvat molekyylien virittymiseen ja näiden viritystilojen purkautumiseen. Useimmiten epäorgaaniset tuikeaineilla on parempi valohyötysuhde kuin orgaanisilla tuikeaineilla, mutta toisaalta epäorgaanisilla tuikeaineilla valon häviämisaika on pidempi mikä huonontaa aikaresoluutiota verrattuna orgaanisiin tuikeaineisiin [14]. Tässä työssä keskitytään tarkemmin epäorgaanisiin tuikeaineisiin, sillä tutkielman taustalla olevassa projektissa käytetään epäorgaanisia tuikeilmaisimia.

Tietyn tuikeaineen käyttökelpoisuus riippuu pitkälti sen valohyötysuhteesta sekä nopeudesta eli valon häviämisaikasta. Valohyötysuhde kuvaa sitä, kuinka paljon fotoneita aine kykenee tuottamaan tietyn energian omaavan säteilyhiukkasen osuessa siihen. Hyvä valohyötysuhde tarkoittaa luonnollisesti suurempaa määrää fotoneita tiettyä energiamäärää kohden. Yleisesti suurempi valohyötysuhde on parempi, koska se mahdollistaa matalaenergisempien hiukkasten havainnoinnin sekä pienentää valomonistimeen kohdistuvia herkkyysvaatimuksia, mikä puolestaan voi parantaa esimerkiksi signaali-kohinasuhdetta. Valon häviämisaika kertoo kauanko säteilyhiukkasen tuottama valopulssi kestää. Häviämisaikan tulisi olla lyhyt, koska pitkällä valopulssilla ja korkealla osumataajuudella pulssit sekoittuvat toisiinsa, mikä huonontaa ilmaisimen energioresoluutiota ja pulssien erottelukykyä.

Robbinsin [15] mukaan ionisoivan säteilyn tuottaman fosforesenssin valohyötysuhde η määräytyy kolmen eri aliprosessin hyötysuhteiden tulona

$$\eta = \beta SQ, \quad (10)$$

jossa β on muunnoshyötysuhde säteilyhiukkasen energian muuntuessa elektroni-aukkopareiksi, S on elektroni-aukkoparien luminesenssikeskuksissa tapahtuvien rekombinaatioiden osuus kaikista rekombinaatioista ja Q on luminesenssikeskuksen kvanttihyötysuhde. Hyötysuhteiden arvoille pätee $0 \leq \eta, \beta, S, Q \leq 1$. Edellä mainittua hyötysuhteen kaavaa 10 voidaan hyödyntää myös tuikeilmiön tarkastelussa [16].

Muunnoshyötysuhde β riippuu pitkälti aineen johtavuusvöiden välistä E_g . On näytetty [15], että elektroni-aukkoparin luomiseen tarvittava energia on vähintään $\xi_{min} = 2,3E_g$, joten suurin mahdollinen säteilyhiukkasen tuottama elektroni-aukkoparien lukumäärä on E/ξ_{min} , kun E on säteilyhiukkasen energia. Elektroni-aukkoparin muodostukseen vaadittava energia

ξ_{min} riippuu kuitenkin kemiallisen aineen lisäksi sen kiderakenteesta, ja voi vaihdella välillä $2,3E_g \leq \xi_{min} \leq 7E_g$ [15]. Edellä esitetyn valossa muunnoshyötysuhteelle saadaan yhtälö

$$\beta = \frac{n_{e-h}}{\xi_{min}}, \quad (11)$$

jossa n_{e-h} on säteilyhiukkasen käytännössä tuottama elektroni-aukkoparien määrä ja E säteilyhiukkasen tukeaineelle menettämä energia. Käytännössä on kuitenkin niin, että kaikki hiukkasen energia ei kulu ainoastaan elektroni-aukkoparien muodostukseen, vaan osa energiasta siirtyy aineeseen optisina fononeina eli kiderakenteen värähtelynä. Ionisaatioketjun edetessä sekundäärinen elektronien energiat ovat yhä pienempiä, jolloin todennäköisyys tuottaa ionisaatioon kykenemätön sekundäärinen elektroni (tai aukko) kasvaa. Tällaisille matalaenergisille toisioelektroneille siirtynyt energia on tuikeilmiön näkökulmasta hukattua energiaa, koska se ei enää ole käytettävissä ionisaatioon [16, 17]. Silloin varauksenkuljettajaparien luomiseen tarvittavaa keskimääräistä energiaa kuvaa yhtälö

$$\xi = E_1 + KE_1 + 2L_f E_1, \quad (12)$$

jossa $E_1 = 1,5E_g$ on aineen ionisaatioenergia, K on energian häviösuhde eli keskimääräisen toisioelektronin fononeina menettämä energia per saman elektronin ionisaatioon kuluva energia ja L_f se osuus energiasta, joka jää jäljelle, kun elektroni ei enää kykene ionisaatioon [15, 16]. Häviösuhde voidaan määrittää yhtälöstä

$$K = 0,244 \times 10^4 \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \right) \frac{(\hbar\omega_{LO})^{3/2}}{E_1}, \quad (13)$$

jossa $\hbar\omega_{LO}$ on aineen pitkittäisen optisen fononin energia, ϵ_∞ korkean taajuuden dielektrisyysvakio ja ϵ_s staattinen dielektrisyysvakio [15, 16]. Lähteessä [18] on taulukoituna laskuissa tarvittavien parametrien arvoja useille eri tuikemateriaaleille.

Luminesenssikeskuksen kvanttihyötysuhde Q voidaan määrittää kokeellisesti aiheuttamalla viritystila ultravioletivalolla ja mittaamalla viritystilan purkautumisesta syntyvän valon energian suhde virittämiseen käytetyllä energialla. Tähän tarkoitukseen voi käyttää esimerkiksi integroivaa palloa, spektrometriä ja luminesenssikeskusten virittymisen kannalta tarpeeksi lyhyen aallonpituuden valolähdettä. Kvanttihyötysuhteen laskennallinen arviointi on myös mahdollista. [18]

Tuikkeen siirtymähyötysuhteen S arvo voidaan määrittää laskennallisesti, jos kyseisen tuikkeen varauksenkuljettajien siirtymisprosessia kuvaava malli on tunnettu. Mallin puuttuessa voidaan päästä kohtuulliseen tarkkuuteen johtamalla siirtymähyötysuhde mittaamalla ensin tuikkeen valontuotto L (yksikkönä ftonia / MeV). Valontuoton perusteella voidaan laskea aineen valohyötysuhde η , kun aineen johtovöiden väli E_g tunnetaan: $\eta = \xi_{min} L \times 10^{-6}$. Koska valohyötysuhteen määrittävistä tekijöistä β voidaan laskea edellä esitetyn mukaisesti ja Q määrittää kokeellisesti, tuntemattomaksi jää siirtymähyötysuhde S [16]. Siirtymähyötysuhteeseen vaikuttavat pääasiassa luminesenssikeskuksen kyky kaapata varauksenkuljettaja, ja toisaalta aineen kidehilan tulisi olla mahdollisimman virheetön, jotta viritystilojen purkautumisista mahdollisimman suuri osa tapahtuisi luminesenssikeskuksissa. Näin ollen esimerkiksi amorfisten sekä kiderakenteeltaan monimutkaisten kiinteiden aineiden siirtymähyötysuhde on todennäköisimmin huono. [18]

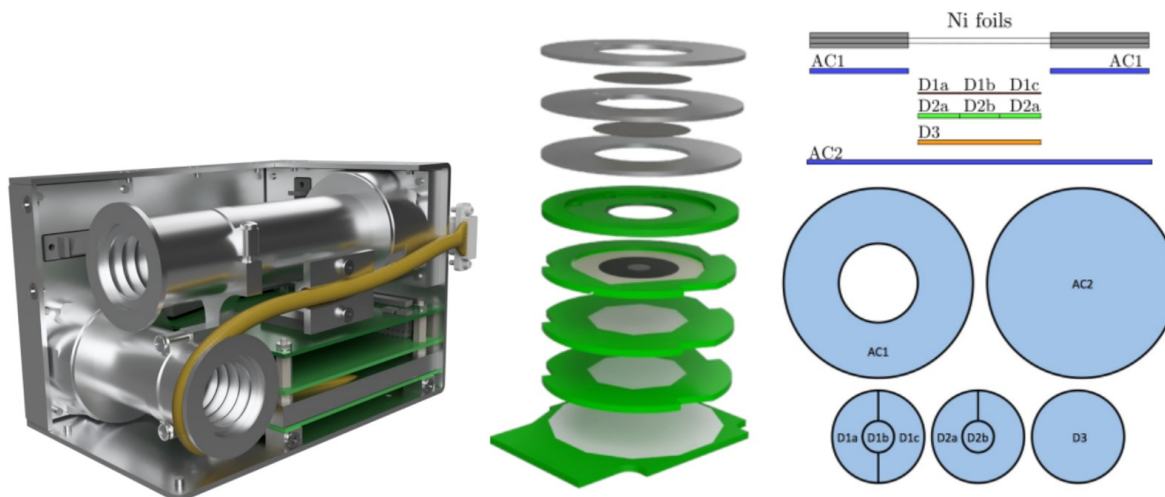
Valohyötysuhteen lisäksi valon häviämisaika on usein erittäin oleellinen tuikkeen valintaan vaikuttava tekijä. Häviämisaika tarkoittaa aikaa, jonka kuluessa yhden hiukkasen aiheuttama emittoitujen fotonien määrä ajan suhteen pienenee kertoimella e . Tuikkeen valopulssilla on yleensä kaksi komponenttia, nopea ja hidas, joiden summa näkyy mitattavana pulssina. Joillakin tuikkeen nopean ja hitaan valopulssin voimakkuudet riippuvat niin paljon tuikkeen osuvan hiukkasen energiahäviöstä, että pulssin muoto muuttuu havaittavasti energiahäviön suhteen. Tällöin pulssin muotoa voidaan käyttää hyväksi hiukkasten luokittelussa muutenkin kuin energian perusteella, esimerkiksi erottamaan alfa-, beeta- ja gammahiukkaset toisistaan.

Tuikkeen ei yleensä voida valita käyttökohteeseen pelkästään valontuottokyvyn ja valon häviämisajan perusteella. Muihin tärkeisiin ominaisuuksiin lukeutuu tuikkeen tiheys, joka vaikuttaa olennaisesti ilmaisimen kykyyn pysäyttää säteilyhiukkaset tarpeeksi lyhyellä matkalla. Korkea pysäytysteho (engl. *stopping power*) mahdollistaa pienempien ilmaisimien rakentamisen, mikä taas alentaa niiden hintaa ja voi parantaa muun muassa energioresoluutiota. Nykyään käytössä olevien epäorgaanisten tuikkeen tiheys sijoittuu tyypillisesti välille $4\text{--}7 \text{ g/cm}^3$ [19]. Halidipohjaiset tuikkeen ovat keskimäärin hieman kevyempiä kuin oksidipohjaiset, mutta niiden valohyötysuhde on parempi [19]. Tuikkeen tiheyden vaikuttaa pääasiassa aineen järjestysluku sekä ionisäde [14]. Oksidipohjaisten tuikkeen raskaus perustuukin hapen pieneen ionisäteeseen, eli vaikka happiatomi itsessään on kevyempi kuin halogeeneihin kuuluvat atomit, oksidissa atomit pakkautuvat niin lähekkäin, että aineen tiheys on kuitenkin suuri [14].

4 Hiukkasanturin käyttö ja signaalinkäsittely

Säteilyantureita käytetään avaruustutkimuksessa erityisesti avaruudessa luontaisesti esiintyvän hiukkassäteilyn karakterisointiin. Jos halutaan tutkia esimerkiksi Maan säteilyvyöhykkeillä esiintyvien hiukkasten ominaisuuksia ja syntyperää, säteilyvyöhykkeelle lähetettävän instrumentin tulee kyetä tarjoamaan tutkimuksen kannalta relevanttia dataa ja lisäksi toimimaan kyseisessä ympäristössä riittävän kauan, jotta vaadittava data saadaan kerättyä. Tämä tutkielma pohjautuu osin PATE (PARTicle TELEscope)- ja REPE (Relativistic Electron and Proton Experiment)-instrumenttien kehitystyön yhteydessä tehtyyn tutkimukseen, joten säteilyilmalmaisimien avaruuskäyttöä käsitellään pitkälti kyseisiä instrumentteja varten kehitettyjen säteilyanturien kautta. Kyseiset instrumentit ja niiden ominaisuudet kuvataan tarkemmin esimerkiksi Oleynikin väitöskirjassa [20].

PATE-hiukkasteleskoopissa on kaksi peräkkäisistä piidiodeista koostuvaa hiukkasteleskooppia. Teleskoopit ovat detektorien osalta identtiset, vaikkakin niiden kollimaattorien avauskulmat ovat erisuuruiset eri käyttötarkoitusten takia. Kollimaattorin tehtävänä on rajoittaa säteilyantureille päätyvän säteilyn tulokulma tarkasti haluttujen raja-arvojen välille. Lisäksi kollimaattorin lopussa ennen diodeja on metallikalvo, joka estää valon pääsyn piidiodeihin. Suora auringonvalo tekisi mittaukset käytännössä mahdottomaksi, sillä valon synnyttämät varauksenkuljettajat peittäisivät säteilyn tuottamat signaalit alleen. Peräkkäisten diodien käyttö mahdollistaa hiukkasten luokittelun hiukkasen eri diodeihin jättämän energiamäärän perusteella. PATEn diodeista ensimmäinen, D1, on hyvin ohut ($\sim 15 \mu\text{m}$). Siten elektronit eivät juuri tuota siinä mitattavaa signaalia mutta esimerkiksi protonit tuottavat. Seuraavana ”pinossa” oleva detektori D2 on $350 \mu\text{m}$ paksu, joten elektronit jättävät siihen huomattavan määrän energiaa. Niinpä vertaamalla D1:n ja D2:n samaan aikaan tuottamia varauspulsseja protonit ja elektronit voidaan erottaa toisistaan. PATEn teleskoopissa on D1:n ja D2:n lisäksi D3-anturi D2:n takana, sekä kaksi antikoinssidenssianturia AC1 ja AC2. AC1 on kollimaattorin lopussa oleva rengasmainen diodianturi, jolla havaitaan kollimaattorin läpi tulevat hylkyyn menevät hiukkaset. AC2 taas on teleskoopin viimeinen, suurikokoinen tasodiodi. Sen avulla tunnistetaan koko teleskoopin läpi kulkevat hiukkaset, joiden kokonaisenergiaa ei voida laskea. D3-anturia käytetään normaalissa hiukkasten luokittelussa ja kokonaisenergian määrittämisessä. D1- ja D2-anturit on lisäksi jaettu vyöhykkeisiin, joihin osuvat hiukkaset voidaan luokitella erikseen [20]. PATEn detektoripakan avattu rakenne sekä anturien kaavakuvat näkyvät kuvassa 4.



Kuva 4. PATE-instrumentin rakenne. Vasemmalla: PATEn sisärakenne. Kaksi erimittaista kollimaattoria näkyvät etualalla. Detektorit sijaitsevat kollimaattoriputkien juuressa. Keskellä: detektoripakan räjäytyskuva. Vihreät kappaleet ovat anturien kiinnittämiseen ja sähköiseen kytkentään käytettäviä piirikortteja. Oikealla: detektorien kaavakuvat. Kuvat: Philipp Oleynik, Pasi Virtanen ja Rami Vainio.

REPE-hiukkasinstrumentti koostuu kolmesta piidiodista sekä tuikeilmaisimesta, jotka sijaitsevat peräkkäin hiukkasten kulkureitillä. Myös REPE:n anturipakan edessä on kollimaattori ja valolta suojaava kalvo, samoista syistä kuin PATEssa. Detektoripakassa ensimmäisenä on neliömäinen, kooltaan $2 \times 2 \text{ mm}^2$ piidiodi D1 ja toisena anturina $5 \times 5 \text{ mm}^2$:n kokoinen neliömäinen D2. Nämä anturit ovat yhtä paksut ($350 \mu\text{m}$). Kolmantena pakassa on kuution muotoinen, kooltaan 1 cm^3 GaGG-tuiekide, jonka tuottamat valopulssit luetaan kaupallisella fotodiodilla. Tuiekiteen jälkeen on vielä neliömäinen 1 cm^2 :n kokoinen antikoindenssidetektor D3, jonka funktio on sama kuin PATEn AC2-anturilla. Tätä tutkielmaa kirjoitettaessa REPE on yhä suunnitteluvaiheessa, ja viimeisimmät tiedot eroavat hieman Oleynikin väitöskirjassa [20] esitetystä lyhyestä kuvauksesta. REPE:n tavoitteena on mitata van Allenin vyöhykkeiden elektroni- ja protonisäteilyä [20].

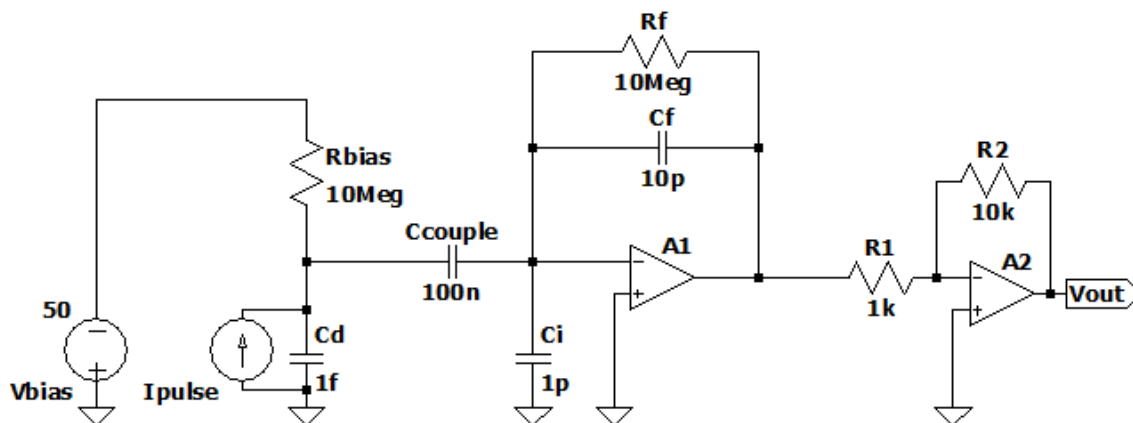
Ionisoivasta säteilystä johtuvien vaurioiden syntynopeus ja vaikutus on otettava avaruuteen lähetettävän instrumentin suunnittelussa huomioon, jotta instrumentti säilyy käyttökuntoisena koko elinkaarensa ajan. Avaruudessa säteilyilmaisimien altistuu jatkuvasti ionisoivalle säteilylle, jolloin ilmaisimen ominaisuudet heikkenevät ajan myötä. Ionisoiva säteily aiheuttaa esimerkiksi puolijohdediodeissa vuotovirran kasvua ja siten mittauksen tuottaman kohinan lisääntymistä [21]. Piipohjaisissa antureissa säteilyn aiheuttamat vauriot esiintyvät tyypillisesti lähellä diodin pintaa. Ionisoiva säteily synnyttää pihin loukkutiloja, jotka voivat johtua esimerkiksi ionisaatioissa rikkoutuneista piin ja pintaoksidin välisistä sidoksista [22]. Lisäksi säteily lisää oksidissa olevan varauksen määrää, mikä voi aiheuttaa vuotovirran

kasvua [22]. Tuikeilmaisimilla puolestaan ionisoiva säteily aiheuttaa pääasiassa tuikeaineen valon absorptiopituuden lyhentymistä, jolloin tuikeilmiön tuottamasta valosta suurempi osa absorboituu kiteeseen ja instrumentin hyötysuhde huononee [23]. Lisäksi säteily voi huonontaa tuikekiteen tuottaman valovasteen yhtenäisyyttä, mikä tarkoittaa sitä, että saman energian omaavien samantyyppisten hiukkasten tuottamien valopulssien suuruudet poikkeavat toisistaan [23]. Valovasteiden poikkeamat aiheuttavat instrumentin tarkkuuden huonontumista säteilylle mitatun energiaspektrin osalta.

