

Korkeaenergisien elektronisäteilyn vaikutukset piikarbidipohjaisiin Schottky-tehodiodeihin

Tekijä: **Juhani Lepistö**

21.05.2020



Pro gradu -tutkielma
Ohjaaja: Arto Javanainen
Jyväskylän yliopisto
Fysiikan laitos

Tiivistelmä

Lepistö, Juhani

Korkeaenergisien elektronisäteilyn vaikutukset piikarbidipohjaisiin Schottky-tehodiodeihin

Pro gradu -tutkielma

Fysiikan laitos, Jyväskylän yliopisto, 2020, 70 sivua

Piikarbidipohjaisia puolijohdekomponentteja pidetään lupaavina kandidaatteina erilaisiin teollisuuden sekä tutkimustoiminnan käyttökohteisiin ja myös niiden säteilynkesto-ominaisuudet ovat suuren kiinnostuksen kohteena. Tässä työssä tarkasteltiin STPSC1006D Schottky-tehodioidin kykyä sietää korkeaenergistä elektronisäteilyä ja selvitettiin, millaisen riskin tämäntyyppisille komponenteille aiheuttavat esimerkiksi Jupiterin säteilyvöiden korkea-energiset elektronit alueelle suuntautuvan JUICE-luotainoperaation yhteydessä. Tulosten pohjalta pyrittiin arvioimaan komponentin säteilynkesto- ja vaurioiden vakavuutta sekä mahdollisia vauriomekanismeja.

Diodia kuvaavia diodiparametreja tutkittiin eri lämpötiloissa ennen ja jälkeen elektronisäteilytyksen virta-jännite- sekä kapasitanssi-jännite -käyristä saatavaa tietoa hyödyntäen. Näiden avulla selvitettiin dioidin kynnysjännite, ideaalisuuskerroin, saturaatiovirta ja donoritilojen tiheys. Parametreissa havaittujen muutosten avulla tutkittiin, missä määrin diodit olivat vahingoittuneet säteilyaltistuksen aikana ja miten toimintakykyisinä komponentit pysyivät säteilyannoksen saatuaan.

Näiden mittausten perusteella voitiin todeta, että nyt tarkastellut komponentit säilyttivät pääpiirteissään ominaisuutensa, eikä tarkastelluissa suureissa havaittu merkittäviä muutoksia verrattaessa niitä ennen ja jälkeen säteilyyn. Myötäsuuntainen virta oli kasvanut hieman välittömästi säteilyannoksen jälkeen, mutta myöhemmässä mittauksessa arvo oli normalisoitunut. Schottky-kynnys ϕ_b , ideaalisuuskerroin n ja dioidin donoritilan N_d arvot muuttuivat hieman, mutta pysyivät kuitenkin virherajojen sisäpuolella. Sillä, oliko diodi biasoitu vai maadoitettu säteilytyksen aikana ei näyttänyt olevan suurta merkitystä komponenteille laskettujen parametrien arvojen perusteella.

Mittausten perusteella dioiden toimintakyky ei sanottavasti alentunut ja niitä voi pitää säteilynkestoltaan riittävinä. Tulevaisuudessa tulisi selvittää, miten dioidin ominaisuudet muuttuvat suurempaa säteilyannosta käyttäen ja missä vaiheessa sen rakenteelliset ominaisuudet muuttuvat siinä määrin, että komponentin voidaan katsoa pysyvästi vaurioituneen. Myös eri lämpötiloissa tapahtuvaa säteilytystä eri biasointijännitteillä tulisi selvittää.

Avainsanat: elektronisäteily, Schottky-diodi, puolijohde, piikarbididi

Abstract

Lepistö, Juhani

Effects of the highly energetic electron (HEE) radiation on the SiC based power Schottky-diodes
Master's thesis

Department of Physics, University of Jyväskylä, 2020, 70 pages.

Silicon Carbide-based power semiconductor devices are promising candidates for the harsh radiation environment applications, and their radiation hardness is a great subject of interest to researchers. In this work, a radiation hardness of the SiC based power Schottky-diodes are being examined by using the highly energetic electrons. A goal of this work was to define, which are the risks this radiation poses and what kind of a damage may this radiation generate, for example, in a vicinity of a Jovian electron rich radiation belts during JUICE mission.

SiC-Schottky diodes were examined in different temperature ranges before and after 100 krad absorbed dose, followed by I-V and C-V -measurements which were then used to determine a Schottky potential, an ideality coefficient, a saturation current and a donor concentration. During irradiation, the first component was biased and another grounded. Then, a comparison between pre- and post-irradiational parameter values and possible changes in these were made.

It was shown that diodes mainly maintained their pre-irradiational functionalities and parameter values. Thus, no major changes noticed in any of the parameters measured. Minor changes considering saturation currents in both components were still noticed. Instant post-irradiational increase of a forward current in a pre-linear region was observed, but it was settled due to annealing process during next month. Small changes in other parameters mentioned above were also occur, but values mainly kept within the error limits. There were no significant differences between the components except the pre-linear region forward current.

Based on the measurements, these components were considered to be radiation hard and hence suitable for usage in the electron rich radiation environments. In future, assessments on similar components should be made by using - for example - longer irradiation time, higher energies, higher electron fluences and different temperature ranges during testing.

Keywords: electronic radiation, Schottky-diode, semiconductor, silicon carbide

Sisällysluettelo

1 Johdanto	5
2 Säteilyilmiöt ja -ympäristöt	6
2.1 Säteily-ympäristöistä yleisesti	6
2.2 Säteilyilmiöt aurinkokunnassa	7
2.3 Jupiterin säteily-ympäristö ja JUICE	10
2.4 Yleisiä säteilysuureita	12
2.5 Hiukkaset ja niiden vuorovaikutustavat	13
2.6 Elektronin ja materiaalin vuorovaikutus	14
2.7 Säteilyvauriot ja puolijohde-elektroniikka	15
2.7.1 Ionisaatiovauriot ja kokonaisionisaatioannos (TID)	16
2.7.2 Dislokaatiovauriot	17
2.7.3 Yksihiukkasvauriot	19
3 Piikarbidipohjaiset metalli-puolijohteet ja komponentit	20
3.1 Piikarbidi	20
3.2 Rakenne, polymorfismit ja polytyypit	21
3.3 Piikarbidin fysikaaliset ominaisuudet	23
3.4 Defektit ja epäpuhtaudet piikarbidissa	23
3.5 Metallin ja puolijohde - yleisiä periaatteita	24
3.6 Seostettu puolijohde	26
3.7 Metallin-puolijohdeliitos	26
3.8 Reaalinen metalli-puolijohdeliitos	30
3.9 Liitoskapasitanssi	31
3.10 Varausten liike, virta ja virrantiheys	33
3.10.1 Terminen elektroniemissio	34
3.11 Ohmiset kontaktit	35
3.12 Schottky-diodi	37
4 Kokeellinen osuus	38
4.1 STPSC1006D 4H-SiC -Schottky-diodi	38
4.2 Mittauksessa käytettävät laitteistot	39
4.2.1 Keithley 2636 SMU ja Keithley 2410	39
4.2.2 Keithley 4200A-SCS Parameter Analyzer	40
4.2.3 Lineaarikiihdytin	41
4.3 Virta-jännite -käyrän mittaukset	42
4.3.1 Mittausten kulku	43
4.4 Kapasitanssimittaukset	44
4.5 Säteilymittaukset	45
4.5.1 Mittauksen kulku	46

5	Havainnot ja analyysi	47
5.1	Tulosten matemaattinen käsittely	47
5.1.1	Mittausvirheiden käsittely	50
5.2	Säteilymittaukset	50
5.3	I-V käyrät eri lämpötiloissa	54
5.3.1	Schottky -vallin korkeus $\phi_{bn,C-V}$, donoritilojen tiheys N_d ja V_{bi} kapasitanssin avulla	58
6	Johtopäätökset	63

1 Johdanto

Elektroniikka vaikuttaa nykyaikana miltei kaikilla yhteiskunnan sektoreilla: mikropiirejä ja muita komponentteja löytää tietokoneista, jokaisella on taskussaan puhelin. Myös kodinkoneet ja ajoneuvot perustuvat monelta osin elektroniikan toimintaan. Sitä löytyy myös asuinrakennuksista itsestään ja runsain määrin teollisuuskiinteistöistä ja lähes kaikista niissä käytettävistä laitteista. Tämän pohjalta voi varsin vahvasti olettaa, että elektroniikalla on sekä valtava taloudellinen merkitys että hyvin kriittinen rooli toimivan nykyaikaisen yhteiskunnan ylläpitämisessä ja sen toimintavarmuuden on oltava korkealla tasolla hyvinkin erilaisissa olosuhteissa.

Merkittävä uhka satelliiteissa, ydinvoimaloissa, sairaalaolosuhteissa ja muissa vastaavissa vaativissa ympäristöissä toimiville komponenteille on ionisoiva säteily [1]. Komponenttien säteilynkesto näissä haastavissa käyttötarkoituksissa on nykyaikaisen normaalin ja ennustettavan toiminnan kannalta kriittistä, jolloin esimerkiksi satelliittien ja luotainten elektroniikalta edellytetään hyvää säteilynkestävyyttä [2]. Energeettiset ionisoivat hiukkaset luovat ongelman myös etäämmällä aurinkokunnassa, missä planeettoja kartoittavat luotaimet (esimerkiksi vuonna 2022 laukaistava JUICE (JUPiter ICy moons Expedition) satelliitti), altistuvat energeettiselle elektronisäteilylle. Komponenttien pienentyessä vaurioriskit entisestään kasvavat [3]. Säteilyä hyvin sietäville komponenteille ja uusille materiaaleille on siten selkeä tarve.

Viime vuosina on saatu lupaavia tuloksia piikarbidin käytöstä korkean säteilyriskin ympäristöissä toimivien tehoelektroniikan komponenttien valmistusmateriaalina. Piikarbidin hyvät sähkön- ja lämmönjohto-ominaisuudet, siitä valmistettujen komponenttien nopea taaajuusvaste, hyvä hyötysuhde ja korkea energia-aukko ovat ominaisuuksia, jotka ovat hyödyksi lukuisissa suurtaajuus- ja tehoelektroniikan sovelluksissa ydinteollisuudessa, ilmailussa, avaruustutkimuksessa ja monissa muissa sovelluskohteissa [4], [5]. Avaruuspuolella kiinnostus on lisäksi talouskysymys, sillä piikarbidipohjaisten komponenttien on todettu alentavan kustannuksia niiden pienemmän koon vuoksi [6].

Vaikka piikarbidi on osoittautunut useissa tutkimuksissa säteilyä hyvin kestäväksi puolijohdemateriaaliksi, on havaittu myös siitä valmistettujen komponenttien yhtäkkisiä hajoamisia säteilyaltistuksen aikana tavalla, joka on ollut omiaan herättämään ristiriitaisia ajatuksia materiaalin soveltuvuudesta ionisoiviin toimintaympäristöihin [7]. Havainnot perustuvat raskaammilla hiukkasilla tehtyihin kokeisiin, mutta esimerkiksi elektronirikkaassa ympäristössä suoritettava JUICE -projekti antaa syyn tutkia myös energeettisen elektronisäteilyn vaikutusta komponentteihin.

Tässä työssä tutkitaan korkeaenergisien elektronisäteilyn vaikutuksia piikarbidipohjaisiin tehodiodeihin ja selvitetään, miten nyt tutkittavat komponentit reagoivat säteilyyn. Näiden havaintojen pohjalta kartoitetaan mahdolliset jatkotutkimusten aiheet ja nyt tarkasteltujen komponenttien sopivuus korkeaenergistä elektronisäteilyä sisältäviin ympäristöihin esimerkiksi JUICE-projektin osalta.

2 Säteilyilmiöt ja -ympäristöt

Tässä kappaleessa perehdytään avaruudessa havaittavaan säteilyyn, tämän säteilyn syntyalueisiin ja siihen, miten säteily ilmenee omassa aurinkokunnassamme esimerkiksi satelliittien toiminta-alueilla ja luodaan siten taustoitus tämän työn tutkimuskohteelle. Lisäksi tarkastellaan hiukkassäteilyn vaikutuksia hiukkastörmäysten kannalta ja selvitetään kiteisessä materiaalissa tapahtuvia ionisoivia ja ei-ionisoivia vuorovaikutuksia sekä niiden taustalla olevia mekanismeja. Pääpaino tarkastelussa on erityisesti elektronisäteilyn vaikutuksilla.

Avaruusaluukset, satelliitit ja etäämmälle matkaavat luotaimet ja niissä oleva elektroniikka ovat alati alttiina erisuurille säteilymäärille ja raskaiden varattujen hiukkasten lisäksi suuren riskin tuottavat myös elektronit [8]. Samanlaisen säteilyaltistuksen alle joutuvat myös testattavat puolijohdekomponentit ja niihin voidaan soveltaa materiaalin ja säteilyn vuorovaikutusta koskevia teorioita. Koska tämän työn keskiössä ovat elektronien puolijohdemateriaaliin aiheuttamat vauriot, painottuu tämä osio erityisesti elektroni-materiaali- vuorovaikutukseen.

2.1 Säteily-ympäristöistä yleisesti

Ionisoiva säteily voidaan jakaa karkeasti kahteen alalajiin: hiukkassäteilyyn ja sähkömagneettiseen säteilyyn (sm-säteily). Hiukkassäteily koostuu varauksettomasta neutronista, varauksellisista protoneista, elektroneista ja näitä raskaammista hiukkasista, kuten ionisoituneista atomeista sekä vähemmässä määrin eksoottisemmista varauksellisista hiukkasista. Jälkimmäisiin kuuluvat esimerkiksi ilmakehässä lyhyen aikaa etenevät pionit. Sähkömagneettisen ionisoivan säteilyn osalta merkittävää on röntgen- ja gammasäteily. Ionisoivan säteilyn energiaa kuvaava yksikkö on elektronivoltti ($eV = 1,60219 \times 10^{-19}$ J, joskin kosmisen eli avaruudesta peräisin olevan ionisoivan säteilyn energiaskaalaa kuvattaessa käytetään usein kerrannaissyksiköitä, pääsääntöisesti keV (kiloelektronivoltti), MeV (Megaelektronivoltti), TeV (Teraelektronivoltti) ja jopa PeV (Petaelektronivoltti) [9].

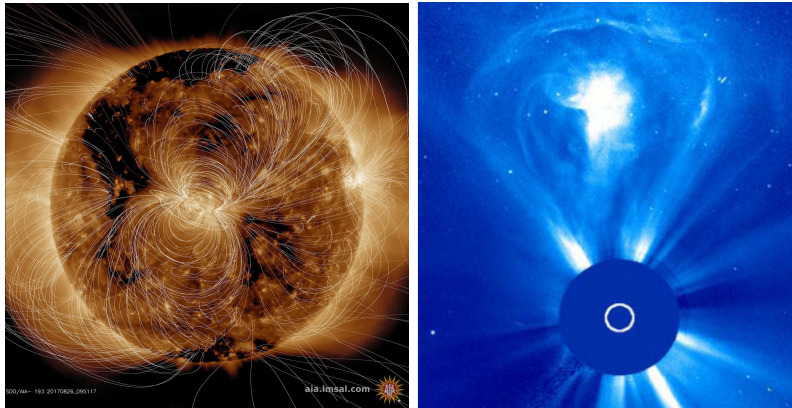
Aurinkokuntaamme tulee runsaasti kosmista hiukkas- ja sm-säteilyä, joka tuottaa huomattavan riskin avaruusluotaimille sekä kauempana kiertoradalla että Maan lähellä. Pääosa aurinkokunnan sisäisösiin tulevasta säteilystä on peräisin Auringosta, pienempi osa puolestaan muualta galaksista ja sen ulkopuolisista lähteistä [8], [10]. Aurinkokunnan ulkopuolelta tulevaa säteilyä sanotaan galaktiseksi kosmiseksi säteilyksi (Galactic Cosmic Rays, GCR). Tämän säteilytyypin epäillään olevan peräisin supernovista ja kvasaareista, joista tiedetään vapautuneen suuria määriä korkeaenergisiiä hiukkasia [11]. Nämä ovat pääosin protoneja, mutta mukana on myös jonkin verran elektroneja sekä α -hiukkasia ja pieniä määriä raskaampia, oletettavasti supernovaräjähdyksissä syntyneitä ioneja [10]. Näiden energiat rajautuvat karkeasti välille MeV - TeV.

Supernovien ohella on tunnistettu korkeaenergistien hiukkasten saapuvan linnunradan ulkopuolelta. Näiden joukossa on hiukkasia, joiden energia saattaa kohota huomattavan suureksi verrattuna supernovaräjähdyksen tuottamien hiukkasten energiaan ja jopa luokan 10^{18} - 10^{20} MeV energioita tiedetään

mitatun [10],[12]. Sekä Auringosta, kotigalaksistamme että sen ulkopuolelta tulevat korkeaenergiset hiukkaset voivat siten muodostaa uhkan satelliiteille ja tietyissä olosuhteissa myös maanpäällisille instrumenteille [13].

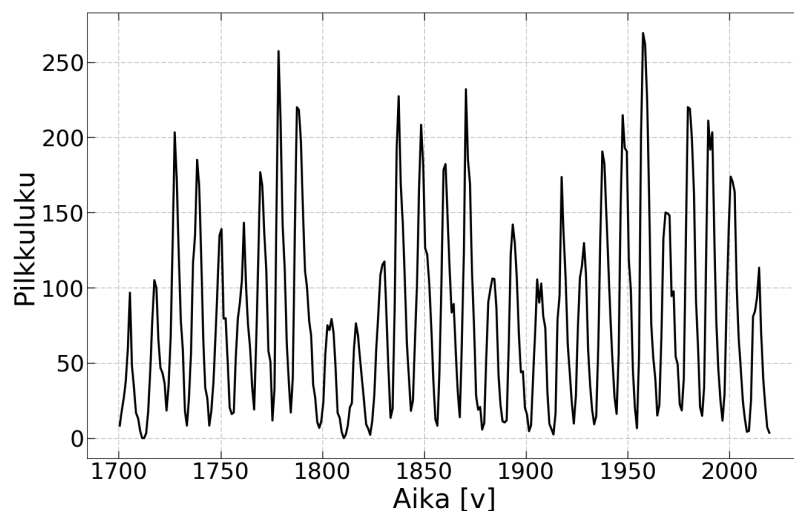
2.2 Säteilyilmiöt aurinkokunnassa

Vaikka maapallon lähialueille ja muualle aurinkokuntaan saapuvat hiukkaset ovat lähtöisin useista lähteistä, on Auringosta saapuvilla varauksellisilla hiukkasilla keskeinen osuus. Nämä hiukkaset ovat pääosin protoneja sekä elektroneja. Jonkin verran saapuu myös raskaampia hiukkasia, kuten α -hiukkasia ja tätä raskaampia ytimiä. Säteily on pääsääntöisesti peräisin auringon koronakerroksesta, joka on auringon kromosfäärin eli visuaalisesti havaittavissa olevan kerroksen yläpuolella oleva, pääosin elektroni-protoni -plasmasta koostuva kuuma kerros [13]. Auringosta ulospäin liikkuvat hiukkaset muodostavat eräänlaisen jatkeen auringon magneettikentälle ja ne ikään kuin kuljettavat sitä mukanaan 1.



Kuva 1: Auringon magneettikentän muoto on huomattavan epäsäännöllinen ja ajan kuluessa muuttuva [14]. Oikealla todellinen kuva koronan massapurkauksesta Lasco C3 -kronografien kuvaamana. Purkaus erottuu kuvan yläosassa vaaleana hehkulamppua muistuttavana alueena. Auringon kiekko on kuvan alaosassa peitettynä [15].

Tätä Auringosta saapuvaa hiukkasvuota kutsutaan aurinkotuuleksi ja sen kiihtyvässä liikkeessä oleva hiukkasplasma muodostaa magneettikentän. Tuuli etenee Auringosta kaikkiin suuntiin n. 500 km/s keskinopeudella yltäen kauas aurinkokunnan rajojen yli muodostaen planeettojenvälisen magneettikentän, heliosfäärin [13].



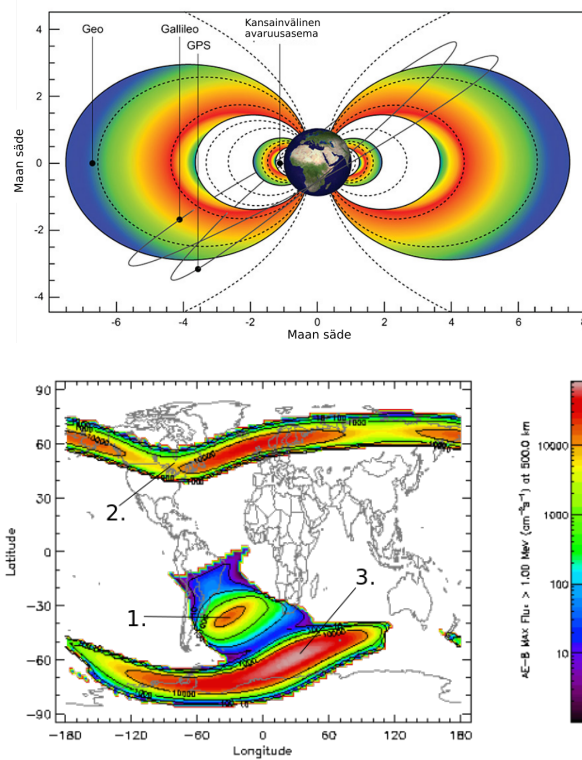
Kuva 2: Auringonpilkkusyklin jaksollisuus näkyy hyvin pitkän aikaskaalan tilastoinnissa. Huiput ovat pilkkumaksimeja, minimit vastaavasti pilkkuminimejä. Data lähteestä [16].

Auringon magneettikenttä ja siten aurinkotuuli eivät ole stabiileja, vaan ne muuttuvat voimakkaasti auringon aktiivisuuden mukaan [10]. Muutokset magneettikentässä vaikuttavat auringosta saapuvien hiukkasten määriin, hiukkastiheyteen, hiukkasten nopeuteen ja hiukkaskoostumukseen, jolloin myös niiden aiheuttamat riskit ovat ajallisesti vaihtelevia [13], [17]. Magneettikentän voimakkuus ja siten hiukkasmäärien suuruus seurailee kohtuu tarkasti auringonpilkkujen määrää, jonka on havaittu noudattavan kohtuu tarkasti 11-vuoden auringonpilkkusykliä (kuva 2). Pilkkumaksimien aikaan hiukkasmäärät ja siitä avaruuselektronikalle koituvat vaurioriskit kasvavat etenkin aurinkokunnan sisäosissa [15].

Auringossa tapahtuvat koronan massaejektiot, flare- eli soihdunpurkaukset ja protuberanssit kasvattavat varauksellisten hiukkasten määrää ja myös nämä ilmiöt lisääntyvät pilkkumaksimien aikana [15]. Näiden ilmiöiden aikana vapautuu suuria määriä energettisiä hiukkasia ja esimerkiksi massapurkauksessa vapautuvan hiukkasrintaman massa saattaa olla luokkaa 10^{12} kg ja vapautuva energia jopa 10^{23} J. Hiukkasrintama johtaa Maahan suuntautuessaan geomagneettisen myrskyn syntyyn ja voi siten olla erittäin tuhoisa maan kiertoradalla oleville satelliiteille ja avaruusaluksille, sekä myös maanpäällisille järjestelmille [13], [15].

Aurinkotuulen suuret hiukkasmäärät vuorovaikuttavat aurinkokunnan niiden planeettojen kanssa, joilla on magneettikenttä (esim. Jupiter, josta lisää kappaleessa 2.3). Tutusta esimerkistä käy aurinkotuulen vaikutus Maahan. Maata suojaa säteilyltä magneettikenttä, mutta sen muoto ja koostumus (kuva 3) vaihtelee aurinkotuulen voimakkuuden ja hiukkaskoostumuksen mukaan ja etenkin Maan napa-alueilla havaitaan korkeita hiukkastiheyksiä auringon aktiivisuushuippujen aikana. Käytännön esimerkiksi tästä käyvät revontulet, jotka syntyvät auringon protonien ja elektronien virittäessä ilmakehän yläosissa typpi- ja happiatomeja.

Maan magneettikenttä ei ole täysin homogeeninen muuallakaan, vaan joissain alueissa hiukkaspitoisuudet kasvavat toisia suuremmiksi ollen lisäksi riippuvaisia auringon aktiivisuudesta. Nämä tihentymäalueet sijoittuvat ekvaattoritasolle ionosfääriin, muodostaen niin kutsutut Van Allenin vyöhykkeet (Kuva 3). Näitä muodoltaan lähinnä toroidia muistuttavia vyöhykkeitä tunnetaan ainakin kaksi, joista alempi sijaitsee noin 1500-10000 km korkeudessa meren pinnan yläpuolella koostuen pääosin elektroneista ja korkeanenergisistä protoneista. Alemman vyöhykkeen elektronien energiat ovat luokkaa 0,1-30 MeV, korkeanenergisimpien protonien energioiden yltäessä jopa 100-500 MeV:iin saakka [17]. Alemmassa vyössä on myös jonkin verran raskaampia ionisoituneita partikkeleita, pääosin aurinkotuulen kuljettamia heliumatomin ytimiä energialuokassa 1-10 MeV. Ulomman, n. 40 000 km korkeudessa sijaitsevan vyöhykkeen hiukkaset ovat pääsääntöisesti elektroneja [8], [17].



Kuva 3: Van Allenin säteilyvyöhykkeet ja punaisella korostetut hiukkastihentymät kuvassa a). Kuvassa lisäksi muutamien tunnettujen satelliittien radat suhteessa säteilyvöihin [8]. Etelä-Atlantin Anomalia näkyy kuvassa b) kohdassa 1. punaisena tihentymänä. Pisteet 2. ja 3. kuvaavat alemman Van Allenin vyöhykkeen pohjoista ja eteläistä reunaa. Kuvat muokattu lähteistä [8], [18]

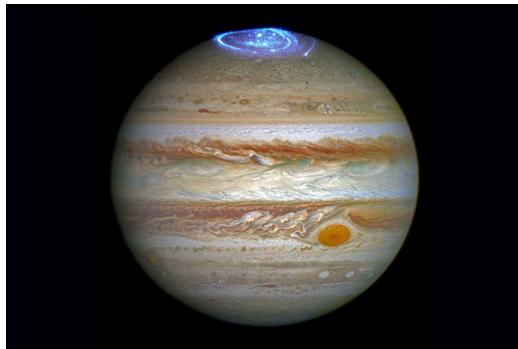
Van Allenin vyöhykkeisiin kuuluu alue, jossa hiukkastiheys on sekä poikkeuksellisesti alemman vyöhykkeen keskimääräistä korkeutta matalammalla tasolla että hiukkaskonsentraatioltaan suurempi. Tämä Eteläisen Atlantin Anomaliaksi kutsuttu alue esiintyy Etelä-Amerikan koillisfelektulmalla osittain eteläisen Atlantin valtameren yllä noin 500 km merenpinnan tason yläpuolella. Vyöhyke on

oletettavasti syntynyt siksi, että maan magneettikenttä on tällä kohtaa keskimäärin heikompi kuin muilla Maan alueilla ja hiukkaset pääsevät siten lähemmäs Maan pintaa [15].

Satelliittiliikenteen kannalta van Allenin säteilyvöiden merkitys on suuri, sillä monien satelliittien radat (kuva 3) leikkaavat niitä säännöllisesti, jolloin satelliittien elektroniikka altistuu suurelle hiukkasäärälle. Myös Etelä-Atlantin Anomalia ja napa-alueiden ajoittain korkea protonitiheys voi häiritä matalalla radalla (Low Earth Orbiting, LEO) kiertäviä satelliitteja. Ylemmillä radoilla altistus on suurempaa kasvaessaan kosmisen- ja aurinkoperäisen säteilyn lisääntymisen ja Maan magneettikentän suojaavan vaikutuksen etäisyyden kasvun myötä tapahtuvan heikentymisen johdosta [8].

2.3 Jupiterin säteily-ympäristö ja JUICE

Maan lisäksi myös muilla planeetoilla, kuten kaukaisilla kaasujättiläisillä ja etenkin Jupiterilla (kuva 4) on voimakas magneettikenttä, joihin on kertynyt suuri määrä hiukkasia ja säteilyolosuhteiden tarkka tunteminen on näille alueille suuntautuvien kalliiden ja pitkäkestoisten operaatioiden kannalta oleellista. Koska tämä työ keskittyy korkea-energisten elektronien aiheuttamiin säteilyvaurioihin, on Jupiterin säteily-ympäristö erityisen kiinnostava ja ajankohtainen lähtökohtaisesti 2022 alkavan ja nyt suunnitteluvaiheessa olevan Euroopan avaruusjärjestön (ESA) JUICE (JUupiter ICy moons Explorer, kuva 5) -luotainhankkeen myötä.

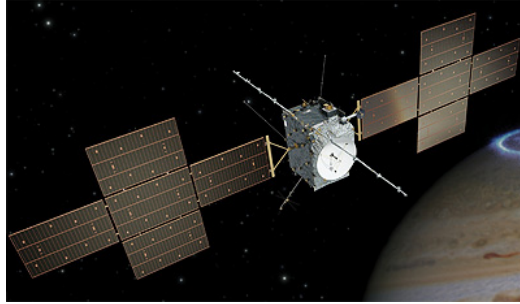


Kuva 4: Jupiter on aurinkokuntamme suurin planeetta. Hubble-avaruustelekoopin kuvaama pohjoiskalottia kiertävä revontuliovaali kertoo voimakkaasta magneettikentästä [19].

Luotain asettuu kiertämään Jupiteria (kuva 5) arviolta vuonna 2029, joutuen siten vuorovaikutukseen planeetan magneettikentän kanssa tutkiessaan Jupiterin jääkuita Ioa, Europaa, Ganymedea ja Amaltheaa, joiden ratatasot leikkaavat Jupiterin Van Allenin vöitä. Satelliitti on tämän työn kannalta kiinnostava, sillä sen mukana olevissa instrumenteissa tulee olemaan mukana useita piikarbidipohjaisia komponentteja ja tämän työn kannalta huomioitavia ovat etenkin sen joissain instrumenteissa mukana olevat Schottky-diodit [20], [21].

