

Veikka Nikander

III–V-PUOLIJOHDEAURINKOKENNOJEN MALLINNUS DIODIYHTÄLÖLLÄ

Tekniikan ja luonnontieteiden tiedekunta
Kandidaatin työ
Toukokuu 2020

TIIVISTELMÄ

Veikka Nikander: III–V-PUOLIJOHDEAURINKOKENNOJEN MALLINNUS DIODIYHTÄLÖLLÄ
Kandidaatin työ
Tampereen yliopisto
Teknis-luonnontieteellinen tutkinto-ohjelma
Toukokuu 2020

Puolijohdeaurinkokennot ovat rakenteeltaan optimaalisia aurinkoenergian muuttamiseen sähköenergiaksi. Siksi aurinkokennojen kehitys on painottunut historiallisesti niiden kehitystyöhön, jonka lopputuloksena on tullut parhaimmillaan lähes 50 % hyötysuhteiset puolijohdeaurinkokennot. Puolijohdeaurinkokennon tarkoitus on tuottaa energiaa sähköiseen piiriin, joten onkin tärkeää osata kuvata kennoa osana virtapiiriä. Tästä syystä aurinkokennolle on kehitetty erilaisia virtapiiri ekvivalentteja malleja. Niistä yksi niistä on kaksiodimalli.

Malli koostuu tunnetuista sähköisistä komponenteista, jotka ovat: rinnakkain kytketty kaksi diodia, virtalähde sekä vastus ja lisäksi sarjaan kytketty toinen vastus. Diodeista toinen kuvaa rekombinaatiota kvasineutraalilla alueella ja toinen tyhjennysalueella. Rinnakkaisvastus puolestaan kuvaa mahdollisia vuotovirtoja kennossa ja sarjavastus ohmisia häviöitä. Kaksiodimalli saadaan määriteltyä aurinkokennolle kätevästi sovittamalla sille tehtyyn virta-jännitemittaukseen mallin mukainen virtayhtälö. Tässä työssä tarkastellaan aurinkokennon virtapiirimallien käyttöä, sekä luodaan kaksiodimallin virtayhtälön sovitukseen sovitusalgoritmi, joka käyttää hyväkseen Lambertin W -yhtälöä ja Nelder-Mead algoritmia.

Työ jakautuu neljään osaan: aurinkokennon ominaisuuksien kuvaamiseen tunnetuilla sähköisillä komponenteilla, kaksiodiodyhtälön sovittamiseen virta-jännitekuvaajaan, luodun sovitusalgoritmin ja kaksiodimallin toimivuuden tarkasteluun sekä esimerkkiin mallin soveltamisesta tutkimuksessa. Työssä luotu algoritmi on testattu galliumarsenidi (GaAs) pohjaisten puolijohdeaurinkokennojen diodimallin määrittämiseen. Tutkimusesimerkissä samojen aurinkokennojen diodimallin käyttäytymistä on tutkittu protonisäteilyn alla. Säteily vastaa avaruudessa operoivien kennojen toimintaympäristöä Van Allenin sisemmällä ionivyöhykkeellä.

Tulosten perusteella algoritmi toimii tehokkaasti sekä sen luomat soviteen vastaavat erinomaisesti kennojen virta-jännitemittauksia. Kaksiodimalli kuvaa siis erinomaisesti GaAs pohjaista puolijohdeaurinkokennoa, sen yksinkertaisesta luonteestaan huolimatta. Protonisäteilytettyjen kennojen tutkimuksesta selviää, että diodien saturaatiovirrat kasvavat jyrkästi tietyn säteilytysannoksen jälkeen, mutta rinnakkaisvastus puolestaan pysyy melko muuttumattomana. Sarjavastuksen muutosta ei voitu luotettavasti määrittellä menetelmällä.

Avainsanat: puolijohdeaurinkokenno, matemaattinen mallinnus, kaksiodimalli, Lambert W , Nelder-Mead, galliumarsenidi, GaAs

Tämän julkaisun alkuperäisyys on tarkastettu Turnitin OriginalityCheck -ohjelmalla.