Etenkin pienissä satelliiteissa ja luotaimissa on tärkeää rajoittaa elektroniikan käyttämää energiamäärää. Esimerkiksi PATE ja REPE eivät saa viedä liikaa virtaa, sillä ne laukaistaan avaruuteen pienten CubeSat-satelliittien (Foresail I ja II) osana. Näissä pienissä satelliiteissa virtalähteenä on akku ja pienikokoinen aurinkopaneelisto ($\sim 0,1 \text{ m}^2$) josta parhaassa tapauksessa noin puolet osoittaa kerrallaan aurinkoon päin, joten energiabudjetti ei ole kovin suuri. Suurin säästö puolijohdeanturin energiankulutuksessa on saavutettavissa käytännössä mittausdataa käsittelevän prosessorin tai FPGA-piirin sekä signaalivahvistinten hyötysuhdetta parantamalla. PATEn puolijohdediodien käyttöjännite $D1$:ä lukuun ottamatta on noin 60 V, joten jopa suurella 1 μA :n vuotovirralla yksi PATEn diodianturi kuluttaisi sähköä vain 60 μW :n teholla.

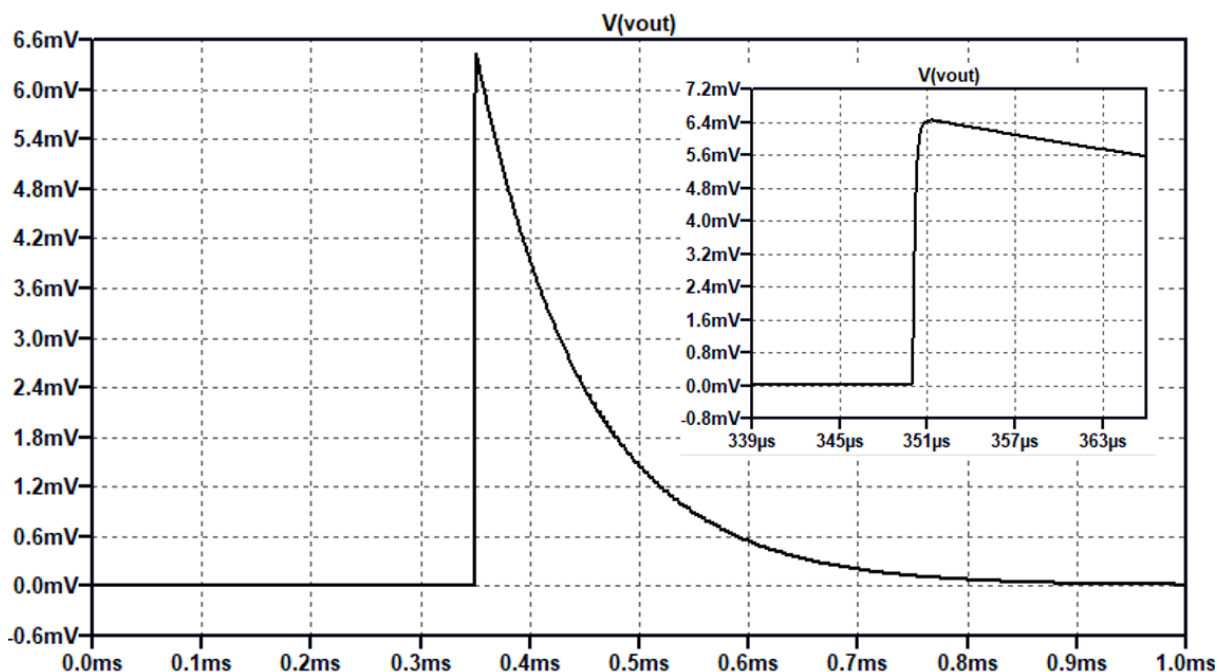
Diodi-ilmaisimien tuottaa varauspulssin, kun siihen osuu säteilyhiukkanen. Diodin tuottama raakapulssi on kuitenkin niin heikko, ettei sitä voida lukea suoraan AD-muuntimella, vaan diodin antosignaali täytyy syöttää AD-muuntimelle vahvistimen kautta. Säteilyilmaisimen lukemiseen käytettävältä elektroniikalta vaaditaan usein suurta nopeutta, matalaa virrankulutusta ja hyvää säteilynkestoa [10]. Yleensä diodi-ilmaisimen yhteydessä käytetään varausvahvistinta, joka reagoi jännitteen sijaan varaukseen. Silloin ilmaisimen tuottaman varauspulssin suuruus ja siten ilmaisimeen osuneen hiukkasen energia voidaan laskea vahvistetun signaalin perusteella. Esimerkki varausvahvistinkytkennästä esitetään kuvassa 5.

Kuvan 5 kytkennässä varausvahvistin koostuu vahvistimesta A_1 sekä takaisinkytkentävastuksesta ja -kondensaattorista R_f ja C_f . C_i mallintaa vahvistimen tulon kapasitanssia. Kytkennässä anturidiodia mallinnetaan kapasitanssilla C_d , joka vastaa diodin tyhjennysalueen kapasitanssia. I_{pulse} mallintaa diodin tuottamaa varauspulssia, kun säteilyhiukkanen osuu diodin tyhjennysalueelle. Diodin esijännite syötetään suuren resistanssin R_{bias} läpi, jolloin diodi pysyy tyhjentyneenä, mutta jännitesyöttö ei vaikuta merkittävästi vahvistimelle päätyvään nopeaan varauspulssiin. Koska diodilla olevaa DC-



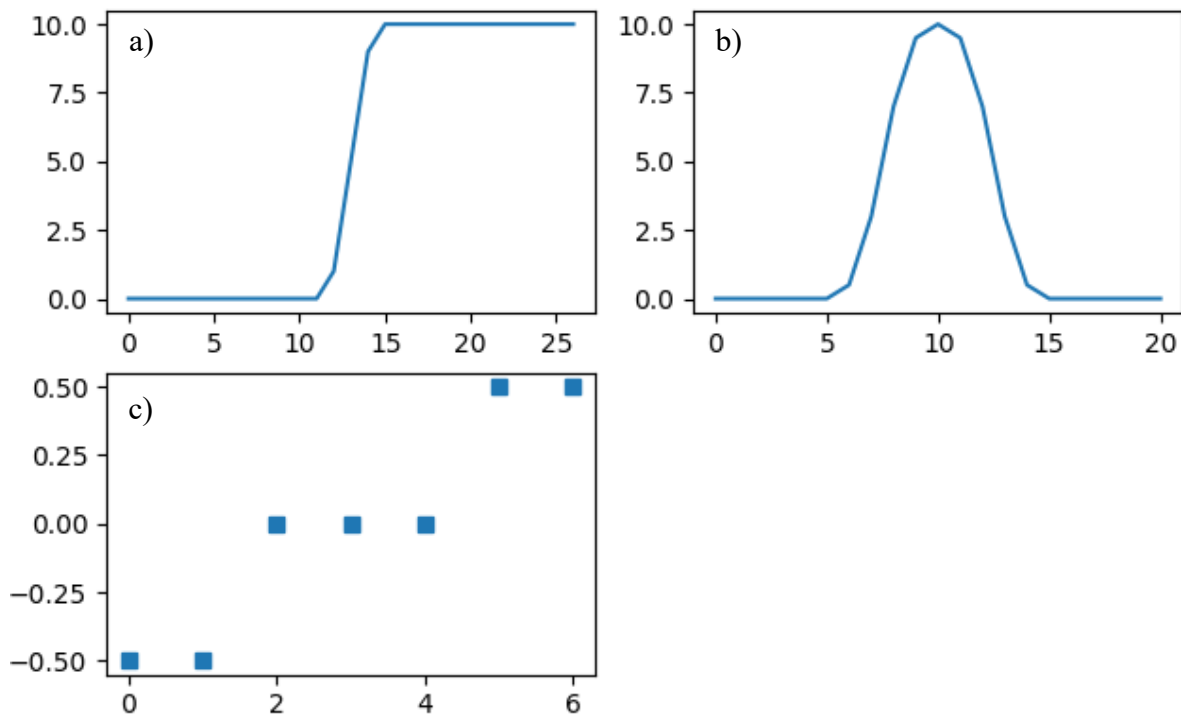
Kuva 5. Esimerkinomainen varausvahvistinkytkentä diodianturin tuottaman pulssin vahvistamiseen. C_d mallintaa diodin kapasitanssia ja I_{pulse} säteilyhiukkasen aiheuttamaa varauspulssia. Kuvakaappaus LTspice-simulaatiosta.

komponenttia eli esijännitettä ei haluta kytkä vahvistimen tuloon vaan ainoastaan varauspulssit, diodi kytketään vahvistimeen C_{couple} -kapasitanssin läpi. Varausvahvistimen lähtöjännite vahvistetaan esimerkikykennässä vielä tavallisella kääntävällä jännitevahvistimella A_2 , jolla signaalin taso saadaan AD-muuntimelle sopivaksi ja kytkennästä kokonaisuutena tulee ei-kääntävä. Kytkennän pohjana on lähteessä [10] esitetty varausvahvistin. Vahvistimen simulaatiotulos esitetään kuvassa 6.



Kuva 6. Kuvassa 5 esitetyn kytkennän simulointi yhden varauspulssin osalta. Simuloidun varauspulssin kesto on 12 ns ja suuruus 6,5 fC mikä vastaa noin 40 600 elektroni-aukko-paria. Pulssi siis vastaa piissä 3,6 eV:n keskimääräisellä ionisaatioenergialla noin 146 keV:a hiukkasen diodiin jättämää energiaa. Vahvistetun pulssin eksponentiaalinen ”häntä” voidaan saada lyhyemmäksi pienentämällä takaisinkytkentävästuksen R_f arvoa. Upotetussa kuvassa on aikatasossa skaalattu lähikuva pulssin nousevasta reunasta.

PATE- ja REPE- instrumenttien vahvistimen tuottamat pulssit ovat muodoltaan samankaltaisia kuin kuvassa 6 esitetty simuloitu pulssi. Diodilla syntyneen pulssin suuruus määritetään mittaamalla vahvistetun pulssin korkeus. PATEssa ja REPEssä pulssin korkeus mitataan käyttämällä digitaalisesti toteutettua trapetsoidisuodinta [20], mutta myös muunlaiset toteutukset ovat mahdollisia [10]. Trapetsoidisuodin on käytännössä vahvistimen tuottaman pulssin jyrkän nousevan reunan tunnistamiseen ja mittaamiseen soveltuva ylipäästösuodin. Suotimen tuottaman pulssin korkein kohta vastaa raakapulssin reunan korkeutta, ja se voidaan paikallistaa huippuarvoilmaisimella. Kuvassa 7 on esimerkki trapetsoidisuotimen toiminnasta.



Kuva 7. Trapetsoidisuotimen toiminta. Asteikkojen yksiköt ovat tässä esimerkissä mielivaltaiset. a) Vahvistimen tuottama raakapulssi. b) Trapetsoidisuotimella suodatettu raakapulssi. Raakapulssin nouseva reuna tuottaa suodatettuna trapetsoidin muotoisen piikin, jonka korkeus vastaa raakapulssin reunan korkeutta. c) Trapetsoidisuotimen kertoimet.

Kuten kaikissa sähköisissä järjestelmissä, myös säteilyilmaisimessa ja vahvistimessa esiintyy kohinaa. Piidiodin ja varausvahvistimen tapauksessa kohina muodostuu lähinnä diodissa ja vahvistimessa. Vahvistimen tuottama kohina syntyy vahvistinpiirin aktiivisissa komponenteissa. Sitä voidaan mallintaa vahvistimen ei-käntävään tulon kanssa sarjassa olevalla jännitelähteellä U_{noise} . Vahvistimen lähdössä esiintyvä kohinajännite vastaa silloin diodin puolella varausta

$$Q_{noise} = U_{noise}(C_d + C_i + C_f), \quad (14)$$

eli vahvistimen tulon kokonaiskapasitanssin ja kohinajännitteen tuloa [10]. Näin ollen esimerkiksi suuremman kapasitanssin omaavan diodin käyttö lisää vahvistetussa signaalissa esiintyvää kohinaa. Signaalissa esiintyvä kohina asettaa käytännössä varauspulssien koolle alarajan, jota pienempiä pulsseja ei voida luotettavasti erottaa kohinan seasta.

Vahvistimen sisäisen kohinan lisäksi ilmaisimessa esiintyy diodin vuotovirran aiheuttamaa kohinaa, joka syntyy pääasiassa kahdella eri mekanismilla. Diodin vuotovirta näyttää mitattaessa tasavirralla, mutta todellisuudessa virta koostuu yksittäisten varauksenkuljettajien liikkeestä diodin läpi. Jokaisen varauksenkuljettajan liike vastaa pientä diskreettiä virtapulssia, jossa siirtyvä varauksen määrä vastaa elektronin (tai aukon) varausta q . Varauksenkuljettajien generoituminen on satunnaista, joten virran hetkellisarvo vaihtelee satunnaisesti virran keskiarvon läheisyydessä. Ilmiötä kutsutaan raekohinaksi (engl. *shot noise*), ja se on spektriltään valkoista. Diodin virrassa esiintyvän raekohinan rms-arvoa kuvaa yhtälö

$$i_{shot} = \sqrt{2qI_{dc}B}, \quad (15)$$

missä q on alkeisvaraus, I_{dc} on vuotovirran dc-komponentti ja B on kohinakaistan leveys

$$B \approx \frac{1}{2T_t} \quad (16)$$

kun T_t on varauksenkuljettajan kulkeutumisaika tyhjennysalueen poikki [24].

Raekohinan lisäksi diodissa esiintyy $1/f$ -muotoinen kohinavirta i_{nf} , jota kutsutaan flikkerikohinaksi (engl. *flicker noise*). Flikkerikohinan virran spektritiheys

$$i_{nf}^2(f) = \frac{K^2}{f} \quad (17)$$

on kääntäen verrannollinen taajuuteen f , joten sen amplitudi on suurimmillaan pienillä taajuuksilla. Spektritiheyden kaavassa 17 kerroin K on vakio ja riippuu diodin lämpötilavaihteluiden taajuuden ylä- ja alarajoista f_1 ja f_2 :

$$K = \frac{i_{nf}}{\sqrt{\ln(f_2/f_1)}}. \quad (18)$$

Tällainen kohina syntyy muun muassa puolijohteessa esiintyvien pienten lämpötilavaihteluiden vaikutuksesta. [24]

Resistanssiltaan suuriarvoisten vastusten vaikutus kohinaan voi olla myös merkittävä. Vastuksen tuottama kohina on spektriltään valkoista ja sen tehollinen arvo riippuu lämpötilasta T ja vastuksen arvosta R :

$$\frac{d\langle v_{nt}^2 \rangle}{df} = 4kTR, \quad (19)$$

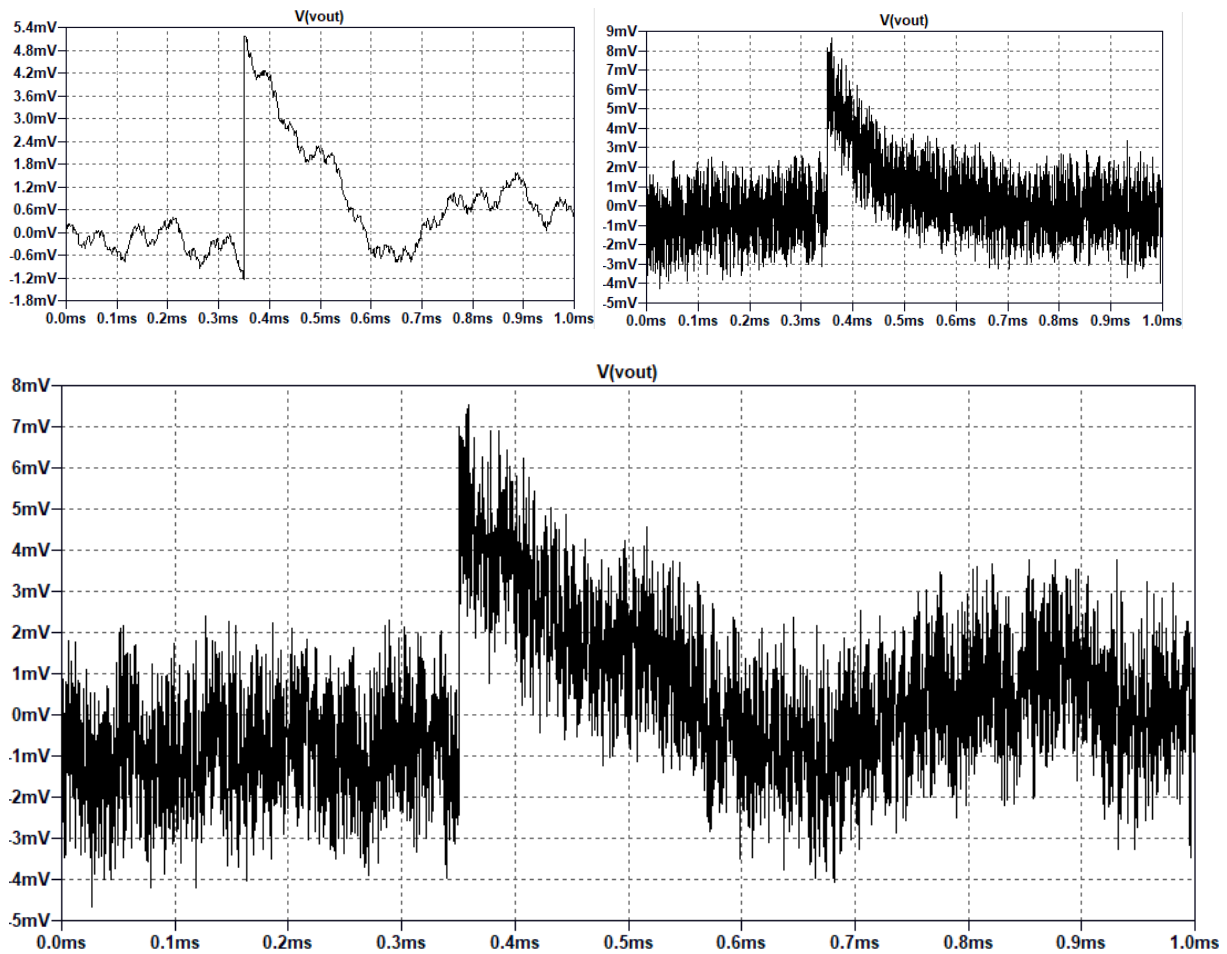
missä $\langle v_{nt}^2 \rangle$ on kohinan spektritiheys, f taajuus ja k Boltzmannin vakio [10]. Kaavan 19 perusteella vastuksen lämpökohinan rms-arvo kaistanleveydellä B on

$$\langle v_{nt} \rangle = \sqrt{4kTRB}. \quad (20)$$

Kohinan vaikutusta voidaan havainnollistaa simulaatiolla. Valitaan kuvan 5 diodille esimerkinomaiset arvot $I_{dc} = 10$ nA ja $T_t = 10$ ns. Silloin raekohinan rms-arvoksi ja kaistanleveydeksi saadaan yhtälöiden 15 ja 16 perusteella $i_{shot} = 400$ pA ja $B = 50$ MHz. Lisäksi valitaan, että vahvistimen jännitekohina on muodoltaan valkoista ja sen rms-arvo on 50 μ V kaistavälillä 0 – 10 MHz. Esimerkkisimulaatiossa jätetään huomiotta diodin $1/f$ -muotoinen kohina sekä kytkennän muu kohina kuten vastuksissa esiintyvä lämpökohina. Kohinasignaalien arvoja vastaavat signaalit lisätään simulaatioon kytkemällä diodin rinnalle raekohinan laskettua rms-arvoa ja kohinakaistaa vastaava virtalähde sekä lisäämällä vahvistimen A_1 ei-kääntävään tuloon jännitekohinan arvoja vastaava jännitelähde. Kohinalähteet lisättiin aiemmin kuvattuun simulaatioon, joten pohjalla oleva varauspulssi on samanlainen kuin kuvassa 6. Kohinan sisältävän simulaation tuottama jännitesignaali näkyy kuvassa 8.