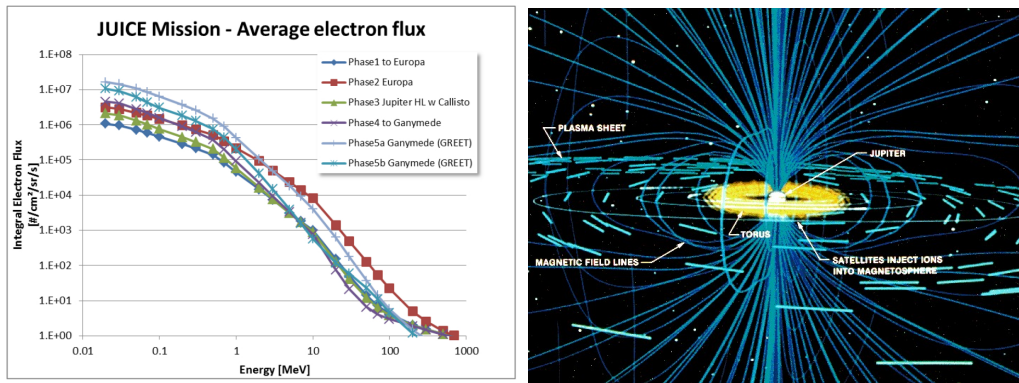
Jupiterin magneettikenttä (kuva 6) on vahva ja ulottuu kauas planeetan ulkopuolelle ja sen säteilyvöissä olevat korkeaenergiset sekä auringosta että ulkoavaruudesta saapuvat elektronit aiheuttavat luo-

tainen elektroniikalle suuremman säteilyrasituksen energioiden noustessa enimmillään tasolle $E \sim 200$ MeV, mikä on paljon enemmän kuin elektronienergiat Maan läheisyydessä. Absorboituneet annokset nousevat operaation vaiheesta riippuen välille 50 - 100 krad ja energiavälillä 10 - 20 MeV saattavat hiukkasvuontiheyden elektronien osalta nousta välille 1000 - 10 000 $\text{n}/\text{cm}^{-2}/\text{sr}/\text{s}$, missä n on hiukasmäärä, sr steradiaani eli avaruuskulma ja s sekunti [21], [22]. Elektronivuon tiheydet JUICE:n eri vaiheissa on esitetty kuvassa 6.



Kuva 5: Havainnekuvassa JUICE-satelliitti Jupiteria kiertävällä radalla [23].

Elektronien energiat ja annokset ovat näin selvästi Maan vastaavia suurempia useassa osassa Jupiterin magneettikenttää ja hiukkasvyötä, jolloin myös satelliitin komponenttien kokema räsitus kasvaa suureksi. Jupiterin säteilyvöiden elektronien ominaisuudet vastaavat hyvin tässä tutkimuksessa käytettäviä energioita (16 MeV) ja säteilyannosta 100 krad, jotka on valittu nimen omaan JUICE-hankkeen aikaisten olosuhteiden jäljittämistä varten [22], [24], [25].



Kuva 6: Vasemmassa kuvassa Jupiterin magneettikentän elektronivuontiheydet energian funktiona JUICE-operaation eri vaiheissa. Oikealla havainnekuva Jupiterin massiivisesta magneettikentästä [22], [26]

JUICE:n toimintaolosuhteisiin suunniteltuja komponentteja on tähän mennessä testattu useissa tutkimuksissa, jolloin testattujen kaupallisten komponenttien kestävyys on ollut pääosin hyvällä tasolla, mutta osa komponenteista ei ole kuitenkaan läpäissyt testejä [21]. Komponentteja on tes-

tattu pääasiallisesti raskaita varattuja hiukkasia käyttäen. Tämän työn osalta vastaavien komponenttien kestävyys toivotaan saatavan lisävalaistusta energeettisten elektronien tapauksessa.

2.4 Yleisiä säteilysuureita

Kun säteily saapuu materiaaliin ja vuorovaikuttaa sen kanssa, on oltava joitain kvantitatiivisia menetelmiä sen analysoimiseen jotta tiedetään, mitä säteily materiaalille aiheuttaa ja millä tavalla. Materiaalin ja säteilyn välisessä vuorovaikutuksessa käytetään säteilytyypistä riippumatta tiettyjä perussuureita, joilla voidaan kuvata materiaaliin siirtyvää hiukkassätelyä esimerkiksi hiukkasten lukumäärän tai energian suhteen [27]. Tällaista materiaalia kutsutaan yleensä kohtioksi ja se voi olla mikä tahansa säteilytettävä kappale, kuten tämän työn tapauksessa tehodiodi. Kohtion saadessa annoksen, voidaan hiukkasten määrän N ja pinta-alan a välille kirjoittaa differentiaaliyhtälö

$$\Phi = \frac{dN}{da}, \quad (1)$$

mitä kutsutaan hiukkasten lukumäärätiheydeksi tarkasteltavaa pinta-alaa a kohden. Kun huomioidaan säteilyannoksen antoaika t , saadaan yhtälö (1) muotoon

$$\phi = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d^2N}{dadt} \quad (2)$$

missä esiintyvät suureet on selitetty edellä. Mikäli hiukkasmäärän sijasta halutaan tieto absorboituvasta energiasta dE_{kok} , voidaan kirjoittaa aineeseen kohdistuneen energian E_1 ja sieltä poistuvan energian E_2 välille relaatio

$$dE_{kok} = E_1 - E_2 + \sum Q \quad (3)$$

missä Q vastaa kohdemateriaalin rakenneosien lepoenergioiden kaikkia kokonaisuutoksia. Absorboitunut annos D saadaan yhtälöä 3 derivoimalla energian suhteen kirjoittamalla

$$D = \frac{dE_{kok}}{dm} \quad (4)$$

ja mikäli halutaan tietää D :n muutos ajan t funktiona, saadaan derivaatan kautta absorptioannosnopeudeksi

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (5)$$

missä olevat termit on esitetty edellä ja jossa D :n päällä oleva piste viittaa 1. kertaluvun derivaataan [27]. Absorboituneen annoksen yksikkö on rad, joka vastaa 0,01 Grayn annosta. Tällöin vastaavasti $1 \text{ Gy} = 100 \text{ rad}$ [27].

Hiukkasen edetessä materiaalissa, siirtyy siltä liike-energiaa ympäröivään materiaaliin kunnes hiukkanen lopulta pysähtyy väliaineen hiukkasten kanssa vuorovaikutettuaan. Hiukkasen hidastumista ja ionisoivaa vuorovaikutusta aineen kanssa voidaan kuvata LET-arvolla (Linear Energy Transfer,

LET) ja kantamalla R . Väliaineessa etenevä hiukkanen menettää tietyn määrän energiaa E kuljettua matkaa x -kohden. LET voidaan differentiaalisessa mielessä ilmaista kirjoittamalla yhtälö

$$LET = S(E) = -\frac{dE}{\rho dx} \quad (6)$$

missä dE kuvaa differentiaalista energian muutosta differentiaalisen matkan dx suhteen ja missä ρ on kohtiomateriaalin tiheys. Jos yhtälön (6) avulla halutaan ilmaista tarkemmin energiajätöt kohtiomateriaalissa eri vuorovaikutustavat huomioiden, voidaan ne eritellä kirjoittamalla

$$-\left(\frac{dE}{\rho dx}\right)_{tot} = \frac{1}{\rho} \left[-\left(\frac{dE}{dx}\right)_1 - \left(\frac{dE}{dx}\right)_2 - \dots - \left(\frac{dE}{dx}\right)_n \right] \quad (7)$$

missä alaindeksit ilmaisevat energianjättötapoja, joilla hiukkanen menettää energiaa kulkemaansa matkaa kohden [9]. Tällaisia mekanismeja ovat esimerkiksi epäelastiset törmäykset kohtion elektronien kanssa, elastiset siroamiset ytimestä (etenkin energieettiset elektronit), sekä hidastuvan ja suuntaansa muuttavan elektronin liike-energian konvertoituminen jarrutussäteilyksi (Bremmstrahlung). Jarrutussäteilyn merkitys kasvaa varsinkin korkeilla elektronin energioilla [28].

Kolmas tärkeä vuorovaikutuskäsite on kantama, jolla tarkoitetaan hiukkasen kohtiomateriaalissa kulkemaa matkaa siihen asti, kunnes se on luovuttanut siihen kaiken liike-energiansa. Kun eri hiukkasten kantamat eri materiaaleissa tunnetaan, saadaan tietoa esimerkiksi elektroniikan tapauksessa siitä, kuinka syvälle vauriot voivat ulottua. Matemaattisesti kantama voidaan kirjoittaa muotoon

$$R = \int_{E_{max}}^0 \left(-\frac{dx}{dE}\right) dE \quad (8)$$

missä olevat termit on esitetty edellä. Integraali lasketaan kaikkien hiukkasen saamien energioiden yli [29]. Integroitavan funktion muoto riippuu tarkasteltavasta hiukkasesta [9]. Kantama on riippuvainen kohtiomateriaalista, törmääjän ominaisuuksista sekä sen energiasta ja yhtälöstä 8 voidaan nähdä, että mitä suurempi on LET -arvo, sitä lyhyempi on hiukkasen kantama materiaalissa. LET ja kantama ovat siten kääntäen verrannollisia toisiinsa nähden, joskin LET -käyrien epämonotonisuudesta seuraa, että kahdella saman energian voidaan saada kaksi eri kantamaa [29].

2.5 Hiukkaset ja niiden vuorovaikutustavat

Törmäävän hiukkasen varaus ja massa vaikuttavat sen etenemiseen väliaineessa. Esimerkiksi protonia huomattavasti raskaampi mutta samannopeuksinen hiukkanen etenee protonia suoraviivaisemmin, mutta sen kantama R jää suuremman LET -arvon takia lyhyemmäksi. Hyvin kevyen elektronin LET -arvo on pieni, ja kantama pitkä mutta vaikeammin määritettävä sen mutkittävän reitin johdosta [29]. Coulombin kenttä ei vaikuta varauksettomaan neutroniin joka reagoikin pääsääntöisesti ytimen kanssa synnyttäen erilaisia viritystiloja ja ydinreaktioita [9], [28].

Törmäävät varaukselliset hiukkaset vuorovaikuttavat energiasta riippuen elektroniverhon ja atomin ytimen kanssa. Elektronit vaikuttavat Coulombin kentän kautta muiden varauksellisten hiukkasten

kanssa kuten myös atomydin protoniensa kautta, mutta ytimen koko elektroniverhon kokoon nähden on hyvin pieni ja verhon synnyttämä shielding -efekti pienentää törmääjän vuorovaikutuksen todennäköisyyttä ytimen kanssa. Tämä toisaalta riippuu saapuvan hiukkasen varauksen suuruudesta, liike-energiasta sekä massasta. Raskaat korkeaenergiset hiukkaset saattavat vuorovaikuttaa myös ytimen kanssa ja aiheuttaa ydinreaktioita. Tällöin hiukkasen energian on oltava suurempi kuin Coulombin vallin energian [9], [28].

Varatun hiukkasen tärkein vuorovaikutustapa materiaalissa on Coulombin sironta, jonka yhteydessä havaitaan myös kohtioelektronien virittymistä [29]. Elektronien kanssa vuorovaikuttava hiukkanen siirtää niille osan energiastaan. Tällöin elektroni voi joko nousta viritystilalle ja emittoida perustilalle palatessaan kvantin, jolla on materiaalista riippuva energia tai irrota sidotulta tilalta johtavuusvyölle (Johtavuusvyö, ks, kpl. 3.5). Irronnut elektroni kykenee saamastaan energiamäärästä riippuen ionisoimaan muita väliaineen atomeja. Tällaista elektronia kutsutaan δ -elektroniksi [9], [29].

2.6 Elektronin ja materiaalin vuorovaikutus

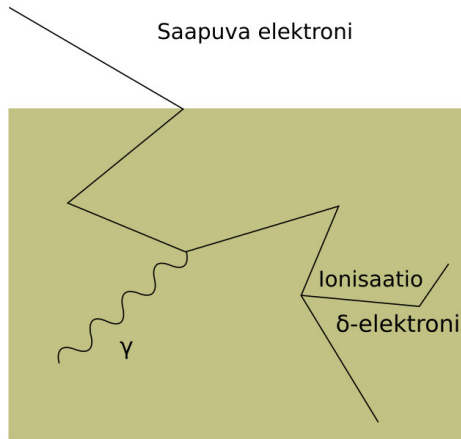
Elektroni vuorovaikuttaa raskaampien hiukkasten tavoin pääosin materiaalin elektroneista tapahtuvan coulombisen sironnan kautta. Elektroni on kuitenkin kevyenä ja pienenä hiukkasena tunkeutuvampi, ja sen $S(E)$ on raskaampia hiukkasia paljon pienempi. Törmäykset voivat olla joko elastisia tai epäelastisia ja ne tapahtuvat joko atomin elektronien tai ytimen kanssa. Elastisessa törmäyksessä elektronin suunta muuttuu, mutta se ei menetä energiaa väliaineeseen. Epäelastisissa törmäyksissä elektroni voi reitillään materiaalissa sekä ionisoida että virittää atomeja. Nämä johtavat toissijaisiin efekteihin, kuten foton- tai röntgensäteilyyn viritystilan purkautuessa, tai ionisaation tapauksessa sekundaarielektronin syntymiseen. Sekundaarielektroni voi energiastaan riippuen vuorovaikuttaa samoilla tavoilla, jolloin seurauksena on ionisaatioiden ja viritysten ketju [9], [29].

Elastiset törmäykset ytimen Coulombin kentän kanssa muuttavat elektronin suuntaa, ja sirontakulmat voivat olla jyrkkiäkin. Kulman muuttuessa elektronin liike-energia pienenee ja samalla se emittoi jarrutussäteilyä [29]. Elektronin vuorovaikutustapoja on havainnollistettu kuvassa 7.

Jarrutussäteilyn merkitys korostuu korkeaenergisillä elektroneilla, sillä ne vaikuttavat todennäköisemmin ytimen Coulombin kentän kanssa [9]. Jarrutussäteily voi niin ikään vuorovaikuttaa materiaalin kanssa, tällöin kyseeseen tulevat lähinnä valosähköinen ilmiö, Comptonin ilmiö ja parinmuodostus [30], [29]. Elektronin reitillään luovuttama energia on törmäyksistä johtuvan ja jarrutussäteilyn summa, ja se voidaan ilmaista kirjoittamalla

$$-\frac{dE}{dx} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \quad (9)$$

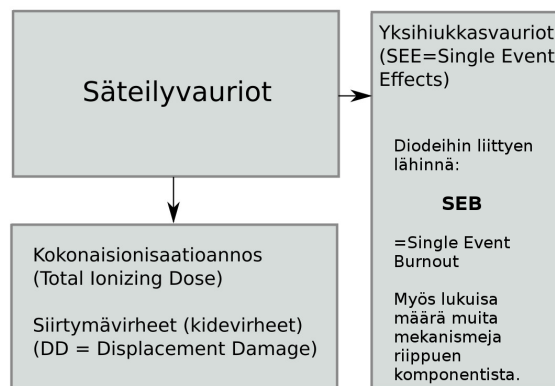
missä alaindeksit viittaavat elektroni-elektroni törmäyksiin ja säteilyyn tässä järjestyksessä. Radiatiivisen säteilyn osuus korostuu suurilla elektronien energioilla [29].



Kuva 7: Elektronin rataprofili ei ole suora, vaan sirontakulmat voivat olla hyvin jyrkkiä. Vuorovaikutustilanteissa emittoituu myös jarrutussäteilyä (γ) sekä tapahtuu ionisaatiota. Röntgenkvantit (jarrutussäteilystä) ja sekundaarielektronit voivat edelleen vuorovaikuttaa samoilla mekanismeilla, jos niiden energia riittää [9], [29].

2.7 Säteilyvauriot ja puolijohde-elektroniikka

Aurinkokunnan alueella liikkuu useita satelliitteja eri tutkimustehtävissä ja niissä oleva elektroniikka on erisuurissa määrin alttiina hiukkassäteilylle. Kaikki elektroniset komponentit eivät ole yhtä alttiita säteilyvaurioille, passiiviset komponentit kestävät sitä paremmin kuin puolijodekomponentit. Niinpä erityinen riski kohdistuu satelliiteissa oleviin diodeihin, transistoreihin, erilaisiin FET-tyyppisiin ratkaisuihin ja näiden avulla valmistettuun monimutkaisempaan elektroniikkaan. Tätäkään ei voi yleistää koskemaan koko komponenttia, vaan komponentin tietyt alueet ovat alttiimpia kuin toiset [17].



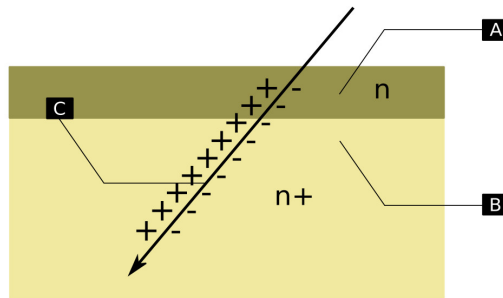
Kuva 8: Mikroelektroniikassa havaittavat vauriot jaetaan yleensä kolmeen erilliseen luokkaan. Monet vauriotyypit ovat komponenttikohtaisia - diodeja koskevat lähinnä kokonaisionisaatioannos, siirtymävirheet eli dislokaatiot ja SEB (Single Event Burnout).

Mikroelektroniikassa hiukkastörmäyksen jälkeen havaittavat vauriot jaetaan yleensä kahteen yläkat-

egoriaan, kumuloituvii ja yhden hiukkasen aiheuttamiin vaurioihin (kuva 8). Kumuloituvia ovat pitkän aikavälin kokonaisionisaation aiheuttamat vauriot (Total Ionizing Dose, TID), sekä atomeja hilasta irrottavien korkea-energisten hiukkasten aiheuttamat kidevirheet eli dislokaatiot (Displacement Damage, DD). SEE -vauriot (Single Event Effect) syntyvät yksittäisistä hiukkasosumista ja ne jaetaan sekä destruktiivisiin että palautuviin häiriöihin [1], [31].

2.7.1 Ionisaatiovauriot ja kokonaisionisaatioannos (TID)

Aiemmin todettiin varauksellisen hiukkasen etenevän materiaalissa ionisaatiota aiheuttaen (kuva 7). Puolijohteen, esimerkiksi diodin, tapauksessa se tarkoittaa suurta määrää ionisaatiokanavan ympärille muodostuneita elektroni-aukko -pareja altistusajan kasvaessa. Pitkällä aikavälillä kertyvä kokonaisionisaatioannos TID aiheuttaa komponentin tyypistä riippuen eriaisteisia vaurioita [1]. Biasoitujen komponenttien (biasoinnista lisää kappaleessa 3) sähkökenttä siirtää syntyneet elektronit pois ionisaatioalueelta, mutta koska aukkojen ajautumisnopeus materiaalissa on pienempi, aiheuttavat ionisaatiossa muodostuneet aukot ongelmia loukuttuessaan puolijohdemateriaalin rajapinnoille tai piioksidi- tai oksidikerrokseen (esim. MOSFET ym. vastaavat metallioksidikomponentit). Diodien tapauksessa voi tapahtua loukuttuminen piidioksidi-passivaatiorenkkaaseen [1], [32], [33].



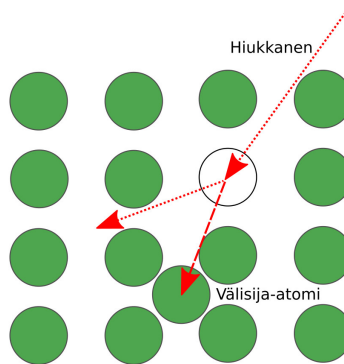
Kuva 9: Energeettinen varattu hiukkanen muodostaa törmätessään ionisaatiokanavan puolijohteeseen synnyttäen suuren määrän elektroneja ja aukkoja. Kuvassa negatiiviset varaukset (C) ovat elektroneja, plus-merkkiset aukkoja. A ja B ilmaisevat saostetun materiaalin saostusasteen (seostuksesta lisää kappaleessa 3).

Eri alueisiin kertyneet aukot vetävät elektroneja puoleensa, mikä sattaa johtaa loisvirtojen syntymiseen [1]. Ionisaatiokanavat voivat yhdistää toiminnallisesti erilaisia alueita komponentissa, jollainen voi muodostua esimerkiksi oksidikerroksen ja puolijohdemateriaalin välille, mikä voi häiritä komponentin toimintaa [1], [31]. Rekombinaation eli elektronin ja aukon yhdistymisen myötä havaittavat muutokset ovat ajan funktiona kuitenkin pääosin palautuvia ja säteilyaltistuksen loputtua virtojen arvot saattavat palautua ennalleen joko välittömästi, tai jonkin ajan kuluttua [34]. Esimerkiksi komponentin jännitetasot ja toimintalämpötila vaikuttavat palautumiseen ja rekombinaatio tapahtuu todennäköisemmin silloin, kun sähkökenttä on pieni eivätkä varaukset kulkeudu sen vaikutuksesta pois [1].

Osa korkeaenergisistä hiukkasista, etenkin protonit ja niitä raskaammat, saattavat aiheuttaa puolijohteessa ydinreaktioita. Tällöin fissiotuotteet voivat edelleen ionisoida materiaalia ja syntyneet viritykset purkautua gammasäteilynä, joka voi Compton-sironnan ja valosähköisen ilmiön kautta synnyttää varauksenkuljettajia puolijohteeseen [1].

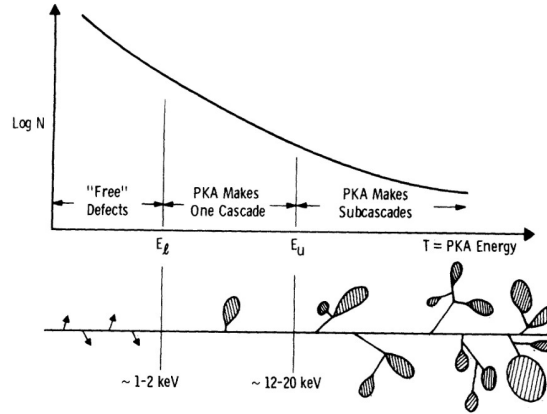
2.7.2 Dislokaatiovauriot

Hiukkastörmäyksissä tavataan ionisaation lisäksi myös muita vuorovaikutuksia. Jos törmäävä hiukkanen menettää energiansa ei-ionisoivalla mekanismilla, on kyseessä ei-ionisoiva energijättö (NIEL; Non Ionizing Energy Loss). Tällaisessa törmäyksessä kohtioaineen atomin irtoaminen hilapaikalta eli dislokaatio tapahtuu törmäävän hiukkasen hila-atomeille siirtämän energian ollessa suurempi kuin atomien sidosenergia hilassa. Hilassa oleva atomi siirtyy saamansa kineettisen energian johdosta eri paikkaan hilassa välisija-atomiksi jättäen jälkeensä aukon eli vakanssin (kuva 10). Jos välisija-atomi jää lähelle vakanssiaan, sanotaan kombinaatiota Frenkelin pariksi. Jos vakanssi tai välisija-atomi sijaitsee seosatomien tai epäpuhtauden vieressä, vaikuttaa tämä syntyneen vaurion laatuun [1], [35].



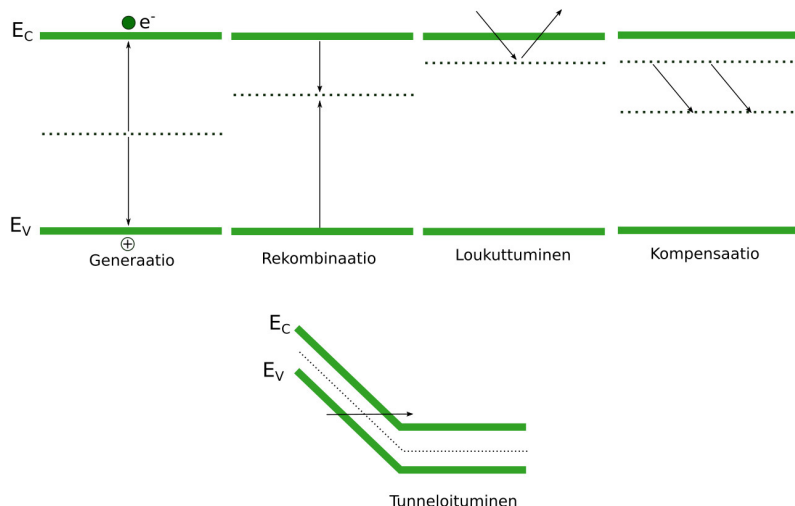
Kuva 10: Siirtymä- eli dislokaatiovauriossa riittävän energeettinen ioni (punainen nuoli) pystyy irrottamaan hila-atomin kiderakenteesta. Irronnut atomi siirtyy toiseen kohtaan hilaa (paksumpi punainen nuoli), jolloin sitä kutsutaan välisija-atomiksi. Kuva mukailen lähdettä [1].

Dislokaatioiden määrä riippuu hiukkasten energian lisäksi ainakin hiukkasten lukumäärätiheydestä ja hiukkastyypistä. Raskaat hiukkasat voivat tuottaa suuria klusterimaisia dislokaatioalueita, energettiset elektronit tuottavat pääosin yksittäisiä dislokaatioita, mutta n. 5 MeV energioista alkaen myös klustereita [35]. Klusteri syntyy, kun kohtioatomiin törmäävän primaariatomin energia on riittävä irrottamaan seuraavan atomin ja edelleen kaskadinomaisesti useita atomeja hilapaikoiltaan. Yksittäiset ja kaskadinomaiset defektit on esitetty kuvassa 11 [34], [35].



Kuva 11: Klusterien määrä kasvaa törmääjän energian kasvaessa (x -akseli). Kuvassa on protonin ionisaatiokanava ja siitä erkanevat nuolet kuvaavat yksittäisiä siirtymävaurioita, suuremmat jakautuvat harmaat alueet klustereita. Elektroni tuottaa edetessään pääosin yksittäisiä dislokaatioita, mutta energian kasvaessa se voi synnyttää myös klustereita. Kuvassa y -akseli osoittaa törmääjä-materiaali -vuorovaikutusten määrän logaritmisella asteikolla ja huomataan, että suurin osa vuorovaikutuksista johtaa yksittäisiin dislokaatioihin ("free defects") [35], [36].

Siirtymävauriosta seuraa hilarakenteen osittainen deformatuminen ja uusien energiatasojen syntyminen kielletylle vyölle valennssivyn E_V ja johtavuusvyn E_C :n väliin (valenssi ja johtavuusvystä lisää kappaleessa 3). Mekanismeja tunnetaan useita ja tavallisimmat on esitetty kuvassa 12. Yleensä kielletyllä vyöllä tapahtuu elektroni-aukkoparien generaatiota, mikä johtaa tyhjennysalueella varauksenkuljettajien määrän ja vuotovirran kasvuun. Lisäksi havaitaan rekombinaatiota, jossa varauksenkuljettajien määrä vähenee elektronien rekombinoituessa syntyneiden aukkojen kanssa normaalia nopeammin, jolloin niiden elinaika lyhenee. Tämän lisäksi nähdään hiukkasten loukuttumista rajapinnoille syntyneisiin loukkuihin ja hiukkasten päätymistä matalan energia-vallin yli johtavuusvyölle. Varauksenkuljettaja saattaa myös tunneloitua toisen atomin energiatiiloille [35], [37]. Osa dislokaatioista on palautuvia (*annealing*) kidehilassa tapahtuvan uudelleenjärjestäytymisen ja virheiden stabiloitumisen myötä (esim. Frenkelin pareiksi hakeutuvat atomit stabiloivat rakennetta). Dislokaatiovaurioiden palautuminen riippuu ajan lisäksi myös lämpötilasta ja materiaalin seostustheydestä (seostus, ks. kpl. 3.6) [35].



Kuva 12: Tavallisimmat dislokaatioista seuraavat ilmiöt valenssi- ja johtavuusvöiden välissä. Vasemmalta oikealle: Generaatio, rekombinaatio, loukuttuminen, kompensaatio ja tunnelointi. Mekanismin suhteellinen runsaus riippuu säteilyannoksesta, dislokaatioiden määrästä ja paikasta. Generaatio ja rekombinaatio (kaksi vasenta prosessia) ja näiden suhteellinen osuus vaikuttaa suuresti vuotovirran kasvuun (vuotovirrasta lisää kappaleessa 5.2) [1], [35].

Avaruudessa eri säteily-ympäristöissä hiukkastiheydet saattavat kasvaa huomattavan suuriksi ja kidevirheiden määrät komponentin toiminnan kannalta merkittäviksi, mikä vaikuttaa komponenttien toimintaan. Esimerkiksi pn-diodeilla siirtymävaurioihin liittyy vuotovirran I_L kasvu ja kynnysjännitteen V_F alenema generaatio-rekombinaatiokeskusten synnyttyä tyhjennysalueelle [1], [35]. Schottky-diodien ominaisuuksissa on havaittu saman tyyppisiä muutoksia ja osa niistä, etenkin esto- ja päästösuuntaisessa virrassa tapahtuvia muutoksia, on perusteltu dislokaatioiden syntymisellä tyhjennysalueelle (tyhjennysalue, ks. kpl. 3.7) [38].

2.7.3 Yksihiukkasvauriot

Kun yksittäinen energeettinen hiukkanen aiheuttaa häiriön komponentin toiminnassa osuttuaan jollekin sensitiiviselle alueelle, on kyseessä yksihiukkasvaurio eli SEE (SEE, Single Event Effect). SEE:n fysiikka on samankaltaista kuin hiukkastörmäyksissä yleensä, hiukkanen ionisoi materiaalia siihen osuessaan (kuten kuvassa 7). SEE syntyy esimerkiksi raskaan hiukkasen tai korkeaan energiseen elektronin vaikutuksesta. Merkittävä ero aiempiin vauriotyyppeihin on, että SEE ei ole kumuloituva vaan yksi ainoa osuma voi vaurioittaa komponenttia [39]. SEE:t voidaan edelleen jakaa alaluokkiin yksihiukkasvaurion haitta-asteen mukaan sekä tuhoaviin että ei-tuhoaviin vaurioihin.

SEE -vaurion alatyypit ja niiden nimitykset riippuvat altistuvasta komponentista, vaurion paikasta ja havaituista seurauksista. Esimerkiksi ei-destruktiivisiin virheisiin kuuluva SEU (Single Event Upset) aiheuttaa yksittäisen bitin arvon muuttumisen esimerkiksi SDRAM tai RAM -muisteissa ja digitaalipiireissä kuten kiikuissa. SET (Single Event Transient) tarkoittaa pienen ajan funktiona katoavan virta- tai jännitepiikin ilmenemistä elektroniikassa, tämäkin ilmiö on ei-destruktiivinen.