ABSTRACT

Veikka Nikander: III-V SEMICONDUCTOR SOLAR CELL MODELING WITH DOUBLE DIODE MODEL

Bachelor thesis

Tampere University

Degree Programme in Engineering and Natural Sciences, BSc (Tech)

May 2020

Semiconductor solar cells have optimal structure for solar energy conversion to electrical energy. It is the main reason why solar cell development has historically focused to semiconductors which has yield almost 50 % efficient semiconductor solar cells. Main function of the solar cell is to provide electrical power to an external circuit. That is why it is important to develop circuit equivalent models for solar cells. One of the most used circuit equivalent models is double diode model.

Double diode model consists of well-known electrical components which are: two parallel diodes, current source, resistors in parallel and series. The first diode models recombination at quasi neutral regions of the cell and the second diode models recombination at depletion region of the cell. Resistor in parallel models shunt currents and in series it models ohmic losses in the cell. The current source models light generated current caused by sunlight. Determining the double diode model to solar cell is relatively straight forward. It can be extracted from current voltage measurement of the cell by fitting the equivalent current equation derived from circuit model. In this theses circuit models for solar cell is revised and working fitting algorithm for double diode model is created using Lambert W function and Nelder-Mead algorithm.

This theses is divided to four parts: review of solar cell modelling with electrical components, how double diode model can be determined from current voltage measurement, fitting algorithm's and double diode model's fitness and lastly an example how double diode model can be utilized at solar cell research. Algorithm made in this work has been used to extract double diode model from gallium arsenide (GaAs) based semiconductor solar cells. At the research example same solar cells diode model parameters behaviour has been studied under proton radiation. Radiation is similar that solar cells are under satellite operations at lower Van Allen radiation belt.

Results conclude that algorithm works efficiently, and it fits accurately double diode model to given data. It is also concluded that double diode model describes well the GaAs based solar cell's current voltage behaviour regardless its simple nature. Proton radiation research concludes that diodes' saturation currents starts to rise quickly after critical dose of protons. The parallel resistance at the other hand stays the same and the series resistance's behaviour could not be determined with the method.

Keywords: semiconductor solar cell, mathematical modeling, double diode model, Lambert W, Nelder-Mead, gallium arsenide, GaAs

The originality of this thesis has been checked using the Turnitin OriginalityCheck service.

SISÄLLYSLUETTELO

1	JOHDANTO	1
2	YHDISTEPUOLIJOHDEAURINKOKENNON MALLINTAMINEN VIRTAPIIRINÄ	2
2.1	Aurinkokennon toiminta	2
2.2	Diodimalli	4
2.3	Häviötekijät	5
2.4	Kaksiodiodimalli	6
3	KAKSIDIODIMALLIN MÄÄRITTÄMINEN AURINKOKENNOLLE	8
3.1	Lambertin W -yhtälö ja diodiyhtälö	9
3.2	Yhtälön sovitus	9
3.3	Rajoitettu Nelder-Mead-pohjainen sovitusalgoritmi	10
4	TULOKSET	12
4.1	Virta-jännitemittaukset	12
4.2	Sovitukset	13
5	MALLIN SOVELLUS TUTKIMUKSESSA: PROTONISÄTEILYN VAIKUTUS GAAS- POHJAIISIIN AURINKOKENNOIHIN	15
5.1	Van Allenin vyöhykkeet	15
5.2	Protonisäteilyn vaikutus puolijohdeaurinkokennoon	15
5.3	Tulosten käsittely	16
6	YHTEENVETO	18
	Lähteet	19

KUVALUETTELO

2.1	Havainnekuva vyöltä-vyölle tyypisistä elektronin viritysprosessista puolijohteessa fotonin vaikutuksesta.	3
2.2	Luonnos puolijohdeaurinkokennon rakenteesta ja siinä tapahtuvasta valon keruuprosessista.	4
2.3	Yksinkertainen aurinkokennon virtapiirimalli.	5
2.4	Aurinkokennon virtapiirimalli vastustekijöiden kanssa.	6
2.5	Kaksidiodimallin mukainen virtapiirimalli.	7
3.1	Esimerkki kaksidiodiyhtälön sovituksesta GaAs-pohjaisen aurinkokennon virta-jännitemittapisteisiin.	8
3.2	Sovitusalgoritmin vuokaavio.	11
4.1	Virtapiiriluento yksinkertaisesta nelipistemittauksesta.	12
4.2	Kenon K2.2 virta-jännite-data, dataan tehty sovite sekä sovitteen absoluuttinen virhe.	13
4.3	Sovitteiden absoluuttiset virheet.	14
5.1	Saturaatiovirtojen muutos suhteessa 1 MeV energian protonien protonisuihkun suuruuteen.	16
5.2	Sarja- sekä rinnakkaisvastusten resistanssien muutos suhteessa 1 MeV energian protonien protonisuihkun suuruuteen.	17