Kaiken järjestelmässä esiintyvän kohinan vaikutuksen vähentämiseksi trapetsoidisuotimen nollasta poikkeavan osan pituutta voidaan kasvattaa, jolloin korkeataajuinen kohina keskiarvoistuu pois. Suotimen keskellä olevan nollan pituus puolestaan voidaan määrittellä vastaamaan pulssien nousuaikaa. Suotimen pidentäminen kuitenkin loiventaa sen tuottaman piikin reunoja.

Diodi-ilmaisimen tai fotodiodilla varustetun tuikekiteen tuottaman, vahvistetun pulssin suuruuden riippuvuus säteilyhiukkasen energiasta voidaan määrittää melko tarkasti analyyttisesti ja/tai simuloimalla jos ympäröivä geometria ja materiaalit tunnetaan tarkasti. Diodin, varausvahvistimen ja muun elektroniikan sekä esimerkiksi diodin edessä sijaitsevien kollimaattorirakenteiden ominaisuuksissa on kuitenkin käytännössä epävarmuutta, joten tarkkojen mittaustulosten varmistamiseksi säteilyinstrumentti on kalibroitava. Kalibroinnissa



Kuva 8. Simuloidun varausvahvistimen tuottamaa kohinaa ja varauspulssi. Juurikaan tätä matalampia pulsseja ei enää erottaisi kohinan seasta luotettavasti. Ylhäällä vasemmalla: vain diodin kohina. Ylhäällä oikealla: vain vahvistimen kohina. Alla: diodin ja vahvistimen kohinoiden yhteisvaikutus. Tässä tapauksessa vahvistin vaikuttaa kytkennän kokonaiskohinatasoon enemmän kuin diodi, vaikkakin diodin kapasitanssi vaikuttaa oleellisesti vahvistimen jännitekohinan näkymiseen kytkennän lähdössä.

instrumentti altistetaan säteilylle, jonka hiukkasten energia tunnetaan tarkasti, esimerkiksi käyttämällä hiukkaskiihdytintä. Hiukkasen todellisen energian vertaaminen mitattuun energiaan tuottaa korjauskertoimet, joita käyttämällä instrumentin mittausvirheet voidaan minimoida. Esimerkiksi PATE-instrumentin kalibrointiin käytettiin alfa- ja beta-kalibraatiolähteitä sekä protonisädettä. Protonisäteen eteen asetettiin paksuudeltaan tarkasti tunnettuja alumiinilevyjä instrumenttiin päätyvien protonien energian muuttamiseksi ja määrittämiseksi. PATEn kalibroinnissa instrumentin kulmaa suhteessa säteeseen muutettiin siten, että eri suunnista tulevien samanenergiaisten protonien tuottamat mittausarvot saatiin selville. PATEn kalibrointiin on myös mahdollista käyttää useamman peräkkäisen detektorin tuottamaa dataa, sillä piistä valmistettujen detektorien paksuudet ja sijainnit toisiinsa nähden tunnetaan tarkasti ja mitatut hiukkasenergiat voidaan sovittaa tunnettuihin arvoihin. [20]

5 Anturien valmistaminen ja ominaisuudet

Säteilyilmaisimien valmistamisen osalta tässä tutkielmassa käydään läpi tiettyjä aiheita sekä yksinkertaisten piidiodien että tuikeilmaisimien osalta. Puolijohdeantureista tässä keskitytään tasomaiseen diodiin, jonka osalta selvitetään anturin perusrakenteen valmistukseen käytettävät menetelmät yleisellä tasolla. Lisäksi selvitetään keinoja rajoittaa piidiodin reunan alueen vuotovirtaa, koska diodien reunojen vuotaminen oli yksi merkittävistä haasteista tämän työn taustalla olevassa projektissa. Tuikeilmaisimien osalta käsitellään kidemäisen tuikeaineen valmistuksen ja käytön perusteemoja ja esitetään kokeellisia tuloksia kiteen pinnoittamisesta heijastavalla metallikalvolla.

5.1 Piidiodin valmistamisesta

5.1.1 Puolijohdeaihion valmistaminen

Diodi-ilmaisimen valmistaminen lähtee liikkeelle tarpeeksi puhtaan puolijohdekiteen tuottamisesta. Puolijohdeteollisuudessa käytetyn piin raakamateriaalina on kvartsihiekkä, josta poistetaan suurin osa epäpuhtauksista useamman kemiallisen käsittelyvaiheen avulla minkä jälkeen päädytään monikiteiseen, melko puhtaaseen piihin. Monikiteistä piitä ei kuitenkaan käytetä sellaisenaan, vaan se täytyy saada yksikiteiseen muotoon. Tavallisessa mikroelektronikassa käytettävät puolijohdeaihiot (engl. *ingot*) valmistetaan niin kutsutulla Czochralski-menetelmällä, jossa ahiota nostetaan hitaasti ylöspäin sulasta piistä samalla pyörittäen, jolloin pii kiteytyy aihion reunoihin kasvattaen sitä niin että kiderakenne säilyy jatkuvana. Czochralski-menetelmä ei kuitenkaan sovellu säteilyanturien valmistukseen käytettävien aihiodien tuottamiseen, sillä ympäristöstä siirtyy herkästi liikaa epäpuhtauksia sulaan puolijohdeeseen ja siten aihioon. Epäpuhtaudet vähentävät puolijohde- vähemmistövarauksen kuljettajien elinaikaa, mikä lisää vuotovirtaa ja tekee materiaalista kelvotonta säteilyilmaisimen valmistamiseen. Säteilyilmaisimissa käytettävä pii valmistetaan usein vyöhykesulatusmenetelmällä (engl. *float-zone process*). Vyöhykesulatuksessa lähtökohtaisesti puhtaasta, pystysuoraan ripustetusta piitangosta poistetaan vielä lisää epäpuhtauksia lämmittämällä lyhyt osa tankoa sulaksi, niin että tankoon muodostuu sula ”kiekko”. Lämmitettyä kohtaa siirretään hitaasti tangon pituussuunnassa alhaalta ylöspäin. Koska epäpuhtaudet pysyvät mieluummin sulassa alueessa kuin jäävät piin jäähtyessä kiteeseen, sulaa kohtaa siirtämällä pystytään keräämään suurin osa materiaalissa

esiintyneistä epäpuhtauksista tangon yläpäähän, jolloin käyttöön menevä materiaali on erittäin puhdasta. Puhdistuksen tehon parantamiseksi sulatussykli tehdään yleensä useampia kertoja. Vyöhykesulatuksessa piitangon on oltava vakuuissa tai reagoimattomassa kaasuympäristössä, jotta pii ei reagoi ympäristön kanssa tai ota siitä epäpuhtauksia. Sulan vyöhykkeen lämmitys voidaan saada aikaan esimerkiksi voimakkaalla RF-kentällä, samaan tapaan kuin mikroaaltouunissa. [9]

5.1.2 Puolijohdekierokko

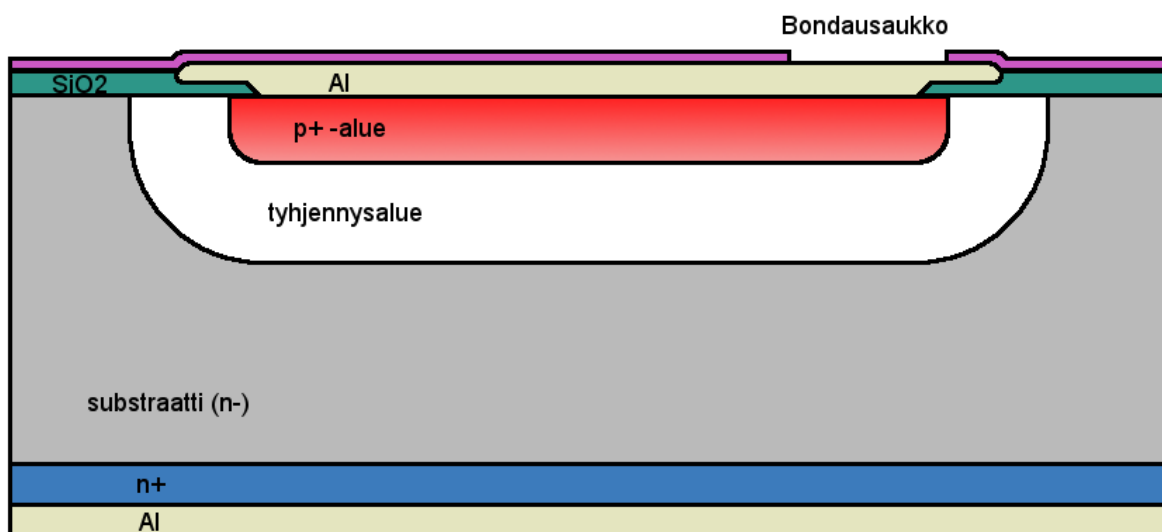
Puhdistettu pii-aihiot ei sellaisenaan sovellu anturikomponenttien (tai muunkaan elektroniikan) valmistamiseen, vaan se muokataan ennen käyttöä ohuiksi kiekkoiksi (engl. *wafer*), joiden pintaan aktiiviset rakenteet myöhemmin valmistetaan. Vastavalmistuneen aihion halkaisija on useimmiten suunnilleen halutun kokoinen, mutta ei täysin tasainen, joten aihion ulkoreuna hiotaan oikeaan halkaisijaan. Samalla aihioon työstetään kidesuunnan osoittava merkintä tai merkinnät, yleensä lyhyt tasainen sivu. Kun aihion muoto on valmis, se sahataan timanttisahalla siivuiksi. Suuremmat kiekot (paksu aihio) tuotetaan yleensä sahaamalla usealla lankasahalla koko aihio samanaikaisesti useaan siivuun, pienemmät kiekot (ohuempi aihio) voidaan sahata pyörivällä timanttisahalla. Sahaamisen jälkeen kiekon reunat muotoillaan hiomalla, ja kiekot tasohiotaan. Tasohionnan tarkoituksena on vähentää kiekon pintaan sahaamisesta jääneitä kidevirheitä sekä varmistaa, että kiekot ovat oikean paksuisia ja tasapaksuja. [25] Tyypillisesti kiekon paksuus on muutaman mikrometrin ja millimetrin välillä. Tässä työssä käsiteltävien säteilyanturien paksuus on 350 µm. Tasohiotut kiekot voidaan etsata viimeistenkin sahauksesta ja tasohionnasta jääneiden pintavirheidensä poistamiseksi, minkä jälkeen ne kiillotetaan kemiallismekaanisella kiillotuksella (engl. *chemical-mechanical polishing, CMP*) ja viimeiseksi puhdistetaan perusteellisesti de-ionisoidun veden ja kemikaalien avulla. [8]

Varsinainen säteilyanturi valmistetaan tyhjän puolijohdekierokkon pinnalle. Anturin valmistamiseksi kiekolle täytyy kuvioida piristealueet, esimerkiksi p⁺-alueet n-tyypin kiekolle, sekä metalli- ja oksidikerroksia kontaktien ja eriste- ja suojarakenteiden tuottamiseksi. Puolijohdteollisuudessa erilaisten alueiden määrittelyyn ja kuviointiin käytetään fotolitografiaa, jolla pystytään saavuttamaan haluttu kuviointi jopa muutamien nanometriä tarkkuudella, joskin yksinkertaisten säteilyanturikäyttöön soveltuvien tasodiodien kuvioiden koot ovat usein vähintään mikrometriä luokkaa. Fotolitografiassa puolijohdekierokolle levitetään ensin ohut kerros fotoresistiä spin coating- menetelmällä. Spin

coating- menetelmässä piikiekolle lisätään kerros resistiä ja sitä pyöritetään nopeasti, jolloin ylimääräinen resisti kulkee kiekon reunoille ja lentää pois kiekolta. Kiekon pyöritysnopeus ja -aika vaikuttavat pyörityksen tuloksena syntyvän resistikalvon paksuuteen; suurempi pyörimisnopeus tuottaa ohuemman kalvon. Pyöritysnopeus on yleensä muutaman tuhat kierrosta sekunnissa, ja sopiva resistin paksuus noin yksi mikrometri. Fotoresististä valotetaan UV-valolla halutut alueet käyttäen fotomaskia, johon on kuvioitu läpinäkyvinä ja läpinäkymättöminä alueina tarvittavat rakenteet. Fotoresistit jaetaan kahteen tyyppiin, positiivisiin ja negatiivisiin. Valituksen seurauksena positiivinen resisti muuttuu kehiteaineeseen liukoiseksi ja vastaavasti negatiivinen resisti muuttuu valotettaessa kehiteeseen liukenemattomaksi. Kun resisti on valotettu, piikiekko asetetaan kehiteaineeseen, mikä poistaa resistin valituksen aikana määrättyistä kohdista, paljastaen alla olevan kiekon pinnan. Kehittämisen jälkeen kiekon pinnalla on siis resisti niissä kohdissa, joihin tekeillä olevan prosessointivaiheen ei haluta vaikuttavan, ja ne alueet, joista resisti puuttuu, altistuvat prosessoinnille. Näin pystytään esimerkiksi kuvioimaan kiekon pinnalle kasvatettua metallia etsaamalla resistillä kuvioitu kiekko, tai määrittelemään mihin kohtiin kiekkoa piristeionit päätyvät vaikkapa p^+ -alueiden ioni-istutuksen yhteydessä. Metallin kuvioinnissa metallin päälle muodostetaan fotoresistikerros edellä kuvatulla menetelmällä, minkä jälkeen kiekko kuvioidaan märkäetsaamalla. Kuvioitu fotoresisti estää metallin syöpymisen niistä kohdista, joissa fotoresisti on metallin päällä. Metallia syöpyy pois sieltä, missä fotoresistiä ei ole. Lopputuloksena resistin määräämä kuvio toisintuu metallisena kiekon pinnalle. [9]

Kiekon aktiiviset alueet määritellään piristämällä puolijohdesubstraattia halutuista kohdista piristeioneilla niin, että puolijohteen tyyppi tai resistiivisyys muuttuu kyseisillä alueilla. Puolijohteen piristämiseen käytetään yleisesti kahta menetelmää, ioni-istutusta ja diffuusiota. Ioni-istutuksessa kiekon pintaan kohdistetaan hajautettu ionisuihku, jolloin ionit törmäävät ja uppoavat kiekon pintakerrokseen. Piristettävät alueet määritellään muodostamalla piin pinnalle oksidikerros, johon avataan aukot piristettäviin kohtiin hyödyntäen fotolitografiaa. Vaihtoehtoisesti on mahdollista käyttää fotoresistiä suoraan istutusmaskina. Oksidilla tai resistillä suojatuissa kohdissa istutettavat ionit jäävät maskikerrokseen, eli alla olevan piin resistiivisyys ei muutu. Niissä kohdissa, joista oksidi tai resisti on poistettu, ioni-istutus vaikuttaa suoraan puolijohteeseen, ja puolijohteen tyyppiä ja resistiivisyyttä voidaan näin muuttaa halutuissa kohdissa kiekkoa. Ionisuihkun energiaa muuttamalla voidaan vaikuttaa saavutettavan piristekerroksen syvyyteen, sillä nopeammat ionit uppoavat syvemmälle puolijohteeseen. Diffuusiomenetelmässä puolestaan kiekon pinnalle levitetään haluttu määrä

tai konsentraatio piristeioneja, jotka saadaan siirtymään puolijohteen sisälle lämmittämällä kiekkoa. Diffuusiota voidaan myös käyttää syventämään ioni-istutuksella muodostettua piristekerrosta, sillä lämmitettäessä piihin ammutut ionit leviävät syvemmälle pinnan alle. Istutuksen jälkeen piikiekon lämmittäminen on muutenkin tarpeellista, sillä piihin ammutut piristeionit voivat sijoittua väärin suhteessa kiteen hilarakenteeseen, jolloin niistä ei ole hyötyä puolijohteen resistiivisyyden muuttamiseen. Lisäksi ioni-istutus rikkoo kiderakennetta. Kiekkoa lämmitettäessä piristeionit siirtyvät kunnolla osaksi atomihilaa, ja samalla diffusoituvat kohti pienempää konsentraatiota. Piissä n-tyypin piristeinä käytetään yleensä fosforia ja p-tyypin piristeinä booria. [9]



Kuva 9. Piianturin havainnekuva (ei mittakaavassa). Tyhjennysalue laajenee kohti diodin pohjaa, kun estosuuntaista jännitettä kasvatetaan. Tässä työssä käytetyt diodit ovat muutoin kuvan mukaisia, mutta kuvaan ei ole piirretty suojarenkaita.