Usein tuhoavia ovat puolestaan SEL (Single Event Latchup), SEGR (Single Event Gate Rupture) ja SEB (Single Event Burnout), joista viimeinen koskettaa myös diodia yksittäisenä komponenttina. Myös lukuisia muita SEE -vaurioiden alakategorioita tunnetaan [1], [31], [39].

Tässä työssä tarkasteltava tehodiodi on yksinkertainen metalli-puolijohdekomponentti, joissa havaitut tuhoavat vauriot ovat lähinnä SEB -tyyppisiä [7], [40], [41]. Tässä vauriotyyppissä havaitaan usein äkillinen vuotovirran kasvu joko yhtäkkisesti, tai useammassa vaiheessa portaittain. Vuotovirran kasvun osalta säteilyvauriot jaetaan kolmeen osaan, tasaiseen vuotovirran kasvuun, hyppäyksittäiseen kasvuun ja katastrofaaliseen hajoamiseen, jossa äkillinen virtapiikki rikkoo komponentin [7], [41]. Tällainen tapahtuma johtaa yleensä komponentin tuhoutumiseen tai sen ominaisuuksien pysyvään muuttumiseen, jolloin voi tapahtua mm. metallin ja puolijohteen välistä sulamista tai vastaavaa vahinkoa [7], [41], [42]. SEE vaurioihin kuuluvan SEB:n todennäköisyys korkeaenergistien elektronien kautta tehodiodin toimintaan lienee kolmesta esitellystä mekanismista epätodennäköisin, sillä sen aiheuttavat yleensä protonia raskaammat suurienergiset hiukkaset.

3 Piikarbidipohjaiset metalli-puolijohdeet ja komponentit

Seuraavaksi perehdytään tutkittavien komponenttien puolijohdemateriaaliin piikarbidiin, jonka ohella selvitetään puolijohdeiden toimintaa alkaen yleisesti vyömällistä metalleille ja puolijohdeille siirtyen tästä edelleen metalli-puolijohdeliitoksen toimintaan ja esitetään metalli-puolijohdeiden toimintaa kuvaavat matemaattiset mallit sekä lausekkeet ja luodaan siten pohja tehtäville mittauksille ja saatavien tulosten käsittelylle.

3.1 Piikarbidi

Piikarbidi on jaksollisen järjestelmän ryhmään IV kuuluvien hiilen (C) ja piin (Si) muodostama keraaminen yhdiste. Se on erittäin kovaa veteen liukenematonta mineraalia (kuva 13), jota esiintyy maapallolla hyvin pieniä määriä lähinnä meteoriittien mukana tullessa [43], löytäjänsä Ferdinand Henri Moissanin mukaan moissanitti-mineraalina. Lisäksi sitä on luontaisesti pieniä pitoisuuksia kimberliitti-mineraalissa [43]. Piikarbidi on siten harvinainen mineraali ja suuret määrät valmistetaan teollisesti. Piikarbidin valmistusmenetelmiä on kehitetty 50 -luvun lopulta alkaen ja nykyään niitä tunnetaan useita [44], [45]. Piikarbidi on alkujaan ollut teollisuuden raaka-ainetta ja sitä on käytetty pääasiassa suurta lujuutta ja hyvää lämmönjohtokykyä vaativiin sovelluksiin. Sitä on käytetty esimerkiksi hiomavälineissä ja autojen jarruissa [46].

Puolijohdeena piikarbidilla on kasvava merkitys ennen muuta korkean energia-aukon ja hyvän hyötysuhteen johdosta ja sen merkittävyys puolijohdeteollisuudessa piin rinnalla kasvaa alati. Väreledejä, transistoreja ja tehoelektroniikkakomponentteja valmistetaan kasvavissa määrin piikarbidista sen käyttökelpoisten fysikaalisten ominaisuuksien johdosta. Myös autoteollisuudessa piikarbidipohjainen tehoelektroniikka on edesauttanut monien järjestelmien kehitystyötä ja toimintaa [44], [46], [48]. Nykyään suuren kiinnostuksen kohteena on piikarbidiin käyttö korkean säteilyriskin ympäristössä, sillä sen on todettu sietävän hyvin ionisoivaa hiukkas- ja sähkömagneettista säteilyä varsinkin TID-

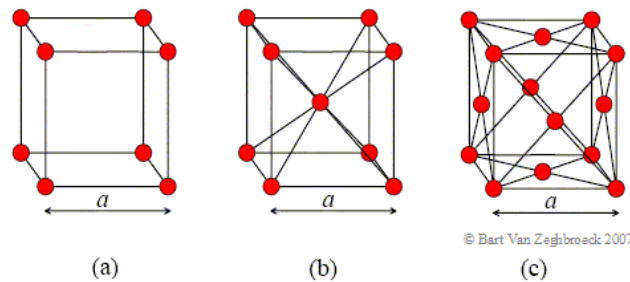


Kuva 13: Käsittelemätöntä kiteistä piikarbidia. Piikarbidi on harvinainen mineraali ja suurin osa valmistetaan siksi synteettisesti [47].

ilmiöiden tapauksessa. Myös vastakkaisia havaintoja on tehty, ja ne motivoivat osaltaan tätäkin työtä [49].

3.2 Rakenne, polymorfismit ja polytyypit

Kiteiset aineet piikarbidi mukaanlukien luokitellaan niiden alkeiskopin muodon mukaan. Alkeiskoppi on pienin kiteessä jatkuvasti toistuva kiderakenne ja koko kite voidaan muodostaa alkeiskopin rakennetta toistamalla. Näitä ns. Bravais-hiloja tunnetaan 14 kappaletta. Yleisimpiä hilatyypppejä esitellään kuvassa 14.

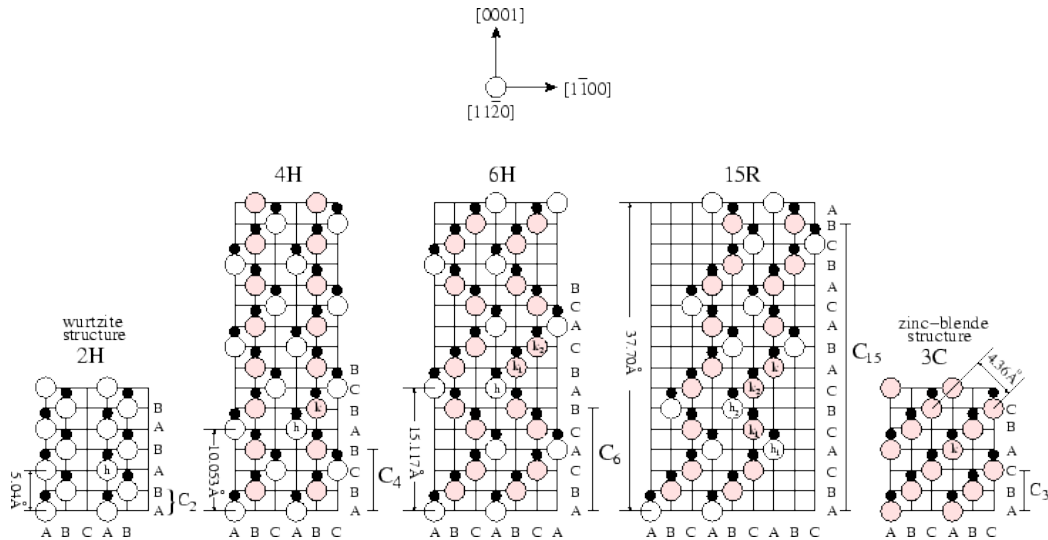


Kuva 14: 3 tyypillistä hilarakennetta. a) on kuutiollinen, b) tilakeskeinen ja c) pintakeskeinen. Pisteet ilmaisevat atomien paikat, viivat sidokset ja niiden suunnat [50].

Piikarbidin rakenteiden välillä on suurta vaihtelua, millä on vaikutusta sen fysikaalisiin ominaisuuksiin. Eri tyyppisiä piikarbidin muotoja eli polymorfismeja tunnetaan kaikkiaan yli 250 ja ne eroavat toisiltaan muun muassa sidospituuden, sidoslujouden, sidoksen avaruudellisen asettumisen ja sähkönjohtavuuden osalta [44].

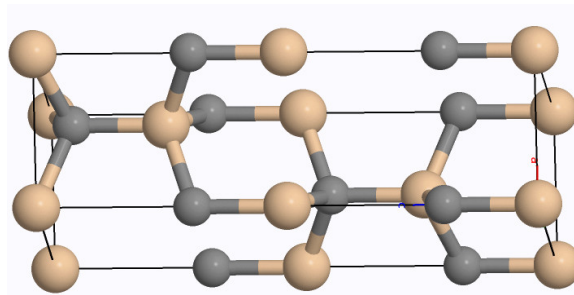
Polymorfit jaetaan amorfeihin ja polytyyppeihin. Amorfit eivät omaa tarkkaa kiderakennetta, poly-

tyypeillä puolestaan on säännöllinen kiderakenne. Polytyypeistä osaa hyödynnetään puolijohde-teollisuudessa ja näistä tavallisimmat ovat polytyypit 3H-SiC, 4H-SiC ja 6H-SiC. Polytyypit ovat muotoa xy -SiC, missä x on similaarisina toistuvien kaksoiskerrostojen määrä ja y viittaa alkeiskopin pakkautumiseen. Esimerkiksi H on heksagonaalinen, C kuutiollinen ja R romboedrinen. Eri polytyyppijä on esitetty kuvassa 15.



Kuva 15: Piikarbidin tavallisimmat polytyypit ovat Wurtsiitti-polytyyppi 2H, tässä työssä tarkasteltava 4H -polytyyppi, sekä 6H, 15R ja 3C. Fysikaaliset erot polytyyppien kesken voivat olla hyvin suuria [44], [51].

Tässä työssä huomio on 4H-SiC -polytyypissä, jossa kaksoiskerrokset toistuvat samanlaisina neljä kertaa toistuvan alkeiskopin ollessa heksagonaalisesti järjestynyt [45]. Alkeiskoppi on polytyypin pienin toistuva yksikkö ja sen konfiguraatiota merkitään A, B ja C. Tavallisimmat piikarbidin polytyypit on esitetty kuvassa 15. Alkeiskopin rakenne kertautuu täten koko polytyypissä siten, että kerrokset asettuvat samanlaisina toistensa päälle ja toistuvat ideaalitulanteessa muuttumattomina läpi rakenteen.



Kuva 16: Havainnekuva seostamattomasta ja säännöllisestä 4H-SiC-rakenteesta. Hiiliatomit on merkitty harmaalla, piiatomit vaaleankeltaisella [52].

Kuvassa 16 havainnollistetaan 4H-SiC -alkeiskopin heksagonaalinen hilarakenne. Hiiliatomit on merkitty kuvaan harmaalla, piiatomit vaaleanruskealla.

3.3 Piikarbidin fysikaaliset ominaisuudet

Laajasti käytettyyn piihin verrattuna piikarbidilla on puolijohteen monia etuja puolellaan. Merkittävä etu on useimmiten käytettävän polytyypin 4H-SiC:n energia-aukon koko 3,26 eV, joka on kolme kertaa suurempi piihin $E_g = 1,11$ eV verrattuna. Myös muiden kaupallisten polytyyppien energia-aukon arvot ovat piitä suurempia. Tällöin tarvitaan enemmän energiaa elektroni-aukkoparin synnyttämiseen, mistä johtuen piikarbidipohjaiset puolijohdet kestävät suurempia sähkökenttiä ja toimivat korkeammassa lämpötiloissa kuin esimerkiksi piipohjaiset diodit. Piikarbidin elektronien saturatationopeus on luokkaa 2×10^7 m/s, joka on noin kaksinkertainen verrattuna piihin [53], [54].

Taulukko 1: Eräiden tärkeiden puolijohdemateriaalien fysikaalisia ominaisuuksia [32], [55],[53].

Suure:	Si	GaAs	6H-SiC	4H-SiC	Yksikkö:
Energia-aukko, E_g	1,11	1,42	3,03	3,26	eV
Elektroniaffiniteetti, χ_e	4,05	4,07	3,3	3,7	eV
Lämmönjohtavuus, λ	1,5	0,55	4,9	3,7	$\text{Wm}^{-1}\text{cm}^{-2}$
Permittiivisyys, ϵ_s	11,7	12,9	9,66	9,7	Fcm^{-1}
Läpilyöntikenttä, E_{Break}	0,25	0,3	3,0	3,0	MVcm^{-1}
Varausten liikkuvuus, μ_n	1400	8500	800	900	$\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$
Aukkojen liikkuvuus, μ_p	470	400	320	120	$\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$

Piikarbidin lämmönjohtokerroin on sekin noin kolminkertainen piin vastaavaan nähden, mikä lisää piikarbidin käytettävyyttä korkean lämpötilan toimintaympäristöissä [7], [53]. Suuresta sähkökentästä seuraa kapeampi tyhjennysalue W ja toisaalta nopea kytkeytyminen eli lyhyt kytkeytymisaika ja taajuusvaste, joka tekee piikarbidikomponenteista erinomaisia suurtaajuus- ja tehoelektroniikkasovelluksiin, mitä puoltaa myös matala kytkeytymisjännite ja siten pienemmät tehohäviöt myötäsuunnassa [53]. Tavallisimpien puolijohdeiden fysikaalisia ominaisuuksia on esitelty taulukossa 1. Polytyyppi 6H-SiC on myös mukana vertailun vuoksi.

3.4 Defektit ja epäpuhtaudet piikarbidissa

Koska SiC tuotetaan valtaosin synteettisesti, syntyvät vauriot pääsääntöisesti valmistusprosessin aikana ja niiden laatu riippuu käytetystä prosessista. Saman tyyppisiä vaurioita syntyy myös piikarbidin altistuessa säteilylle (katso kappale 2.6) [44].

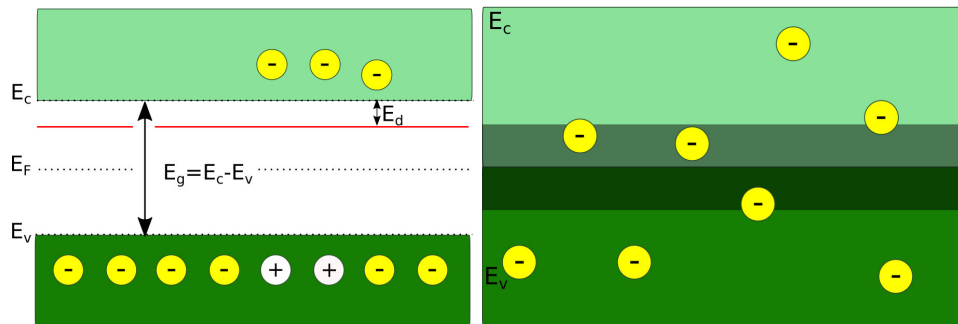
Vauriot jaetaan neljään ryhmään, joita ovat piste, viiva- ja tasovirheet sekä näiden yhdistelmät [56]. Pistevirheitä ovat mm. vakanssit ja välisija-atomit, joista ensimmäisessä on hila-atomien paikalla aukko, jälkimmäisessä atomi on puolestaan hila-atomien välissä ylimääräisenä. Frenkelin parissa tyhjä vakanssi ja sen synnyttämä atomi muodostavat hila-vakanssiparin (näiden muodostumisesta

säteilyaltistuksen yhteydessä kappaleessa 2.8) [56]. Muita virheitä ovat särmä-, viiva-, ja ruuvityyppiset virheet. Särmätyyppiset virheet syntyvät, jos hilatasojen väliin syntyy ylimääräinen hilataso, joka vääntää lähellä olevien tasojen geometriaa. Ruuvityyppiset dislokaatiot ovat kierteisesti pakkautuneita kideitasoja ja esimerkiksi mikroputket ovat seurausta tästä kidevirheestä. Mikroputkilla on puolijohteen toimintaa laskeva vaikutus. Ne on yhdistetty kasvaneeseen vuotovirtaan ja komponentin ennenaikaiseen hajoamiseen [44].

3.5 Metalli ja puolijohde - yleisiä periaatteita

Johtavuusominaisuuksiltaan johteen ja eristeen väliin asettuvaa materiaalia sanotaan puolijohdeeksi. Puolijohdeessa varaukset eivät liiku vapaasti kuten johteessa vaan niiden on ylitettävä energiakynnys, mikä tapahtuu lämmön, valon, sähkökentän tai seostuksen (ks. seuraava kappale) avulla. Varausta puolijohdeessa kuljettavat elektronit ja aukot, joiden jakautumista ja energioita kuvataan usein energiaväistä koostuvalla vyömallilla.

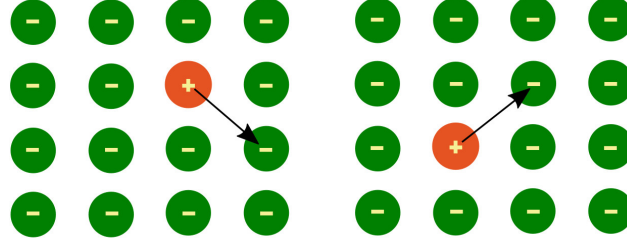
Puolijohteen energiaväitä ja niille asettuvia varauksia on havainnollistettu kuvassa 17, johon on myös merkitty vertailun vuoksi metallin energiatasokaavio. Kuvassa alempi vyö valenssienergiaan E_V asti on valenssivyö ja energiasta E_C alkaen puhutaan johtavuusvyöstä. Näiden energioiden erotusta $E_C - E_V$ sanotaan energia-aukoksi E_g , jonka keskellä E_F ilmaisee Fermi-vyön, jonka alapuolella ovat sidottuna kaikki energian $E \leq E_V$ omaavat elektronit. Tullakseen varauksenkuljettajaksi, on elektronilla siten oltava vähintään energia $E = E_V + E_g$, jolloin sille pätee $E \geq E_C$ ja se voi liikkua vapaasti materiaalissa varauksenkuljettajana - esimerkiksi 4H-SiC:ssä elektronin on johtavuusvyölle noustakseen ylitettävä energia $E_g = 3,26$ eV (ks. taulukko 1).



Kuva 17: Havainnollistus puolijohteen energia-aukosta joka kuvastaa sitä energia-eroa, joka hiukkasen on saatava irrotakseen valenssivyöltä johtavuusvyölle. Kuvassa kaksi elektronia (negatiivinen varaus) on noussut johtavuusvyölle. Oikealla vastaavasti metallin energiatasokaavio, jossa tummalla merkitty tasojen lomittuminen. Elektronien ei tarvitse johtavuusvyölle siirtyessään ylitää energia-aukkoa. Fermitaso on tässäkin tapauksessa jossain energioiden E_V ja E_C rajapinnassa. Kuvat luotu mukaillen lähteitä [32], [33].

Elektronin noustua johtavuusvyölle, jää valenssivyölle positiivinen varaus $+q$ (kuva 17), joka tulkitaan puolijohdefysiikassa aukoksi. Elektronin rekombinoituessa eli yhdistyessä aukon kanssa, voidaan

tämän ajatella siirtyvän siihen, missä elektroni aiemmin sijaitsi (kuva 18). Aukko liikkuu siten puolijohdemateriaalissa kuten elektroni, mutta aukon "liike" tapahtuu valenssivyöllä ja siitä erkaantuneen elektronin johtavuusvyöllä [33].



Kuva 18: Kuvassa + -merkkinen aukko jonka elektroni voi täyttää. Kuvan nuolet osoittavat elektronin (kuva a) ja aukon (kuva b) liikkeen. Aukon voi ajatella $+q$ merkkiseksi varaukseksi, joka siirtyy nuoliin nähden vastakkaiseen suuntaan.

Hiukkasten jakaumat ja määrät johtavuus- ja valenssivyöllä määräytyvät elektronien ja aukkojen tapauksessa Fermi-Dirac -statistiikalla: Elektronin spin on $\pm 1/2$ ja siten yhdellä tilalla voi olla kerrallaan vain kaksi elektronia (tai aukkoa) eri spinein. Varauksenkuljettajien todennäköisyyttä sijaita tietyllä lämpötilalla T tietyllä energiatilalla E kuvaa Fermi-Dirac -todennäköisyysjakauma

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp \frac{E - E_F}{k_b T}} \approx \exp \left(\frac{E_F - E}{k_b T} \right) \quad (10)$$

missä E on fermionin energia, $k_b = 1,38064852 \text{ JK}^{-1}$ Boltzmannin vakio, T on absoluuttinen lämpötila ilmaistuna Kelvineinä [K] [32]. Käytännössä $E \gg E_F$ ja $E - E_F \gg k_b T$, ja tällöin todennäköisyys 10 voidaan kirjoittaa Boltzmann -approksimaationa, minkä ilmaisee yhtälön 10 oikea puoli [32]. Fermi-energia on siten energia, jonka alapuolella ovat kaikki systeemin elektronien energiatilat, kun $T=0 \text{ K}$. Lämpötilan kasvaessa alkaa puolijohteeseen syntyä elektroni-aukkopareja ja vapaana olevat tilat johtavuusvyöllä alkavat täyttyä (kuva 17).

Seostamattoman puolijohteen Fermi-energian fermitaso E_F sijaitsee johtavuus- ja valenssivöiden puolivälissä ts. $E_F = (E_C - E_V)/2$ jolloin aukkojen p ja elektronien n määrälle pätee $n=p$ ja niiden tulolle yhtälö

$$n_i^2 = np = N_C N_V \exp \left(\frac{-E_g}{k_b T} \right) \quad (11)$$

missä n_i^2 vastaa elektronien ja aukkojen kokonaiskonsentraatiota, N_C johtavuustilojen tiheyttä ja N_V valenssitulojen tiheyttä [32].

Muodostettaessa metallin ja puolijohteen välille liitos (ks. kappale 3.7), on huomioitava myös metallisidoksessa olevat elektronit. Vain osa metallin elektroneista on sitoutuneena atomiin ja loput liikkuvat vapaasti positiivisesti varautuneiden metalli-ionien välissä muodostaen ns. "elektronien meren". Metallisidoksessa toistensa lähellä olevien atomien energiavyöt lomittuvat (kuva 17) ja

energiaerolle voidaan kirjoittaa

$$E_C - E_V = 0 \quad (12)$$

jolloin kielletyn energiavyön energia $E_g=0$. Metallien uloimmalla kuorella on vajaa miehitys, joten täyden miehityksen saavuttaakseen metallissa on oltava vapaasti liikkuvia elektroneja [32], [55].

Käytännössä metallihilassa elektronit ovat siten delokalisoituneet ja rakenteella on aina vapaita varauksenkuljettajia huoneenlämmössä, eikä näiden elektronien tarvitse ylittää energia-aukkoa. Energiatasojen lomittumisesta voi siten päätellä, että valenssivyölläkin on elektroneja, jotka voivat liikkua metallissa ja toimia varauksenkuljettajina [32]. Metallipuolen fermivyön $E_{F,m}$ ja vakuumienergian E_{vac} välinen erotus

$$\phi_m = E_{vac} - E_{F,m} \quad (13)$$

vastaa elektronin irrotustyötä. Tämän energia metallin sidoselektronin on metallisidoksesta irrotukseen vähintään saatava [32].

3.6 Seostettu puolijohde

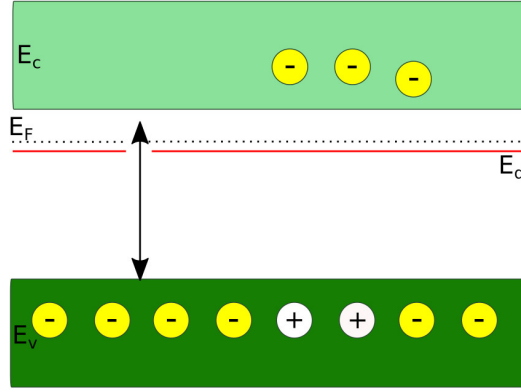
Puolijohteen johtavuutta saadaan parannettua seostamisella. Seostuksessa puolijohdeeseen lisätään materiaalia, joka kasvattaa puolijohteen johtavuuselektronien- tai aukkojen määrää. Tällöin puolijohteen aukkojen ja elektronien määrien erotus saadaan eroamaan nolasta ja riippuen seostuksen tyypistä, saadaan kasvatettua joko aukkojen tai elektronien määrää [33]. Seostettaessa puolijohteen elektronikonfiguraatio muuttuu siirtäen puolijohteen fermitasoa joko energeettisesti ylemmäs tai alemmas riippuen siitä, lisääntyykö puolijohdeeseen elektroneja vaiko aukkoja [32].

Seostukseen käytetään yleisimmin ryhmien III ja V alkuaineita, sillä näiden ryhmien alkuaineiden uloimmalla elektronikuorella on joko yhden elektronin vajaus ($+q$) tai ylimäärä $-q$ puolijohdeina useimmiten käytettyjen ryhmän IV alkuaineisiin nähden. Seostus voi olla joko p tai n -tyyppistä riippuen siitä, kumman ryhmän aineita käytetään. Puolijohdeissa seostamiseen käytetään useimmiten booria, alumiinia tai galliumia ja myös pääryhmäessä III alempana olevia alkuaineita [33].

Ryhmän IV atomien (kuten hiili ja pii) muodostamaan hilarakenteeseen lisätty fosfori esimerkiksi muodostaa sidoksen neljällä uloimmalla elektronillaan, jolloin se pystyy sitomaan neljä lähintä piiatomia. Viides elektroni puolestaan siirtyy varauksenkuljettajaksi johtavuusvyölle jättämättä aukkoa jälkeensä (kuva 19). Sama periaate toimii aukkojen kanssa, jolloin seosaineeksi lisätty boori ottaa vastaan sidoselektronin synnyttäen aukkoja puolijohdeeseen (p -tyypin puolijohde). Piikarbidipohjaisissa Schottky-diodeissa käytetään seostukseen lähinnä tyyppiä (n -tyypin seostus) [53], [57].

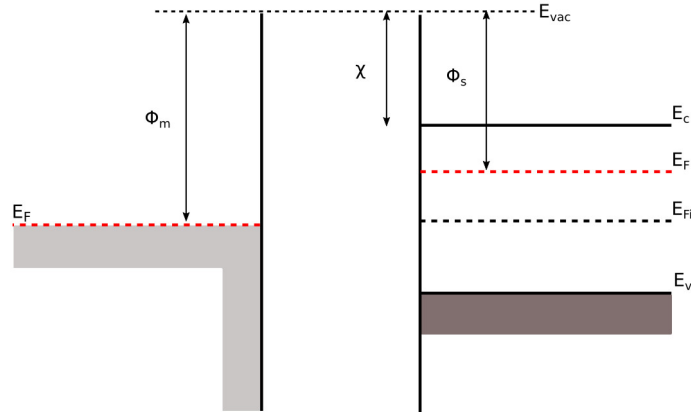
3.7 Metallipuolijohdeliitos

Kun metalli ja n -tyypin puolijohde tuodaan kontaktiin keskenään, saadaan metallipuolijohdeliitos. Tällöin kontaktin synnyttyä molempien puolien fermienergiat asettuvat samalle tasolle termisen tasa-



Kuva 19: Seostetun puolijohteen johtavuusvyön lähelle syntyy donori- eli luovutusvyö, jolta seostusatomien elektronit voivat hyvin pienellä energiaerolla $E_c - E_d$ nousta johtavuusvyölle varauksenkuljettajiksi. Fermi-energia on siirtynyt seostuksen johdosta korkeammalle energiatasolle. Kaksi elektronia on noussut valenssivyöltä, kolmas kuvaa donorivyöltä noussutta elektronia [33].

painon myötä ja elektronikonfiguraatiossa tapahtuu uudelleenjärjestymisen [33]. Ideaalinen metalli-puolijohdeliitos ennen kontaktia on esitetty kuvassa 20. Kuvasta on luettavissa elektroniaffiniteetin suuruus sekä ero fermienergioiden suuruudessa. Ennen kontaktin muodostumista metallipuolen fermienergia E_F on korkeampi, lisäksi valenssivyö E_V ja johtavuusvyö E_C ovat vakioita.



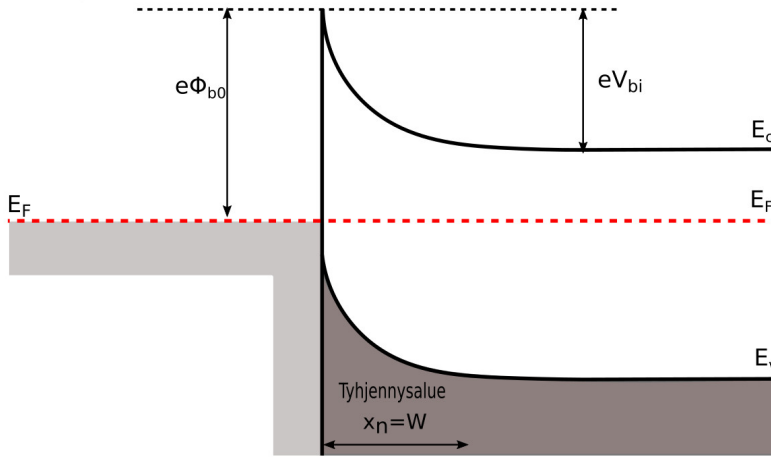
Kuva 20: Periaatekuva metalli-puolijohdeliitoksen toiminnasta ennen Schottky-kontaktin muodostumista. Kuvassa vasemmalla puolella on metallipuoli, oikealla puolijohde. E_F ilmaisee puolijohteen fermitason, E_V valenssitason ja E_C on johtavuusvyön, jolle varauksenkuljettajien tulisi nousta virran muodostumiseksi. Ylin katkoviiva osoittaa vakuumienergian E_{vac} . Metallipuolella ei esitetä valenssia eikä johtavuusvyötä, koska ne ovat käytännössä päällekkäin. Kuva luotu mukailien lähteitä [32], [55].