1 JOHDANTO

III- ja V-ryhmän alkuaineista valmistetut moniliitosaurinkokennot ovat aurinkoenergian konversiohyötysuhteiltaan selvästi parhaita [1][2]. Tämän seurauksena ne ovat korvanneet perinteisten pii-kennojen käyttöä varsinkin avaruustekniikassa, jossa teho-painosuhte sekä säteilykestävyys ratkaisevat enemmän kuin energijärjestelmän hinta [3].

Aurinkokennojen matemaattinen mallintaminen on tärkeässä osassa suurien ja tehokaiden aurinkoenergiajärjestelmien suunnittelussa ja kehityksessä. Tästä johtuen on luotu useita matemaattisia malleja, joista yksi yleisimmin käytetty on kaksidiodimalli. Mallissa aurinkokenno kuvataan melko yksinkertaisella virtapiirimallilla. Kaksidiodimalli on hyvä ja yksinkertainen kuvaus aurinkokennosta ja sen parametrit ovat hyvin liitettävissä kennon fysikaalisiin ominaisuuksiin. Sen arvot ovat kuitenkin haastavia määrittää, sillä ne tyypillisimmin saadaan laskettua sovittamalla virtapiiriyhtälö aurinkokennon virtajännitekuvaajaan.

Tässä kandidaatintyössä tarkastellaan virtapiirimallien muodostamista aurinkokennoille sekä kehitetään Matlab laskentaohjelmalla kaksidiodimallin sovitusalgoritmi artikkelin [4] pohjalta. Algoritmin toimintaa sekä kaksidiodimallia teoriana tarkastellaan aurinkokennoihin tehtyjen virtajännitemittausten sovitteiden kautta.

Lopuksi kaksidiodimallia sovelletaan avaruudessa käytettävien puolijohdeaurinkokennojen tutkimuksessa. Kaksidiodimallia on hyödynnetty galliumarsenidi (GaAs) pohjaisten aurinkokennojen toiminnan tutkimiseen protonisäteilyn alla. Kennot altistuvat protonisäteilylle avaruuden Van Allenin sisemmällä vyöhykkeellä. Kennoja on säteilytetty 1 MeV energisellä protonisuihkulla, ja niiden toimintaa sekä diodiyhtälön parametreja on analysoitu säteilytysannoksen funktiona. Tuloksista voidaan päätellä kennoissa tapahtuvia muutoksista säteilytyksen seurauksena, kuten esimerkiksi missä kohtaa kennoa säteily aiheuttaa eniten vaurioita.

2 YHDISTEPUOLIJOHDEAURINKOKENNON MALLINTAMINEN VIRTAPIIRINÄ

Aurinkokenno muuttaa Auringon energiaa sähköenergiaksi ja täten toimii usein osana jokin sähköistä piiriä tuoden siihen energiaa. Onkin varsin tarkoituksenmukaista määrittää aurinkokennoille jonkinlainen virtapiirimalli, joka voidaan liittää ulkoiseen piiriin, täten mallintaen kennon konkreettista toimintaa piirin energialähteenä. Tässä kappaleessa esitellään aurinkokennon perustoimintaperiaatteet sekä tarkastellaan aurinkokennon fysikaalisia ominaisuuksia, joista voidaan rakentaa erilaisia virtapiirimalleja aurinkokennolle.

2.1 Aurinkokennon toiminta

Jotta Auringon valo voidaan muuttaa energiaksi, on pystyttävä luomaan tilanne, jossa valo pystyy nostamaan jonkin tilan energian koreampaan energiatilaan antaen osan tai kaiken oman energiansa tähän prosessiin. Energiatilan purku on myös oltava mahdollinen siten, että energia kyseisestä purkautumisesta saadaan hyödynnettyä. Puolijohdemateriaalin omat atomitason rakenteet mahdollistavat juuri kyseiset prosessit [5].