Pii-ilmaisimien osalta tässä työssä esitetyt tulokset perustuvat Turun Yliopistolla valmistetuille tasomaisille säteilyilmaisindiodeille suoritetuihin mittauksiin. Diodien pohjamateriaalina on n-tyyppinen, vyöhykesulatuksella valmistettu pii. Valmistuksessa käytettiin kahdenlaisia, resistiivisyydeltään erilaisia piikiekoja, joiden paksuus on 350 μm . Matalamman resistiivisyyden kiekkoista valmistettujen diodien tyhjennysjännite on noin 50 V, ja suuremman resistiivisyyden kiekkoista valmistetuilla diodeilla tyhjennysjännite on noin 20 V. Hyödyntämällä yhtälöitä 6, 8 ja 9 kiekkojen resistiivisyyksiksi saadaan noin 8 $\text{k}\Omega\text{cm}$ sekä 20 $\text{k}\Omega\text{cm}$. Diodit valmistettiin seuraavien päävaiheiden mukaan:

1. Kiekon märkäoksidointi. Tuloksena 470 nm paksu oksidi molemmilla puolilla.

2. Oksidin poistaminen litografialla niiltä alueilta, joille halutaan suorittaa ioni-istutus. Ohut suojaoksidi jätetään estämään suora ionipommitus piihin.
3. Pinnan ioni-istutus boorilla p⁺-alueiden muodostamiseksi. Pohjan ioni-istutus fosforilla n⁺-pohjakontaktin muodostamiseksi.
4. Ioni-istutettujen alueiden syventäminen diffuusiolla 1000 °C lämpötilassa. Samalla kasvatetaan maskioksidi seuraavia vaiheita varten.
5. Pohjan piristetihyden kasvattaminen uudella ioni-istutuksella. Lyhyt päästölämmitys pohjaan istutetun fosforin aktivoimiseksi.
6. Kontaktiaukkojen avaaminen vaiheessa 4 kasvatettuun maskioksidiin ja 500 nm alumiinikontaktien sputterointi kiekon pintaan.
7. Pinnan alumiinin kuviointi litografialla ja 500 nm alumiinikerroksen sputterointi kiekon pohjaan.
8. Pinnan suojaaminen 200–300 nm paksulla CVD-oksidilla. Viimeiseksi suojaoksidiin avataan aukot lankabondausta varten.

Kuvassa 9 on rakennekaavio käytetyistä piintureista. Käyttöä varten diodi liimataan piirikortille ja sähköiset kontaktit piirikortin ja detektorin välille muodostetaan lankabondauksella.

5.1.3 Piidiodin vuotovirta

Säteilyanturin toiminnan kannalta on tärkeää, että siinä muodostuva vuotovirta on ja pysyy tarpeeksi pienenä. Vuotovirran kasvaessa myös anturin tuottama kohinasignaali kasvaa, mikä huonontaa anturista saatavaa signaali-kohinasuhdetta. Estosuuntaan kytketystä diodista mitattava vuotovirta on useamman eri tavoilla syntyvän vuotovirtakomponentin summa. Pn-diodin oleelliset vuotovirtakomponentit ovat generaatio-, diffuusio- ja pintavirta [21]. Generaatiovirtaa esiintyy, kun estosuuntaisella jännitteellä tyhjennetyn diodin tyhjennysalueella syntyy elektroniaukkopareja lämpöenergian ja esimerkiksi kidevirheiden myötävaikutuksesta. Generaatiovirran I_{gen} suuruus määräytyy lämpötilan ja piin generaatioelinajan perusteella. Sitä kuvaa yhtälö

$$I_{gen} = q \frac{n_i}{\tau_g} AW, \quad (21)$$

missä τ_g on generaatioelinaika, q elektronin varaus, n_i elektronien ja aukkojen tiheys intrinsiikkisessä piissä, A tyhjennysalueen pinta-ala ja W tyhjennysalueen syvyys.

Generaatioelinaika riippuu pitkälti materiaalissa olevien loukkutilojen määrästä ja kyvystä kaapata vähemmistövarauksenkuljettajia sekä tietysti lämpötilasta. Generaatiovirtaan voi siten vaikuttaa lähinnä madaltamalla anturin käyttölämpötilaa, mikä ei aina ole mahdollista, ja käyttämällä piitä, jossa on vähemmän loukkutiloja eli käytännössä kidevirheitä ja epäpuhtauksia. Kidevirheitä voi syntyä myös anturin elinkaaren aikana etenkin säteilyn vaikutuksesta, joten generaatiovirralla onkin tapana kasvaa, mikäli puolijohdeanturia pidetään tarpeeksi voimakkaassa säteilyssä riittävän kauan.

Diffuusiovirta syntyy vähemmistövarauksenkuljettajien siirtyessä diffuusion seurauksena tyhjennysalueelle sitä ympäröivästä substraatista ($I_{diff,s}$) sekä diodin pohjan tai reunojen lähellä olevien vaurioalueiden aiheuttamista injektiovirroista (I_{inj}) [21]: $I_{diff} = I_{diff,s} + I_{inj}$.

Substraatin tuottamaan diffuusiovirta voidaan mallintaa, kun tunnetaan substraatin (tässä n-tyyppiä) aukkojen tiheys $p(W)$ tyhjennysalueen reunalla sekä niiden diffuusiokerroin D_p ja diffuusiomatka L_p . Mikäli oletetaan, että puolijohteen kidevirheitä sisältävä reuna-alue sijaitsee tarpeeksi kaukana eli injektiovirta on pieni sekä että substraatti on termisessä tasapainotilassa, saadaan n-tyyppisellä substraatilla aukkojen määrä laskettua tavalliseen tapaan piristekonsentraatiosta $p(W) = n_i^2/N_D$. Silloin diffuusiovirtaa kuvaa yhtälö

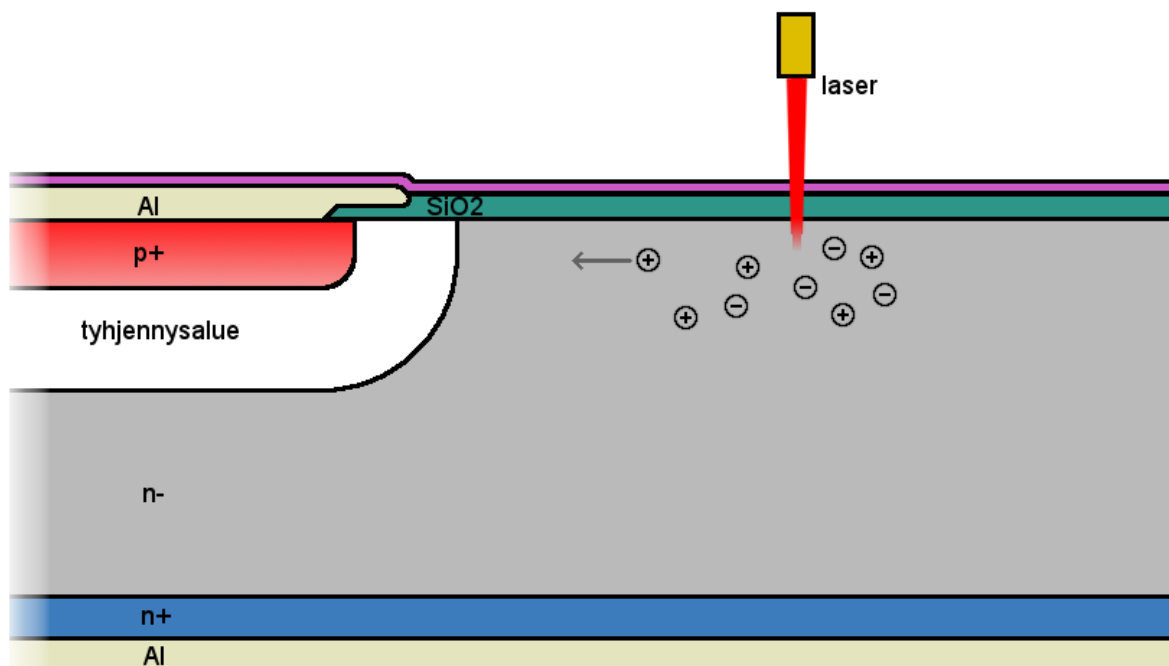
$$I_{diff} = q \frac{D_p}{L_p} A \frac{n_i^2}{N_D} \frac{1 - e^{-\frac{q(V_{bias} + V_0)}{kT}}}{\tanh[(W_n - W)/L_p]}, \quad (22)$$

kun A ja W ovat tyhjennysalueen pinta-ala ja syvyys, W_n on diodin paksuus, v_0 on diodin sisäinen jännite, v_{bias} esijännite, q alkeisvaraus, k Boltzmannin vakio ja T lämpötila [21].

Substraatin reunassa, yleensä sahatussa, esiintyy kidevirheitä mikä lisää varauksenkuljettajien konsentraatiota näillä alueilla. Injektiovirta kasvaakin helposti dominoivaksi tekijäksi, jos tyhjennysalue ulottuu lähelle substraatin reunaa.

Etenkin suurilla tasodiodeilla diodin reunan vaikutuksesta syntyvä vuotovirta voi kasvaa hyvinkin suureksi verrattuna muuhun diodissa havaittavaan vuotovirtaan. Reunaan suuntautuva virta on yleensä sitä suurempi, mitä lähempänä diodia reuna on. Asian havainnollistamista varten suoritettiin yksinkertainen koe, jossa substraatin reuna-alueen sijaintia suhteessa diodin reunaan simuloitiin kohdistamalla substraatin pintaan jatkuvaa laservaloa eri etäisyyksille diodista ja mittaamalla diodin estosuuntainen vuotovirta laserin etäisyyden funktiona. Kokeen hypoteesina oli virran kasvu laservalon lähestyessä diodin reunaa, sillä valo generoi piihin varauksenkuljettajia, jolloin vähemmistövarauksenkuljettajat

diffusioituvat tyhjennysalueelle kasvattaen vuotovirtaa. Kokeessa käytettiin neliönmuotoista $5 \times 5 \text{ mm}^2$:n diodia ja vuotovirta mitattiin diodin ympäri kiertävästä suojarenkaasta. Laserlähteenä käytettiin punaista 650 nm :n puolijohdelasera. Piissä aallonpituudeltaan 650 nm :n valo absorboituu muutaman mikrometrin matkalla [26], joten varauksenkuljettajien muodostuminen tapahtuu käytännössä substraatin pinnassa. Kokeen aikana laserille syötettiin puolijohdeanalyysointilaitteella $1,5 \text{ mA}$ vakiovirta, jolloin moduulin ottotehoksi saatiin $2,8 \text{ mW}$. Lasermoduuli kiinnitettiin 3d-siirtäjänsä tarkkojen siirtymien mahdollistamiseksi, ja säde kohdistettiin kiekon pintaan moduuliin integroidulla säädettävällä linssillä. Kohdistetun laserpisteen halkaisija oli noin $0,5 \text{ mm}$. Vaikka laserin tuottaman valovuon absoluuttista arvoa ei kokeessa määritetty, se on kuitenkin laseriin syötettävän virran vakioimisen vuoksi lähes vakio. Kokeessa katsottiin riittäväksi, että mitatut vuotovirran arvot ovat keskenään vertailukelpoisia, eivätkä virran absoluuttiset arvot sinänsä ole merkitseviä. Laserin vaikutusta piissä havainnollistetaan kuvassa 10.

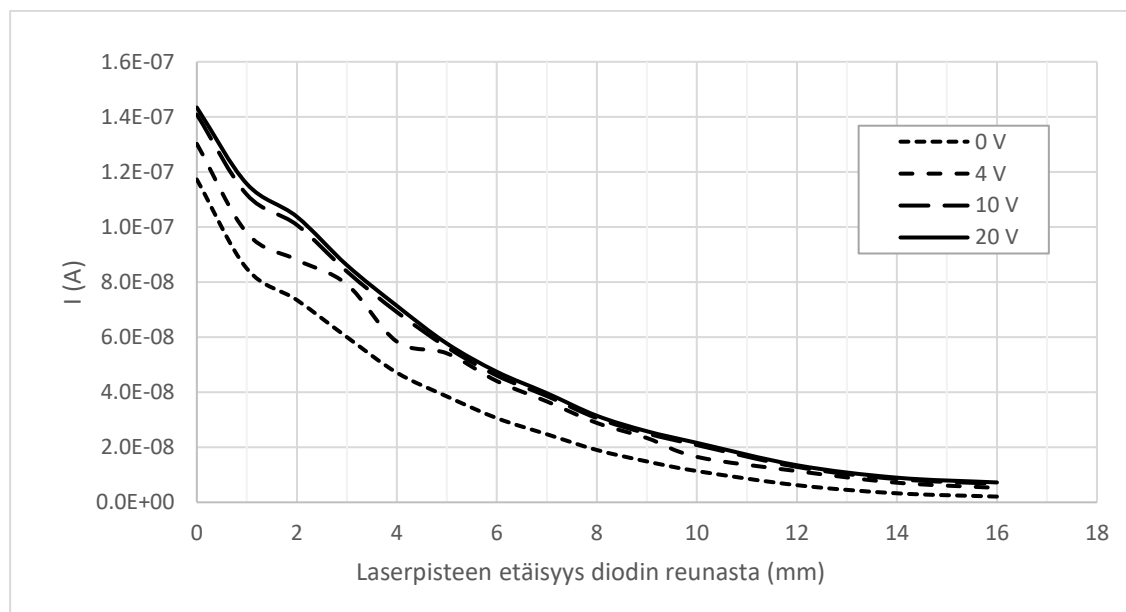


Kuva 10. Diodin reunan vuotovirran lasermittausmenetelmä. Laservalo synnyttää substraattiin varauksenkuljettajia, joista aukot diffusoituvat diodin tyhjennysalueelle. Piirros ei ole mittakaavassa.

Kokeessa havaittiin, että diodin suojarenkaan vuotovirta odotusten mukaisesti kasvaa voimakkaasti, kun varauksenkuljettajia generoidaan lähelle tyhjennysaluetta. Kuvassa 11 esitetään diodista mitattu vuotovirta eri esijännitteillä laserin etäisyyden funktiona.

Laservalon aiheuttama virta voidaan tulkita vastaavaksi ilmiöksi kuin reunojen aiheuttama injektiovirta. Varauksenkuljettajien muodostuminen lähellä diodia laservalon vaikutuksesta vastaa pitkälti tilannetta, jossa valon sijasta varauksenkuljettajia syntyy piikiekon paloittelussa vaurioituneessa substraatin reunassa olevien kidevirheiden takia. Koska varauksenkuljettajien diffuusionopeus ja rekombinaatioelinaika on rajallinen, laserpisteen ja diodin reunan välisen matkan kasvattaminen lisää todennäköisyyttä, että vähemmistövarauksenkuljettaja rekombinoituu ennen tyhjennysalueelle joutumista. Tämä näkyy mittaustuloksissa selkeästi diodin vuotovirran pienentymisenä laserpisteen ja diodin välisen etäisyyden kasvaessa.

Vuotovirran muutos etäisyyden funktiona on mittauksen perusteella eksponentiaalista. Mittapisteitä tutkimalla havaitaan, että kyseisellä diodilla vuotovirran arvo noin 1,25-kertaistuu jokaista millimetriä kohden, kun laserpistettä siirretään lähemmäksi diodin reunaa.



Kuva 11. Diodin vuotovirta pintaan kohdistetun laserpisteen etäisyyden funktiona. Selitteessä olevat jännitteet tarkoittavat kunkin käyrän mittaamiseen käytettyä diodin esijännitettä.

Mittauksessa havaittiin myös, että diodin esijännitteellä voi olla vaikutusta diffuusion aiheuttamaan vuotovirtaan. Tässä mitatulla diodilla diffuusiovirran riippuvuus esijännitteestä on suurin, kun jännite on pieni, ja jännitteen kasvaessa virran riippuvuus jännitteestä pienenee. Kokeessa mitattiin myös toinen diodi eri kiekolta, mutta siinä laserin aiheuttaman vuotovirran jänniteriippuvuus oli minimaalista, vaikka virran riippuvuus laserpisteen etäisyydestä olikin samanlainen. Joillakin kiekkoilla esiintyvä jänniteriippuvuus katsottiin kuitenkin kuriositeetiksi, jonka selittäminen menisi hieman ohi tämän työn aiheesta, joten se voi jäädä myöhemmän selvityksen kohteeksi.

5.1.4 Kiekon paloittelun menetelmistä

Kun puolijohdekiekolle on prosessoitu halutut rakenteet, niitä ei lähes koskaan käytetä kokonaisen kiekon muodossa, vaan kiekko paloitellaan vaikkapa yksittäisen säteilyanturin sisältäviin osiin. Puolijohdekiekkojen mekaaniseen työstämiseen on kehitetty useita erilaisia menetelmiä kustannusten ja työstön jättämien rakenteellisten vaurioiden vähentämistä tavoiteltaessa, etenkin IC-piirejä valmistavan teollisuuden tarpeisiin [27]. Tutkimuskäyttöön valmistettavien säteilyilmaisimien kohdalla on usein kyse pienemmistä valmistussarjoista ja yksittäisestä kiekosta saatavien anturien lukumäärä tai paloittelun nopeus ja hinta eivät välttämättä ole yhtä ratkaisevia kuin kaupallisten piirien valmistuksessa. Anturien osalta on kuitenkin yhtä lailla tärkeää, että leikkuumenetelmä jättää reunan mahdollisimman ehjäksi. Etenkin diodi-ilmaisimet ovat herkkiä huonolaatuisen leikkuujäljen aiheuttamalle reunan vuotovirrälle, sillä niitä käytetään yleisimmin korkean estosuuntaisen jännitteen alaisena.

Perinteisiä, puhtaasti mekaanisia menetelmiä käytetään yhä paljon puolijohdekiekkojen paloitteluun. Mekaanisiin menetelmiin kuuluvat sahaamisen ja hiomisen erilaiset variaatiot. Sahaamisessa puolijohdekiekko pilkotaan nopeasti pyörivällä laikalla, jonka työstävä reuna koostuu timanttien ja sideaineen seoksesta. Pyörivä timanttiterä hioo puolijohdemateriaalin pois sahausuran kohdalta, kun laikkaa liikutetaan kiekon yli. Koska laikan reunalla tapahtuva hioutuminen poistaa materiaalia rikkomalla sen pintaa mikroskooppisessa mittakaavassa, sahaaminen aiheuttaa suhteellisen paljon rakennevaurioita reunan ympärillä olevaan substraattiin. Rakennevaurioiden keskimääräinen koko riippuu etenkin hiovien timanttien koosta sekä laikan syöttönopeudesta ja kierrosluvusta, sillä suuremmat timantit kohdistavat työstettävään kappaleeseen suurempia voimia ja aiheuttavat enemmän pinnan rikkoutumista kuin pienet timantit [28]. Sahauksessa ja vastaavissa prosesseissa reunaan syntyvät mikrohalkeamat ulottuvat yleensä kymmenien mikrometrien syvyyteen sahauspinnan alle [27]. Jos sahaus tehdään epäedullisessa kulmassa kidesuuntaan nähden, vaurioiden on todettu ulottuvan pitkälti yli sadan mikrometrin päähän sahausurasta [29].