Irrotustyö sekä metallille (ϕ_m , yhtälö 13) että puolijohteelle (ϕ_s) määriteltiin energiana, joka tarvitaan elektronin irrottamiseen sidoksesta vapaaksi fermi-energiasta vakuumiin [53]. Koska puolijohteen fermi-energialla ei metallin tapaan ole vapaita elektroneja, on irrotustyössä ϕ_s huomioitava elektroni-

affiniteetti $\chi = E_{vac} - E_C$ ja kirjoitettava sen avulla

$$\phi_s = \chi + \frac{E_C - E_{F_s}}{q}, \quad (14)$$

missä E_{F_s} on puolijohteen fermienergia. Määritelmä puolijohteelle on erilainen, koska puolijohteen Fermitasolla ei välttämättä ole elektroneja [32], [33], [53]. Irrotustyön ϕ_m (lauseke (13)) ja puolijohdepuolen irrotustyön ϕ_s suuruudet ennen kontaktia on havainnollistettu kuvassa 20, mistä voidaan havaita irrotustyölle pätevän $\phi_m > \phi_s$ ja siten puolijohteen elektronit irtoavat hilasta helpommin kuin metallipuolen [55].



Kuva 21: Periaatekuva metalli-puolijohdeliitoksen toiminnasta kontaktin muodostumisen jälkeen. Kuvassa vasemmalla puolella on metallipuoli, oikealla puolijohde. Fermipinnat ovat tasoittuneet termisen elektroniemission ja siitä seuranneen termisen tasapainon johdosta. Mudostuneen tyhjennysalueen W alueella voidaan energiat (ja myös potentiaalit, sillä $E = q\phi$) taipuvat ylös (p -tyypin puolijohde) alas, mikä johtuu pintatilojen syntymisestä liitokseen [55]. Ideaalisen Schottky-kynnyksen ϕ_{b0} korkeus riippuu käytetystä metalli- ja puolijohdemateriaalista. Kuva luotu mukailien lähteitä [32], [55].

Kuvassa 21 metallipuoli on saatettu kontaktiin puolijohdepuolen kanssa, jolloin sen elektronit siirtyvät liitoksen yli metallipuolelle täyttäen siellä vapaana olevia alempia energiatiloja, jolloin fermienergiat puolittain tasoittuvat ja seuraa terminen tasapaino. Puolijohdeelta siirtyneet elektronit tuottavat n -puolelle elektronivajauksen ja positiivisen varauksen ja metallipuolelle negatiivisen, jolloin liitosalueelle syntyy varausjakauman seurauksena sähkökenttä [55].

Jos oletetaan syntyneen varausjakauman liitoksessa olevan homogeeninen, saadaan sille puolijohdepuolella olevan varaustiheyden $\rho = qN_d$ -avulla kirjoitettua differentiaaliyhtälö

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon_s} \quad (15)$$

missä ϵ_s on puolijohteen permittiivisyys ja N_d donorikonsentraatio. Integroitaessa homogeeniseksi oletetun varaustiheyden yli, saadaan

$$\int_{x_0}^{x_n} \frac{\rho}{\epsilon_s} dx = \frac{\rho}{\epsilon_s} (x_n - x_0) = \frac{qN_d}{\epsilon_s} (x_n - x_0),$$

jolloin puolijohteeseen syntynyt sähkökenttä on muotoa

$$E = \frac{qN_d}{\epsilon_s} (x_n - x_0) \quad (16)$$

joka kuvaa lineaarisesti muuttuvaa sähkökenttää metallipuolen rajapinnasta x_0 puolijohteen rajapintaan x_n [32]. Varausten jakautumisen ja sähkökentän synnyn myötä rajapintaan muodostuu tyhjennysalue W , joka vastaa sähkökentän leveyttä riippuu donoritiheydestä N_d :stä ja ns. biasointijännitteestä V_{bias} (kuva 22), josta tarkemmin seuraavassa kappaleessa. Tyhjennysalueelle pätee

$$W = x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_s(V_{bi} - V_{bias})}{qN_d}} \quad (17)$$

mistä nähdään tyhjennysalueen leveyden riippuvan sekä donorikonsentraatiosta että biasointijännitteestä. Samoin havaitaan, etteivät johtavuus- ja valenssitasot ole enää vakiota tyhjennysalueella, vaan niiden arvot kasvavat liitoskohtaa lähestyttäessä. Tässä vaiheessa liitokseen muodostuu potentiaali ϕ_{b0} , jota sanotaan ideaaliseksi Schottky-kynnykseksi. Se on yksi keskeisistä metalli-puolijohde-liitosta kuvaavista parametreista ja sille voidaan kirjoittaa

$$\phi_{b0} = \phi_m - \chi \quad (18)$$

josta nähdään potentiaalın riippuvan sekä metallin irrotustyöstä ϕ_m että puolijohdepuolen elektroni-affiniteetista χ_e . Schottky-kynnys kuvaa metallipuolen elektronien näkemää potentiaalia [32], [53]. Tässä vaiheessa voidaan määritellä liitoksen ominaisuuksien kannalta oleellinen parametri, ns. built-in potentiaali V_{bi} , joka saadaan kuvan 21 merkinnöin vähentämällä johtavuus- ja fermivyön välinen potentiaaliero

$$\phi_n = \frac{E_C - E_F}{q} \quad (19)$$

Schottky-kynnyksen korkeudesta

$$V_{bi} = \phi_{b0} - \phi_n = \phi_m - \chi_e - \frac{E_C - E_F}{q} = \phi_m - \phi_s \quad (20)$$

josta nähdään V_{bi} :n vastaavan lopulta irrotustöiden erotusta.

Tämän potentiaalın kokevat metallipuolen elektronit yrittäessään siirtyä puolijohdepuolelle [32]. Soveltaen edeltävässä kappaleessa todettua ϕ_{n0} :n riippuvuutta donorikonsentraatiosta N_d ja lämpötilasta T , saadaan lauseke (20) muotoon

$$V_{bi} = \phi_{b0} - \frac{k_b T}{q} \ln \frac{N_c}{N_d} \quad (21)$$

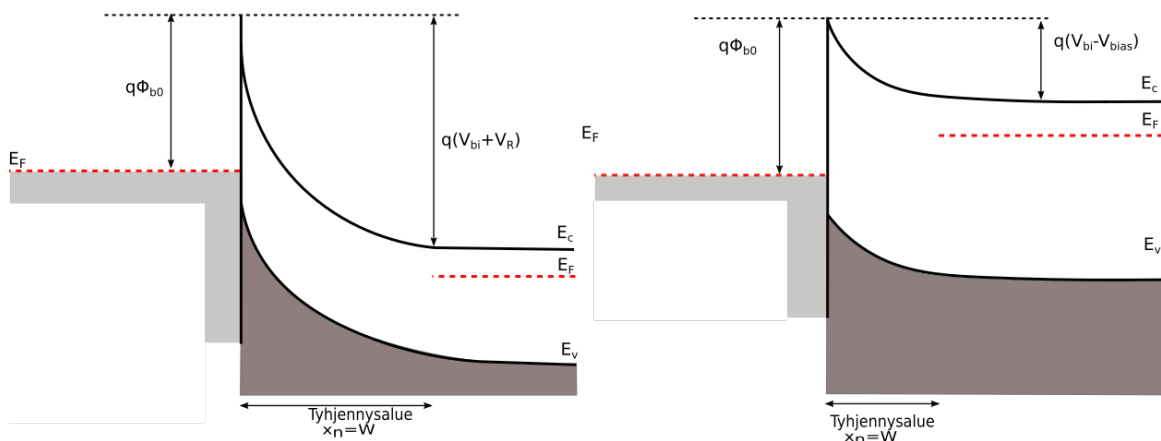
missä N_C on johtavuusvyön tilatiheys [32]. V_{bi} riippuu siten donoritiheydestä, lämpötilasta ja Schottky-kynnyksen korkeudesta.

Kun diodi biasoidaan eli kytketään jännitteeseen V_{bias} , päästään kuvan 22 esittämään tilanteeseen ja havaitaan muutokset valenssi-, fermi-, ja johtavuusvöiden energioissa. V_{bi} kasvaa nyt biasjännitteen verran, ja tälle voidaan kirjoittaa

$$V'_{bi} = (V_{bi} + V_{bias}). \quad (22)$$

Biasoinnin suunta vaikuttaa Schottky-liitoksen varauksenkuljettajien liikkeeseen jolloin estosuuntaan biasoitaessa voidaan havaita tyhjennysalueen leveneminen, biasointijännitteen vaikuttaessa liitoksen varausjakaumaan. Kuvasta 22 nähdään energiavöiden alenema ja potentiaalivallin kasvu. Tässä tilanteessa diodi ei juuri johda, sillä puolijohteen varauksenkuljettajat eivät pysty ylittämään kynnystä V'_{bi} ja diodi käyttäytyy tällöin eristeen tavoin [32], [33].

Myötäsuuntaisesti biasoidessa energiavyöt nousevat ylemmäs ja V'_{bi} on pieni. Tällöin johtavuus- ja valenssivöiden energiat kasvavat, kynnyksen ylittävien elektronien määrä kasvaa ja diodi alkaa johtaa virran kasvaessa voimakkaasti (virrasta lisää kpl. 3.10) [32].



Kuva 22: Kuvassa a) kuvassa metalli-puolijohdeliitos estosuuntaan biasoituna: ideaalinen kynnyshkorkeus pysyy samana, mutta johtavuus- ja valenssivöiden energiatasot madaltuvat ja fermienergian taso puolijohdepuolella madaltuu. Myötäsuuntaan (kuva b) biasoituna käy päinvastoin, jolloin kaikki n -puolen vyöt nousevat korkeammalle ja puolijohteen elektronit pääsevät helposti kynnyksen yli. Kuva mukailen [32] ja [33].

3.8 Reaalinen metalli-puolijohdeliitos

Todellisessa metalli-puolijohdeliitoksessa on Schottky-kynnyksen korkeutta muuttavia tekijöitä. Näitä ovat esimerkiksi kuvavarauksen eli Schottky-efekti ja puolijohdemateriaalin metallinpuoleiseen reunaan muodostuvat pintatilat tai pintavarauksalueet, jotka ovat seurausta kiderakenteen epäsäännöllisyyksistä materiaalin reuna-alueilla [32]. Schottky-efektissä on kyse tilanteesta, jossa liitoksen metallipuoli vaikuttaa Schottky-kynnyksen korkeuteen [32], [55].

Metalli-puolijohdeliitoksen metallikomponentista irtoavat elektronit synnyttävät metalli-puolijohde-

liitokseen positiivisen varauksen metallin puolelle, mikä ilmenee biasoidussa Schottky-liitoksessa Schottky-kynnyksen alenemana [55]. Metallipuoleen syntynyt varaus $-q$ on kuvavarauus ja sen avulla voidaan muodostaa metallin ja puolijohteen elektronien välille Coulombista voimaa kuvaava lauseke

$$F = -\frac{q_m q_s}{4\pi\epsilon_s(2x)^2} = -\frac{q_m q_s}{16\pi\epsilon_s x^2} \quad (23)$$

missä x on etäisyys varausten välillä ja missä kerroin 2 tulee kuvavarausoletuksesta eli siitä, että täsmälleen $2x$:n päässä puolijohteen elektronista on metallipuolella positiivinen varaus. Varausten alaindeksit s ja m viittaavat puolijohteeseen ja metalliin. Integroimalla yhtälö (23) jostain pisteestä x äärettömän kauas, painuu lausekkeen raja-arvo nolliin, jolloin saadaan kuvapotentialin lausekkeeksi

$$\phi(x) = -\frac{q}{16\pi\epsilon_s x} \quad (24)$$

ja missä on käytetty tietoa $\phi(x) = Eq^{-1}$ ja että $q_m = q_s = q$, antaa lineaariseen sähkökenttään yhdistettynä tuloksen

$$-\phi(x) = -\frac{q}{16\pi\epsilon_s x} - Ex. \quad (25)$$

Potentiaalın derivaatan nollakohta antaa pisteen, jossa yhtälön (25) mukainen potentiaali saa maksiminsa. Derivoituna x :n suhteen yhtälöstä (25) saadaan

$$\frac{q}{16\pi\epsilon_s x^2} - E = 0,$$

jolloin x tästä yhtälöstä voidaan lausua muodossa

$$x_m = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{q}{\pi\epsilon_s E}}, \quad (26)$$

mikä ilmaisee etäisyyden metallipuolen reunasta pisteeseen, jossa Schottky-kynnys saavuttaa maksimikorkeuden. Tilanne verrattuna ideaalitalanteeseen on esitetty kuvassa 23,

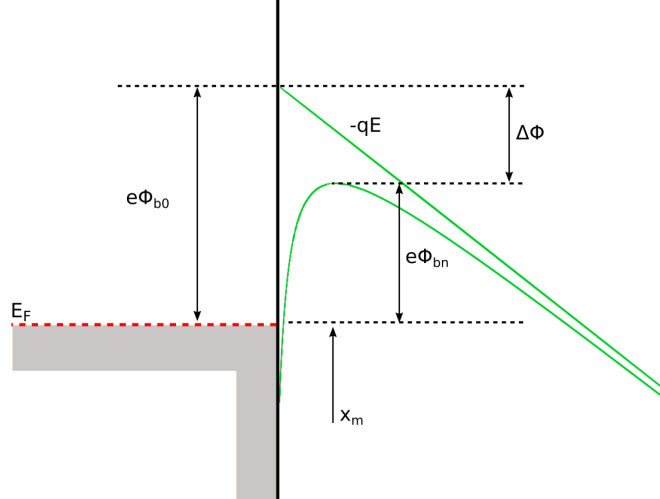
missä ϕ_{b0} on ideaalinen Schottky-kynnys, ja $\Delta\phi_{bn}$ on Schottky-efektin tuottaman coulombisen potentiaalın aiheuttama alenema. Schottky-efekti saadaan laskemalla potentiaalien erotus kohdassa x_m . Tälle tulokselle voidaan kirjoittaa

$$\Delta\phi_{b0} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{qE}{\pi\epsilon_s}} \quad (27)$$

ja huomataan kynnyksen aleneman riippuvan vain liitoksen sähkökentästä E ja sitä kautta diodin biasointijännitteestä. Suurella estosuuntaisella biasointijännitteellä Schottky-efektin vaikutus onkin suhteellisen merkittävä [32], [55], [53].

3.9 Liitoskapasitanssi

Koska tähän mennessä tiedetään, että Schottky-diodin metalli-puolijohdeliitokseen muodostuu varausjakauma ja siten tyhjennysalue $x_n = W$ joka ilmaisee negatiivisesti ja positiivisesti varautuneiden ionien täyttämän alueen pituuden liitosalueella, syntyy metalli-puolijohdeliitokseen kapasitanssi



Kuva 23: Metalli-puolijohdeliitoksessa havaitaan metallista irronneiden varauksen tuottaman sähkökentän aiheuttama Schottky -kynnyksen alenema $\Delta\phi$. Vihreät kuvaajat ilmaisevat ylhäältä lukien lineaarisen sähkökentän ja yhtälön 23 ilmaiseman kuvavarauksen muokkaaman sähkökentän, jonka derivaatan maksimi pisteessä x_m määrää vallin korkeuden. Kuva luotu mukailien lähdettä [32].

syntyneen varauksen Q johdosta. Varaukselle voidaan siten kirjoittaa donorikonsentraation N_d avulla lauseke

$$Q = CV_r = qN_dx_n, \quad (28)$$

missä q alkeisvaraus ja $V_{bias,r}$ estosuuntainen biasjännite. Jaettaessa edellinen liitoksen pinta-alalla A_d , missä d viittaa diodiin, saadaan vastaavasti yksikkökapasitanssi C' ja mikäli estojännite nyt muuttuu $dV_{bias,r}$:n verran, muuttuu myös varaus. Varauksen muutoksen suhde jännitteen muutokseen vastaa yksikkökapasitanssia C' , jolle voidaan edellinen lauseke kirjoittaa muodossa

$$C' = \frac{dQ}{dV_{bias,r}} = qN_d \frac{dx_n}{dV_{bias,r}}, \quad (29)$$

missä yksiköksi saadaan F/m^2 , eli yksikkökapasitanssi ilmaisee siten kapasitanssin pinta-alaa kohden.

Yksikkökapasitanssin lausekkeen nähdään riippuvan tyhjennysalueen pituuden muutoksesta jännitteen muutoksen funktiona. Edellisessä kappaleessa johdettiin lauseke sähkökentälle ja sen avulla tyhjennysalueen leveydelle. Mikäli nyt derivoidaan yhtälöä (17), saadaan

$$\frac{dx_n}{dV} = \frac{\epsilon_s}{eN_d} \sqrt{\frac{eN_d}{2\epsilon_s(V_{bi} - V_{bias,r})}}, \quad (30)$$

missä ϵ_s on puolijohteen permittiivisyys ja V_{bi} taas built-in -potentiaali. Yhdistämällä nyt saatu lauseke kapasitanssin lausekkeeseen, saadaan se lausuttua estosuuntaisen bias-jännitteen funktiona.

$$C' = \frac{dQ}{dV_{bias,r}} = qN_d \frac{\epsilon_s}{qN_d} \sqrt{\frac{qN_d}{2\epsilon_s(V_{bi} - V_{bias,r})}} = \sqrt{\frac{\epsilon_s^2 q N_d}{2\epsilon_s(V_{bi} - V_{bias,r})}}$$

jolloin liitoskapasitanssille pinta-alaa kohti saadaan kaikki termit neliöjuuren alle yhdistämällä lauseke

$$C' = \sqrt{\frac{\epsilon_s q N_d}{2(V_{bi} - V_{bias,r})}}, \quad (31)$$

mistä voidaan nähdä C' :n riippuvan suoraan neliöjuureen verrannollisesti seostustiheydestä N_d ja kääntäen neliöjuureen verrannollisesti estosuuntaisesta bias-jännitteestä $V_{bias,r}$. Liitoskapasitanssin ja kapasitanssin välinen yhteys saadaan lausekkeesta

$$C = A_d C' \quad (32)$$

missä A_d on diodin edelleen metalli-puolijohdeliitoksen poikkipinta-ala tai aktiivinen pinta-ala [32].

3.10 Varausten liike, virta ja virrantiheys

Aiemmissä kappaleissa käsiteltiin varauksia lähinnä jännitteen ja kapasitanssin kautta sekä biasoimattomassa että biasoidussa tapauksessa ja todettiin aukkojen ja elektronien liikkuvan, kun ne ovat johtavuus- ja valenssivöillä. Varausten liiketapa riippuu siitä, onko diodi biasoitu vai ei. Puoli-johteessa sekä aukot että elektronit liikkuvat pääasiassa termisesti, diffundoitumalla ja ajautumalla. Varsinaisista liiketyypeistä terminen liike on varausten lämpöliikettä, jolloin niiden keskimääräisen lämpöliikkeen avulla voidaan ilmaista terminen nopeus

$$v_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad (33)$$

mikä saadaan statistisen fysiikan ja varausten keskimääräisen energian avulla [58]. Lausekkeessa T on lämpötila, m varauksenkuljettajan massa ja k_b Boltzmannin vakio. Ilman sähkökentän vaikutusta terminen liike on satunnaista ja varausten nettoliike nolla. Varausten terminen liike ilmeneekin pääosin kohinana, mutta ei virtana [32], [33].

Diffuusio on elektronien ja aukkojen konsentraatioeroista johtuvaa liikettä, joka johtaa konsentraatioerojen tasoittumiseen. Diffuusiovirta riippuu diffuusiovakion D_{dif} kautta konsentraatioiden n ja p muutoksista kuljettua matkaa x kohden ja tälle pätee

$$J_{dif} = q \left(D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx} \right) \quad (34)$$

missä D on diffuusiokerroin ja alaindeksi ilmaisee, ovatko kyseessä aukot p vai elektronit n .

Ajautuminen on puolijohteeseen synnytetyn sähkökentän aiheuttamaa liikettä, missä hiukkanen saa ajautumisnopeuden v_{drf} joka riippuu varauksen massasta ja sähkökentästä E yhtälön

$$v_{drf} = \frac{qE\tau}{m} = \mu E \quad (35)$$

mukaisesti, missä τ on törmäysten välinen keskimääräinen aika ja μ on tärkeä varauksen liikkuvuudeksi kutsuttava parametri. Se ilmaisee, miten helposti varaukset etenevät eri puolijohdemateriaaleissa. Liikkuvuudet ovat materiaaliikohtaisia vakioita ja niitä on listattu taulukkoon 1. Sekä τ että μ riippuvat liikkuvan varauksen törmäyksistä puolijohdemateriaalin atomien että siihen lisättyjen seosatomien kanssa. Varausten liike ei siten ole suoraviivaista, vaan törmäyksiensä seurauksena mutkittelevaa johtuen sekä hila-atomien että siihen lisättyjen seosatomien vaikutuksista keskimääräiseen aikaan ja liikkuvuuteen. Näille pätee

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{seos}} + \frac{1}{\tau_{hila}} \quad (36)$$

ja

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{seos}} + \frac{1}{\mu_{hila}}. \quad (37)$$

Vaikka varausten liike on mutkittelevaa, aiheuttaa sähkökenttä niille nettoliikkeen joko kentän suuntaisesti tai sitä vasten varauksen merkistä riippuen. Lausekkeen 35 avulla saadaan lausuttua nettoliikettä kuvaava ajautumavirta J_{drf} . Se riippuu varausten ja aukkojen liikkuvuuksista μ_n ja μ_p sekä varauksenkuljettajien lukumäärästä n ja p sekä tietenkin sähkökentästä. Edellisten avulla saadaan ajautumavirralle yhtälö

$$J_{drf} = q(\mu_n n + \mu_p p)E, \quad (38)$$

missä E on sähkökenttä [32].

3.10.1 Terminen elektroniemissio

Schottky-liitosta kuvaavat virtayhtälöt johdetaan yleensä termisen elektroniemission avulla. Elektroniemissiossa varaukset ovat lämpöliikkeen johdosta saaneet energian, joka riittää Schottky-kynnyksen ϕ_{bn} ylittämiseen, missä bn viittaa nyt ja tästä edespäin reaaliseseen Schottky-kynnykseen. Oletuksena varauksien liikkeelle rajapinnan yli on lisäksi, että liitoksessa Schottky-kynnyksen korkeus on paljon suurempi kuin tulo $k_b T$ ja että termisesti virittyneiden elektronien muodostama virta on dominoivampi ajautumis- ja diffuusiovirtaan nähden [33], [55]. Tällöin on siis voimassa $q\phi_{Bn} \gg k_b T$, missä k_b on Boltzmannin vakio ja T absoluuttinen lämpötila. Koska terminen tasa-paino on oletettu, voidaan virrantiheyksiä pitää yhtä suurina mutta vastakkaisina, eli $-J_{m,s} = J_{s,m}$, missä alaindeksit viittaavat suuntiin metallilta puolijohteelle ja päin vastoin. Virrantiheydelle metalli-puolijohdeliitoksessa on mahdollista johtaa lauseke

$$J_{s,m} = \frac{4\pi q m_{eff} k_b^2}{h^3} T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{bn}}{k_b T}\right) \exp\left(-\frac{qV_{bias}}{k_b T} - 1\right), \quad (39)$$

missä alkuosan termit kirjoitetaan usein Richardsonin vakion

$$A^* = \frac{4\pi q m_{eff} k_b^2}{h^3} \quad (40)$$

avulla. Lausekkeessa q on alkeisvaraus, k_b Boltzmanin vakio ja m_{eff} on tarkasteltavan hiukkasen efektiivinen massa ja lisäksi h Planckin vakio ja ϕ_{bn} reaalin Schottky-kynnys [32], (lausekkeen johto esim. [55]). Virrantiheyden lausekkeen avulla on helppo määrätä lauseke varsinaiselle virralle kunhan tiedetään diodin aktiivinen pinta-ala A_d . Tällöin saadaan

$$J = \frac{I}{A_d}, \quad (41)$$

jolloin poikkipinta-alan avulla lausuttuna liitoksen läpi kulkeva virta on

$$JA_d = I = A_d A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{bn}}{k_b T}\right) \left[\exp\left(\frac{qV_{bias}}{nk_b T}\right) - 1\right] = I_s \left[\exp\left(\frac{qV_{bias}}{nk_b T}\right) - 1\right], \quad (42)$$

missä ϕ_{bn} on Schottky-kynnyksen korkeus, V_{bias} biasointijännite, I_s saturaatiovirta ja n ideaalisuusparametri. Yhtälöstä huomataan, että vakioämpötilassa virrantiheys ja siten myös virta ovat erotuksen $V - \phi_{bn}$ -funktioita [55], [53]. Yhtälö (42) on yksi olleellisimmista yhtälöistä tässä työssä, sillä sen avulla määritetään useimmat tarkasteltavat diodiparametrit. Yhtälön (42) linearisointi antaa useita keinoja tähän ja niiden avulla suoritetaan suuri osa tulosten analyysistä ja laskennasta .

Edellisen yhtälön lisäksi saturaatiovirta I_s voidaan erikseen ratkaista ja kirjoittaa sille lauseke yhtälön (42) avulla muodossa

$$I_s = A_d A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{bn}}{k_b T}\right) \quad (43)$$

josta nähdään, että saturaatiovirta on voimakkaasti lämpötilan T ja Schottky-kynnyksen funktio. Saturaatiovirran arvo on yleensä hyvin pieni, mutta korkeassa lämpötilassa virta voi kasvaa huomattavastikin. Myös Schottky-kynnyksen alenema $\Delta\phi_{b0}$ vaikuttaa I_s :n arvoon pienentäessään Schottky-kynnyksen korkeutta. Lauseke (43) on tällöin kirjoitettavissa muotoon

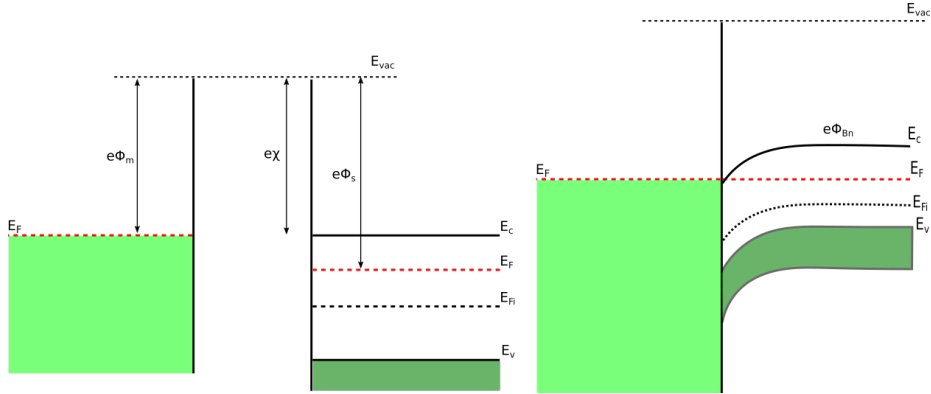
$$I_s = A_d A^* T^2 \exp\left(-\frac{(q\phi_{b0} - q\Delta\phi_{b0})}{k_b T}\right) \quad (44)$$

missä $\Delta\phi_{b0}$ on Schottky-kynnyksen alenema. Aleneman johdosta virrat saattavat suurilla estosuuntaisen $V_{bias,r}$:n arvoilla saavuttaa suuriakin lukemia [53].

3.11 Ohmiset kontaktit

Jotta metalli-puolijohdekomponentti voitaisiin kytkeä ulkopuoliseen piiriin, on virran jotenkin päästävä kulkemaan sen sisään. Tätä varten puolijohteen ulko-osiin muodostetaan korkea-asteisesti seostettu puolijohteen ja metallin liitos, ohminen kontakti. Ohmiselta kontaktilta edellytetään matalia jännitehäviöitä verrattuna diodin kokonaisjännitehäviöihin, jolloin myös liitosresistanssin R_C on oltava pieni verrattuna puolijohteen kokonaisresistanssiin R_{kok} , eli $R_C < R_{kok}$. Ohminen kontakti ennen ja jälkeen liitoksen on esitetty kuvassa 24.

Ohmisen kontaktin matalan liitosresistanssin lisäksi vaaditaan ainakin kahden ehdon toteutumista: Ensinnä on oltava $\phi_m < \phi_s$ ja toisaalta Schottky -kynnyksen ϕ_{b0} on oltava likimain ϕ_n , ts. $\phi_{b0} \approx \phi_n$ [32], [55]. Ohmisen kontaktin ominaisuudet riippuvat siten voimakkaasti Schottky-kynnyksen korkeudesta ja toisaalta donoritiheydestä N_d , joka on suurempi ohmisessa kontaktissa kuin varsinaisessa Schottky-liitoksessa. Tuloksena on matala Schottky -kynnys, jolloin varauksenkuljettajien liike metallilta puolijohdteelle ja päinvastoin tapahtuu liki yhtä helposti. Puolijohdepuolen seostusaste valitaan yleensä hyvin korkeaksi.



Kuva 24: Ohminen kontakti tilanteessa, jossa kontaktia ei ole ja tilanteessa, jossa kontakti on muodostettu. Johtavuusvyön ja tasapainotilaan asettuneen Fermi-tason välinen energia-aukko on hyvin pieni ja kontakti johtaa hyvin molempiin suuntiin. Kuva luotu mukailien lähdettä [32].

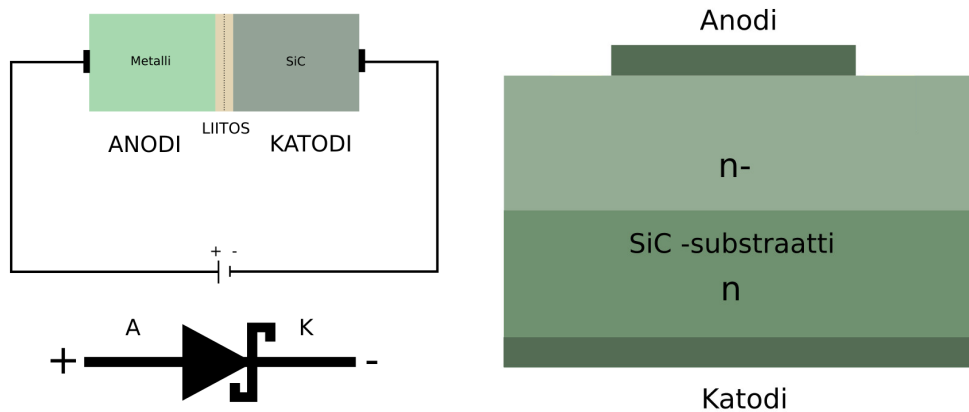
3.12 Schottky-diodi

Edellisissä kappaleissa käsitellyt piikarbidi ja metalli-puolijohdeliitos eli Schottky-liitos johdattelivat tässä työssä tutkittavaan piikarbidipohjaiseen Schottky-tehodiidiin. Nimensä mukaisesti tällaisessa komponentissa on pn -liitoksen sijasta metalli-puolijohdeliitos eli Schottky-liitos.