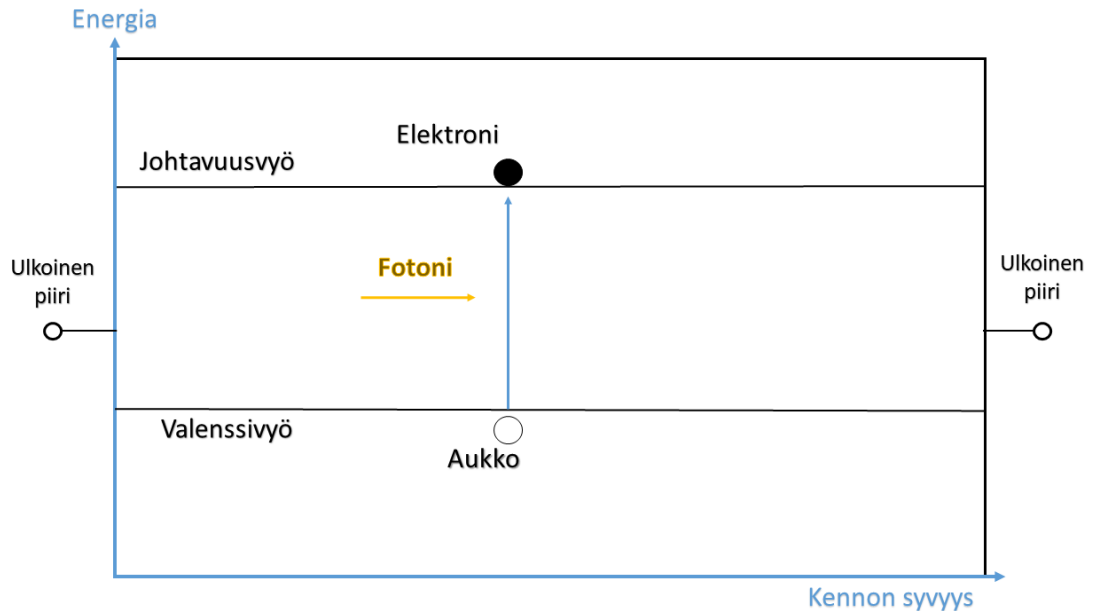
Atomiorbitaaleihin verrattavissa olevat puolijohdemateriaalin energiavyöt mahdollistavat yllä mainitun energiatilaeron. Väistä alempienergistä vyötä kutsutaan *valenssivyöksi*. Valenssivyön elektronit osallistuvat puolijohdehilan kiinnipitämiseen atomien välisissä sidoksissa ja eivät täten ole vapaita. Vastaavasti ylempienergistä vyötä kutsutaan *johtavuusvyöksi*. Tällä vyöllä elektronit ovat lähes vapaita liikkumaan ja ne voivat toimia varauksenkuljettajina puolijohdeosassa samalla tapaa kuin metalleissa. Valenssivyöllä olevat elektronit voivat esimerkiksi lämpöenergian tai Auringon valon vaikutuksesta nousta johtavuusvyölle. Samalla valenssivyölle jää tyhjä paikka, nimeltään aukko, jota voidaan ajatella positiivisena varauksenkuljettajana valenssivyöllä. Elektroni pysyy johtavuusvyöllä *varauksen elinajaksi* kutsutun ajan, jonka jälkeen se *rekombinoituu* valenssivyöllä olevan aukon kanssa vapauttaen energiansa. Väiden välistä energiaeroa kutsutaan *energia-aukoksi*. [5]

Auringon valo on sähkömagneettista säteilyä, minkä voidaan ajatella koostuvan hiukkassista, joita nimitetään fotoneiksi. Fotoneilla on niiden aallonpituuteen λ verrannollinen energia, joka saadaan kaavalla

$$E_{Fot} = \frac{hc}{\lambda} \quad (2.1)$$

jossa h on Plankin vakio ja c valonnopeus [6]. Aurinkokenno voi kerätä kaikki fotonit,

joiden energia on sama tai suurempi kuin energia-aukko. Fotonin energian ollessa suurempi, virittyy elektroni korkeammalle energialle, minkä jälkeen sen menettää nopeasti ylimääräisen energiansa muun muassa hilaan lämpöenergiana. Elektronin virittymisen jälkeen se on mahdollista kerätä ulkoiseen piiriin. Tällöin fotonista saadaan hyödynnettyä energia-aukkoa vastaava energia. Havainnekuva elektronin virittymisestä fotonin vaikutuksesta on nähtävissä kuvassa 2.1.