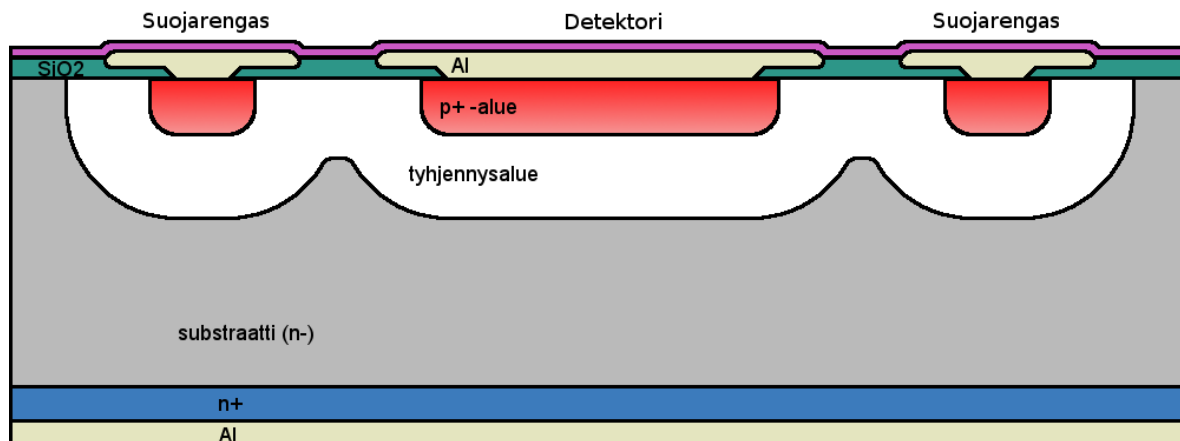
Sahaamista hellävaraisempi menetelmä on kiekon lohkaiseminen. Puolijohdeina käytettävät materiaalit ovat kovia ja hauraita, ja lisäksi kiekot koostuvat yhdestä kiteestä. Kun puolijohdekiekkoon kohdistetaan tarpeeksi suuri taivutusvoima, kite halkeaa voiman suuntaan nähden heikoimmasta kohdasta. Jatkuvan kiderakenteen takia halkeama pyrkii etenemään kidesuunnan myötäisesti koko kiekon halki, ja menetelmällä onkin mahdollista tuottaa äärimmäisen hyvälaatuinen halkaisujälki. Lohkaisu voi oikeassa kidesuunnassa

tehtynä edetä pitkän matkan samaan suuntaan jopa atomikerroksen tarkkuudella [30]. Pii lohkeaa mieluiten $\{1\ 0\ 0\}$ - tai $\{1\ 1\ 0\}$ -tasojen suunnassa, ja monet III-V-seospuolijohteet lohkeavat parhaiten $\{1\ 1\ 1\}$ -tason suuntaisesti [30]. Tarkan lohkeamislinjan määrittämiseksi kiekkoa voidaan heikentää halutusta kohdasta eri tavoin (engl. *scribe and cleave*). Tavallinen tapa on piirroittaa lohkeamislinja mekaanisesti terävällä timanttikärjellä ennen lohkaisua (engl. *diamond scribing*), jolloin pintaan syntyvä naarmu määrää kiteen heikoimman kohdan ja siten lohkeaman sijainnin. Mekaaninen piirrotus timanttikärjellä rikkoo puolijohteen pintaa lohkomalla irti pieniä murusia, ja reunan yläosaan jää vaurioitunut alue, vaikka lohkaistu reuna muuten olisikin lähes virheetön. Piirrotuksen aiheuttaman vaurion vähentämiseksi mekaanisen naarmutuksen sijaan voidaan käyttää laseria (engl. *laser scribing*) tai etsausta (engl. *etch scribing*). Reunan vaurioita voidaan vähentää entisestään etsaamalla ja passivoimalla reuna lohkaisun jälkeen. Esimerkiksi n-tyyppiselle kiekolle valmistetun diodin laserpiirrotetun lohkaisureunan aiheuttama vuotovirta voidaan saada alle kymmenesosaan alkuperäisestä XeF₂-etsauksella ja Si₃N₄-passivoinnilla [30].

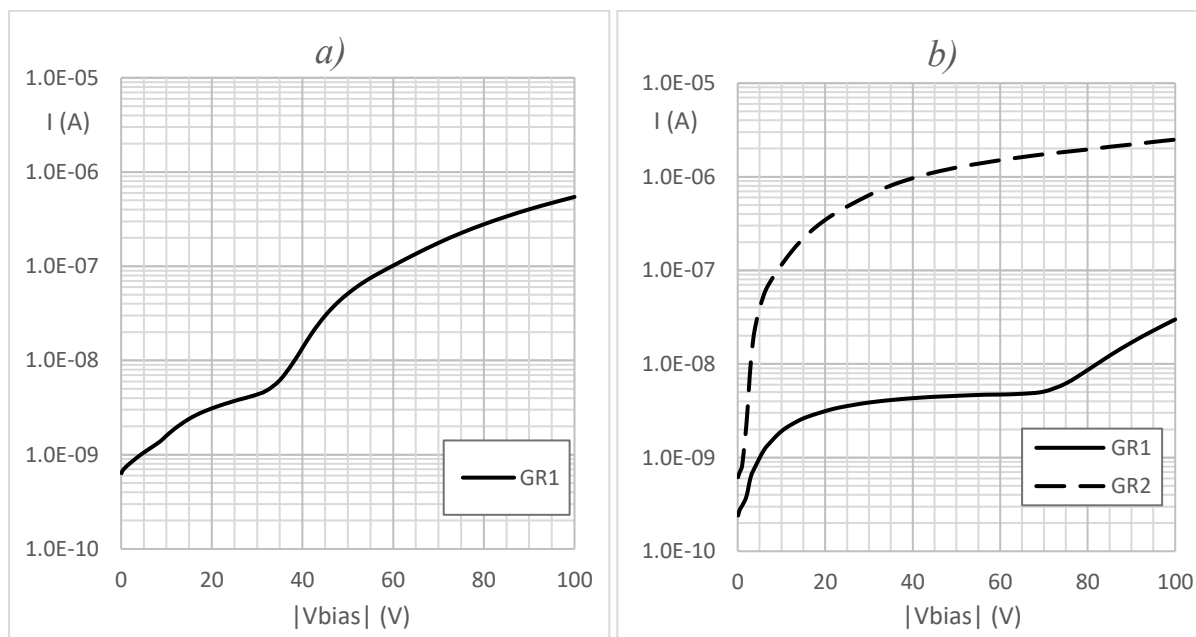
5.1.5 Diodin suojarakenteet

Koska diodi-ilmaisimen vuotovirtakomponenteista kaksi (pintavirta ja diffuusiovirta) syntyvät ilmaisimen passiiviselta alueelta tulevien varauksenkuljettajien seurauksena, niihin voidaan vaikuttaa valmistamalla varsinaisen säteilyä mittaavan diodin ympärille erilaisia suojarakenteita. *Suojarengas* (engl. *guard ring*) on säteilyilmaisinta kiertävä diodirakenne, jonka ideana on kerätä ilmaisimen passiivisella alueella syntyvät varauksenkuljettajat ja estää niiden pääsy ilmaisimen tyhjennysalueelle. Perinteisen suojarahkaan lisäksi tässä työssä perehdytään kenttäelektrodiin (engl. *field plate*), jolla voidaan vaikuttaa puolijohteen oksidirajapintaan muodostuvaan tyhjennysalueeseen ja siten pintavirtoihin.

Suojarenkailla saavutetaan useita hyötyjä verrattuna tilanteeseen, jossa ilmaisindioidin reuna on suoraan substraatin vieressä. Mikäli diodilla ei ole suojarahasta, substraatin ja tyhjennysalueen rajapinnan diffuusiovirta sekä pintavirrat pääsevät vaikuttamaan suoraan diodiin, jolloin detektorin vuotovirta on suuri. Kun diodin ympärille onkin valmistettu suojarahgas, diffuusio- ja pintavirrat kasvattavat diodin sijaan suojarahkaan vuotovirtaa ja diodin vuotovirraksi jää ainoastaan sen tyhjennysalueella syntyvä generaativirta sekä pohjan injektiovirta [31]. Kuvassa 12 esitetään yksinkertaisen suojarahkaan periaate poikkileikkauksen muodossa. Suojarengas kiertää koko diodin ympäri.



Kuva 12. Suojarenkaan periaatekuva. Tässä työssä käytetyissä diodeissa on kuvan mukainen suojarengasrakente ja tämän lisäksi vielä ulompi suojarengas, jota ei kytketä jännitteeseen. Substraattista tulevat pinta-, diffuusio- ja injektiovirrat päätyvät suojarenkaan alueelle, jolloin detektorin vuotovirta pysyy pienenä. Suojarengas myös rajaa detektorin hiukkasille herkän alueen tarkemmin kuin jos suojarengasta ei olisi.



Kuva 13. Suojarenkaiden vaikutus vuotovirtaan. a) Kahdesta suojarenkaasta vain sisempi kytketty (GR1 kytketty, GR2 kelluu). b) Molemmat suojarenkaat kytketty. Sisemmän suojarenkaan vuotovirta pienenee noin kertaluokalla. Ulompi (GR2) kuitenkin vuotaa huomattavan paljon kytkettynä, koska se on lähellä substraatin reunaa eikä sen ympärillä ole kelluvaa suojarengasta.

Kuva 13 havainnollistaa kahden sisäkkäisen suojarenkaan vuotovirtojen eroja tapauksissa, joissa suojarenkaista vain sisempi tai molemmat kytketään. Käytännössä uloimman kytketyn suojarenkaan sisälle jäävillä diodirakenteilla kaikki vuotovirta on generaatiovirtaa ja pohjan diffuusiovirtaa.

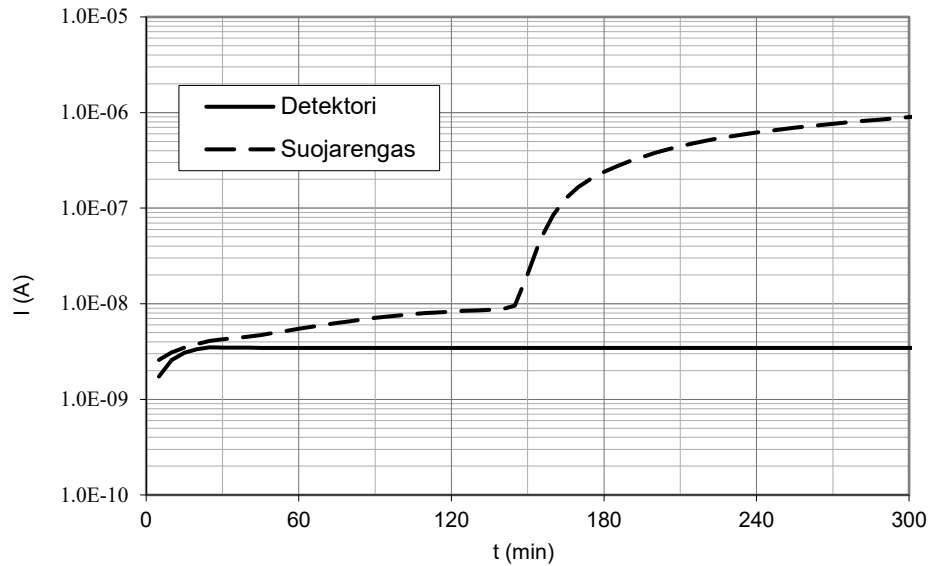
Vuotovirran rajoittamisen lisäksi diodia ympäröivä suojarahensuojarengas rajoittaa säteilyn havaitsemiseen käytettävän alueen, sillä suojarahensaaseen tai sen ulkopuolelle osuvien hiukkasten tuottamat varauspulssit jäävät suojarahensaaseen eivätkä näy detektorilla [31]. Edellä kuvatun vuotovirtakokeen laservalo on pistemäisyytensä vuoksi varauksen tuottamisen kannalta samankaltainen kuin substraattiin osuva säteilyhiukkanen. Vaikka kokeessa käytetty laservalo on jatkuvaa verrattuna säteilyhiukkasen tuottamaan varauksenkuljettajaimpulssiin ja lisäksi valolla tuotetut varauksenkuljettajat syntyvät ainoastaan lähellä substraatin pintaa, varauksenkuljettajien diffuusio tapahtuu kuitenkin molemmissa tapauksissa samalla tavalla. Käytännössä siis passiiviselle alueelle osuva säteilyhiukkanen näkyisi todellista energiaa vastaavaa varauspulssia pienempänä pulssina diodilla, mutta hiukkasen energian laskeminen ei olisi mahdollista, koska osumaetäisyys vaikuttaa virtapulssin suuruuteen eikä etäisyyttä tunneta. Tällaisten substraatille tulevien osumien hylkääminen pulssin nousuajan hitauden perusteella on periaatteessa mahdollista, mutta se vaatii lisää logiikkaa detektorin pulsseja luokittelevalta ohjelmalta. Kun detektoria ympäröi suojarahensuojarengas, kaikkien havaittujen osumien voidaan olettaa olevan peräisin suoraan detektorin tyhjennysalueelta. Silloin diodin tuottaman varauspulssin suuruudesta voidaan määrittää tarkasti hiukkasen detektoriin jättämä energia. Suojarengastakin käytettäessä aivan suojarahensaaseen ja detektorin tyhjennysalueiden rajalle jää alue, jossa osa säteilyn tuottamista varauksenkuljettajista päätyy suojarahensaaseen alueelle ja osa detektorin alueelle. Koska varauksen jakautumista aiheuttavan raja-alueen pinta-ala on kuitenkin hyvin pieni verrattuna detektorin pinta-alaan, tällaisten osumien aiheuttama virhe säteilyn mitatulle energiajakaumalle jää pieneksi. Säteilyn mitattuun spektriin syntyvä virhe suojarahensaaseella ja ilman on esitetty havainnollisesti muun muassa Mishran, Srivastavan ja Katarian artikkelin [31] kuvassa 6. Mitatusta spektristä näkee, että suojarahensaaseen kytkemättä jättäminen aiheuttaa ”haamupiikin” syntymisen hieman todellista piikkiä alemmalle energialle.

PATE-instrumentin suojarahensuojarengasratkaisussa kunkin detektorin ympärillä on kaksi suojarahensuojarengasta. Suojarengas sisempi kytketään samaan jännitteeseen diodin kanssa, tietenkin erillisen jännitesyötön kautta, jolloin renkaan ja diodin virrat pysyvät toisistaan riippumattomina. Ulompi suojarahensuojarengas on kytkemättä, joten sen potentiaali hakeutuu arvoon diodin kytkentäpotentiaalın ja substraatin potentiaalın välille. Kytkemättä jätettävää suojarahensuojarengasta kutsutaankin usein nimellä *kelluva suojarahensuojarengas* (engl. *floating guard ring*, *FGR*). Kelluvat suojarahensuojarengasratkaisut ovat vakiintuneet keinona estää suurella esijännitteellä

käytettävän diodin reuna-alueella tapahtuva läpilyönti, sillä optimoidulla suojarengasrakenteella voidaan vähentää reunan sähkökentän magnitudia.

Brieger *et al.* [32] esittävät analyttisen menetelmän useammasta kellovasta suojarenkaasta koostuvan rakenteen optimointiin. Kellovien suojarenkaiden etäisyys toisistaan ja diodista ratkaisee pitkälti sen, kuinka paljon niillä voidaan nostaa läpilyöntijännitettä. Optimaalisen etäisyyden laskemiseen Briegerin menetelmällä tarvitaan substraatin pirstetiheys, pirstetiheyden gradientti, pinnan varaustiheys ja diodin kaarevuussäde, ja laskeminen suoritetaan kahdessa ulottuvuudessa ratkaisemalla Poissonin yhtälö läpileikkausmallille suojarengasrakenteesta [32]. Suh *et al.* [33] kehittivät myöhemmin hieman yksinkertaisemman analyttisen menetelmän kelluvan suojarenkaan ja diodin välisen jännite-eron ratkaisemiseksi. Suhin approksimaatiota voi hyödyntää kelluvien suojarengasrakenteiden suunnittelussa, ja se on tarkoitus helpottaa suunnittelua verrattuna Briegerin menetelmään. Suhin ratkaisussa kelluvan suojarenkaan jännite lasketaan suojarenkaan etäisyyden perusteella käyttäen hyväksi suojarenkaan reunan kohdalla olevan ekvipotentiaaliviivan etäisyyttä diodin alapuolella, jolloin Poissonin yhtälön ratkaisu voidaan tehdä yksiulotteisena kahden ulottuvuuden sijaan.

Suojarenkaiden etuna on myös vakauttaa diodin vuotovirta niin, että se pysyy pienenä koko detektorin käyttöajan ajan. Diodi-ilmaisimia, joita hyödynnettiin tämän työn kokeellisissa osuuksissa, mitattiin ja vertailtiin vuotovirtojen osalta pidemmän aikavälin sisällä niiden stabiilisuuden määrittämiseksi. Ilmaisinten vakauden määrittäminen oli tärkeää, koska samasta erästä valittiin Foresail I -satelliitin PATE-säteilyteleskoopissa käytettävät detektorit. Mittauksissa havaittiin, että joidenkin diodien kohdalla substraatin reunaan suuntautuvalla vuotovirralla eli käytännössä injektio- tai pintavirralla oli taipumus kasvaa suureksi pidemmän ajan kuluessa. Esimerkiksi anturi, jonka vuotovirta on aluksi ollut muutaman nanoampeerin suuruinen, saattoikin kuukauden päästä vuotaa usean mikroampeerin verran. Tai nopealla mittauksella hyväksi todettu anturi saattoi alkaa vuotamaan vasta tuntien päästä, kun sitä pidettiin jännitteen alaisena pidempi aika. Kuvassa 14 esitetään esimerkinomaisesti eräästä PATE-säteilyinstrumenttiin tarkoitettua diodianturista mitattu äkillinen vuotovirran kasvu, joka ilmeni vasta noin kaksi tuntia mittauksen aloittamisen jälkeen. Koska virran kasvu esiintyy nimenomaan suojarenkaasta mitatussa virrassa, vuotovirran kasvavan komponentin täytyy olla joko reunan injektiovirtaa tai pintavirtaa.