Piikarbidipohjaisilla Schottky-diodeilla on materiaalista periytyvät ominaisuudet, piihin verraten korkea energia-aukko E_g , nopea (elpymis)kytkeytymisaika, hyvä lämmönjohtokyky ja lämpötilankestä, suuri läpilyöntikenttä ja matala liitoskapasitanssi [53]. Toisaalta I_s saattaa Schottky -diodilla olla np -diodia suurempi, mikä riippuu metallipuolen metallista ja toisaalta ϕ_{bn} -arvosta [33]. Siinä missä piipohjaisten Schottky-diodien estojännitteet nousevat luokkaan 200 V, päästään piikarbidin avulla jännitteenkestoihin 600 - 1700 V ja tulevaisuudessa ehkä suurempiinkin [59]. Myös virtojen arvot eroavat piipohjaisten ja piikarbidipohjaisten tehodioidien välillä. Vuotovirtojen arvot voivat piipohjaisella diodilla olla jopa 40-kertaisen piikarbidisiin nähden ja päästösuuntaiset virrat saadaan piikarbididiodissa piidiodeja korkeammalle tasolle, luokkaan 10 - 20 A. Kytkeytymisjännite on piikarbidipohjaisella Schottky-diodilla niin ikään matala, luokkaa 0,2 - 0,3 V ja tehohäviöt siten pienen kytkeytymisjännitteen ja matalan liitosresistanssin vuoksi alhaiset [33], [53].

Piikarbidipohjaisia Schottky-diodeja käytetään autoteollisuudessa ja kuumissa ympäristöissä sekä monissa teho-elektronikan sovelluksissa [53]. Tämän työn kannalta on kiinnostavaa niiden potentiaali säteilevissä ympäristöissä, kuten satelliiteissa (esim. JUICE, ks. kpl. 2.7). Jo käytössä olevissa sovelluksissa Schottky-diodeja käytetään kytkimissä, hakkureissa ja esimerkiksi tasasuuntaajissa.

Havainnollistus tässä työssä tutkittavan Schottky-diodin rakenteesta on esitetty kuvassa 25. Anodi ja katodi ovat metalleja, useimmiten joko nikkeliä, alumiinia, titaania tai volframia. Lisäksi jalometallit, kuten hopea, kulta, palladium ja platina ovat käyttökelpoisia [32], [55]. Metallin valinnalla voidaan vaikuttaa todellisen Schottky-kynnyksen ϕ_{bn} korkeuteen. Ylimpänä kuvassa on metalli-puolijohdeliitos ja alinna oleva katodi muodostaa diodin seostetun substraattiosan kanssa vastaavasti ohmisen kontaktin, joka johtaa hyvin sekä esto- että päästösuunnassa oman matalan resistanssin.



Kuva 25: Vasemmalla yleiskuva Schottky-diodin kytkentäperiaatteesta ja diodia kuvaava symboli [32]. Oikealla 4H-SiC -Schottky -diodin periaatteellinen poikkileikkaus. Yllynnä on anodi, sen alapuolella $n-$ -seostettu SiC -kerros ja alapuolella n -seostettu substraattikerros ja alinna katodi. Myös muunlaisia rakenteita voidaan käyttää tarkoituksesta riippuen [41], [55].

Diodin piikarbidisubstraattia voidaan seostaa eri tavoin, kuvaan 25 on merkitty seostuksen suhteellinen suuruus. Substraatin seostusaste on tässä esimerkissä hieman korkeampi kuin sen päällä olevan kerroksen, joka muodostaa anodin kanssa Schottky-liitoksen [32], [53].

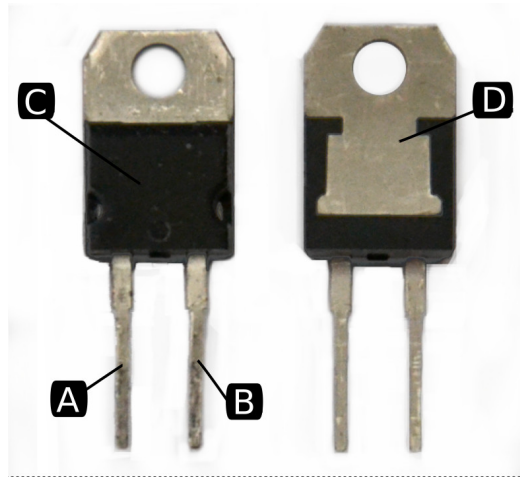
4 Kokeellinen osuus

Tässä osiossa selvitetään, miten piikarbidipohjaiset tehodiodit kestävät korkea-energistä elektronisäteilyä ja millaisia vaurioita ja parametrimuutoksia se mahdollisesti aiheuttaa. Mittaukset jaetaan kolmeen osaan: Virta-jännite-käyrien ja kapasitanssi-jännitekäyrien mittaukseen ennen ja jälkeen säteilytyksen sekä itse säteilytykseen ja sen aikana tehtäviin mittauksiin. Mittausasetelmat asetuksiin, mittauksen tekninen suoritus ja perustelut käytettyjen menetelmien valinnalle läpikäydään vaihe vaiheelta.

4.1 STPSC1006D 4H-SiC -Schottky-diodi

Tässä tutkimuksessa tarkasteltava STPSC1006D Schottky-diodi [60] on STMicroelectronicsin valmistama tehoelektronikkasovelluksiin tarkoitettu 4H-SiC -pohjainen puolijohdekomponentti, joka rakenteeltaan vastaa kuvan 25 rakennetta. Nyt testattavan tehodiodin jännitekesto on valmistajan ilmoituksen mukaan estosuunnassa 600 V ja myötäsuuntainen maksimivirta 10 A 2. Testattavia TO-220AC standardin mukaisesti pakattuna (kuva 26) diodeja valittiin testattavaksi kaksi kappaletta ja ne nimettiin diodeiksi A ja B.

Kuvassa 26 on esitetty tässä tutkimuksessa käytetty diodi molemmilta puolilta kuvattuna. Kuvassa näkyvät sekä diodin anodi että katodi. Diodin keskeiset ominaisuudet on esitetty taulukossa 2,



Kuva 26: STPSC1006D -diodi. Kuvassa A on katodi, B anodi, C on muovinen pakkauskapseli ja D on johtava metalli.

Taulukko 2: STPSC1006D 4H-SiC -Schottky-diodin parametrit.

Diodiparametrit			
I_F	V_{RRM}	T_{jmax}	C
10 A	600 V	175°C	650 pF

missä I_F on myötsuuntainen maksimivirta, V_{RRM} estosuuntainen maksimijännite, T_{jmax} maksimi toimintalämpötila ja C on liitoskapasitanssi lämpötilassa 25°C.

4.2 Mittauksessa käytettävät laitteistot

Tässä kappaleessa esitellään lyhyesti työssä käytetyt mittalaitteistot ja niiden tärkeimmät toiminnallisuudet. Käytetyt kolme mittalaitetta olivat Keithley 2636 SMU, Keithley 2410 sekä Keithley SCS 4200A Parameter Analyzer. Lisäksi säteilymittauksissa käytettiin Varian Clinac® Medical Accelerator lineaarikiihdytintä.

4.2.1 Keithley 2636 SMU ja Keithley 2410

Mittaavana instrumenttina käytettiin Keithley 2636B System SourceMeter® SMU -laitetta 27, joka on herkkä femtometri-alueelle yltävä kaksikanavainen mittalaite. Sitä on mahdollista käyttää sekä jännite- ja virtalähteenä että herkkänä virta- ja jännitemittarina ja se kykenee toimimaan virtalähteenä välillä 0,1 fA - 10 A ja vastaavasti jännitelähteenä välillä 1 μ V - 200 V. Laitteella on dc -jännitteen lisäksi mahdollista tuottaa erilaisia pulssitettuja jännitteitä. Sillä on mahdollista mitata dc -jännitteen lisäksi myös ac -jännitettä ja myös joitain pulssimuotoisia jännitteitä [61].

2636 SMU:ta voi käyttää mittalaitteena sellaisenaan, jolloin sen antamia lukemia voi seurata reaaliaikaisesti etupaneelin näytöltä (kuva 27), tai vastaavasti hyödyntää laitteen takana olevaa liitintä,



Kuva 27: Keithley 2636 SMU -mittalaitteisto. Ylemmässä kuvassa etupaneeli, alakuvassa takapaneeli ja siitä lähtevät liitännät.

jonka avulla 2636 SMU on mahdollista GBIP-adapterin välityksellä liittää tietokoneeseen ja siten hallinnoida laitetta ja seurata myös mittaustuloksia ohjelmajohdettavasti tarkoitukseen sopivien laiteajurien ja python-skriptien avulla.

Keithley 2410 on toinen käytetyistä mittalaitteista. Sen mittaustarkkuus on pienempi kuin Keithley 2636:n mutta käytössä oleva jännitealue vastaavasti suurempi yltäen aina lukemaan 1100 V saakka. Keithley 2636:n mittaustarkkuus on huomattavasti suurempi ja mittaustarkkuus parempi, joten sitä käytettiin suurimmassa osassa mittauksia [61].

4.2.2 Keithley 4200A-SCS Parameter Analyzer

Diodien liitoskapasitanssit mitataan käyttäen Keithley 4200A-SCS Parameter Analyseria. Parameter Analyzer on monipuolisiin mittauksiin kykenevä analysointilaitte, johon on integroitu tietokone ja Windows 10 -pohjainen käyttöjärjestelmä. Laitteistoon on mahdollista kytkeä myös näppäimistö ja hiiri, jolloin sen käyttö vastaa monelta osin normaalia pöytätietokonetta. Erilaiset laiteliitännät ovat mahdollisia etupaneelin kahdella usb 3.0 -portilla ja samalla määrällä usb 2.0 -porteilla. Komponenttimittauksiin tarvittavat liitännät ja lähdöt on sijoitettu laitteen takapaneeliin. Parameter Analyzeriin on myös mahdollista liittää apulaitteita ja esimerkiksi tämän mittauksen aikana kuvaa laajennettiin kytkemällä laitteeseen ylimääräinen näyttö.

Kuvassa 28 on laitteen etu- ja takapaneeli. Oikeassa reunassa ovat laitteen ulostulot, joista tässä mittauksessa käytettiin HDMI -ulostuloa monitorin liittämiseksi mittaustuloksiin. Kuvassa näkyvät mittauksessa käytetyt jänniteulostulot sekä DC-jännitteelle että pienelle AC-signaalille, jonka avulla kapasitanssi voidaan määrittää. Ylin ja alin lähtö on nimetty laitteen takapaneeliin termein HCUR ja LCUR, jotka viittaavat AC -virtasignaalin virtatasoon. Käytettävän virran taajuus voidaan valita väliltä 10 Hz - 10 MHz ja mittauksenaikainen DC-jännite (ulostuloista LPOT, HPOT) voidaan säätää



Kuva 28: Keithley 4200 CVU:n etu- ja takapaneeli. Etupaneelissa avattuna ruutunäkymä Clarius -ohjelmaan ja oikealla laidalla laitteiston takapaneeli liitäntöineen [62].

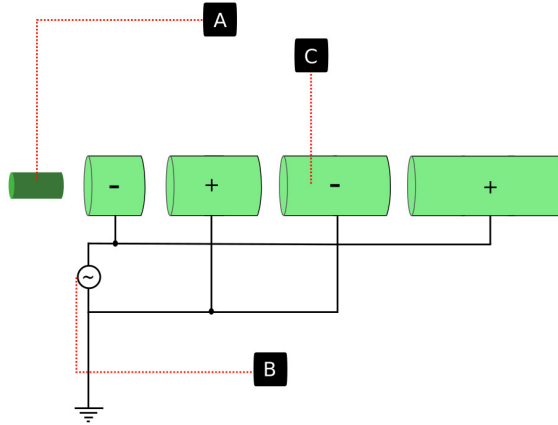
välille ± 30 V [62]. Kuvan 28 B -kohdan liittimiin voidaan kiinnittää Triax-kaapelit, joiden komponentinpuoleisiin päihin on kiinnitetty kaksi urospuolista bnc-liitintä.

4.2.3 Lineaarikiihdytin

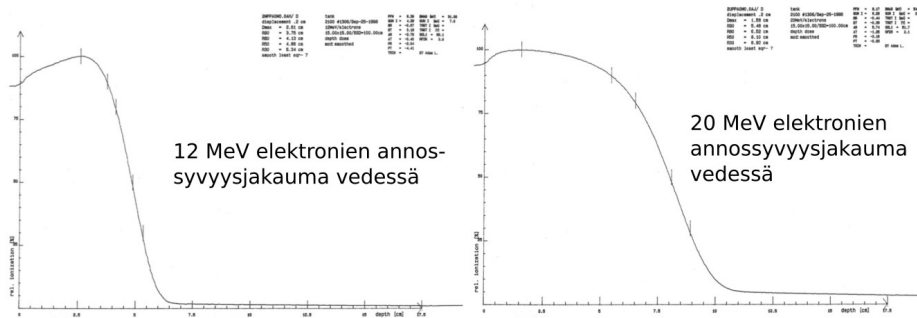
Elektronisäteilytykseen käytetään Jyväskylän yliopiston fysiikan laitoksen RADEF:n (Radiation Effects Facility) -tutkimusryhmän tiloissa sijaitsevaa lineaarikiihdytintä. Varian Medical Systemin valmistama, alunperin sädehoitokäyttöön suunniteltu Varian Clinac® Medical Accelerator lineaarikiihdytin on modifioitu siten, että sillä pystytään jäljittelemään avaruudessa ja etenkin Jupiterin ympäristössä esiintyvään säteilyyn vertautuvia annoksia sekä elektroneja että röntgensäteilyä käyttäen.

Lineaarikiihdyttimessä elektronilähteen ja siihen tuodun kiihdytysjännitteen avulla annetaan kiihdytettävälle elektronikimpulle liike-energia, jota kasvatetaan vakuumputkessa olevilla elektrodeilla luotujen radiotaajuisten sähkökenttien avulla kentän polariteettia sopivasti vaihtelemalla. Periaatekuva lineaarikiihdyttimen keskeisistä rakenneosista on esitettyä kuvassa 29, [27]. Kun elektronilähteessä synnytetty elektroni siirtyy kiihdytinputkeen, on sähkökenttä ensimmäisessä vaiheessa positiivinen jolloin sähkökenttä vetää hiukkasen tyhjiöputkeen (kuvan 29 kohta C) ja seuraavassa vaiheessa negatiivinen. Tällainen vaiheittainen kiihdytys kasvattaa siten elektronin liike-energiaa [27].

RADEF:n Varian Clinac® Medical Accelerator -kiihdyttimellä voidaan tuottaa sekä pulssitettua röntgen- että elektronisäteilyä. Röntgensäteilyn energiat voidaan asettaa välille 0 - 6 MeV jatkuvalla spektrillä intensiteettihiipun asettuessa lukemaan 1 MeV tai suuremmalla energiavälillä siten, että jatkuvasektrisen röntgensäteilyn energia asettuu välille 0 - 12 MeV. Annosnopeudeksi voidaan röntgensäteilylle valita 100 - 600 rad/min koko energiavälillä. Elektronisäteilylle voidaan tällä hetkellä valita energiat 6, 9, 12, 16 ja 20 MeV ja annosnopeus väliltä 100 - 1000 rad/min. Kuvassa 30 on esitetty kiihdyttimen annossyvyysjakaumat vedessä elektronin energioille 12 ja 20 MeV. Kiihdyttimestä saatava annos ei ole jatkuva, vaan se on pulssitettu 5 ms mittaisiin kerta-annoksiin [24].



Kuva 29: Lineaarikiihdyttimen yleisrakenne. A on ionilähde jolta elektronit irrotetaan suurjännitteen avulla. B on laitteen mikroaaltoja generoiva osa ja C on kiihdytinputken elementti, jossa radiotaajuinen sähkökenttä kasvattaa hiukkasen energiaa kiihdyttäen hiukkasta joka segmentissä yhä suurempaan nopeuteen. Kuva perustuu lähteisiin [9], [27].



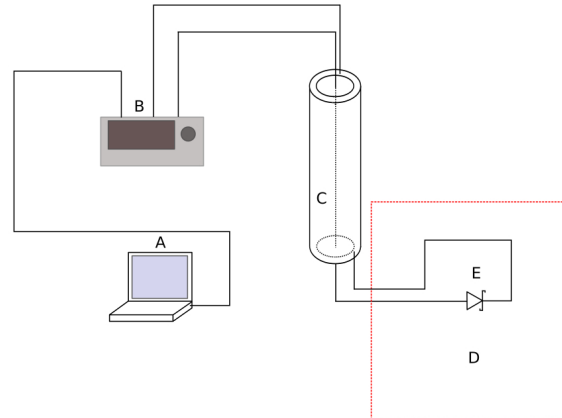
Kuva 30: RADEF:n Varian Clinac® Medical Acceleratorin elektronisuihkun annosjakau-
mat vedessä energioilla 12 ja 20 MeV. Tässä työssä käytetyllä energiamäärällä 16 MeV
muodostettuja annosjakaumakäyriä ei ollut saatavilla [24].

4.3 Virta-jännite -käyrän mittaukset

Diodien A ja B I-V -käyrät mitattiin Jyväskylän yliopiston Nanosciences Centerin elektroniikka-laboratoriossa. Mittausten kokeellinen osuus aloitettiin mittaamalla diodien A ja B I-V -käyrät lämpötila-asteleella 10 K ja -välillä 233 K - 353 K (-40°C - 80°C). Mittaus toistettiin samanlaisena säteilytyksen jälkeen, joten tämän kappaleen kuvaus pätee molempiin mittauksiin. Mittauksista saatujen tulosten avulla määritettiin saturaatiovirta I_s , diodin Schottky -kynnyksen korkeus ϕ_b , Richardsonin vakio A^* ja diodin ideaalisuuskerroin n .

Mittalaitteena käytettiin Keithley 2636 SMU:ta, lämpötilojen asettamiseen laboratorioon kiinteästi asennettua saksalaisen Weisstechneicin Climate Test Chamber System Weiss Type WK3-180/40 -lämpökaappia sekä kannettavaa tietokonetta, jossa datan kerääminen toteutettiin Keithley SMU:hun kiinnitetyn IEEE 488 -standardin mukaisen GPIB-USB-HS adapterin ja siitä lähtevän usb-kaapelin avulla käyttäen Python-skriptiä Keithleyn ohjaamiseen. Käytetty laitteisto kytkentöineen on es-

itetty kuvassa 31.



Kuva 31: Kaavio I-V -mittauksissa käytetystä laitteistosta. Kohta A on datan keräämiseen ja Keithley 2636 SMU:n B ohjaamiseen käytetty tietokone. C on koaksiaalikaapeli SMU:n ja punaisella katkoviivalla merkityn lämpökaapin D välillä. E on tutkittava komponentti.

Diodit kiinnitettiin piirilevyn riviliittimiin ja kiristettiin huolellisesti paikoilleen. Kukin kytkentärima oli yhteydessä BNC-liittimeen, joihin kytkettiin 50 ± 2 Omega 2 m mittaisiin Rosnol RF/Microwave Technology Co:n valmistamien RGU 58C/U -BNC-kaapelien avulla Keithley 2636 SMU -mittauslaitteistoon [63]. Piirilevy asetettiin lämpökaappiin ja kaapista tapahtuvat lämpövuodot estettiin asettamalla läpiviintiin muotoon leikattu pala vaahtomuovia. Vaahtomuovien sulamispisteet ovat luokkaa 530 K ja muovi kesti siten mittauksenaikaiset lämpötilavaihtelut [64]. Mittauksissa käytettyjen bnc-kaapelien mitta-alueet asettuivat valmistajan ilmoituksen mukaan välille 248 K - 378 K jääden osin valitun mittausalueen 233 K-353 K ulkopuolelle [63]. Läpiviennin kautta tuodut kaapelit kytkettiin Keithleyyn ja se puolestaan tietokoneeseen USB-kaapelilla GPIB:n kautta.

4.3.1 Mittausten kulku

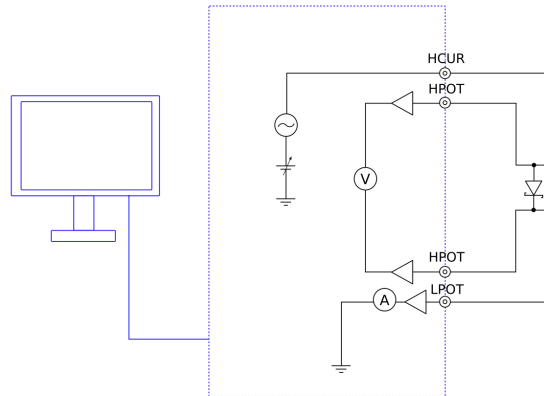
Mittaukset aloitettiin lämpötilasta 353 K ja edettiin tästä minimimittauslämpötilaan 233 K. Diodien lämpötilaa ei seurattu erillisellä anturilla, vaan mittaamalla ennen varsinaista I-V -käyrän mittausta diodin läpi kulkevaa estosuuntaista vuotovirtaa ja seuraamalla sen muuttumista lämpötilan funktiona niin pitkään, ettei mitta- ja lukematarkkuuden puitteissa kyetty enää havaitsemaan eroa eri mittauskertojen välillä. Näistä havainnoista pääteltiin tutkittavan komponentin lämpötilan asettuneen samaan tasoon kaappiin luodun atmosfäärin kanssa. Aikaa lämpötilan asettumiseen kului n. 10 minuuttia lämpökaapin lukeman asettumisesta korkeilla lämpötiloilla, 15 minuuttia matalilla.

Datankeruuta varten valittiin mittapisteyden määräksi 151 ja mitta-alueeksi -3 - 2 V, jotta mitaus kattaisi vuotovirran, kynnysjännitteen, ja lineaarisen alueen. Mittapisteyden määrä valittiin niin, että etenkin I-V -käyrän lineaariselta alueelta saataisiin riittävästi dataa. I-V -käyriä kerättiin 10 kpl 10 K välein välillä 233 - 353 K. Matalilla lämpötiloilla vuotovirrat tippuivat mittalaitteen

lukematarkkuuden alapuolelle ja saadut kuvaajat olivat epätasaisia. Vastaavat mittaukset toistettiin samoille komponenteille mahdollisimman identtisellä mittausjärjestelyllä säteilytyksen jälkeen käyttäen samoja merkittäviä kaapeleita ja laitteistoja mittausvirheen vähentämiseksi.

4.4 Kapasitanssimittaukset

Mittaus suoritettiin normaalissa huoneenlämpötilassa $T \approx 20^\circ\text{C}$ ja aloitettiin liittämällä tutkittavat komponentit huolellisesti piirilevyyn. Jo aiemmin oli varmistuttu siitä, että piirilevyn kytkennät olivat johtavia ja liitoskohdat lujia. Tämä tehtiin mittaamalla diodien läpi kulkevaa virtaa käyttämällä -100 V biasointijännitettä ja mittaamalla vuotovirtaa diodin yli. Molemmat kytkinpaikat antoivat ulos samanlaisen kuvaajan, jonka perusteella tiedettiin virran kulkevan piirilevyssä oikein. Diodien kiinnityksen jälkeen tarkistettiin triax-kaapelien kytkentä CVU 4200 Parameter Analyzerin takana ja todettiin niiden olevan oikein. Mittausjärjestelyä kuvaava kaavio on esitetty kuvassa 32.



Kuva 32: Kapasitanssimittauksissa käytetty mittausasetelma. Sininen katkoviiva rajaa käytetyn mittalaitteen (CVU 4200A-SCS Parameter Analyzer) ja oikealla on esitettyä tutkittava komponentti. Vasemmalla lisäksi monitori, jolla laajennettiin käytettyä kuva-alaa.

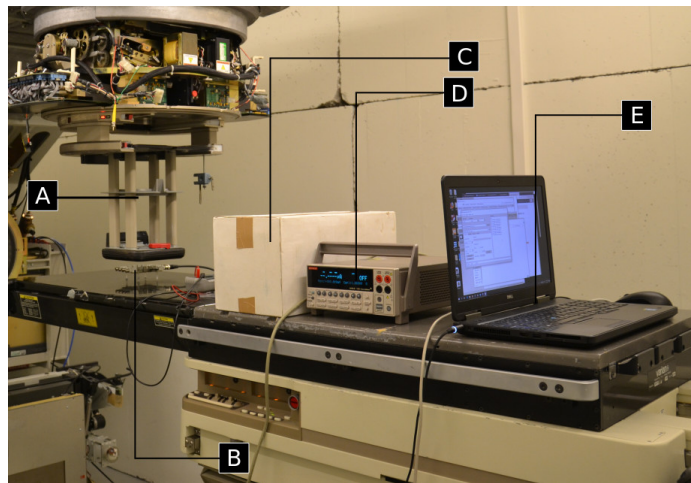
Mittauksen parametrit asetettiin mittalaitteen Clarius -ohjelmalla. Ensimmäiseen mittaukseen valittiin DC-jännite väliltä $-20,0 \dots 10,0\text{ V}$, ja asetettiin käytettävän AC-jännitteen suuruus lukemaan 30 mV ja siten suositellulle jännitevälille $10\text{ mV} \dots 100\text{ mV}$. Mittauksien aikana läpikäytyt taajuudet olivat 50 kHz , 100 kHz , 500 kHz ja 1 MHz . Kaikki taajuudet mitattiin käyttäen jo mainittuja jännitevälilejää ja AC-taajuutta. Näytteistystaajuudeksi valittiin 251 pistettä valitulla jännitevälillä ja lisäksi myöhemmin suoritettiin tarkempia mittauksia muuten samoilla parametreillä, mutta käyttäen 421 datapistettä jännitevälillä $-2 - 10\text{ V}$ jotta nähtäisiin tarkemmin, mitä tapahtuu diodin alkaessa johtaa. Mittaukset suoritettiin asetusten valinnan jälkeen käynnistämällä Clariusin mittaus-toiminto. Ohjelma laski tämän jälkeen tuloksista sekä jännitteen kunkin pisteen kohdalla, metalli-puolijohdeliitoksen resistanssin R ja sen konduktanssin jX . Näiden tietojen lisäksi Clarius laski diodin läpi kullakin hetkellä kulkevan virran I_d .

4.5 Säteilymittaukset

Säteilymittauksen tarkoituksena oli selvittää, millaisia muutoksia diodiparametreihin mahdollisesti ilmaantuu pitkään jatkettavan elektronisuihkun vaikuttaessa. Säteilytyksen jälkeen testattiin diodiparametrit uudelleen I-V -käyrien, seostustiheyden, saturaatiovirran ja Schottky-kynnyksen suuruuden osalta ja tarkasteltiin, miten säteily on näihin suureisiin vaikuttanut ja onko biasoidun ja biasoimattoman diodin säteilyvasteissa eroa.

Molemmille diodeille annettiin ensimmäisten I-V- ja C-V- mittausten jälkeen pulssitettu 100 krad (H_2O) kokonaisuus elektronisäteilyä 10 min ja 10 krad säteilytysjaksoissa. Diodi A biasoitiin valmistajan ilmoittamaan -600 V estosuuntaiseen jännitteeseen Keithley 2410 avulla ja diodi B maadoitettiin maadoitustulpalla. Molemmat diodit testattiin samanaikaisesti, jolloin ne säteilykeilan alle kokonaan asetettuina saivat ekvivalentit annokset elektronisäteilyä. Diodit olivat säteilytyksen aikana kohtisuoraan säteilykeilaa vasten normaalissa huoneilmassa ja vallitsevassa ilmanpaineessa.

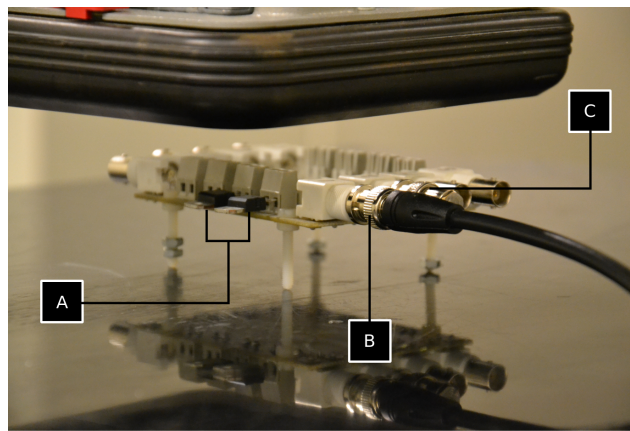
Säteilymittauksen suorittamiseen käytetyt laitteistot on esitetty kuvassa 33. Tässä mittauksessa käytettiin Varian Clinac® Medical Acceleratoria (kuvan 22 kohta A) tarvittavan elektronisäteilyn tuottamiseen ja lisäksi diodissa kulkevan virran ja jännitteen mittaamiseen Keithley SMU 2410 mittalaitetta (Kuva 33, kohta D), joka kytkettiin GPIB -adapterilla tietokoneeseen ja se edelleen 10 m ethernet-kaapelin avulla kiihdytinluolan ulkopuolella olevan RADEF- parakin sisällä olleeseen laptopiin. Luolassa olleella koneella suoritettiin datan keräys ja monitorointi parakissa olleella koneella. Vuotovirran muutoksia seurattiin sekä ajan että hiukkaskertymän funktiona.



Kuva 33: Käytetty mittausasetelma. Kuvassa kohta A on säteilykeilan tuloaukko, B on piirilevy johon diodit on kiinnitetty, C on säteilyä absorboiva elementti mittalaitteiden suojaamiseksi ilmasta siroavalta elektronisäteilyltä, D on Keithley 2410 SMU mittauslaite ja E on mitaustietokone datankeruuta varten.

4.5.1 Mittauksen kulku

Säteilymittausten suorittamiseksi kiinnitettiin diodit A ja B piirilevyyn ja asetettiin se kiihdyttimen mittaustasolle 15 cm etäisyydelle säteilykeilan ulostuloaukosta. Tämän lisäksi huolehdittiin siitä, että diodit ovat mahdollisimman keskellä säteilykeilaa jotta ne saisivat saman määrän säteilyä (kuvat 33 ja 34). Keilan ulostuloaukon ja diodien välissä oli ainoastaan huoneenlämpöistä ilmaa ja molemmat diodit kytkettiin sellaisenaan, eli niiden pakkauskuorta ei käsitelty mitenkään, eikä liitoksen orientaatiosta suihkun suunnan suhteen ollut siten varmuutta. Kytkeäälusta kiinnitettiin diodien asettamisen jälkeen tasolle teipillä, jotta se ei pääsisi mittauksen aikana liikkumaan paksumukojen johtojen aiheuttaman väännön vaikutuksesta. Seuraavassa vaiheessa diodi A kiinnitettiin BNC-kaapelilla Keithley SMU 2410 -mittauslaitteistoon ja se edelleen mittaustietokoneeseen GPIB -adapterin avulla. Diodi B kytkettiin maadoitustulppaan (Kuva 34, kohta C).