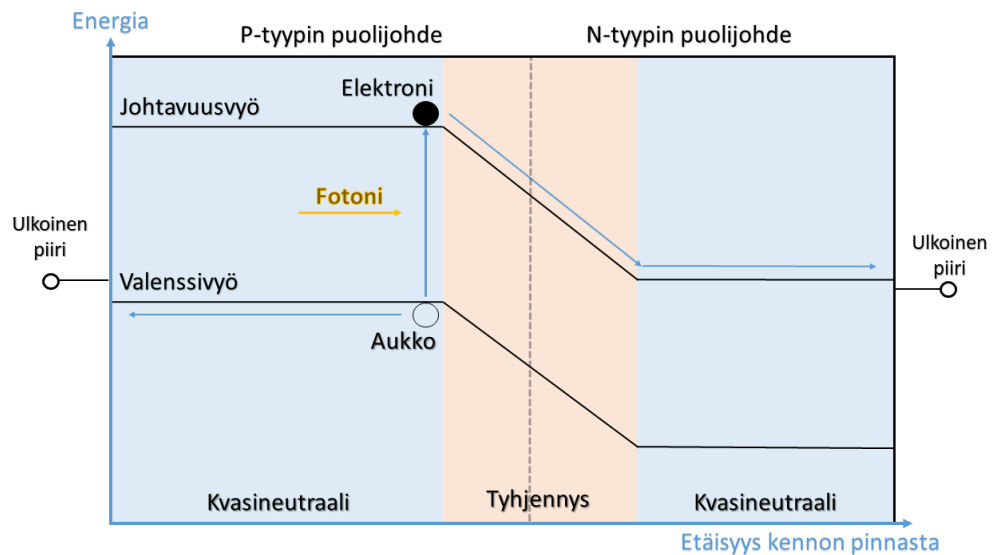
Kuva 2.1. Havainnekuva vyöltä-vyölle tyypisestä elektronin viritysprosessista puolijohdteessa fotonin vaikutuksesta.

Puolijohdemateriaaleja voidaan valmistaa muun muassa IV-ryhmän atomeista, kuten piistä ja hiilestä, joilla on neljä ulkoelektronia, tai yhdisteistä, joiden keskimääräinen määrä elektroneita vastaa neljää per atomi. Tämänlainen yhdiste voidaan koostaa esimerkiksi III-ryhmän galliumista ja V-ryhmän arseenista, jolloin saatu puolijohde on tässäkin työssä tarkasteltu galliumarsenidi (GaAs).

Puolijohdemateriaaliin on mahdollista seostaa atomeita siten, että jokaista atomia kohden ei välttämättä ole enää neljää elektronia. Esimerkiksi jos III–V-puolijohdteeseen seostetaan VI-ryhmän ainetta V-ryhmän atomien paikalle, lisääntyy puolijohdteessä olevien elektronien määrä. Ylimääräiset elektronit sijoittuvat suoraan johtavuusvyölle, sillä puhtaassa puolijohdteessä valenssivyö on jo täynnä. Tämän laisia puolijohdteita kutsutaan *n*-tyypin puolijohdeksi. Jos taas vastaavasti III-ryhmän tilalle seostetaan II-ryhmän alkuainetta, elektroneita on silloin puolijohdteessä vähemmän ja valenssivyön energiatiloja jää täyttämättä. Tässä tapauksessa valenssivyölle muodostuu aukkoja ja puolijohdteita kutsutaan *p*-tyypin puolijohdeksi.