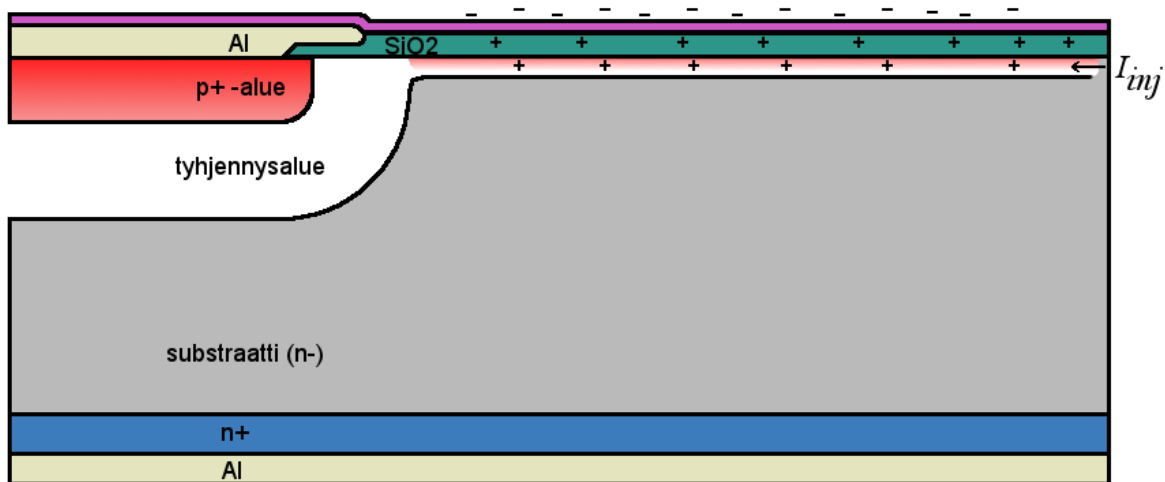


Kuva 14. Foresail PATE -instrumentin AC2-detektorin mittauksessa havaittiin suojarengaan vuotovirran äkillinen kasvu, kun detektoria pidettiin 50 V esijännitteen alaisena pidempi aika. Mitattu anturi on ympyrän muotoinen ja sen pinta-ala on 8,97 cm². Anturin tyhjennysjännite on noin 50 V eli mittauksessa tyhjennysalve ulottui substraatin pohjaan asti.

Bischoff *et al.* [34] tutkivat useamman sisäkkäisen suojarengaan käyttöä diodin vuotovirran vakauttamiseksi pitkällä aikavälillä sekä läpilyönnin estämiseksi. Artikkelissa kuvataan melko tarkasti tähän tutkielmaan liittyvissä mittauksissa havaitun kaltainen tilanne, jossa detektorin vuotovirta kasvaa ajan myötä tai äkillisesti. Reunaan suuntautuvan vuotovirran kasvun esitetään johtuvan pääasiassa negatiivisen varauksen kertymisestä puolijohdesubstraattia suojaavan oksidin pinnalle. Negatiivinen varaus on yleensä seurausta oksidin pinnalle kertyvästä kosteudesta, jos detektori altistuu korkealle ilmankosteudelle. Toinen mahdollinen syy oksidin varautumiseen on varauksen hidas siirtyminen esijännitteellä varatusta diodin pintaelektrodista. Tällöin diodin vuotovirta voi pysyä matalana erittäin kauan, ja sitten yhtäkkiä kasvaa monta kertaluokkaa [34]. Kuva 15 havainnollistaa varauksen aiheuttaman vuotovirran syntymekanismia.

Kosteuden aiheuttama reunan vuotovirta voi olla ongelmallista, mikäli detektoria ympäröivän atmosfäärin kosteuspitoisuutta ei voida hallita detektorin valmistamishetkestä sen elinkaaren loppuun asti. Foresail-projektissa kosteuden hallinta olisi ollut käytännössä erittäin haastavaa, sillä PATE-säteilyinstrumentti ei ole ilmatiivis ja siten koko instrumentin pitäminen kuivassa olisi pitänyt voida taata sen valmistamisesta laukaisuun asti. Tunnetusti veden aiheuttama kosteus ei myöskään haihdu pinnoilta edes tyhjiössä ilman lämmittämistä, joten pinnalle kertynyt kosteus ei poistuisi luotettavasti laukaisun jälkeenkään. Kuten aiemmin mainittiin, PATEn diodiantureissa on suojarengaat, joten reunaan suuntautuvan vuotovirran kasvu

ilmenee suojarenkaan vuotovirran kasvuna eikä niinkään itse detektorissa. Ongelmana kuitenkin oli se, että suojarenkaan esijännitteen syöttöön käytetty suodatinkytkeä ei pysty syöttämään suurta vuotovirtaa ilman, että suojarenkaan jännite laskee. Suojarenkaan jännitteen laskiessa taas detektorin ja suojarenkaan välille syntyy jännite-ero, mikä puolestaan kasvattaa detektorin vuotovirtaa, joten myös suojarenkaan virran vakauttaminen muodostui tärkeäksi.

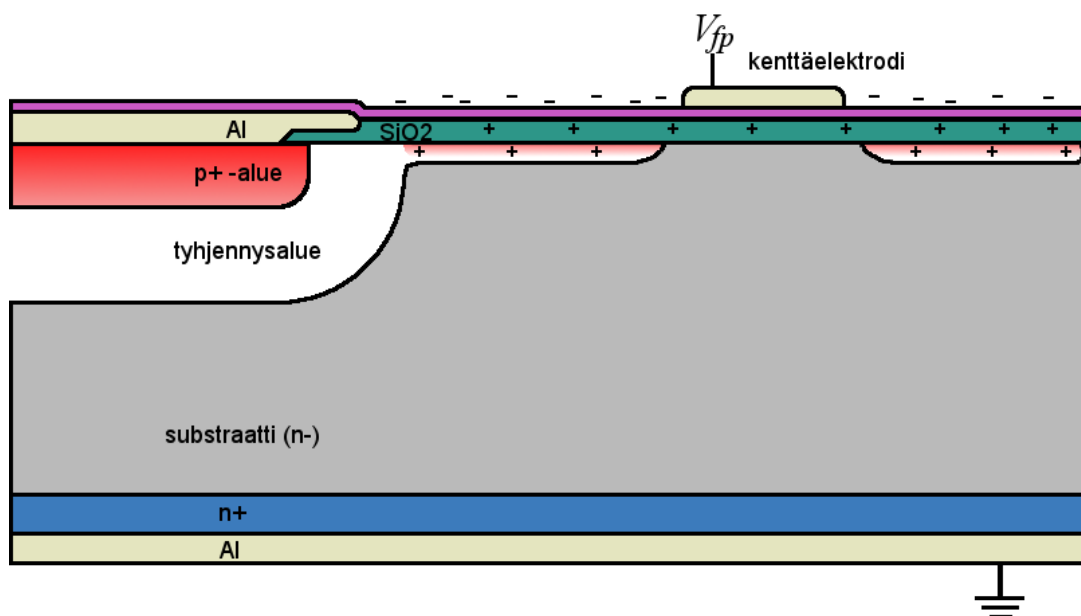


Kuva 15. Normaalisti piidioksidilla on pieni positiivinen varaus, jonka takia Si-SiO₂-rajapinnalla on ohut akkumulaatiokerros n-tyyppisellä substraatilla. Negatiivisen varauksen kertyminen oksidin pinnalle kumoaa oksidin varauksen ja aiheuttaa tyhjennysalueen tai jopa inversiokerroksen muodostumisen rajapinnalle. Oksidin pintavarauksen tuottama tyhjennysalue voi ylittää substraatin kidevirheitä sisältävään reunaan asti, jolloin injektiovirta kasvaa suureksi.

Bischoff *et al.* [34] lähestymistapa reunan vuotovirran pienentämiseen on lisätä diodin ympärille yhden sijasta useita sisäkkäisiä suojarenkaita, joiden välisen alueen yli kulkee jokaisesta suojarengasparista toiseen kytketty hilarakenne. Silloin muodostuu MOSFET-transistoria muistuttava kytkentä, jossa hila on kytketty nieluun tai lähteeseen riippuen kytkennästä sisempään tai ulompaan suojarenkaaseen. Tällöin suojarenkaiden välistä sähkökenttää ja kanavan syntymistä tai toiseen suuntaan kytkettäessä läpilyöntijännitettä voidaan hallita paremmin kuin ilman hilarakennetta. Suojarenkaiden välinen jännite-ero jää pieneksi, joten anodin ja substraatin välinen potentiaaliero jakautuu pidemmälle matkalle vähentäen vyöryläpilyönnin todennäköisyyttä suurilla jännitteillä.

Koska osassa PATE-instrumentin käyttöön varatuista antureista esiintyi substraatin reuna-alueen aiheuttamaa vuotovirtaa niin paljon että suojarenkaan jännitesyöttöön käytettävä kytkentä ei pysty syöttämään tarvittavaa virtaa ilman jännitteen laskua, detektorierästä valituilla testidiodeilla tutkittiin suojarenkaan reunavirran rajoittamiseen soveltuvia

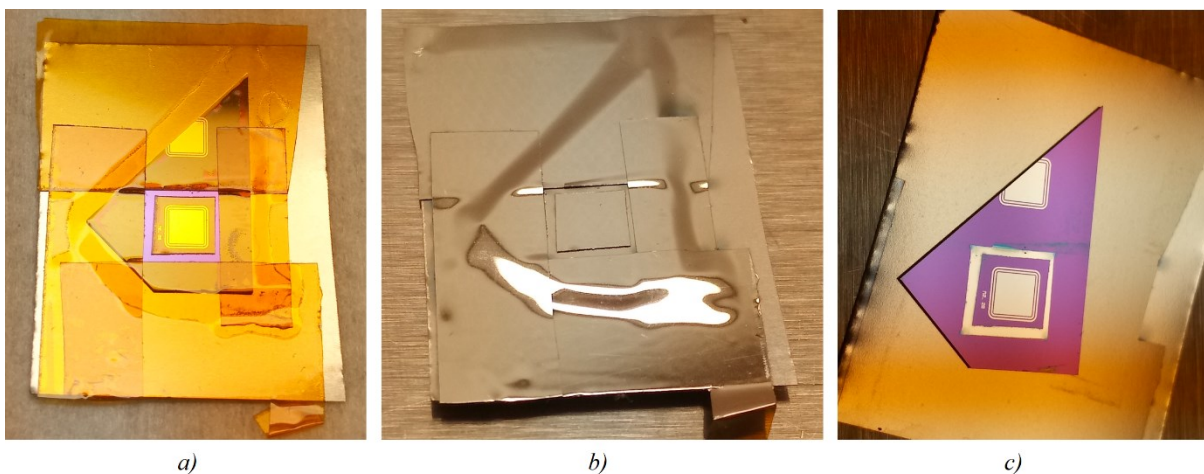
jälkiprosessointimenetelmiä. Esimerkiksi suojarenkaiden määrän lisääminen tarkoittaa käytännössä kokonaan uuden detektorierän suunnittelua ja valmistamista, joten sellainen ei ollut projektin aikaikkunan puitteissa mahdollista. Reunan vuotovirtojen epäiltiin kuitenkin useiden mittaustulosten perusteella olevan peräisin tyhjennysalueen leviämisestä substraatin reunalle kuvan 15 esittämällä mekanismilla, joten virran rajoittaminen oksidin pintavaraukseen vaikuttamalla muodostui varteenotettavaksi tutkimuskohteeksi. Usein detektorien pitäminen yli 100 °C lämpötilassa kosteuden ja siten pintavarauksen vähentämiseksi tuotti hetkellisen parannuksen vuotovirtaan, mutta vaikutus ei jäänyt pysyväksi.



Kuva 16. Oksidin päälle lisätyn kenttäelektrodin vaikutus oksidin pintavarauksen tuottamaan tyhjennysalueeseen. Kenttäelektrodin jännitettä V_{fp} säätämällä vaikutetaan elektrodin alla olevan sähkökenttään, ja pystytään "katkaisemaan" oksidivarausten muodostama tyhjennysalue tai inversiokanava.

Tutkielmaa varten suoritetuissa kokeissa varsin hyviin tuloksiin reunan vuotovirran rajoittamisessa päästiin prosessoimalla oksidin päälle koko detektorin ympäröivä metallinen kenttäelektrodi substraatin reunan ja suojarenkaiden väliselle alueelle. Kenttäelektrodin ideana on muokata oksidin varauksen aiheuttamaa sähkökenttää paikallisesti niin ja oksidin rajapinnassa siten, että tyhjennysaluetta ei pääse syntymään elektrodin alle. Vaikka kenttäelektrodi ei välttämättä estä oksidin varautumista, sen potentiaalia suhteessa substraattiin voidaan säätää kytkemällä elektrodi jännitesyöttöön. Sopivalla elektrodiin syötettävällä jännitteellä V_{fp} elektrodin varaus kumoaa alla olevan oksidin varauksen niin, että alla oleva pii pysyy neutraalina. Tutkitun kenttäelektrodirakenteen poikkileikkaus ja toimintaperiaate esitetään kuvassa 16.

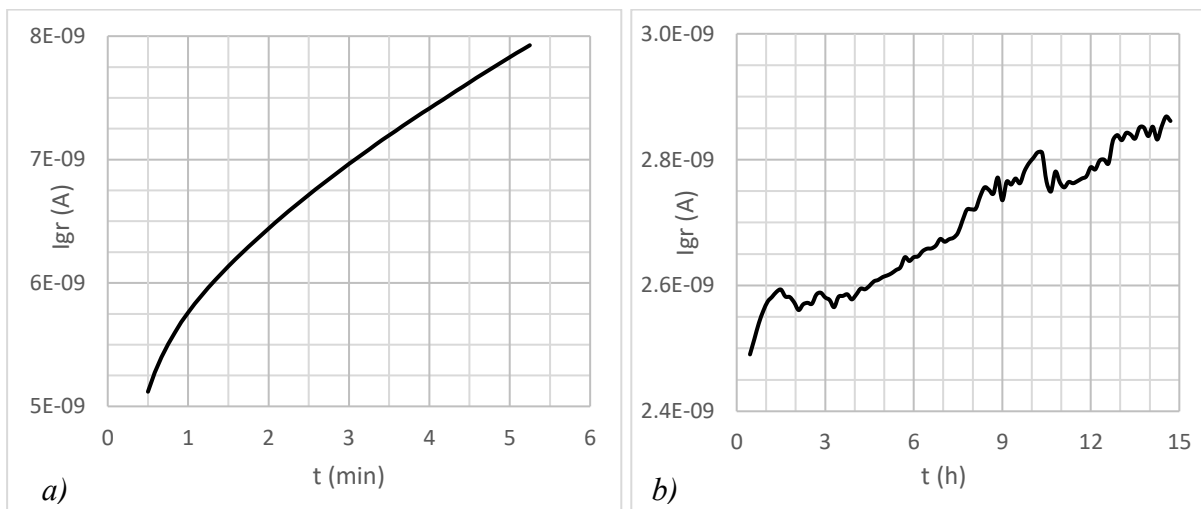
Tutkimuksessa käytettyjen detektorien kannalta esitetyn kenttäelektrodin merkittävänä etuna on se, että elektrodit pystyttiin jälkiprosessoimaan valmiiksi olemassa olevien diodien ympärille melko yksinkertaisella tekniikalla. Testielektrodien valmistamiseen käytettiin sputterointimenetelmää, jossa elektrodit muodostetaan varjomaskin avulla haluttuun kohtaan anturia. Elektrodimateriaaliksi valittiin lopulta alumiini, sillä kiekkojen muutkin elektrodit ovat alumiinia. Lisäksi alumiinirakenteiden jatkokuviointi etsaamalla on mahdollista. Koska varjomaskimenetelmässä maskissa on aukko niissä kohdissa, johon pinnoituksen halutaan vaikuttavan, tavallisen metallisen maskin käyttäminen ei tullut kyseeseen sillä kuviointi haluttiin tehdä suoraan yhdellä kerralla. Metallista maskia käytettäessä diodin päälle tulevaa maskin osaa ei voi helposti tukea oikeaan kohtaan ilman, että tukirakenteet aiheuttavat aukot diodin ympäri kiertävään pinnoitukseen. Lopulta maskina päädyttiin käyttämään tarkasti oikeaan muotoon leikattuja teippejä, jotka liimattiin kiinni diodin pintaan sputteroinnin ajaksi. Sisemmällä teipillä peitettiin diodi ja alkuperäiset suojarenkaat, ja ulommalla substraatin reuna. Maskien väliin jäävä kapea pinnoitettu alue muodostaa kenttäelektrodin, kun teippimaski myöhemmin poistetaan. Kuvassa 17 esitetään valmistusprosessin vaiheet yhdellä varhaisista kenttäelektrodeista. Ensimmäisissä kokeissa pinnoitukseen käytettiin hopeaa.



Kuva 17. Kenttäelektrodin valmistaminen sputteroimalla valmiin $2 \times 2 \text{ mm}^2$:n diodin ympärille. a) Pinnoitukselta suojattavat alueet peitetään maskilla. Tässä tapauksessa käytettiin Kapton-teippiä. b) Kappale pinnoitetaan metallilla. Tämä varhaisempi näyte pinnoitettiin hopealla, myöhemmin siirryttiin alumiiniin. c) Maski poistetaan, ja jäljelle jää diodia ympäröivä kenttäelektrodi. Tässä elektrodin muoto ei ole aivan symmetrinen, mutta sillä ei testien perusteella ole suurta merkitystä elektrodin toiminnan kannalta. Kuvat: Tatu Peltola

Kenttäelektrodilla varustettujen detektorien reunan vuotovirrat laskivat selvästi verrattuna samoista diodeista mitattuun virtaan ennen kenttäelektrodin lisäämistä. Tutkimuksessa suoritettujen mittausten perusteella kenttäelektrodi pienentää reunan vuotovirtaa tehokkaasti jo pelkästään silloin, kun se kytketään substraatin potentiaaliin. Nollapotentiaaliin kytketyn

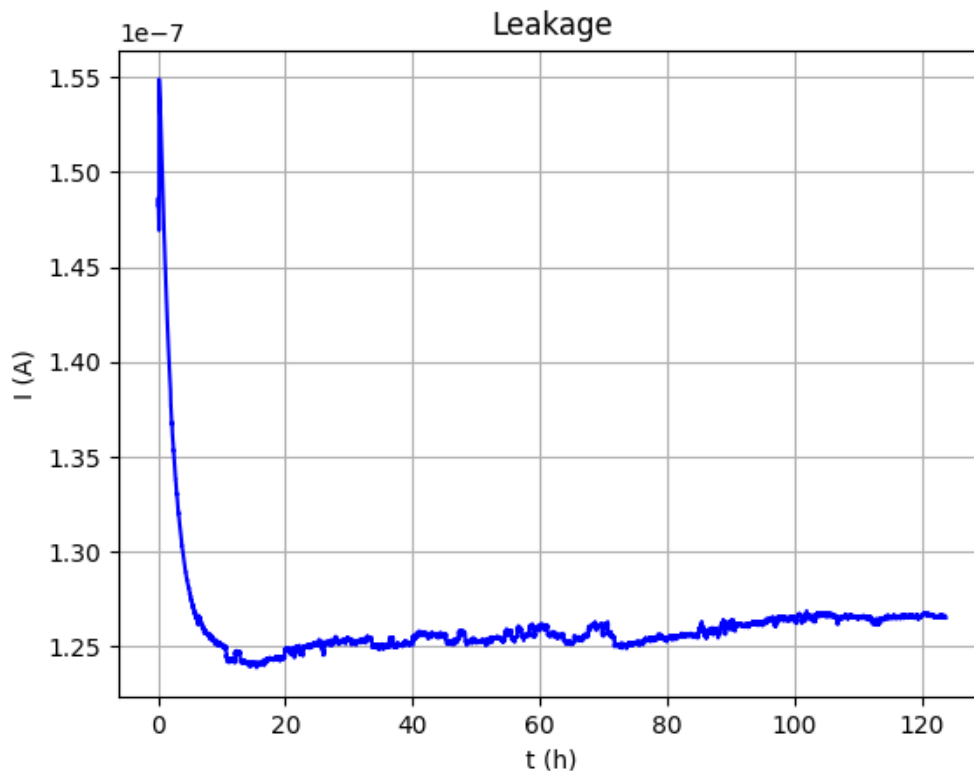
elektrodin vaikutus kuvassa 17 olevan diodin suojarenkaan vuotovirtaan esitetään kuvassa 18. Maakytkennän riittävyys elektrodin toiminnalle on erittäin hyödyllistä, koska nollopotentiaali on saatavilla detektorin piirikortilla ilman erillisen jännitelähteen lisäämistä – itse asiassa, jos diodi suunnitellaan alun perin hyödyntämään kenttäelektrodia, maakytkentä substraatin pohjaan voitaisiin periaatteessa integroida suoraan puolijohteeseen prosessoinnin aikana. Kenttäelektrodin kautta ei käytännössä kulje virtaa, koska se on eristetty alla olevasta substraatista oksidikerroksella, joten kytkennän resistiivisyydellä ei myöskään ole suurempaa merkitystä elektrodin toiminnan kannalta.