Kuva 34: Piirilevyn asettelu. Kohdassa A piirilevy ja siihen kiinnitetyt diodit. BNC-kaapelin liitoskohta on kohdassa B. Kuvassa näkyy lisäksi maadoitustulppa kohdassa C, jonka avulla diodi B kytkettiin maapotentiaaliin. Piirilevyn yläpuolella näkyvä musta rakennelma on kiihdytinlaitteiston ulostulon kohdistinosa.

Mittauslaitteiden ja piirilevyn välille asetettiin säteily suoja mahdollisen hajasäteilyn estämiseksi. Mittakone jätettiin säteilytyksen ajaksi luolaan ja siihen otettiin yhteys ethernet-kaapelin avulla luolan ulkopuolisesta parakista Windows Remote Desktop -ohjelman avulla. Parakissa olleen tietokoneen avulla toteutettiin myös säteilytyksen seuranta, joka tapahtui tarkkailemalla säteilytetävän biasoidun komponentin saturaatiovirran muuttumista säteilytyksen aikana sekä mittaamalla I-V -käyrät kummastakin diodista ennen säteilytystä. Itse säteilytys toteutettiin käyttäen parakissa olevia ohjausjärjestelmiä ja ohjelmistoja.

Varsinainen datan keräys aloitettiin mittaamalla diodin A I-V -käyrä välillä -600 V - 2 V huoneenlämpötilassa ilman säteilyannosta kahdessa osassa niin, että ensin katettiin estosuunnassa väli -600 - 0 V ja sen jälkeen väli 0 - 2 V myötäsunnassa. Sama mittaus toteutettiin myös diodille B myöhempää vertailua varten. Näiden mittausten jälkeen tarkastettiin vielä ohjelmien toiminta biasoimalla diodi A jännitteeseen -600 V ja lukemalla tietokoneen ruudulta mittalaitteiden rekisteröimä

virtakäyrä ajan funktiona. Tässä vaiheessa todettiin laitteistojen toimivan odotetusti ja päätettiin aloittaa tarvittavan 100 krad säteilyannoksen antaminen 10 krad erissä. Annos annettiin laitteen ominaisuuksien asettamissa rajoissa kymmenen minuutin pulsseina käyttäen 16 MeV:n elektronin energiaa. Sekä esto- että myötäsuntainen jännite mitattiin välillä -600 - 2 V jokaisen säteilytyksen jälkeen diodista A ja lisäksi ennen ja jälkeen säteilytyksen maadoitetusta diodista B. Tällä haluttiin selvittää, mikä vaikutus biasjännitteen tasolla on diodiparametreihin.

5 Havainnot ja analyysi

Tässä kappaleessa esitellään tulosten analyysiin käytettävät matemaattiset menetelmät perustuen kappaleessa 3 käsiteltyihin Schottky-diodin yhtälöihin. Näitä soveltaen selvitetään kappaleen seuraavassa vaiheessa esiteltävien mittaustulosten perusteella, miten Schottky-diodia kuvaavat parametrit ovat muuttuneet säteilyannoksen seurauksena ja mitä mekanismeja muutosten taustalla voisi olla.

5.1 Tulosten matemaattinen käsittely

Kappaleessa 3 esitettyjen yhtälöiden soveltaminen kokeellisen datan analyysiin mahdollistaa useiden diodiparametrien määrittämisen. Määrittäykset perustuvat kolmeen menetelmään, joita ovat virta-jännite (I-V), virta-lämpötilä (I-T), sekä kapasitanssi-jännite (C-V) -menetelmät. Näiden menetelmien selvittäminen onnistuu suoraviivaisimmin linearisoimalla tarvittavat yhtälöt.

I-V -menetelmällä tehtäviä mittauksia varten suoritetaan ensin linearisointi diodin termistä elektronimissiota kuvaavalle yhtälölle kirjoittamalla yhtälö 42 muodossa

$$I = AA^*T^2 e^{-\frac{q\phi_{bn}}{k_bT}} (e^{\frac{qV_{bias}}{nk_bT}} - 1). \quad (45)$$

Merkitsemällä saturaatiovirran I_s ja diodivirran I välille relaatio

$$I = I_s (e^{\frac{qV_{bias}}{nk_bT}} - 1), \quad (46)$$

voidaan se linearisoida ottamalla 10-kantainen logaritmi puolittain kunhan huomataan, että

$$\exp\left(\frac{qV_{bias}}{k_bT}\right) \gg 1. \quad (47)$$

Koska edellisen perusteella voidaan jättää ykkönen huomioimatta, saadaan

$$\log(I) = \log(I_s) + \frac{qV_{bias}}{\ln(10)nk_bT}, \quad (48)$$

jolloin voidaan tunnistaa linearisoinnin vastaavan suoran yhtälöä. Vakiotermin $\log(I_s)$ avulla voidaan ratkaista saturaatiovirran arvo. Vastaavasti jännitettä V_{bias} kertova termi $q/\ln(10)nk_bT$ vastaa sovituksen kulmakerrointa. Kulmakertoimen avulla on nyt mahdollista määrittää ideaalisuuskertoimen n kullakin käytetyllä mittaustemperatuurilla T -arvolla. Derivoimalla lauseke 48 jännitteen suhteen,

saadaan

$$\frac{d(\ln(I))}{dV} = k = \frac{q}{\ln(10)nk_bT}, \quad (49)$$

missä k on derivaattaa vastaava kulmakerroin. Nyt n ratkeaa kirjoittamalla

$$n = \frac{q}{\ln(10)kk_bT}. \quad (50)$$

Koska halutaan saada parametrit A_dA^* , ϕ_b , missä A_d on aiemmasta tutkimuksesta saatu samanlaisen diodin aktiivinen pinta-ala [65], linearisoidaan yhtälö (45) muiden parametrien suhteen. Linearisoimalla yhtälöä 46 logaritmin avulla ja sijoittamalla siihen yhtälö 45, saadaan saturaatiovirralle lauseke

$$I_s = A_dA^*T^2e^{-\frac{q\phi_b}{k_bT}}, \quad (51)$$

jonka avulla voidaan muodostaa Richardsonin kuvaajan Schottky-kynnyksen ϕ_{I-V} ja termin A^*A_d ratkaisemista varten. Jos lausutaan y-akseli saturaatiovirran ja lämpötilan toisen potenssin suhteena ja kirjoitetaan

$$\frac{I_s}{T^2} = A_dA^*e^{-\frac{q\phi_b}{k_bT}}, \quad (52)$$

voidaan se edelleen luonnollisen logaritmin ominaisuuksien nojalla linearisoida muotoon

$$\ln\left(\frac{I_s}{T^2}\right) = \ln(A_dA^*) - \frac{q\phi_b}{k_bT}, \quad (53)$$

jolloin vakiotermi $b_{I-T} = \ln(A_dA^*)$ saadaan tarkasteltaessa yhtälöä 53 tilanteessa $(1/k_bT)=0$ ja ratkaisemalla sen avulla Richardsonin vakion arvoksi

$$A^* = \frac{e^{b_{I-T}}}{A_d}, \quad (54)$$

missä b_{I-T} on suoransovituksen kautta saatu vakio, jonka alaindeksi viittaa virtaan lämpötilan funktiona. Vakio vastaa tilannetta $b_{I-T} = \ln(I_s/T^2) = \ln(A_dA^*)$. Schottky-kynnyksen $\phi_{b,I-V}$ saa laskettua lausekkeesta 53, jos saturaatiovirran I_s arvot eri lämpötiloille ja Richardsonin vakio A^* tiedetään. Nyt voidaan logaritmin laskusääntöjen avulla ratkaista

$$\phi_{b,I-V} = \frac{k_bT}{q} \ln\left[\frac{T^2A_dA^*}{I_s}\right] \quad (55)$$

missä havaitaan kynnysjännitteen arvon riippuvan saturaatiovirrasta I_s ja Richardsonin vakiosta A^* , jolloin ϕ_b :n arvo riippuu suuresti näiden kahden parametrin määrittystarkkuudesta.

Liitoskapasitanssia kuvaavia lausekkeita voidaan hyödyntää kokeellisesti linearisoimalla ne käänteisen kapasitanssin suhteen kirjoittamalla

$$\frac{1}{C'^2} = \frac{2(V_{bi} + V_{bias})}{\epsilon_s q N_d},$$

mikä vastaa suoran yhtälöä muodossa

$$\frac{1}{C'^2} = \frac{2V_{bias}}{\epsilon_s q N_d} + \frac{2V_{bi}}{\epsilon_s q N_d}, \quad (56)$$

mistä N_d saadaan kulmakertoimen avulla ja V_{bi} ekstrapoloimalla lauseketta 56 pisteeseen $C^{-2}=0$, jolloin yhtälöstä (56) nähdään, että tässä pisteessä $-V_{bias} = V_{bi}$ eli biasjännite vastaa built-in potentiaalia. Suoransovituksen vakiotermin b_{C-V} avulla voidaan ratkaista built-in potentiaaliksi

$$V_{bi} = \frac{\epsilon_s q N_d b_{C-V}}{2} \quad (57)$$

jossa tarvittavan N_d :n arvo saadaan laskettua derivoimalla sovitusyhtälön lauseketta biasjännitteen V_{bias} -suhteen [55]. Tällöin saadaan

$$\frac{dC'^{-2}}{dV_{bias}} = \frac{2}{\epsilon_s q N_d} \quad (58)$$

joka vastaa sovitusparametrin (sovitussuoran kulmakerroin) a -arvoa. Tämän avulla ratkeaa seostiheyden arvoksi

$$N_d = \frac{2}{\epsilon_s q a} \quad (59)$$

joka sijoitettuna yhtälöön (58) antaa built-in -potentiaaliksi

$$V_{bi} = \frac{b_{C-V}}{a} \quad (60)$$

ja huomataan sen olevan laskettavissa suoraan sovitusparametrien a ja b_{C-V} -arvoista. Tämä on ilmeistä, sillä

$$V_{bias} a + b_{C-V} = 0 = V_{bi} a + b_{C-V}, \quad (61)$$

mikä perusteltiin edellä.

Käänteisen kapasitanssin neliön sovittaminen estosuuntaisen biasjännitteen funktiona kertoo kontaktin puolijohdepuolen seostustiheyden homogeenisyydestä. Mitä paremmin kokeellisesti määritettävät mittapisteen asetuttavat suoralle, sitä homogeenisempi on saostus, ts. $N_d = vakio$ koko tyhjenysalueella [32], [66].

Schottky-kynnyksen korkeus saadaan määriteltä edellisten yhtälöiden avulla, jos tiedetään johtavuusvyön tilatiheys N_C . Nyt voidaan kirjoittaa

$$\phi_{bn,C-V} = V_{bi} + \frac{k_b T}{q} \ln \left[\frac{N_C}{N_D} \right], \quad (62)$$

jonka avulla voidaan laskea Schottky-kynnyksen arvo ennen ja jälkeen säteilytyksen myös kapasitanssitiedon avulla [55]. Tällöin on hyvä muistaa, että tulos riippuu nyt johtavuusvyön tiheydestä N_C . 4H-SiC -polytyypille tunnetaan taulukkoarvo $N_C = 1,23 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ [53], jota käytetään tässä työssä.

5.1.1 Mittausvirheiden käsittely

Koska fysikaalisiin mittauksiin liittyy aina virhettä, on se pyrittävä jotenkin huomioimaan ja sen vaikutus minimoimaan. Tässä työssä virhelähteinä ovat pääosin lukemavirheet, mittalaitteiden sisäiset tarkkuudet sekä mahdollisesti tapahtuneet karkeat virheet. Nämä pyritään kontrolloimaan soveltamalla virheen yleistä etenemislakia ja virheiden neliöllistä yhdistämistä niissä tilanteissa, joissa se on järkevää [67]. Tällöin kukin virhe on käsitelty muodossa

$$\delta_{kok} = \sqrt{(\delta x_{a0})^2 + (\delta x_{a1})^2 + (\delta x_{a3})^2 \cdots + (\delta x_{an})^2} \quad (63)$$

missä alaindeksit viittaavat kuhunkin virhettä tuottavaan komponenttiin, kuten lukemavirheeseen ja esimerkiksi laitevalmistajan ilmoittamaan virheeseen.

Mikäli virheet oletetaan toisistaan riippumattomiksi, voidaan yleinen etenemislaki kirjoittaa muodossa

$$\delta y = \sqrt{\left(\frac{\partial y}{\partial x_1} \delta x_1\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial x_2} \delta x_2\right)^2 + \cdots + \left(\frac{\partial y}{\partial x_n} \delta x_n\right)^2} \quad (64)$$

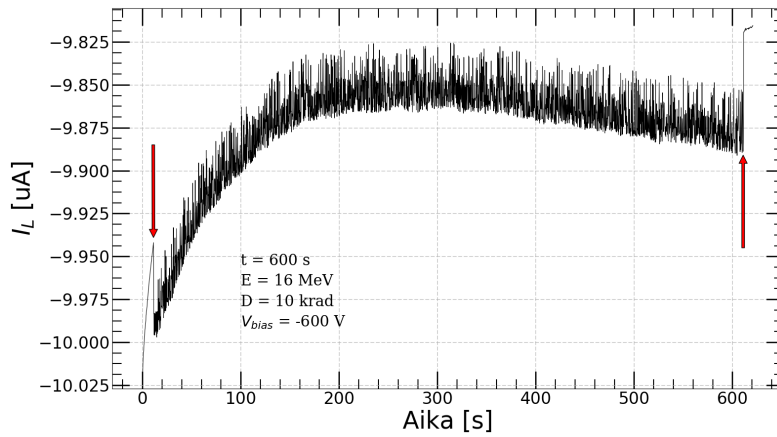
missä osittaisderivaatta on otettu kunkin virhettä aiheuttavan parametrin suhteen ja yhdistetty derivaatat neliöllisesti käyttäen kunkin termin kertoimena virheiden neliöllisesti lausekkeessa 63 muodostettuja neliöllisiä virheitä.

Mittauksissa yleistä etenemislakia sovelletaan edellä läpikäytyjen lausekkeiden avulla saatujen diodi-parametrien virheiden määrittelyyn osittaisderivoimalla kulloinenkin lauseke virheitä aiheuttavien parametrien suhteen ja yhdistämällä lausekkeet etenemislain 64 osoittamalla tavalla. Tällöin painoina (yhtälössä 64 kertoimet $(\delta x_1, \delta x_2 \cdots \delta x_n)$) käytetään sekä suoransovituksista että laitevalmistajien ilmoittamia virheitä ja lisäksi lukemavirheitä.

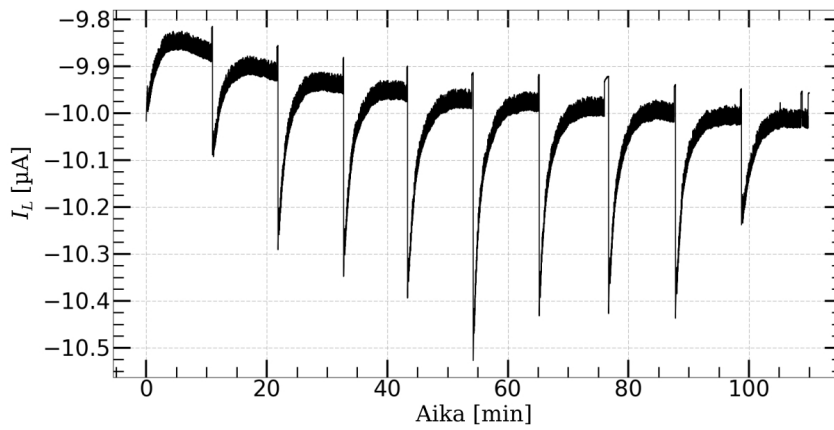
5.2 Säteilymittaukset

Diodien A ja B vuotovirrat välillä -600 - 0 V ja päästösuuntaiset virrat välillä 0 - 2 V mitattiin ennen ja jälkeen 100 krad annoksen ja sen aikana ja 10 krad välein. Tyypillinen virta-aika -kuvaaja yhden 10 minuutin mittaisen säteilytysjakson ylitse on esitettyinä kuvassa 35, missä havaitaan elektronisuihkun vaikutus virta-aikakäyrän muotoon. Signaali muuttuu kohinaiseksi säteilyn alkaessa hiukkasosumien johdosta (kuvan punaiset nuolet), mutta yksittäisten hiukkasosumien hahmottaminen ei ole mahdollista liian matalan mittaustaaajuuden vuoksi.

Vuotovirran I_L arvot ajan ja säteilyannoksen funktiona koko käytetyn säteilytysajan yli jännitteellä $V_{bias}=600$ V on esitetty kuvassa 36. Kuvassa I_L -akselina on vuotovirran arvo ja x -akselina aika. Kuvaajassa olevat piikit syntyivät kytkettäessä säteily päälle kunkin uuden mittauksen alussa, jonka jälkeen virran arvot tasoittuivat. Tämän olisi kenties ollut vältettävissä odottamalla pidempään virran tasaantumista ennen säteilytyksen käynnistystä.

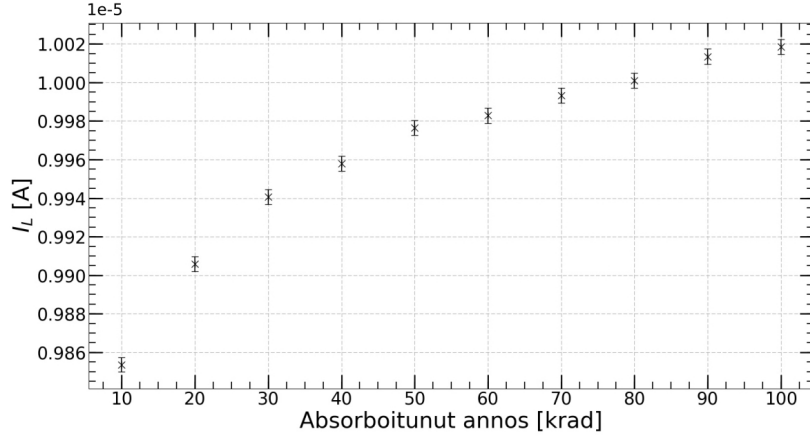


Kuva 35: Esimerkki virta-aika -kuvaajasta diodille A biasointijännitteellä -600 V 1. säteilytyskerralla. Punainen nuoli osoittaa säteilyn alkuketken päättyen vastaavalla tavalla merkittyyntä kohtaan ajassa 600 s. Säteilytyksen aikana kuvaajan kohinataso kasvoi merkittävästi johtuen komponenttiin osuvista elektroneista.



Kuva 36: Virta I_L ajan ja absorboituneen annoksen funktiona biasjännitteellä $V_b = 600$ V. Vuotovirran kasvu negatiiviseen suuntaan säteilyannoksen kertyessä nähdään selkeästi kuvan oikeaan laitaan mennessä.

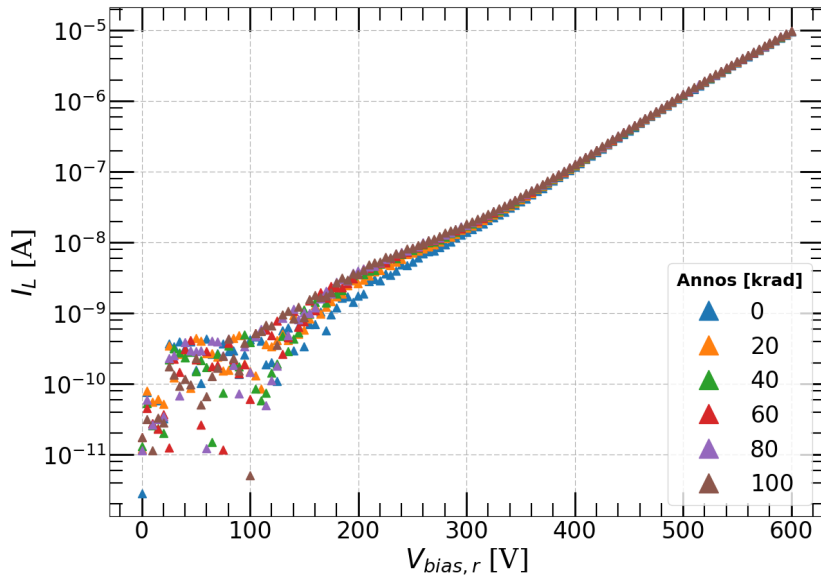
Kuvasta 36 nähdään nyt vuotovirran I_L muuttuvan negatiivisemmaksi säteilyannoksen kertyessä ja ajan kuluessa. Vuotovirran muutos on esitetty myös kuvassa 37, jossa y -akseli on valittu positiiviseksi ja x -akselilla on absorboitunut annos. Varauksen kertymä näkyy voimakkaimmin säteilytyksen alussa, jonka jälkeen vuotovirran kasvu on tasaisempaa.



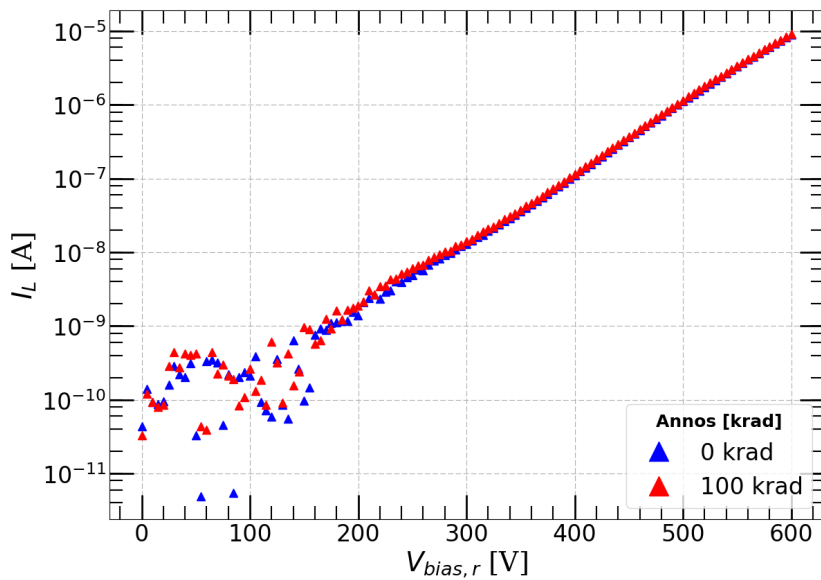
Kuva 37: Virta I_L absorboituneen annoksen funktiona biasjännitteellä $V_b = -600$. Vuotovirrat on laskettu keskiarvoina kunkin 10 min annoksen tasaisimmalta osalta. Kasvu on nopeinta heti säteilytyksen alussa, jonka jälkeen vuotovirta tasaantuu ollen koko mitausajanjaksolla verrannollinen lähinnä annoksen neliöön $I_L \sim \sqrt{D}$.

Vuotovirran kasvu itsessään selitetään dislokaatio- ja ionisaatiovauriolla, joiden suhteellinen osuus riippuu biasjännitteestä ionisaation dominoidessa korkeilla jännitteillä [35], [38]. Nyt tehdyissä havainnoissa kysymys on korkeintaan varauksenkuljettajien kertymisestä komponenttiin ja tässäkin havaittu muutos on melko pieni, eikä merkittävää muutosta nähty jännitteellä $V_{bias} = -600V$.

Säteilytyksen ollessa keskeytettynä mitattiin vuotovirrat biasjännitteen funktiona välillä -600 - 2 V. Saadut estosuuntaiset I-V -kuvaajat ennen ja jälkeen 100 krad annoksen välillä -600 - 0 V on esitetty kuvassa 38. Kuvasta huomataan vuotovirran kasvavan jännitteen kasvaessa, mikä johtuu pääosin Schottky-kynnyksen alenemasta ja selittyy suoraan yhtälöllä 27, [38], [55]. Biasoidun diodin A vuotovirran huomataan kasvaneen hieman n. 300 V kohdalta alkaen, mutta maadoitetun diodin B:n kohdalla ei havaita sanottavasti muutosta aiempaan.

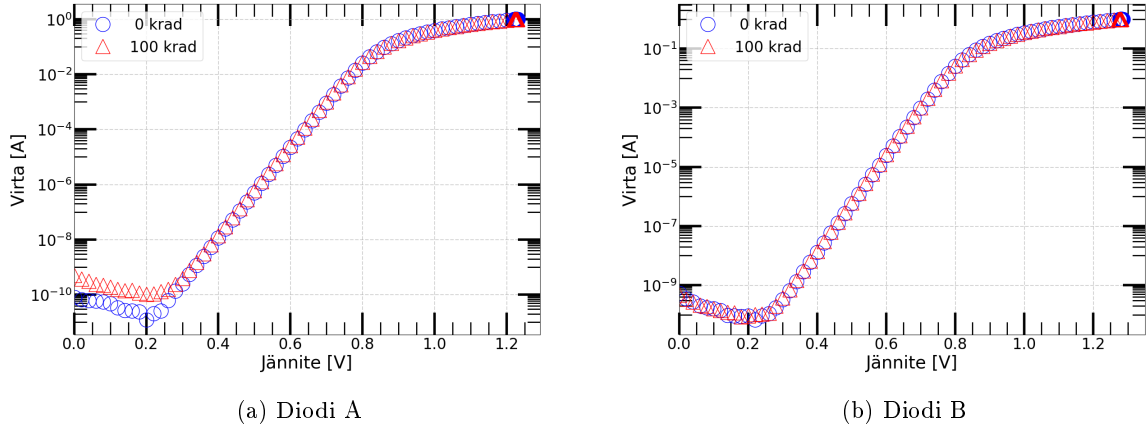


Kuva 38: Diodille A 20 krad välein laaditut I-V kuvaajat estosuunnassa. Akselit on valittu niin, että estosuuntainen jännite kuvautuu positiivisena ja y-akseli on logaritminen. Biasoidun diodin A pieni vuotovirran arvon kasvu havaitaan n. 300 V alkaen lukemaa 0 V lähestyttäessä. Muutos on kuitenkin pieni ja voi selittyä myös mittaolosuhteilla ja laitteiden tarkkuudella.



Kuva 39: Diodille B laaditut I-V kuvaajat estosuunnassa. Diodille B tehtiin mittaukset vain ennen ja jälkeen 100 krad annoksen. Kuvasta ei havaita merkittäviä eroja vuotovirtojen suuruudessa, toisin kuin diodin A tapauksessa.

Aiemmissä tutkimuksissa vuotovirran muutoksia on perusteltu elektronisuihkun kidehilaan tuottamien dislokaatioiden aiheuttamilla generaatio-rekombinaatiovirroilla sekä ionisoivan vaikutuksen (kokonaisionisaatio TID) tuottamilla muutoksilla (ks. kpl 2.8), [38], [68]. Vaikka pieni muutos vuotovirrassa havaitaan, saattaa se myös olla seurausta komponenttien välisistä yksilöllisistä eroista eikä välttämättä säteilystä. Suurempi määrä komponentteja tarvittaisiin vertailun tekemiseen.



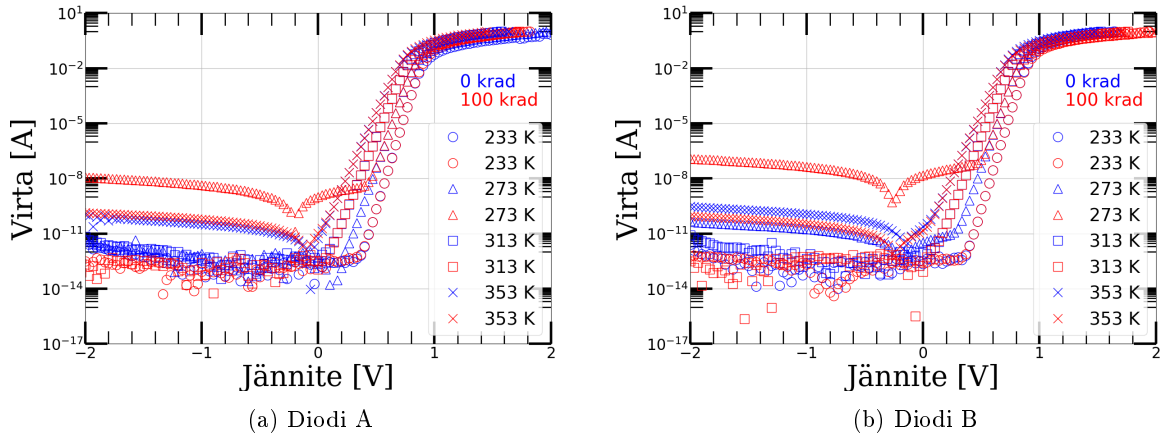
Kuva 40: Diodeille A ja B mitatut myötäsuuntaiset I-V kuvaajat lämpötilassa $T=293$ K. Säteilystä ajaksi jännitteeseen -600 V biasoidussa diodissa A havaitaan vuotovirran kasvu, joka selittyy mm. elektronisäteilyn aiheuttamien dislokaatiomuutosten syntymisellä tyhjennysalueelle tai muualle puolijohdemateriaaliin [35], [38]. Maadoitetussa vertailudiodissa B ei havaita muutoksia.

Kuvassa 40 nähdään diodien A ja B myötäsuuntaiset I-V käyrät ennen ja jälkeen 100 krad annoksen. Diodin A myötäsuuntaisen virran arvo kasvoi alueella $0 \leq V_{bias} \leq 0,3$ ja diodin B virran arvot ennen lineaarista osuutta diodiin A verraten kuvasta lukien kymmenkertaiset sekä ennen että jälkeen säteilystä, mutta säteily itsessään ei näy vaikuttaneen diodiin B. Linearisella osuudella ei havaita silmämääräistä muutosta kummassakaan diodissa, eikä myöskään tätä seuraavalla alueella, missä sarjaresistanssi alkaa vaikuttaa virran kulkuun. Myötäsuuntaisen virran arvojen muutokset perustuvat nekin korkea-energisestä elektronisäteilystä syntyneisiin dislokaatioihin ja kertyneeseen kokonaisionisaation (TID) tai tyhjennysalueelle syntyneiden dislokaatioiden generoimien elektronien nousumiseen johtavuusvyölle [1], [35], [38].