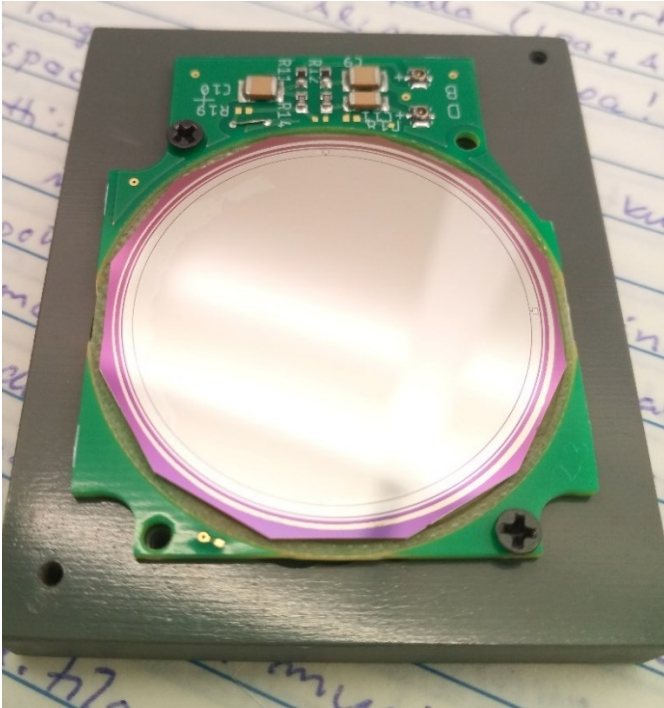
Kuva 18. Kenttäelektrodin vaikutus kuvan 17 diodia ympäröivän suojarenkaan vuotovirran vakauteen, kun estosuuntainen jännite on 50 V. Diodin tyhjennysjännite on noin 35 V. a) Virta ennen kenttäelektrodin lisäämistä. Vuotovirran kasvunopeus on noin 500 pA/min. b) Virta elektrodin lisäämisen jälkeen, $V_{fp} = 0$ V. Virran kasvunopeus on noin 20 pA/h.

PATE-instrumentin reunastaan vuotaville detektoreille lisättiin alumiiniset kenttäelektrodit, ja kaikissa tapauksissa elektrodin maadoittaminen pienensi vuotovirtaa tai hidasti sen kasvunopeutta pitkällä aikavälillä. Pitkien stabiilisuusmittausten (detektoria pidetään kauan samassa jännitteessä) perusteella myös kenttäelektrodia käytettäessä suojarenkaiden vuotovirta pyrkii hitaasti kasvamaan ajan myötä. Elektrodin lisääminen kuitenkin pienensi kokonaisvaltaisesti suojarenkailta mitattuja vuotovirtoja. Kenttäelektrodin lisäämisen jälkeen yhdessäkin tutkituista antureista ei esiintynyt suojarenkaan virran äkillistä kasvua, jollainen nähtiin esimerkiksi kuvan 14 esittämässä mittauksessa. Elektrodilla varustetun anturin stabiilisuutta testattiin myös tyhjiössä hyvin tuloksin. Kuva 19 esittää alumiinisella kenttäelektrodilla varustetusta PATEn anturista mitatun vuotovirran pidemmällä aikavälillä, kun diodin estosuuntainen jännite on 60 V ja $V_{fp} = 0$ V.

Kenttäelektrodin prosessointi anturille on kuitenkin hieman haastavaa, kun anturin reuna-alue on ympyrän muotoinen ja kapea. Pyöreille antureille soveltuvana menetelmänä käytettiin pyöreiden teippimaskien leikkaamista sorvissa. Sorvin terän paikalle kiinnitettiin skalpellin terä, jolloin terän sijainnin säätäminen tarkasti on mahdollista. Terän kärki kohdistettiin sorvin karaan asetettuun adapteriin kiinnitettyä teippiä vasten, minkä jälkeen karaa pyöritettiin käsin yksi kierros. Terävä ja tukevasti kiinnitetty leikkuuterä tuottaa erittäin siistin ja tarkan leikkujäljen. Teippimaskien kohdistus anturiin tehtiin käyttämällä 3d-siirtäjään kiinnitettyyn vaakatasoiseen kehykseen pingotettua läpinäkyvää kalvoa, jossa on heikko liima. Teippi kiinnitetään kalvoon väliaikaisesti kalvon omalla liimalla, niin että teipin oma liimapinta jää ulospäin. Tämän jälkeen kohdistus anturiin voidaan tehdä mikroskoopin alla säätämällä teipin reunat kohdilleen 3d-siirtäjän avulla. Esimerkki menetelmällä valmistetusta kenttäelektrodista näkyy kuvan 20 anturin pinnassa.



Kuva 19. Kenttäelektrodilla varustetun PATEn D2-detektorin ja suojarankaan yhteenlaskettu vuotovirta pitkällä aikavälillä tyhjiökammiossa. Mittauksen aikana detektorin biasjännite oli 60 V, V_{fp} 0 V, paine $6e-7$ mbar ja lämpötila 18°C . Vuotovirta laski ensimmäisen kymmenen tunnin aikana noin 125 nA :n arvoon ja pysyi sitten suunnilleen samana pientä vaihtelua lukuun ottamatta. Mittaus suoritettiin Keithley 6517A -elektrometrillä.



Kuva 20. PATE-instrumentin AC2-anturi liimattuna piirikortille. Anturille lisätty alumiininen kenttäelektrodi kiertää diodin ympäri. Kuvaa otettaessa anturista puuttui vielä bondauslangat, joilla puolijohdeella olevat kontaktit yhdistetään piirikorttiin. Kuva: Tatu Peltola

5.2 Tuikeilmaisimen valmistamisesta

Tässä tutkielmassa käsiteltävissä kokeissa käytettiin kuution muotoista, tilavuudeltaan 1 cm^3 :n kokoista GAGG-kidettä (Epic-Crystal, GAGG-HL) sekä 1 cm^2 :n kokoista piipohjaista valodiodia (Hamamatsu S3590-08). GAGG-HL-kiteen valontuotto on 54 000 fonia megaelektronivolttia kohden ja valon kuoloaika 150 ns. GAGG eli cerium-piristetty gadolinium-galliumgranaatti ($\text{Ce}:\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$) on melko uusi tuikeaine, jolla on hyvät valontuotto-ominaisuudet etenkin piistä valmistetun valodiodin käytön kannalta. GAGG-kiteet valmistetaan Czochralski-menetelmällä. Aineen taitekerroin on 1,9. [35]

5.2.1 Optinen liitos

Tuiekiteen liittäminen valoilmaisimeen, esimerkiksi puolijohdediodiin tai MPPC-ilmaisimeen tehdään yleensä optisella rasvalla tai liimalla. Optisen liitoksen pääasiallinen tehtävä on päästää fotonit kulkemaan tuiekiteestä valoilmaisimeen mahdollisimman häviöttömästi. Jos tuiekiteen ja valoilmaisimen välissä on ilmarako, suuri osa fotoneista heijastuu kiteen sisäisestä rajapinnasta takaisin kiteen sisälle, koska kiteen ja ilman (tai tyhjiön) taitekerrointen erotus on suuri. Kun optisen rasvan tai liiman taitekerroin valitaan

suunnilleen samaksi kuin tuikeaineen taitekerroin, valo ei heijastu rajapinnasta vaan läpäisee rajapinnan ja päättyy valoilmaisimeen. Tässä tutkielmassa esitetyissä kokeissa käytettiin optista liimaa (NOA 170), jonka taitekerroin on 1,7 ja GAGG-kiteen tuottamalla valon aallonpituudella (530 nm) valon läpäisevyys on valmistajan ilmoituksen mukaan 99,1 % 25,4 µm:n paksuisen liimakerroksen läpi. Testeissä käytetyn diodin (Hamamatsu S3590-08) päällä on ohut läpinäkyvä epoksivalu, jonka taitekerroin on 1,53.

Optisessa rajapinnassa valo voi klassisen optiikan mukaan heijastua tai taittua. Koska tuikekiteessä syntyneestä valosta mahdollisimman suuren osan halutaan päätyvän fotodiodille hyvän hyötysuhteen saavuttamiseksi, heijastumisen sijaan valon täytyy taittua tuikeaineen ja optisen liiman rajapinnasta kohti diodia, mutta heijastua tuikeaineen ja ympäröivän tyhjiön tai ilman rajapinnassa takaisin kiteeseen. Tässä tapauksessa GAGG-kiteen taitekerroin (1,9) on suurempi kuin optisen liiman taitekerroin (1,7), joten valon tullessa rajapintaan tuikeaineen puolelta voi tapahtua kokonaisheijastus. Kokonaisheijastuksen rajakulma α_T saadaan yhtälöstä

$$\alpha_T = \sin^{-1}\left(\frac{n_2}{n_1}\right), \quad (23)$$

missä n_1 ja n_2 ovat tässä tapauksessa tuikeaineen ja optisen liiman taitekertoimet [36].

Arvoilla $n_1 = 1,9$ ja $n_2 = 1,7$ kokonaisheijastuksen rajakulmaksi saadaan noin $63,5^\circ$. Koska kuutionmuotoisen tuikekiteen viisi muuta kylkeä ovat suorassa kosketuksessa ilmaan (tai tyhjiöön) jonka taitekerroin on 1, niissä kokonaisheijastuksen rajakulma edellä mainituilla taitekertoimilla on $31,8^\circ$. Kiteessä syntyvästä valosta melko suuri osa siis taittuu kiteen ja sitä ympäröivän tyhjiön rajapinnassa pois kiteestä, mikäli pintaa ei ole käsitelty mitenkään.

5.2.2 Kiteen pinnoittamisesta

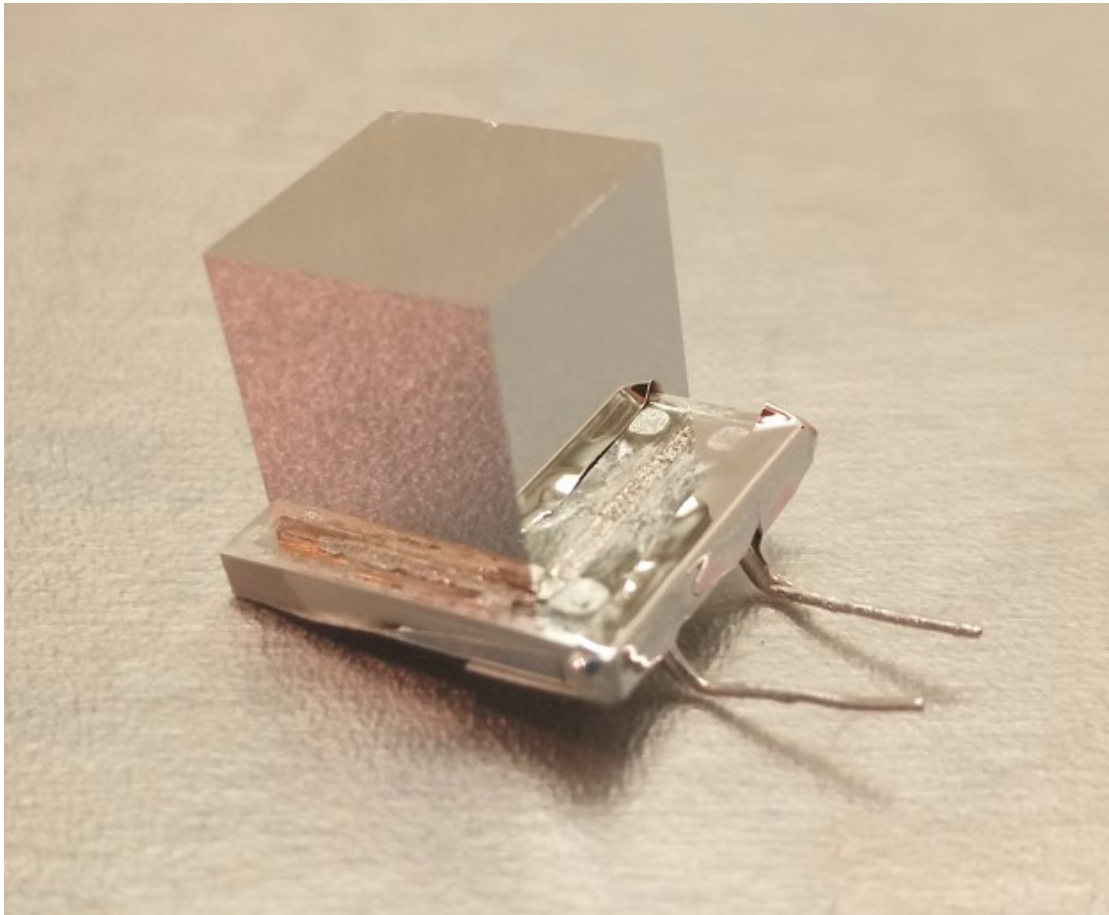
Tuikekiteen pinnoittaminen ja pinnan käsittely tunnetaan kirjallisuudessa yhtenä tapana parantaa kidemäisen tuikeilmaisimen valohyötysuhdetta. Esimerkiksi Roncali *et al* [37] tutkivat tuikekiteen pinnan ominaisuuksien vaikutusta kiteen sisäpinnan heijastavuuteen. Tutkimuksessa vertailtiin muun muassa kiiltävän ja karhean pinnan vaikutusta, sekä kiteen pinnoitusta teflonteipillä ja heijastinpinnoitteella optisella rasvalla ja ilman [37]. Paksu teflonkerros tai optinen rasva kuitenkin vaikeuttaa vastaavanlaisella menetelmällä päällystetyn kiteen käyttöä, sillä esimerkiksi säteilyn tulosuunnassa olevan pinnan päällystäminen aiheuttaisi säteilyn vaimenemista pinnoitekerroksessa. Lisäksi optisten rasvojen käyttö voi olla sotkuista ja estää kiteen tukevan ja tärinää kestävä kiinnityksen.

Esimerkiksi REPE-instrumentissa paksujen pinnoitteiden ja rasvojen käyttöä halutaan välttää, mutta silti tuikekiteen valohyötysuhteen kasvattaminen on tärkeää instrumenttiin kohdistuvien vaatimusten täyttämiseksi. Tämän työn puitteissa suoritettiin sarja kokeita, joissa GAGG-tuikekiteen pinta päällystettiin metallikerroksella ja eri tavoin käsiteltyjen pintojen vaikutusta tuikeilmaisimen kokonaisvalontuottoon vertailtiin toisiinsa. Eri pintakäsittelyjen suhteellisesti tuottama valomäärä määritettiin mittaamalla ^{137}Cs -säteilylähteen tuottaman gammapiikin sijainti kullakin pintakäsittelyllä ja vertaamalla niitä toisiinsa. Tässä tutkielmassa esitetään lyhyesti koottuna tärkeimmät tulokset kyseisistä kokeista.

Kiillotetun pinnan päällystäminen heijastavalla metallikerroksella muodostaa kiteen sisäiselle rajapinnalle peilin. Silloin kiteessä syntyvät fotonit heijastuvat takaisin kiteeseen osuessaan niihin tahkoihin, joissa ei ole valodiodia. Suorilla peilipinnoilla kuution muotoisessa kiteessä merkittävä osa fotoneista jää kuitenkin heijastumaan kahden sivun välillä edestakaisin tai kiertämään kehää, jolloin ne lopulta absorboituvat joko peilipinnassa olevaan metalliin tai kiteen sisällä kulkiessaan tuikeaineeseen eivätkä osallistu diodilla varauspulssein muodostamiseen. Lisäksi pienessä kulmassa fotodiodin normaalin suuntaisista tuikekiteen tahkoista diodille heijastuva valo osuu optisen liiman rajapintaan suuressa kulmassa ja heijastuu takaisin kiteeseen päätyttä fotodiodille. Ongelman kiertämiseksi testattiin valoa sirottavaa karhennettua pintaa. Ennen metallipinnoitusta tehtävän karhentamisen tavoitteena on, että satunnaisen heijastussuunnan ansiosta fotonin todennäköisyys kulkea pitkiä matkoja kiteessä osumatta valodiodiin olisi pieni. Lisäksi testattiin tuikekiteen yhden kyljen viistoamista niin, että kiteen sisällä heijastuvan valon kulkusuunta kääntyy keskimäärin kohti valodiodia.

Ensimmäisissä testeissä tuikekide pinnoitettiin alumiinilla, mutta sputteroinnissa käytetty alumiininen kohde-elektrodi ilmeisesti sisälsi epäpuhtauksia, mikä johti alumiinipinnoitteen mustumiseen ja huonoon heijastavuuteen. Alumiinin sijasta testeissä siirryttiin käyttämään hopeapinnoitusta, jolloin saavutettiin paljon parempi pinnoituksen laatu ja heijastavuus. Hopean teoreettinen heijastavuus tuikekiteen tuottamalla valon aallonpituudella on noin 98 %. Kuvassa 21 on 300 nm:n paksuisella hopeakerroksella pinnoitettu GAGG-tuikeilmaisin, jonka pinta on kiillotettu ennen pinnoittamista. Kokeissa pinnan karhennus tehtiin hiertämällä pintaa 9 μm :n kokoisia timantteja sisältävällä hiomanesteellä muovikalvoa vasten pinnan naarmuttamiseksi. Pinnan karhennukseen testattiin myös piikarbidia, mutta se aiheutti tuikekiteen pinnan säröytymistä, mikä johti huonoon heijastavuuteen ja matalaan suhteelliseen valontuottoon. Viimeiseksi testattiin tuikekiteen yhden tahkon hiomista 5°:n

kulmaan suhteessa fotodiodin pinnan normaaliin, minkä jälkeen viistottu pinta kiillotettiin, kide liimattiin fotodiodiin ja lopuksi pinnoitettiin hopealla. Eri pinnoitteilla saadut tuikeilmaisimen valohyötysuhteet esitetään taulukossa 1. Viimeisessä kokeessa (viistottu kide) käytettiin eri kideyksilöä kuin aiemmissa kokeissa. Alkuperäisissä kokeissa käytetyn kiteen irrottaminen fotodiodista viistoamista varten ei onnistunut optisen liimauksen lujuuden vuoksi, ja uuden testin haluttiin vastaavan mahdollisimman tarkasti REPE-satelliitin käyttötapausta, jossa käytettäisiin mahdollisimman ehjää kidettä.