5.3 I-V käyrät eri lämpötiloissa

I-V -käyrät mitattiin eri lämpötiloissa ennen ja jälkeen 100 krad kokonaisannoksen. Saatua dataa analysoitiin soveltamalla linearisoitua virtayhtälöä (48) sekä yhtälöjä (49) ja (53). Lämpömittauksista kerätystä datasta muodostettiin I-V -kuvaajat (41 käyttäen 10 K lämpötila-askelta välillä 233 K - 353 K. Diodien A ja B I-V -käyrät on esitetty kuvassa 41 ennen ja jälkeen säteilyannoksen. Kuvaajissa on selkeyden vuoksi käytetty lämpötila-askelta 40 K, vaikka lämpötilat mitattiinkin 10 K välein.

Kuvassa 41 havaitaan I-V -käyrien siirtyminen jänniteakselilla vasemmalle lämpötilan ja vuotovirran I_L kasvaessa, mikä selittyy termisellä elektroniemissiolla [32], [55]. Matalilla lämpötiloilla vuotovirta



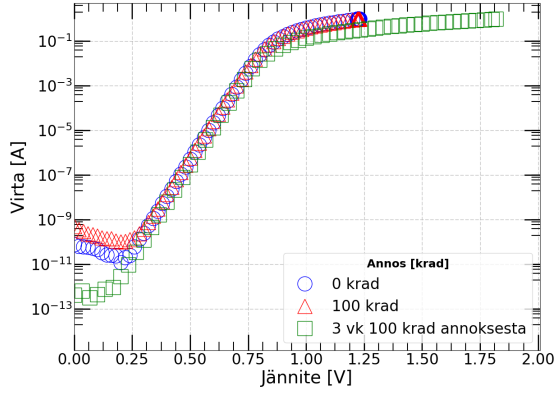
Kuva 41: Diodien A ja B I-V -käyrät ennen ja jälkeen säteilytyksen. I-V -kuvaajat ennen ja jälkeen 100 krad annoksen ovat lineaarisella alueella lähes identtiset. Terminen elektroniemissio perustelee edelleen parhaiten kuvissa näkyvät muutokset: lämpötilan kasvaessa kytketymsjännite siirtyy vasemmalle ja lisäksi I_F ja I_L kasvavat. Kun $V_{bias} < \sim 0,3$ V nähdään vuotovirran arvojen kasvaneen alueissa $T = 273$ K ja $T = 313$ K säteilytyksen jälkeen. Kasvu voi johtua esimerkiksi dislokaatioista tai ionisaatiosta [35], [55], [69].

on hyvin pieni ja mittalaitteen erotuskyky tulee vastaan, mikä näkyy pistejoukon hajanaisuutena. Diodien A ja B vuotovirta lämpötilalla $R = 273$ K on kasvanut erityisen paljon 1. mittaukseen nähden. Tämän ennakoimattoman tuloksen seurauksena tarkastettiin kytkennät ja koko mittausjärjestelmä, mutta ilmiö ei hävinnyt ja se voikin liittyä esimerkiksi kosteuden kondensoitumiseen lämpökaapissa olleiden liitosten pinnoille ainakin osassa mittauksia. Muiden virtojen arvot olivat suunnilleen samalla tasolla 1. mittauksen kanssa, eikä heti säteilyn jälkeen nähtyä päästösuuntaisen virran kasvua alueella $0 \leq V_{bias} \leq 0,3$ V havaittu enää näissä mittauksissa millään lämpötilan arvolla.

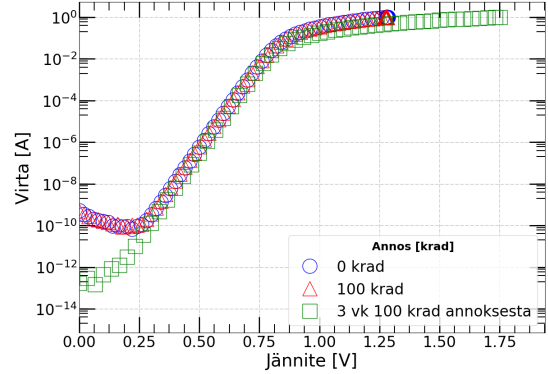
Aiemman tutkimuksen pohjalta tiedetään, että puolijohteeseen syntyneen ionisaation tuottamat säteilyvauriot ovat ajan kuluessa palautuvia defektien stabiloitumisen myötä [1], [35]. Nyt nähty vuotovirtojen arvojen palautuminen sopisi tähän havaintoon, vaikka kuvan 41 virtojen arvot eivät ole täysin johdonmukaisia. Joillain lämpötiloilla vuotoirrat näyttävät kasvaneen säteilyn jälkeen, joillain pienentyneen. Mittaukset suoritettiin korkeimmasta matalimpaan lämpötilaan, joten myös korkea lämpötila on voinut stabiloida dislokaatioita [35], [37].

Vertailut ennen säteilytystä, heti säteilytyksen ja 3 viikkoa säteilytyksen jälkeen samoissa olosuhteissa tehtyjen mittausten välillä on esitetty kuvassa 42 ja huomataan, että molempien diodien myötäsuuntainen virta epälinearisella osalla on ollut 100 krad annoksen jälkeen koholla - ero diodin B virroissa on kuitenkin pienempi ja kuvassa näkyvä ero voi liittyä mittausjärjestelyyn. Kokonaisuudessaan selkeimmäksi jäi diodissa A alueella $0 \leq V_{bias} \leq 0,3$ havaittu ero päästösuuntaisessa virrassa diodiin B verraten heti 100 krad annoksen jälkeen.

Saturaatiovirtojen I_S arvot diodeille ennen ja jälkeen säteilytyksen laskettiin I-V -käyristä yhtälön 48



(a) Diodi A



(b) Diodi B

Kuva 42: Diodien A ja B I-V -käyrät ennen 100 krad annosta (sininen), heti annoksen jälkeen (punainen) ja kolme viikkoa myöhemmin (vihreä). Molemmissa diodeissa myöhemmin mitattu vuotovirran arvo on matalampi.

avulla ekstrapoloimalla puolilogaritmisen sovituspuoran pisteeseen $V_{bias}=0$ V. Saman yhtälön avulla ratkaistiin myös diodien ideaalisuusparametrien arvot kaikissa tarkastelulämpötiloissa. Virheinä käytettiin sovitusparametrien virhettä I_S :n arvolle ja lisäksi ideaalisuusvakiolle n huomioitiin lämpötilan virhe ja sovitusparametrien b_{I-V} -virhe. Mittaustulokset käyttäen lämpötilaväliä $\Delta T = 20$ K on esitetty taulukoissa 3 ja 4. Taulukossa 3 nähdään hienoinen I_S ja ideaalisuusparametrien n kasvu 100 krad annoksen jälkeen varsinkin korkeilla lämpötiloilla. Erot näissä parametreissa ovat kuitenkin hyvin pienet ja mm. ideaalisuusparametrien muutokset mahtuvat virherajojen sisään.

Taulukko 3: Saturaatiovirrat sekä ideaalisuusparametrit diodille A ennen ja jälkeen säteilytyksen lämpötilavälillä 233 K - 353 K ja askeleella $\Delta T=20$ K.

Diodi A				
T [K]	I_s [A]	n	$I_{s,rad}$ [A]	n_{rad}
233	$(5,16 \pm 0,17) \times 10^{-21}$	$1,02 \pm 0,06$	$(5,91 \pm 0,08) \times 10^{-21}$	$1,02 \pm 0,02$
253	$(5,23 \pm 0,86) \times 10^{-19}$	$1,01 \pm 0,03$	$(5,88 \pm 0,08) \times 10^{-19}$	$1,02 \pm 0,01$
273	$(3,37 \pm 0,05) \times 10^{-17}$	$1,02 \pm 0,02$	$(4,41 \pm 0,15) \times 10^{-17}$	$1,03 \pm 0,06$
293	$(1,02 \pm 0,02) \times 10^{-15}$	$1,02 \pm 0,03$	$(1,12 \pm 0,02) \times 10^{-15}$	$1,03 \pm 0,03$
313	$(2,27 \pm 0,04) \times 10^{-14}$	$1,02 \pm 0,03$	$(3,12 \pm 0,07) \times 10^{-14}$	$1,03 \pm 0,03$
333	$(3,38 \pm 0,07) \times 10^{-13}$	$1,02 \pm 0,03$	$(5,21 \pm 0,13) \times 10^{-13}$	$1,04 \pm 0,04$
353	$(4,05 \pm 0,07) \times 10^{-12}$	$1,02 \pm 0,03$	$(7,62 \pm 0,41) \times 10^{-12}$	$1,06 \pm 0,08$

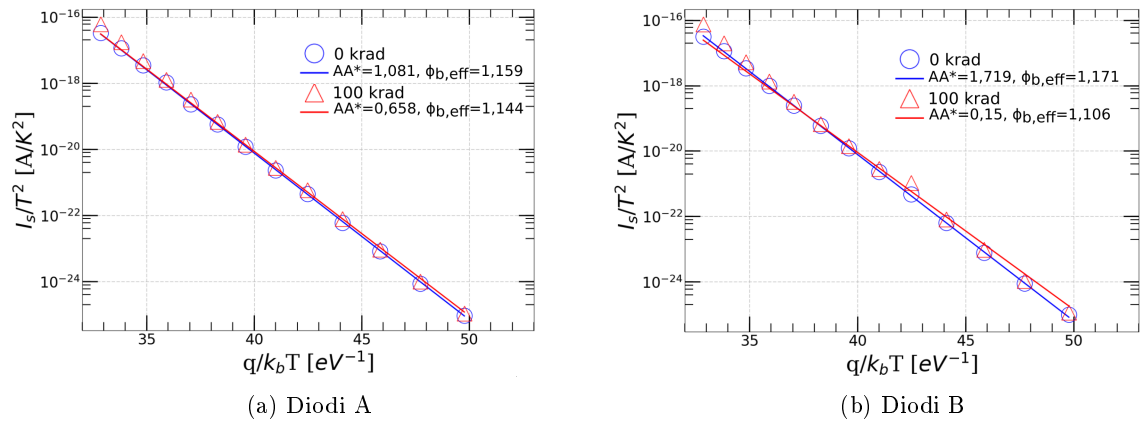
Taulukossa 4 nähdään vastaavasti ideaalisuusvakiot ja saturaatiovirrat diodille B. Saturaatiovirtojen arvot näyttävät säteilyannoksen jälkeen nousseen jopa enemmän kuin diodilla A. Sama näyttää pätevän ideaalisuusparametreille n , mutta tulos pysyy virherajojen sisällä joten käytännössä eroa ei ole ja kyse voi olla myös diodien keskinäisistä eroista.

Taulukko 4: Saturaatiovirrat sekä ideaalisuusparametrit maadoitetulle diodille B ennen ja jälkeen säteilytyksen lämpötilavälillä 233 K - 353 K ja askeleella $\Delta T=20$ K.

Diodi B				
T [K]	I_s [A]	n	$I_{s,rad}$ [A]	n_{rad}
233	$(5,46 \pm 0,18) \times 10^{-21}$	$1,02 \pm 0,06$	$(6,29 \pm 0,09) \times 10^{-21}$	$1,03 \pm 0,02$
253	$(4,94 \pm 0,08) \times 10^{-19}$	$1,01 \pm 0,02$	$(6,21 \pm 0,09) \times 10^{-19}$	$1,02 \pm 0,02$
273	$(3,57 \pm 0,06) \times 10^{-17}$	$1,02 \pm 0,03$	$(8,02 \pm 2,67) \times 10^{-17}$	$1,05 \pm 0,53$
293	$(1,06 \pm 0,02) \times 10^{-15}$	$1,01 \pm 0,03$	$(1,23 \pm 0,02) \times 10^{-15}$	$1,03 \pm 0,03$
313	$(2,39 \pm 0,04) \times 10^{-14}$	$1,02 \pm 0,03$	$(3,15 \pm 0,07) \times 10^{-14}$	$1,03 \pm 0,03$
333	$(3,81 \pm 0,07) \times 10^{-13}$	$1,02 \pm 0,03$	$(5,75 \pm 0,18) \times 10^{-13}$	$1,05 \pm 0,05$
353	$(3,98 \pm 0,07) \times 10^{-12}$	$1,02 \pm 0,02$	$(9,4 \pm 0,8) \times 10^{-12}$	$1,07 \pm 0,11$

Molempien diodien saturaatiovirtojen ja ideaalisuusparametrien arvot olivat kasvaneet hieman säteilyn jälkeen. Ennen säteilyannosta $n:n$ arvot olivat molemmilla diodeilla samat ja annoksen jälkeen havaittu pieni muutos mahtuu virherajojen sisään. Ideaalisuusparametrin arvon kasvu perustellaan muiden kuin termisellä elektroniemissiolla syntyneiden varausten läsnäololla liitoksessa. Tämä voi liittyä esimerkiksi dislokaatioihin ja siten varauksenkuljettajien generoitumiseen trappitiloista johtavuusvyölle Schottky-liitoksen tyhjennysalueella [35], [38], [69].

I-V -mittauksista saatujen saturaatiovirtojen avulla muodostettiin Richardsonin kuvaajat Richardsonin vakion A^* -arvon sekä virta-lämpötila (I-T), että virta-jännite (I-V) -menetelmiin perustuvien Schottky-kynnyksien $\phi_{bn,eff}$ ja $\phi_{bn,I-V}$ määrittämistä varten. Alaindeksi $I - V$ viittaa siihen, että kynnys on saatu I-V -kuvaajista saatujen saturaatiovirtojen avulla, eff puolestaan viittaa efektiiviseen Schottky-kynnykseen, joka saadaan suoraan Richardsonin kuvaajan kulmakertoimesta [66]. Richardsonin kuvaajat diodeille A ja B ennen ja jälkeen säteilytyksen on esitetty kuvassa 43.



Kuva 43: Diodille A ja B muodostetut Richardsonin -kuvaajat lämpötilavälillä 233 K - 353 K ennen ja jälkeen säteilytyksen. Elektronisäteilyn jälkeen kuvaajien kulmakertoimet ovat hieman muuttuneet molempien diodien tapauksessa [32].

Richardsonin vakion arvot laskettiin virheineen käyttäen kuvassa 43 esiintyviä sovituspäätarvien arvoja sekä yhtälöä (54) ja tietoa tarkastelun diodin pinta-alasta $A_d=2,31 \text{ mm}^2$ [65]. Virheet perustuvat sekä sovituksen virheeseen, lämpömittausten lukemavirheeseen että laitevalmistajan ilmoittamaan virheeseen [70]. Diodille A saatiin $A_a^*=47 \pm 8 \text{ AK}^{-2}$ ja diodille B $A_b^*=74 \pm 8 \text{ AK}^{-2}$, missä alaindeksit a ja b viittaavat diodeihin A ja B. Arvot eroavat teorettisesta arvosta 146 AK^{-2} 4H-SiC:lle, mikä saattaa johtua siitä, että komponentin aktiivinen pinta-ala ei vastaa tunnettua pinta-alaa [65]. Syynä voivat olla myös epähomogeenisuudet metalli-puolijohdeliitoksessa [53], [71]. Eroon vaikuttaa myös puolilogaritmisovitus, jolloin hyvin pieni muutos y-akselilla vaikuttaa suuresti vakioterminä esiintyvän tulon $A_d A^*$ -arvoon, mikä suurentaa virhettä. Pinta-alojen virheitä ei ole saatu, sillä niitä ei erikseen mitattu, eikä niitä myöskään mainittu alkuperäisessä lähteessä [65]. Schottky-kynnyksen arvoa laskettaessa A^* on kuitenkin logaritmin sisällä, joten sen virheen vaikutus kynnyksen arvoon pienenee.

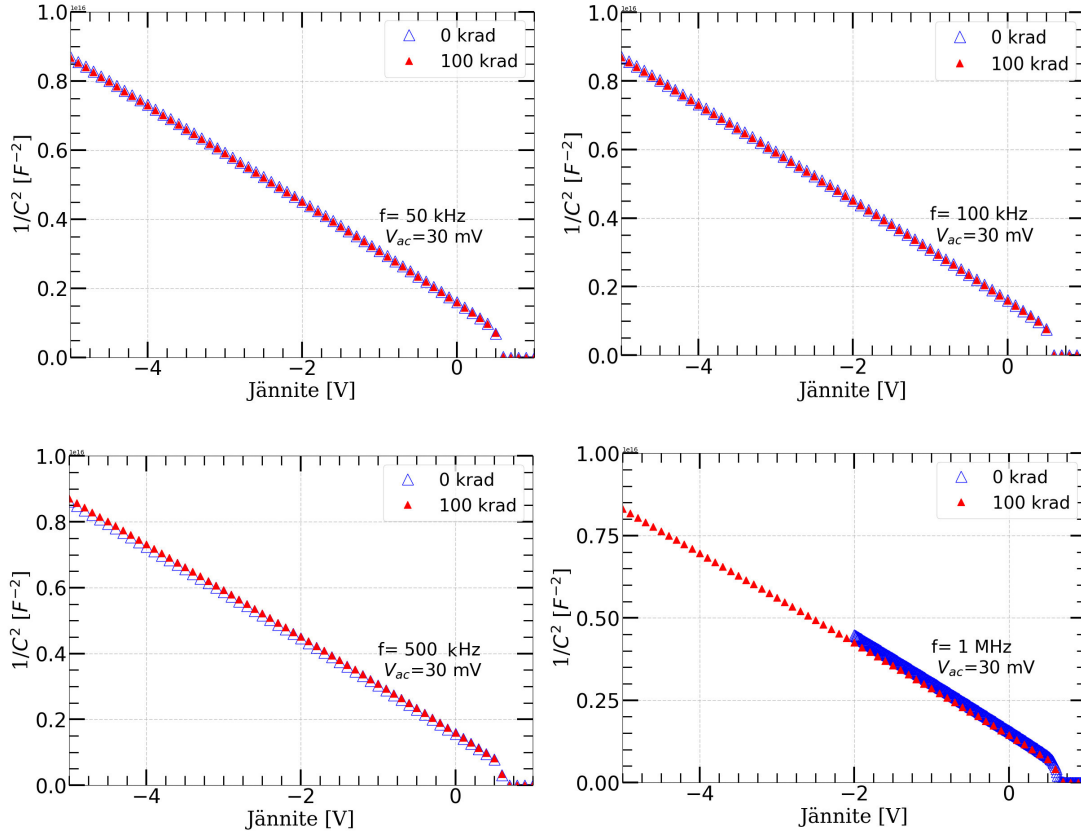
100 krad annoksen jälkeen toistettujen lämpömittausten avulla saatiin diodin A A^* :lle arvoiksi $A_a^*=28 \pm 13 \text{ AK}^{-2}$ ja diodille B $A_b^*=7 \pm 3 \text{ AK}^{-2}$. Arvot pienenevät molemmissa tapauksissa ja mittapisteisiin syntyi enemmän hajontaa, mikä kasvatti vakioiden virhettä. Schottky-kynnyksen arvo määritettiin seuraavaksi Richardsonin kuvaajasta kummallekin diodille käyttäen sovituksen kulmakerrointa, joka antaa kynnyksenkorkeuden suoraan. Tätä sanotaan joskus efektiiviseksi kynnyksenkorkeudeksi $\phi_{bn,eff}$ [71]. Arvoiksi saatiin $\phi_{bn,eff}=1,16 \pm 0,01 \text{ V}$ diodille A ja diodille B $\phi_{bn,eff}=1,17 \pm 0,01 \text{ V}$. Säteilytyksen jälkeen vastaavat arvot olivat $\phi_{bn,eff}=1,14 \pm 0,01 \text{ V}$ ja $\phi_{bn,eff}=1,11 \pm 0,01 \text{ V}$. Kynnysjännitteiden arvot näin määritettynä olivat pudonneet säteilytyksen jälkeen molemmissa komponenteissa.

Dioideille A ja B lasketut A^* ja I_S sovitettiin yhtälöön (55) Schottky-kynnyksen $\phi_{bn,I-V}$ -ratkaisemiseksi I-V-sovituksesta eri tarkastelulämpötiloissa jännitteessä $V_{bias}=0 \text{ V}$. Schottky-kynnyksen korkeudeksi saatiin huoneenlämmössä ($T=293 \text{ K}$) diodille A $1,16 \pm 0,01 \text{ V}$ ennen säteilytystä ja $1,14 \pm 0,01 \text{ V}$ säteilytyksen jälkeen. Diodille B saatiin vastaavasti $1,17 \pm 0,01$ ja $1,11 \pm 0,05$, mutta virheelle saatiin säteilyn jälkeisessä mittauksessa suurempi arvo. Tuloksista nähdään, että ainakin diodissa B havaittiin pieni Schottky-kynnyksen korkeuden lasku.

Kynnyksen arvo laski siten sekä suoraan I-T että I-V -menetelmien kautta laskien. Jos Schottky-kynnyksen alenema on seurausta säteilyannoksesta eikä liity mittausepä-tarkkuuteen tai satunnaisuuteen, on se osoitus liitokseen säteilyn synnyttämistä defekteistä ja esimerkiksi pintatilojen syntymisestä liitosalueelle [38], [69].

5.3.1 Schottky -vallin korkeus $\phi_{bn,C-V}$, donoritilojen tiheys N_d ja V_{bi} kapasitanssin avulla

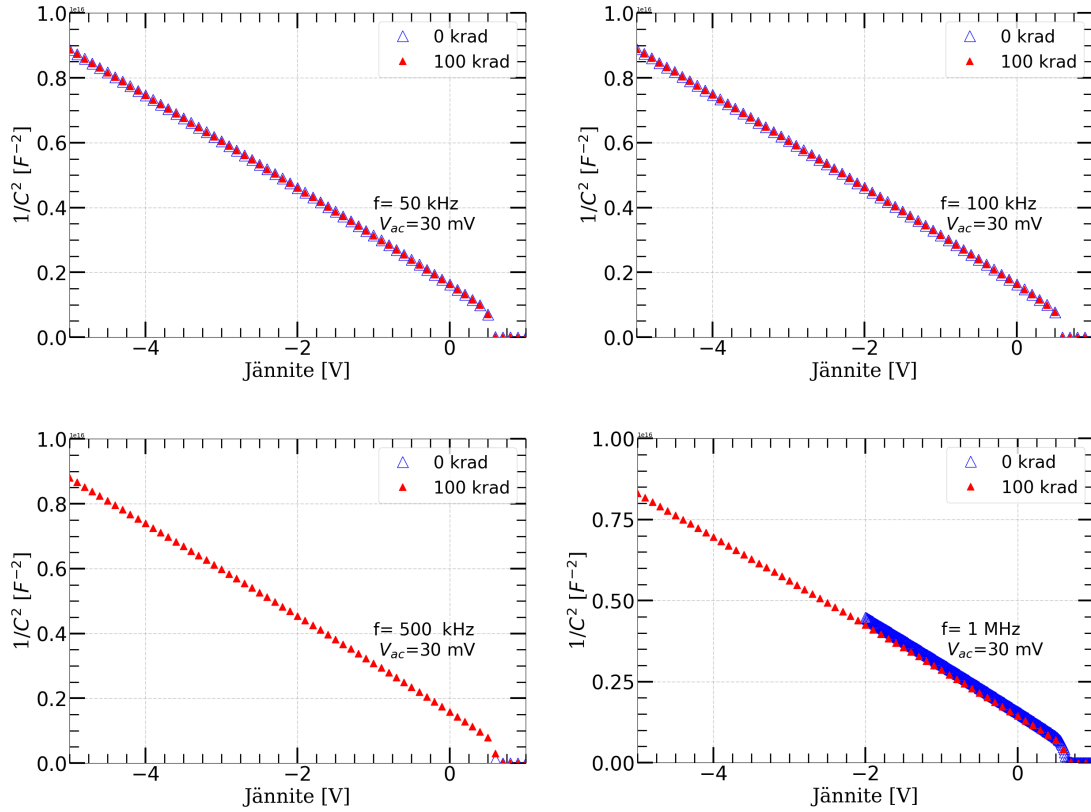
Käänteisen kapasitanssin neliön avulla muodostettiin $1/C^2$ -kuvaajat, jolloin kapasitanssin käänteiset neliöt ovat pystyakselilla ja biasjännite vaakakselilla. C-V -mittauksista saadut kuvaajat eri taajuusalueilla on esitetty kuvissa 44 ja 45 ennen ja jälkeen 100 krad annoksen.



Kuva 44: Diodille A laaditut $1/C^2$ -kuvaajat ennen ja jälkeen 100 krad säteilyannoksen. Mittauksissa on käytetty taajuuksia 50 kHz, 100 kHz, 500 kHz ja 1 MHz.

Kuvaajista huomataan kapasitanssin käänteisen neliön pienenevän V_{bias} :n funktiona. Eroja ennen ja jälkeen säteilyannoksen ei juuri huomata käytetyn 30 mV AC-jännitteen taajuuksilla 50 kHz, 100 kHz ja 500 kHz. Taajuudella 1 MHz havaitaan sovituksen kulmakertoimen muutos sekä diodin A että B tapauksessa (kuvaajat 44 ja 45). 1 MHz:n kuvaajista 44 ja 45 nähdään kulmakertoimen loiventuneen 100 krad annoksen jälkeen. Tästä voi päätellä, että $C_{irrad}^{-2} < C^{-2}$ eli $C_{irrad} > C$, eli kapasitanssi olisi suurentunut. Yhtälöstä (31) nähdään, että kapasitanssi riippuu donorikonsentraatiosta N_d , jonka muutos selittää kapasitanssinkin muuttumisen. Lisäksi kapasitanssin muutokseen vaikuttavat jälleen säteilyn synnyttämät defektit ja trappitiloille joutuneet varauksenkuljettajat [38].

Koska $1/C^2$ - V -kuvaajissa pisteiden havaitaan kuvautuvan lineaarisesti, saatettiin niihin tehdä suorasovitus ja saada siten yhtälön (56) mukainen kuvaaja (kuvat 44 ja 45). Sitä vastaavien parametrien ja yhtälöiden (57)-(60) avulla määritettiin sekä N_d että built-in -potentiaali V_{bi} ja edelleen $\phi_{bn,C-V}$ virheineen. Virheiksi tarkastelussa valittiin valmistajan ilmoittamat virherajat kullakin mittausalueella, sekä sovitusparametrien virheet yhdistäen ne neliöllisesti [67]. Donorikonsentraatiot ratkaistiin $1/C^2$ -sovituksen parametreista hyödyntäen yhtälöä (59).



Kuva 45: Diodille B laaditut $1/C^2$ -kuvaajat ennen ja jälkeen säteilyannoksen. Mittauksissa on käytetty taajuuksia 50 kHz, 100 kHz, 500 kHz ja 1 MHz.

Taulukko 5: Diodille A lasketut donorikonsentraatiot N_d taajuuksilla 50, 100, 500 kHz ja 1 MHz ennen ja jälkeen 100 krad säteilyannoksen.

Diodi A					
f [kHz]	N_d	$\phi_{bn,C-V}$ [V]	$N_{d,irrad}$ [V]	$\phi_{bn,C-V,irrad}$	ΔN_d
50	$(1,10 \pm 0,03) \times 10^{16}$	$0,87 \pm 0,02$	$(1,10 \pm 0,02) \times 10^{16}$	$0,86 \pm 0,01$	$(-0,004) \times 10^{16}$
100	$(1,10 \pm 0,03) \times 10^{16}$	$0,87 \pm 0,01$	$(1,10 \pm 0,03) \times 10^{16}$	$0,86 \pm 0,01$	$(-0,004) \times 10^{16}$
500	$(1,10 \pm 0,05) \times 10^{16}$	$0,88 \pm 0,02$	$(1,10 \pm 0,04) \times 10^{16}$	$0,88 \pm 0,02$	$(-0,01) \times 10^{16}$
1000	$(1,00 \pm 0,04) \times 10^{16}$	$1,11 \pm 0,01$	$(1,12 \pm 0,03) \times 10^{16}$	$0,97 \pm 0,01$	$(-0,12) \times 10^{16}$

Taulukoissa 5 ja 6 on esitetty kootusti C-V -mittausten avulla määritellyt donorikonsentraatiot eri taajuuksilla, kapasitanssin perusteella lasketut Schottky-kynnyksen korkeudet $\phi_{bn,C-V}$ ja $\phi_{bn,C-V,irrad}$ sekä donorikonsentraation muutos ΔN_d . Myöhemmin analyysivaiheessa havaittiin, että 500 kHz data ei diodin B tapauksessa ollutkaan tallentunut toivotulla tavalla. Mittausta ei toistettu tällä taajuudella enää myöhemmin, sillä säteilyvaikutusten mahdollinen palautuminen olisi voinut tuottaa dataan ajallista virhettä ja vääristää saatavia tuloksia [35].

Diodeille A ja B yhtälön (60) avulla saadut tulokset eri taajuuksin ennen ja jälkeen 100 krad an-

noksen on esitetty taulukoissa 5 ja 6. Donorikonsentraatiot N_d olivat tasolla $1,0 \times 10^{16}$ ennen 100 krad annoksen ja säteilytyksen jälkeen havaittiin sekä säteilytyksen aikana biasoituna olleen diodin A että maadoitetun diodin B donorikonsentraatioiden pysyneen suunnilleen samoina. Diodien A ja B muutokset mahtuivat virherajojen sisään 5, 6.

Taulukko 6: Diodille B lasketut donorikonsentraatiot N_d taajuuksilla 50, 100, 500 kHz ja 1 MHz ennen ja jälkeen 100 krad säteilyannoksen.

Diodi B					
f [kHz]	N_d	$\phi_{b,C-V}$ [V]	$N_{d,irrad}$	$\phi_{b,C-V,irrad}$	ΔN_d
50	$(1,10 \pm 0,01) \times 10^{16}$	$0,87 \pm 0,01$	$1,10 \times 10^{16}$	$0,87 \pm 0,02$	$-0,002 \times 10^{16}$
100	$(1,10 \pm 0,02) \times 10^{16}$	$0,87 \pm 0,01$	$1,10 \times 10^{16}$	$0,87 \pm 0,01$	$-0,003 \times 10^{16}$
500	$(1,10 \pm 0,01) \times 10^{16}$	$0,89 \pm 0,02$	–	–	–
1000	$(1,11 \pm 0,01) \times 10^{16}$	$1,159 \pm 0,004$	$1,01 \times 10^{16}$	$0,98 \pm 0,2$	$-0,077 \times 10^{16}$

Säteilyannoksen aiheuttamaa muutosta N_d :n arvossa on perusteltu esimerkiksi trappi- tai akseptoritulojen syntymisellä puolijohdemateriaaliin säteilyn seurauksena, jolloin johtavuusvyöllä olevat varauksenkuljettajat kompensoituvat siirryttyään akseptorituloille. Toisin sanoen, varauksenkuljettajat loukuttuvat materiaaliin ja varauksenkuljettajien määrä johtavuusvyöllä vähenee [35], [38], [72].

Vaikka nyt nähdyt muutokset N_d :ssä olivat yleisesti pienet, havaittiin taajuutta 1 MHz käytettäessä kuitenkin diodien A ja B donorikonsentraatioiden kasvaneen 100 krad annoksen jälkeen vaikka taajuuden ei pitäisi periaatteessa vaikuttaa konsentraatioihin. 1 MHz taajuudella saatu selvempi ero donorikonsentraatioiden suuruudessa ennen ja jälkeen 100 krad annoksen voi olla joko todellinen muutos tai johtua mm. loiskapazitansseista. Eri taajuuksien välisiä eroja on lisäksi perusteltu metalli-puolijohdeliitoksen pintatilojen vaikutuksella liitoskapasitanssiin matalilla taajuuksilla [73], [74].

Donorikonsentraatioiden kasvu säteilytyksen jälkeen oli hieman yllättävää varsinkin kun N_d :stä riippuvat Schottky-kynnysten arvot alenivat (ks. yhtälö 62), sillä useissa muissa tutkimuksissa (esim. [38], [69], [72] ja [74]) donorikonsentraatio on pienentynyt säteilyannoksen jälkeen. Toisaalta yhtälön 56 kulmakertoimen pieneneminen näkyy V_{bi} :n kasvuna ja siten donorikonsentraation kasvamisena. On myös huomattava, että näytteistystaajuus oli suurempi 1 MHz mittauksissa ja jänniteväli pienempi. Näin ajatellen muutos jäljittyisi mittaussjärjestelyyn.

C-V -mittausten perusteella määritettiin Schottky-kynnykset kaikilla taajuuksilla ennen ja jälkeen 100 krad säteilyn. Taajuusvälillä 50 - 500 kHz Schottky-kynnysten arvot olivat I-V- ja I-T menetelmin saatuihin arvoihin nähden matalampia kuin 1 MHz taajuudella mitatut, vaikka lähtökohtaisesti voisi olettaa tulosten olevan mittaustavasta riippumattomia. Kynnyskorkeuksien erot voivat seurata ilmiöistä, jotka vaikuttivat donorikonsentraation määrityksiin tai selittyä loiskapazitanssien vaikutuksilla sovitussyhtälön 56 antamien sovituserojen b_{C-V} ja a_{C-V} kautta. Joissain vastaavissa

Taulukko 7: Diodiparametrit diodeille A ja B ennen säteilytystä ja säteilytyksen jälkeen. I-V, I-T ja C-V -mittauksiin perustuva Schottky-kynnys on esitetty huoneenlämmössä ($T = 293 \pm 3$ K) mitatusta datasta. Donoritilan varauksenkuljettajien määrät N_d on mitattu C-V -mittauksien perusteella huoneenlämmössä ($T \approx 293$ K) tajuudella 1 MHz käyttäen AC -jännitettä 30 mV.

Diodiparametrit						
Diodi	$\phi_{b,I-V}[V]$	$\phi_{b,eff}[V]$	$\phi_{b,C-V}[V]$	$A^* [Am^{-2}K^{-2}]$	N_d	n
Diodi A	$1,16 \pm 0,01$	$1,16 \pm 0,01$	$1,11 \pm 0,01$	47 ± 8	$0,995 \times 10^{16}$	1,02
	$1,14 \pm 0,01$	$1,14 \pm 0,01$	$0,97 \pm 0,01$	28 ± 13	$1,121 \times 10^{16}$	1,03
Diodi B	$1,17 \pm 0,02$	$1,17 \pm 0,01$	$1,159 \pm 0,004$	74 ± 8	$1,014 \times 10^{16}$	1,01
	$1,11 \pm 0,01$	$1,11 \pm 0,05$	$0,98 \pm 0,02$	7 ± 3	$1,094 \times 10^{16}$	1,03

tutkimuksissa havaintoa on perusteltu esimerkiksi metalli-puolijohdeliitoksen epähomogeenisuudella, sekä [69], [74]. Tulosta voisi kuitenkin sikäli pitää tarkempaan, että Richardsonin vakioon perustuvassa Schottky-kynnyksen mittauksessa ko. vakion saamien arvojen suuret keskinäiset erot ja isot virherajat vaikuttavat kynnyksjännitteen korkeuteen muita muuttujia enemmän. Kapasitanssimittauksessa tämän tyyppistä vaihtelua on vähemmän ja sitä voi siten pitää luotettavampana.

Taajuudella 1 MHz ennen 100 krad annosta saatu Schottky-kynnyksen arvo on kuitenkin hyvin lähellä kahdella muulla menetelmällä huoneenlämmössä saatuja arvoja. Matalilla taajuuksilla havaittu kynnyksen kasvaminen on selitetty yleensä trappitilojen syntymisellä liitokseen säteilyn aiheuttamien vaurioiden yhteydessä [38], Diodiparametrien arvot eri menetelmin saatuna on listattu taulukkoon 7 jolloin huomataan, että sekä I-V -mittauksista saadut ja Richardsonin vakion avulla lasketut Schottky-kynnykset ovat liki identtiset sekä ennen että jälkeen 100 krad annoksen.

6 Johtopäätökset

Tässä tutkimuksessa mitattiin kahden piikarbidipohjaisen STPSC1006D tehodiodin säteilynkesto-ominaisuuksia määrittämällä diodiparametrit sekä lämpötilavälillä 233 -353 K I-V -käyrien avulla, Richardsonin kuvaajaan perustuvaa I-T -menetelmää käyttäen että huoneenlämmössä $T \approx 293$ K C-V -menetelmällä. Tämän jälkeen diodeille annettiin huoneenlämmössä 100 krad säteilyannos 16 MeV elektronin energialla 10:ssä 10 min erässä. Säteilytyksen jälkeen toistettiin I-V ja C-V -mittaukset ja määritettiin säteilytyksen aiheuttamat parametrimuutokset.

Lämpömittauksissa havaittiin termisen elektroniemission mukaiset ilmiöt: kynnysjännitteen arvot pienenevät ja vuotovirtojen sekä myötäsuuntaisten virtojen arvot kasvoivat lämmitettäessä diodia. Saturaatiovirtojen arvot laskettiin diodiyhtälön avulla ja ne kasvoivat säännönmukaisesti lämpötilan kasvaessa. Schottky -kynnykset mitattiin ennen säteilytystä kolmella menetelmällä, joilla saatiin yhteneväiset tulokset, joskin C-V -menetelmällä mitatut Schottky-kynnyksen arvot olivat taajuuksin 50 kHz, 100 kHz ja 500 kHz hieman pienemmät kuin muilla menetelmillä ja 1 MHz taaajuudella saadut arvot. Donorikonsentraatioiden arvot ennen säteilyä C-V -menetelmällä olivat luokkaa $1,0 \times 10^{16}$.

Mittaukset toistettiin säteilytyksen jälkeen. Saturaatiovirtojen arvoissa havaittiin vähäistä kasvua säteilyä edeltäneisiin mittauksiin verrattaessa, mutta erot olivat pieniä ja osin epä johdonmukaisia eikä 100 krad annoksen osuudesta muutoksiin saatu täyttä varmuutta. Schottky-kynnysten arvot olivat pienentyneet 100 krad annoksen jälkeen sekä I-V, I-T että C-V menetelmää käyttäen molemmilla diodeilla, mutta virherajojen puitteissa diodin A Schottky-kynnykset olivat pysyneet käytännössä ennallaan. Diodin B kynnysjännitteen arvon huomattiin madaltuneen enemmän, mutta sekin mahtuu mittaasepä tarkkuuden sisään. Didoille B I-T menetelmällä saatu säteilytyksen jälkeinen Schottky-kynnyksen virheraja oli viisinkertainen muihin kynnyskorkeuden määrittäisiin nähden ja vaikeuttaa siten arviointia.

C-V mittauksista lasketut donorikonsentraatiot ja Schottky-kynnykset näyttivät säteilyn myötä pysyneen suunnilleen samoina taaajuusalueilla 50, 100 ja 500 Hz mitattaessa, Schottky-kynnysten ollen kuitenkin systemaattisesti matalampia verraten I-V ja I-T -menetelmillä saatuihin. 1 MHz taaajuudella tehty mittausta tuotti I-V ja I-T -mittauksia vastaavan tuloksen ennen ja jälkeen annoksen- 1 MHz taaajuudella mitatut N_d :n arvot olivat 100 krad annoksen jälkeen kasvaneet molemmilla diodeilla. Tämä tuntuu hieman yllättävältä, sillä donorikonsentraation olettaisi olevan taaajuudesta riippumaton ja toisekseen pienenevän säteilyannoksen jälkeen. Jos ilmiö on todellinen, on se kaiketi nyt tutkittujen diodien ominaisuus. Matalien taaajuuksien osin hypoteesinvastaisten tulosten arveltiin johtuvan joko kapasitanssiin vaikuttavista pintatiloista, loiskapasitanssista tai piirilevystä, joka ei ollut täysin relevantti taaajuusmittauksiin käytettäväksi.

Saaduista mittaustuloksista päätellen diodien saama 100 krad(H₂O) säteilyannos ei nyt käytetyissä mittaolosuhteissa ja asetelmissa vaikuttanut merkittävästi diodien ominaisuuksiin tarkasteltujen parametrien suhteen ja havaitut virran muutokset olivat hyvin pieniä. Siten useissa säteilynkestomittauksissa havaittua raskaampien hiukkasten tuottamaa hyppäyksellistä vuotovirran arvon kasvua ei

havaittu nyt käytetyillä annoksilla

Säteilytyksen aikana diodit eivät olleet tyhjiössä, niitä ei poistettu kotelostaan ja lämpötila pysyi koko ajan suunnilleen samana. Myöskin annettu säteilyannos oli kohtuullisen pieni, vaikka elektronien maksimienergia olikin 16 MeV. Pidemmällä säteilytysajoilla ja suuremmalla määrällä komponentteja olisi kenties saatu selkeämpi kuva nyt tutkittujen komponenttien kestävydestä. Pidempi säteilytysaika olisi voinut johtaa näkyvimpiin muutoksiin komponenteissa ja johtaa esimerkiksi niiden hajoamiseen. Tämä olisi antanut osviittaa siitä, millä annoksella tämä raja saavutetaan käytettäessä 16 MeV energioita ja valittua annosnopeutta. Tällaista rajaa olisi voitu myös hakea eri elektronien energioilla ja tarkastella, miten raja olisi annoksen määrällä mitaten muuttunut.

Jos otetaan huomioon avaruudessa eri toimintaympäristöissä vallitsevat olosuhteet eri säteilymääriin, voidaan komponenttien säteilynkoston todeta olevan hyvällä tasolla, eivätkä nyt käytetyt annokset tule kovin nopeasti vastaan esimerkiksi Jupiteria kiertävillä radoilla alueilla, joissa suuri määrä ergeettisiä elektroneja on loukuttuneena planeetan van Allenin vöihin. Elektronien annosnopeudet Jupiterin läheisyydessä ovat matalampia kun nyt käytetty ja kun huomioidaan että satelliiteissa ollessaan komponentit ovat sen ulkokuoren suojaamina, pienentää se entisestään niiden vaurioitumisriskiä vähentäen vaurioitumistapauksessa vaurioiden seurauksia.

Vastaisuudessa voisi kuitenkin tutkia nyt tarkasteluja diodeja pidemmällä säteilytysajoilla ja pienemmällä kokonaisannoksella joko samaa, tai kenties suurempaa elektronin energiaa käyttäen etenkin kun tiedetään, että esimerkiksi Jupiterin läheisyydessä energiat voivat tilapäisesti olla paljonkin suurempia kuin nyt käytetyt ja vaikka hiukkasvuo aikayksikköä kohden onkin pääosin tässä työssä käytettyä matalampi, korkeampi elektronien energia, suurempi annos ja säteilytysaika voisivat tuoda lisävalaistusta komponenttein kestävyteen.

Yksittäisten testien tapauksessa voitaisiin huomioida vaurioiden riippuvuus myös säteilyn tulokulmasta, sillä nyt koko ajan paikallaan olevaa komponenttia säteilytettiin vain yhdestä suunnasta ja kulmasta. Olisi kiinnostavaa tietää, miten säteily vaikuttaisi komponenttiin jonka kulma muuttuu jatkuvasti säteilykeilaan nähden, ts. komponentti olisi liikkeessä. Esimerkiksi satelliitissa komponenttien asema ei ole stabiili vaan muuttuu jatkuvasti hiukkasten tulosuuntiin nähden. Koska diodiparametrien arvot riippuvat selvästi lämpötilasta, olisi kiinnostavaa tietää eri lämpötilojen vaikutus diodin vaurioitumiseen säteilyn aikana, mikä ei nyt käytetyissä mittaolosuhteissa ollut mahdollista. Esimerkiksi avaruudessa lämpötilat ovat maanpäällisiin olosuhteisiin verrattuna hyvin matalia ja vastaavasti joissain sovelluksissa maan päällä huomattavan korkeita, jolloin toiminta- ja vaurioitumisolosuhteet eroavat huomattavasti toisistaan.

Koska elektronien aiheuttamia tuhoavia vaurioita ei ole mittavissa määrin tutkittu ainakaan yleisesti saatavilla olevilla kaupallisilla SiC-tehodiodeilla, olisi näitä hyvä kartoittaa eri komponenteilla eri annosnopeuksia- ja energioita sekä komponentin biasointitasoja käyttäen ja edelleen selvittää, ilmenisivätkö tuhoavat vauriot yhtäkkisenä virrantiheyden kasvuna kuten raskaampien hiukkasten tapauksessa, vai olisiko muutos esimerkiksi portaittainen tai jatkuva ja millä annoksilla ja elektronin

eneregioilla ilmiöt saataisiin esiin. Tässä mittauksessa käytettiin vain yhtä säteilytyksenaikaista biasjännitettä, jolloin ei saatu tietoa muiden biasasojen vaikutuksesta säteilyvasteeseen. Tämän selvittely voisi olla hyödyllistä, sillä biasoinnin tiedetään vaikuttavan diodin vuotovirran muutoksiin säteilytettäessä komponenttia ja toisaalta siksi, että todellisissa sovelluksissakin biasointijännitteet vaihtelevat käyttötarkoituksesta riippuen ja vaurioriskit olisi siten hyvä tuntea laajasti.

Laajemmassa mitassa voisi olla hyvä eri valmistajien kenties eri tekniikoilla valmistamien diodien keskinäisiä eroja suuremmilla komponenttimäärillä. Näin saataisiin paljon tutkimusdataa ja voitaisiin tehdä tarkempaa tilastollista vertailua komponenttien välillä sekä keskinäisen tasalaatuisuuden suhteen, että laadussa eri valmistajien välillä.

Lähteet

- [1] A. Bosser, "Radiation Effects on electronics." <https://mycourses.aalto.fi/course/view.php?id=17299§ion=1>, , viitattu 10.02.2019.
- [2] "Radiation: satellites' unseen enemy." https://www.esa.int/Enabling_Support/Space_Engineering_Technology/Radiation_satellites_unseen_enemy, 4 2011. viitattu 08.12.2019.
- [3] J. T. Wallmark and S. M. Marcus, "Minimum Size and Maximum Packing Density of Nonredundant Semiconductor Devices," *Proceedings of the IRE*, vol. 50, no. 3, pp. 286–298, 1962.
- [4] P. Godignon, X. Jorda, M. Vellvehi, X. Perpina, V. Banu, D. Lopez, J. Barbero, P. Brosselard, and S. Massetti, "SiC Schottky Diodes for Harsh Environment Space Applications," *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, vol. 58, pp. 2582–2590, July 2011.
- [5] G. Yang, Y. Pang, Y. Yang, J. Liu, S. Peng, G. Chen, M. Jiang, X. Zu, X. Fang, H. Zhao, L. Qiao, and H. Xiao, "High-Dose Electron Radiation and Unexpected Room-Temperature Self-Healing of Epitaxial SiC Schottky Barrier Diodes," *Nanomaterials*, vol. 9, p. 194, 02 2019.
- [6] Jean-Marie Lauenstein, Megan C. Casey, Kenneth A. LaBel, Stanley Ikpe, Alyson D. Topper, Edward P. Wilcox, Hak Kim, Anthony M. Phan, "Single-event effects in silicon carbide power devices." <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/20150017740.pdf>, 2015.
- [7] S. Kuboyama, C. Kamezawa, N. Ikeda, T. Hirao, and H. Ohyama, "Anomalous Charge Collection in Silicon Carbide Schottky Barrier Diodes and Resulting Permanent Damage and Single-Event Burnout," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 53, pp. 3343–3348, Dec 2006.
- [8] R. Horne, S. Glauert, N. Meredith, D. Boscher, V. Maget, D. Heynderickx, and D. Pitchford, "Space weather impacts on satellites and forecasting the Earth's electron radiation belts with SPACECAST," *Space Weather*, vol. 11, no. 4, pp. 169–186, 2013.
- [9] J. Lilley, *Nuclear Physics: Principles and Applications*. Manchester Physics Series, Wiley, 1 ed., 2013.
- [10] S. Bourdarie and M. Xapsos, "The near-earth space radiation environment," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 55, pp. 1810–1832, Aug 2008.
- [11] Amenomori, M. et al., "First Detection of Photons with Energy beyond 100 TeV from an Astrophysical Source," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 123, p. 051101, Jul 2019.
- [12] "Ultra-high energy cosmic rays," *Physics of the Dark Universe*, vol. 4, pp. 23 – 30, 2014. DARK TAUP 2013.
- [13] G. Khazanov, *Space Weather Fundamentals*. CRC Press, 1 ed., 2016.

- [14] NASA/GSFC/Solar Dynamics Observatory, “Picturing the Sun’s Magnetic Field.” <https://www.nasa.gov/feature/goddard/2016/picturing-the-sun-s-magnetic-field>, , viitattu 10.06.2020.
- [15] P. A. Singh, D. Siingh, and R. Singh, “Space weather: Physics, effects and predictability,” *Surveys in Geophysics*, vol. 31, pp. 581–638, 12 2010.
- [16] SILSO World Data Center, “The international sunspot number.” <http://www.sidc.be/silso/datafiles>, , viitattu 20.04.2020.
- [17] S. Duzellier, “Radiation effects on electronic devices in space,” *Aerospace Science and Technology*, vol. 9, pp. 93–99, 01 2005.
- [18] SPENVIS, The Space Environment Information System, “World map of the AE-8 MAX integral electron flux >1 MeV at 500 km altitude.” <https://www.spenvis.oma.be/help/background/traprad/traprad.html>, viitattu 26.06.2019.
- [19] Leah Crane, “Jupiter’s powerful aurora is surprisingly different from earth’s,” , viitattu 22.12.2019. <https://www.newscientist.com/article/2146449-jupiters-powerful-aurora-is-surprisingly-different-from-earths/>.
- [20] M. Kotiranta, K. Jacob, H. Kim, P. Hartogh, and A. Murk, “Optical Design and Analysis of the Submillimeter-Wave Instrument on JUICE,” *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 8, pp. 588–595, Nov 2018.
- [21] M. Steffens, S. K. Höffgen, and M. Poizat, “Total ionizing dose tests of Power Bipolar Transistors and SiC power devices for JUICE,” in *2017 17th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems (RADECS)*, pp. 1–5, Oct 2017.
- [22] JUICE Team, “JUICE environment specification, Issue 5 Rev. 5.” http://space-env.esa.int/Reports/ECSS/JS-14-09_i5.5_JUICE_Environment_spec.pdf, 2017.
- [23] Institute of Space and Astronautical Science, “Jupiter Icy Moons Explorer (JUICE).” <http://www.isas.jaxa.jp/en/missions/spacecraft/future/juice.html>, , viitattu 21.02.2020.
- [24] RADEF, “Lineaarikiihdytin.” <https://www.jyu.fi/science/en/physics/research/infrastructures/accelerator-laboratory/radiation-effects-facility/linear-electron-accelerator-1>, , viitattu 10.10.2019.
- [25] H. Lühr, J. Wicht, S. Gilder, and M. Holschneider, *Magnetic Fields in the Solar System: Planets, Moons and Solar Wind Interactions*. Astrophysics and Space Science Library, Springer International Publishing, 2018.
- [26] NASA, JLP, “The Magnetic Field of Jupiter.” NASA/JPL-<http://www2.jpl.nasa.gov/galileo/jupiter/interior.html>, , viitattu 15.09.2019.
- [27] T. Ikäheimonen, *Säteily ja sen havaitseminen*. Säteily ja ydinturvallisuus, Säteilyturvakeskus, 2002.

- [28] R. Piergiorgio and L. Claude, *Principles Of Radiation Interaction In Matter And Detection*. World Scientific Publishing Company, 4 ed., 2015.
- [29] K. Krane, *Introductory Nuclear Physics*. Wiley India, 3 ed., 2008.
- [30] H. Young, R. Freedman, and A. Ford, *University Physics with Modern Physics Technology Update*. Pearson Education, 12 ed., 2013.
- [31] C. B. Polo, “SEE Single Event Effects.” <https://indico.cern.ch/event/635099/>, 2017. Radiation Environment and its effects in SEE components and hardness assurance for space applications. CERN - ESA - SSC WORKSHOP.
- [32] D. Neamen, *Semiconductor Physics and Devices: Basic Principles*. McGraw-Hill international edition, 4 ed., 2012.
- [33] C. Hu, *Modern Semiconductor Devices for Integrated Circuits*. Prentice Hall, 1 ed., 2010.
- [34] C. Poivey, “TNID, Total Non Ionizing Dose or DD Displacement Damage.” https://indico.cern.ch/event/777129/contributions/3249529/attachments/1844695/3026130/6th_EIROforum_school_on_instrumentation_cpoivey.pdf. 6th EIROforum School on Instrumentation.
- [35] J. Srour, C. J. Marshall, and P. W. Marshall, “Review of displacement damage effects in silicon devices,” *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 50, pp. 653 – 670, 07 2003.
- [36] S. Wood, N. J. Doyle, J. A. Spitznagel, W. J. Choyke, R. M. More, J. N. McGruer, and R. B. Irwin, “Simulation of radiation damage in solids,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 28, Dec 1981.
- [37] J. R. Srour and J. M. McGarrity, “Radiation effects on microelectronics in space,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 76, pp. 1443–1469, Nov 1988.
- [38] A. T. Paradzah, E. Omotoso, M. J. Legodi, F. D. Auret, W. E. Meyer, and M. Diale, “Electrical Characterization of High Energy Electron Irradiated Ni/4H-SiC Schottky Barrier Diodes,” *Journal of Electronic Materials*, vol. 45, pp. 4177–4182, Aug 2016.
- [39] D. M. Stephen Buchner, “Overview of Single Event Effects.” https://www.inaoep.mx/seressa2015/archivos/Lunes_16_30%20%20Buchner.pdf, 2015. Naval Research Laboratory.
- [40] Megan C. Casey, Jean-Marie Lauenstein, Michael J. Campola, Edward P. Wilcox, Anthony M. Phan, and Kenneth A. LaBel, “Destructive Single-Event Effects in Diodes,” 06 2017.
- [41] A. F. Witulski , Senior Member, IEEE, R. Arslanbekov, A. Raman, Member, IEEE, R. D. Schrimpf, Fellow, IEEE, A. L. Sternberg, K. F. Galloway, Life Fellow, IEEE, A. Javanainen , Member, IEEE, D. Grider, D. J. Lichtenwalner, and B. Hull, “Single-Event Burnout of SiC Junction Barrier Schottky Diode High-Voltage Power Devices,” 2018.
- [42] M. C. Casey, J. Lauenstein, R. J. Weachock, E. P. Wilcox, L. M. Hua, M. J. Campola, A. D. Topper, R. L. Ladbury, and K. A. LaBel, “Failure Analysis of Heavy Ion-Irradiated Schottky Diodes,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 65, pp. 269–279, Jan 2018.

- [43] I. S. Leung and R. Winston, "Silicon Carbide From a Carbon Nodule in the Canyon Diablo Meteorite," *AGU Fall Meeting Abstracts*, pp. P43A–1655, Dec. 2011.
- [44] M. Shur, S. Rumyantsev, and M. Levinshen, *SiC Materials and Devices*. Selected topics in electronics and systems, World Scientific, 2007.
- [45] T. Kimoto, "Bulk and epitaxial growth of silicon carbide," *Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials*, vol. 62, 05 2016.
- [46] H. Abderrazak and E. Hmida, *Silicon Carbide: Synthesis and Properties*. 04 2011.
- [47] Encyclopedia Britannica, "Piikarbidikide." <https://www.britannica.com/science/silicon-carbide/media/1/544369/117944>, 2013. , viitattu 20.06.2019.
- [48] A. Bhalla, "Status of sic products and technology," in *Disruptive Wide Bandgap Semiconductors, Related Technologies, and Their Applications* (Y. K. Sharma, ed.), ch. 5, Rijeka: IntechOpen, 2018.
- [49] S. Kuboyama, C. Kamezawa, N. Ikeda, T. Hirao, and H. Ohyama, "Anomalous Charge Collection in Silicon Carbide Schottky Barrier Diodes and Resulting Permanent Damage and Single-Event Burnout," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 53, pp. 3343–3348, Dec 2006.
- [50] J. Van Zeghbroeck, *Principles of Semiconductor Devices*. Bart Van Zeghbroeck, 2011.
- [51] T. Ayalew, "SiC Semiconductor Devices Technology, Modeling, and Simulation," 04 2004.
- [52] CrystalDatabase, "4H-SiC -kiderakenne." http://afloplib.org/CrystalDatabase/AB_hp8_186_ab_ab.html, 20.6.2019.
- [53] B. Baliga, *Fundamentals of Power Semiconductor Devices*. Springer US, 1 ed., 2010.
- [54] C. E. Weitzel, J. W. Palmour, C. H. Carter, K. Moore, K. K. Nordquist, S. Allen, C. Thero, and M. Bhatnagar, "Silicon carbide high-power devices," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 43, pp. 1732–1741, Oct 1996.
- [55] S. Sze and K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices*. Wiley, 3 ed., 2006.
- [56] D. Hull and D. Bacon, *Introduction to Dislocations*. Elsevier Science, 2001.
- [57] A. A. Lebedev, "Deep level centers in silicon carbide: A review," *Semiconductors*, vol. 33, pp. 107–130, Feb 1999.
- [58] R. Bowley and M. Sánchez, *Introductory Statistical Mechanics*. Oxford University Press, 2 ed., 2007.
- [59] Omar Harmon, Thomas Basler, Fanny Björk, "Advantages of the 1200 V SiC Schottky Diode with MPS design," *Bodos's Power Systems*, 12 2015. https://www.infineon.com/dgdl/Infineon-Article_Advantages_of_the_1200V_SiC_Schottky_Diode_with_MPS_Design-Article-v01_00-EN.pdf?fileId=5546d46250cc1fdf0151674981861d76.

- [60] STMicroelectronics, *STPSC1006D*, 5 2008. <https://datasheetspdf.com/pdf-file/664626/STMicroelectronics/STPSC1006D/1>.
- [61] Tektronix, *Test Equipment Solutions Datasheet*, 5 2013. www.tek.com/keithley.
- [62] Keithley, *4200A-SCS Parameter Analyzer WINDOWS 10 Datasheet*, 10 2017. www.tek.com/keithley.
- [63] Rosnol, *Technical Data Sheet*, 10 2010. <http://www.rosnol.com/upload/product/RG-58C%EF%BC%8FU.pdf>.
- [64] K. Ashida, *Polyurethane and Related Foams: Chemistry and Technology*. CRC Press, 1 ed., 2006.
- [65] A. Javanainen, K. F. Galloway, C. Nicklaw, A. L. Bossler, V. Ferlet-Cavrois, J. Lauenstein, F. Pintacuda, R. A. Reed, R. D. Schrimpf, R. A. Weller, and A. Virtanen, “Heavy Ion Induced Degradation in SiC Schottky Diodes: Bias and Energy Deposition Dependence,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 64, no. 1, pp. 415–420, 2017.
- [66] D. Schroder, *Semiconductor Material and Device Characterization*. Wiley - IEEE, Wiley, 2006.
- [67] J. Taylor, *An Introduction to Error Analysis: The Study of Uncertainties in Physical Measurements*. ASMSU/Spartans.4.Spartans Textbook, University Science Books, 2 ed., 1997.
- [68] “Radiation Response of Silicon Carbide Diodes and Transistors,” *Intechopen*, 2012.
- [69] A. Rao, S. Krishnan, G. Sanjeev, and K. Siddappa, “Effect of 8 MeV electrons on Au/n-Si Schottky diodes,” *Int. J. Pure Appl. Phys.*, vol. 5, pp. 55–62, 01 2009.
- [70] Weissttechnik, *Climate Test Chamber System Weiss Type WK3-180/40*, - -. <http://www.omniray.se/userData/omniray/docs/weiss/WK3.pdf>.
- [71] F. Roccaforte, F. La Via, V. Raineri, R. Pierobon, and E. Zanoni, “Richardson’s constant in inhomogeneous silicon carbide Schottky contacts,” *Journal of Applied Physics*, vol. 93, no. 11, pp. 9137–9144, 2003.
- [72] “The effect of the electron irradiation on the series resistance of Au/Ni/6H-SiC and Au/Ni/4H-SiC Schottky contacts,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 268, no. 6, pp. 616 – 621, 2010.
- [73] H. Kanbur, Altındal, and A. Tataroglu, “The effect of interface states, excess capacitance and series resistance in the Al/SiO₂/P-Si Schottky diodes,” *Applied Surface Science*, vol. 252, pp. 1732–1738, 12 2005.
- [74] E. Uğurel, Aydoğan, K. Şerifoğlu, and A. Turut, “Effect of 6 MeV electron irradiation on electrical characteristics of the Au/n-Si/Al Schottky diode,” *Microelectronic Engineering*, vol. 85, p. 2299–2303, 11 2008.