Kuva 21. Hopealla pinnoitettu GAGG-kide. Kide liimattiin ennen pinnoitusta optisella liimalla fotodiodiin, ja diodin keraamisen rungon alapuoli suojattiin teipillä metallipinnoitteen aiheuttaman kytkentäjalkojen välisen oikosulun välttämiseksi. Kuvan ottamisen hetkellä suojaiteippi oli vielä paikallaan. Kuva: Tatu Peltola

Testeissä todettiin tuikekiteen pinnan puhtauden olevan ensisijaisen tärkeää metallipinnoituksen onnistumisen kannalta, mikä oli tietenkin odotettavissa. Koska samaa tuikekidettä käsiteltiin useita kertoja hioma- ja kiillotusaineella testien yhteydessä, sen pintaan jäi helposti epäpuhtauksia. Kiteen pinnan puhdistaminen esimerkiksi asetonilla ei tuottanut kovin hyviä tuloksia, sillä pienikin määrä liuotinjäämiä pinnassa näkyi samentumina hopeoinnin tuottamassa peilipinnassa. Lisäksi liuottimet vahingoittavat helposti kiteen ja

diodin yhdistävää optista liimaa, mikä edelleen huonontaa ilmaisimen hyötysuhdetta. Eräs kokeiden aikana hyväksi havaittu keino puhdistaa kiteen pinta vahingoittamatta optista liimaa on pestä kide ensin astianpesuaineella ja lämpimällä vedellä varovasti hankaamalla, minkä jälkeen kide asetetaan kuumaan (60–100 °C) de-ionisoituun veteen puoleksi tunniksi pesuainejäämien ja ionimuotoisten epäpuhtauksien poistamiseksi. Näiden lisäksi viistotun kiteen osalta kiteen pinta puhdistettiin vielä plasmapesurilla ennen pinnoitusta, jotta hopeapinnoitteen ja kiteen väliin ei varmasti jäisi mitään ylimääräistä.

Taulukko 1. Tuiketeen pinnoitusten vertailu. Testissä käytettiin GAGG-HL-tyypin kidettä, jonka valontuotto on 54 000 ftonia/MeV. Viimeisessä testissä käytettiin aiemmista poiketen diodiversiota, jossa ei ole epoksivalua diodin pinnalla (Hamamatsu S3590-09). Epoksin puuttuminen voi vaikuttaa hieman nostavasti viistotulla kyljellä saatuun tulokseen.

Tuiketeen pinta	Pinnoitus	Suhteellinen hyötysuhde
Kiillotettu	Ei pinnoitusta (referenssi)	1,00
Kiillotettu	300 nm Ag	1,17
Karhea	300 nm Ag	1,22
Viistottu kylki (5°), kiillotettu	300 nm Ag	2,15

Tuiketeen pinnoituskokeen perusteella voidaan todeta, että peilipinnoituksella kyetään kasvattamaan tuikeilmaisimen valohyötysuhdetta merkittävästi. Ylivoimaisesti paras tulos kokeessa saavutettiin muokkaamalla kiteen kylki viistoksi niin, että diodin tason suunnassa kulkeva valo heijastuu viistotusta kyljestä kohti diodia. Toiseksi parhaaseen tulokseen päästiin karhentamalla kiteen pinta ennen pinnoitusta. Pelkkä hopeapinnoitus paransi valohyötysuhdetta lähes yhtä paljon kuin pinnan karhennus ennen pinnoitusta. Tässä saatuihin tuloksiin on kuitenkin hyvä suhtautua jonkinasteisella varauksella, sillä kokeeseen liittyy monia epävarmuustekijöitä, joilla on voinut olla vaikutusta mitattuihin valohyötysuhteisiin. Esimerkiksi kiteen pinnan puhtaudessa todettiin pientä vaihtelua eri pinnoitusten välillä, ja pinnan epäpuhtauksien todettiin huonontavan valohyötysuhdetta. Lisäksi kiteen karhennus tehtiin manuaalisesti käsivaralta, joten karhennuksen toistaminen juuri samalla tavalla ei välttämättä onnistu, vaikka siihen käytettäisiinkin samanlaista hioma-ainetta ja -alustaa. Kokeen perusteella on kuitenkin selvää, että metallisella heijastavalla pinnoitteella on

mahdollista parantaa tuiekiteestä valoilmaisimeen päätyvän valon määrää oleellisesti. Pinnoituksen etuna on myös siihen vaadittavien toimenpiteiden suhteellinen yksinkertaisuus. Lisäksi erittäin ohuen metallipinnoitteen vaikutus tuiekiteeseen osuvaan säteilyyn on minimaalinen, ja pinnoite voidaan tehdä myös säteilyn tulosuunnassa olevalle pinnalle. Kiteen muoto ja käytännössä koko säilyvät samana, joten sen mekaaninen kiinnitys instrumenttiin voidaan periaatteessa tehdä samoin kuin pinnoittamattomalla kiteellä (metallipinnoite voi kuitenkin irrota, jos pinnoitettua kidettä yritetään kiinnittää liimaamalla). Kaiken lisäksi metallipinnoite estää ulkopuolisen valon pääsyn tuiekiteen sisälle, joten pinnoitettua kidettä ei välttämättä tarvitse suojata valolta.

6 Johtopäätökset ja yhteenveto

Säteilyn havaitseminen ja mittaaminen perustuu säteilyanturin aineen ionisaatioon, kun siihen osuu energialtaan ionisaatiokynnyksen ylittävä hiukkanen. Pääsääntöisesti hiukkaset jaetaan kahteen ryhmään, varauksettomiin ja varauksellisiin hiukkasiin. Varaukselliset hiukkaset menettävät aineessa energiaa kuljetun matkan funktiona, sillä ne ovat Coulombin voiman takia jatkuvassa vuorovaikutuksessa aineen elektronien kanssa. Varaukseton hiukkanen puolestaan ei koe vuorovaikutusta aineen kanssa ennen törmäämistään joko atomiytimeen tai elektroniin. Siten varauksettoman hiukkasen etenemistä kuvaa tietty vuorovaikutuksen todennäköisyys aineessa kuljettua pituuden yksikköä kohden, ja alkuperäisen energian omaavien hiukkasten määrä vähenee eksponentiaalisesti matkan funktiona. Eri vuorovaikutustavat ovat tärkeitä hiukkasilmäisimen toiminnalle, esimerkiksi ohut piidiodi ei välttämättä ole hyvä gammasäteilyn havaitsemiseen, sillä suuri osa varauksettomista gammakvanteista kulkee ohuen anturin läpi aiheuttamatta yhtäkään ionisaatiota. Esimerkiksi elektronien havaitsemiseen piidiodi kuitenkin sopii, sillä tietyn energiasen elektronin kulkema matka paksuudeltaan tunnetussa piianturissa voidaan määrittää melko tarkasti.

Piiodiodin toiminta perustuu diodin tyhjennysalueella tapahtuvaan ionisaatioon, kun säteilyhiukkanen osuu anturiin. Ionisaatio vapauttaa tyhjennysalueelle varauksenkuljettajia, joiden liike tyhjennysalueen sähkökentässä näkyy diodin tuottamana varauspulssina. Tuiekiteessä puolestaan ionisaatio aiheuttaa luminesenssireaktion, ja kide tuottaa siihen absorboituneesta energiamäärästä riippuvan valopulssin. Valo voidaan havaita esimerkiksi fotodiodilla, jossa tyhjennysalueelle osuvat fotonit synnyttävät varauksenkuljettajia. Tyhjennysalueella syntyvä pulssi on kuitenkin perusmuotoisessa diodissa melko pieni, joten

se täytyy vahvistaa varausvahvistimella ennen pulssin lukemista AD-muuntimella. Digitoidun pulssin korkeuden määrittäminen voidaan tehdä käyttämällä trapetsoidisuodinta, joka poistaa datasta tasajännitekomponentin ja suodattaa samalla kohinaa pois.

Foresail-projektissa käytettävien diodien haasteena oli suuri tai äkillisesti kasvava reunojen vuotovirta. Reunan virrasta vain osa selittyy suoralla injektiovirralla reunan läheisyyden takia, mutta injektiovirta ei kuitenkaan selittänyt uskottavasti joidenkin diodien vuotovirroissa havaittua äkillistä kasvua. Virran nopeiden muutosten ja esimerkiksi kosteusriippuvuuden pääteltiin johtuvan reuna-alueen pintaoksidikerrokseen kertyvästä varauksesta, joka synnyttää oksidin alle tyhjennysalueen. Tyhjennysalueen syntymisen estämiseksi suoritettiin koe, jossa reuna-alueen päälle prosessoitiin metallinen kenttäelektrodi. Kenttäelektrodin tarkoituksena on mahdollistaa oksidin pinnalla olevan varauksen poistaminen tai sen vaikutuksen kumoaminen syöttämällä elektrodille sopiva jännite. Kokeessa kenttäelektrodin prosessoimisen jälkeen diodin reunojen vuotovirta pysyi mittauksissa lähellä ennen kiekon sahaamista mitattua referenssiarvoa, kun elektrodi maadoitettiin diodin substraatin potentiaaliin. Lisäksi kenttäelektrodilla varustetun diodin vuotovirta pysyi lähes vakiona kokeessa, jossa diodia pidettiin täysin tyhjentyneenä vakuumikammiossa 120 tunnin ajan. Kenttäelektroditesteissä saatujen tulosten ja kirjallisuuden perusteella näyttää siltä, että oksidin pinnan varautuminen on tärkein syy ainakin Foresail-projektin diodianturien reunojen epästabiilin vuotovirran taustalla. Vaikka tulokset olivatkin hyviä tässä tapauksessa, elektrodin toimintaa eri valmistussarjojen kuuluvilla tai muuten erilaisilla diodeilla ei vielä varmistettu. Jatkotutkimuksen kohteena kenttäelektrodin osalta olisi ainakin sen toiminnan varmistaminen kattavammalla koesarjalla, esimerkiksi eripaksuisten oksidikerrosten ja reunan etäisyyden osalta. Eräs kiinnostava tulevaisuudessa suoritettava koe olisi prosessoida kenttäelektrodi diodin ympärille, ja tutkia miten se vaikuttaa tässä tutkielmassa esitetyn kaltaisen laserherätteen tuottamaan vuotovirtaan, kun heräte kohdistetaan elektrodin sisä- tai ulkopuolelle.

Tutkielmassa esitetty koe GAGG-tuiketeen pinnoittamisesta hopealla antoi rohkaisevia tuloksia tuikeilmaisimen valohyötysuhteen osalta. Yksinkertaisen ja pienikokoisen tuikeilmaisimen valohyötysuhteen saaminen satelliittikäytössä vaadittavalle tasolle on hyödyllistä, sillä se luo uusia mahdollisuuksia rakentaa säteilymittausjärjestelmä esimerkiksi nanosatelliitin osaksi. Tässä tutkielmassa esitetyt koetulokset ovat kuitenkin vasta alustavia, ja koejärjestelyjen toistettavuus on kyseenalainen, koska pinnan puhtautta ja mikroskooppista geometriaa ei tunneta tarkasti. Tästä huolimatta tulos on todiste sen puolesta, että heijastavalla

metallipinnoitteella voidaan saavuttaa merkittävästi parempi kideäisen tuikeilmaisimen hyötysuhde verrattuna käsittelemättömään kiteeseen. Kattavammissa kokeissa tulisi ehdottomasti vertailla ominaisuuksiltaan identtisillä kide- ja fotodiodipareilla saatuja tuloksia, sekä varmistaa että pinnoituksen laatu on aina samanlainen. Esimerkiksi kiteen pinnan puhdistuksen proseduuri täytyy määritellä tarkasti, ja noudattaa sitä aina samalla tavalla. On myös huomioitava, että erityisesti hopeapinnoite voi tummua, jos pinnoitettua kidettä pidetään pitkiä aikoja normaalissa huoneilmassa. Hopean päälle voisikin lisätä esimerkiksi ohuen kultapinnoitteen, joka suojaisi alla olevan hopean ympäristön vaikutuksilta.

Lähteet

- [1] Carron, N. J. (2021). *An Introduction to the Passage of Energetic Particles through Matter*. CRC Press.
- [2] Knoll, G. F. (2010). *Radiation detection and measurement*. Wiley, New York.
- [3] Gupta, M. (2010). *Calculation of radiation length in materials* (PH-EP-Technical Note 2010-013), Cern.
- [4] Bohr, N. (1948). Penetration of Atomic Particles Through Matter. *Danske Vidensk. Selsk. Mat.-fys. Medd*, 18(8).
- [5] Bichsel, H., & Schindler, H. (2020). Particle physics reference library vol. 2, chapter 2: *The Interaction of Radiation with Matter* (C. W. Fabjan & H. Schopper, toim.). Springer, Switzerland.
- [6] Berger, M.J. *et al.* (2010). *XCOM: Photon Cross Section Database* (versio 1.5). National Institute of Standards and Technology. DOI: <https://dx.doi.org/10.18434/T48G6X>
- [7] Eidelman, S. I., & Shwartz, B. A. (2012). Handbook of Particle Detection and Imaging, vol. 2, chapter 1: *Interactions of Particles and Radiation with Matter* (C. Grupen & I. Buvat, toim.). Springer, Heidelberg.
- [8] Jain, A. K., Maheshwari, B., & Goel, A. (2021). *Nuclear Isomers: A Primer*. Springer Nature, Switzerland.
- [9] Lutz, G. (2007). *Semiconductor Radiation Detectors: Device Physics*. Springer, New York.
- [10] Lutz, G. & Klanner, R. (2020). Particle physics reference library vol. 2, chapter 5: *Solid State Detectors* (C. W. Fabjan & H. Schopper, toim.). Springer, Switzerland.
- [11] Dorkel, J. M., & Leturcq, P. (1981). Carrier Mobilities in Silicon semi-empirically related to Temperature, Doping and Injection Level. *Solid-State Electronics*, 24(9), 821-825.
- [12] Muller, R. S., & Kamins, T. I. (2002). *Device electronics for integrated circuits*. John Wiley & Sons.
- [13] Leroy, C., & Rancoita, P. G. (2012). *Silicon solid state devices and radiation detection*. World scientific, Singapore.
- [14] Lecoq, P. (2020). Particle physics reference library vol. 2, chapter 3: *Scintillation Detectors for Charged Particles and Photons* (C. W. Fabjan & H. Schopper, toim.). Springer, Switzerland.

- [15] Robbins, D. J. (1980). On predicting the maximum efficiency of phosphor systems excited by ionizing radiation. *Journal of The Electrochemical Society*, 127(12), 2694.
- [16] Lempicki, A., Wojtowicz, A. J., & Berman, E. (1993). Fundamental limits of scintillator performance. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 333(2-3), 304-311.
- [17] Van Roosbroeck, W. (1965). Theory of the Yield and Fano Factor of Electron-Hole Pairs Generated in Semiconductors by High-Energy Particles. *Physical Review*, 139(5A), 1702-1716.
- [18] Blasse, G. (1994). Scintillator Materials. *Chem. Mater.*, 6(9), 1465-1475.
- [19] Nikl, M., & Yoshikawa, A. (2015). Recent R&D trends in inorganic single-crystal scintillator materials for radiation detection. *Advanced Optical Materials*, 3(4), 463-481.
- [20] Oleynik, P. (2021). *Particle observations in near-Earth space - Design and verification of particle instruments for CubeSat experiments* [Väitöskirja, Turun Yliopisto].
- [21] Kemmer, J., Hauff, D., Krause, N., Krieglmeier, C., & Yinxiang, Y. (2000). Current and capacitance measurements as a fast diagnostic tool for evaluation of semiconductor parameters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 439(2-3), 199-207.
- [22] Foland, A. D., Alexander, J. P., Hopman, P. I., Kim, P. C., & Ward, C. W. (1996). Radiation-induced surface leakage currents in silicon microstrip detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 43(3), 1746-1750.
- [23] Zhu, R. Y. (1998). Radiation damage in scintillating crystals. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 413(2-3), 297-311.
- [24] Mueller, O. (1974). Temperature Fluctuations and Flicker Noise in p-n Junction Diodes. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 21(8), 539-540.
- [25] Global Wafers (n.d.). *Wafer nanotopography*. Gw-semi.com. Haettu 5.3.2023 osoitteesta <https://www.gw-semi.com/technology/>
- [26] Green, M. A. (2022). Improved silicon optical parameters at 25° C, 295 K and 300 K including temperature coefficients. *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, 30(2), 164-179.
- [27] Arif, M., Rahman, M., & San, W. Y. (2012). A state-of-the-art review of ductile cutting of silicon wafers for semiconductor and microelectronics industries. *Int. J. Adv. Manuf. Technol*, 63, 481-504.

- [28] Disco Corporation (n.d.). *Dicing Thin Wafers*. Disco.co.jp. Haettu 15.4.2023, osoitteesta https://www.disco.co.jp/eg/solution/library/dicing/dicing_thin.html
- [29] Kim, S. H., & Danyluk, S. (1990). Four-point probe resistivity measurements of dicing damage in (100) and (111) single crystal silicon wafers. *J. Mater Sci.*, 25(11), 4892-4897.
- [30] Christophersen, M., Fadeyev, V., Ely, S., Philips, B. F., & Sadrozinski, H. W. (2013). The effect of different dicing methods on the leakage currents of n-type silicon diodes and strip sensors. *Solid-state electronics*, 81, 8-12.
- [31] Mishra, V., Srivastava, V. D., & Kataria, S. K. (2005). Role of guard rings in improving the performance of silicon detectors. *Pramana*, 65, 259-272.
- [32] Brieger, K. P., Gerlach, W., & Pelka, J. (1983). Blocking capability of planar devices with field limiting rings. *Solid-state electronics*, 26(8), 739-745.
- [33] Suh, K. D., Hong, S. W., Lee, K., & Kim, C. K. (1990). An analysis for the potential of floating guard rings. *Solid-state electronics*, 33(9), 1125-1129.
- [34] Bischoff, A. *et al.* (1993). Breakdown protection and long-term stabilisation for Si-detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 326(1-2), 27-37.
- [35] Epic-Crystal (n.d.). GAGG:Ce scintillator. Epic-Crystal.com. Haettu 24.4.2023, osoitteesta <https://www.epic-crystal.com/oxide-scintillators/gagg-ce-scintillator.html>
- [36] Brinkmann, M. *et al.* (2007). Springer Handbook of Lasers and Optics, chapter 5: *Optical Materials and Their Properties* (F. Träger, toim.). Springer, New York.
- [37] Roncali, E., Stockhoff, M., & Cherry, S. R. (2017). An integrated model of scintillator-reflector properties for advanced simulations of optical transport. *Physics in Medicine & Biology*, 62(12), 4811.