Kun *p*-tyypin ja *n*-tyypin puolijohdeet tuodaan keskenään kontaktiin, ne muodostavat *pn*-liitoksen. Liitoksessa *n*-puolella on enemmän elektroneja kuin *p*-puolella ja vastaavasti *p*-puolella on enemmän aukkoja kuin *n*-puolella. Konsentraatioeron takia elektronit diffundoituvat *p*-puolelle ja aukot vastaavasti *n*-puolelle. Seostusatomien ydinten varauk-

set vastaavasti pysyvät paikoillaan, jotka luovat vastakkaisen sähkökentän n- ja p-puolen välille. Kenttä saa aikaan vastakkaissuuntaisen virtauksen puolijohteessa. Diffuusio ja sähkökentän aiheuttamat varausten liikkeet tasapainottuvat, jolloin liitoskohtaan muodostuu pysyvä sähkökenttä. Sähkökenttä kuvaa potentiaaliero, joka ilmenee energia-paikkakuvaajassa energiavöiden taipumisena. Taipumisen voi ajatella analogiana mäkeen painovoimakentässä. Tämä energiavyön "mäki", eli vyön taipuminen on nähtävissä kokonaisuudessaan kuvassa 2.2.



Kuva 2.2. Luonnos puolijohdeaurinkokennon rakenteesta ja siinä tapahtuvasta valon ke-ruuprosessista.

Sähkökentän aluetta kutsutaan tyhjennysalueeksi, sillä se voidaan olettaa käytännös- sä tyhjäksi vapaista varauksenkuljettajista vallitsevan sähkökentän vuoksi [7][8]. Tyhjen- nysalue mahdollistaa varauksenkuljettajien keräyksen aurinkokennosta ulkoiseen piiriin. Alueita tyhjennysalueen ylä- ja alapuolella kutsutaan *kvasineutraaleiksi* alueiksi. Nimi tu- lee olettamuksesta, että sähköinen kenttä rajoittuu vain tyhjennysalueelle kvasineutraalin alueen jäädessä neutraaliksi sähköisistä kentistä. [9]

2.2 Diodimalli

Pn-liitos tunnetaan yleisesti sähköisenä komponenttina nimeltä diodi, jonka sähköiset ominaisuudet mukailevat Shockleyn määritelmän mukaisesti [7] yhtälöä

$$I = I_0 e^{\frac{V}{nV_T}}, \quad (2.2)$$

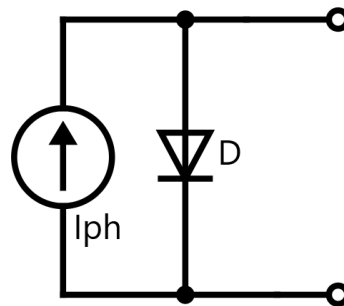
jossa I on diodin läpi menevä virta, V on jännite diodin yli, n on diodin ideaalisuusvakio, I_0 on diodin termien saturaativirta, sekä V_T on elektronien termien energia, joka saa- daan kaavasta

$$V_T = \frac{kT}{q}, \quad (2.3)$$

jossa k on Boltzmannin vakio, q alkeisvaraus sekä T lämpötila. Terminen saturaatiovirta syntyy lämpöenergian nostamien varausten joutuessa tyhjennysalueelle. Sinne joutuesaan ne kulkeutuvat liitoksen toiselle puolelle ja näin synnyttävät pienen ylimääräisen virran diodiin. Tämä virta on riippuvainen mm. energia-aukosta sekä lämpötilasta. [7]

Ideaalisuusvakio puolestaan kuvaa rekombinaation laatua, esimerkiksi kun $n = 1$, on valitseva rekombinaatiomekanismi on suora johtavuusvyöltä valenssivyölle tapahtuva rekombinaatio ja kun $n = 2/3$ rekombinaatio tapahtuu suurelta osin Auger prosessin kautta, jossa elektroni siroaa toisen elektronin kanssa antaen oman energiansa toiselle elektronille, jolloin energian antanut elektroni rekombinoituu takaisin matalaenergisemmälle valenssivyölle. [9][10]

Aurinkokennon keräämää auringonvaloa voidaan kuvata yksinkertaisesti virtalähteellä virtapiirimallissa. Näin syntyy kuvan 2.3 mukainen yksinkertainen virtapiirimalli aurinkokennolle.



Kuva 2.3. Yksinkertainen aurinkokennon virtapiirimalli.

Kuvan piiri noudattaa kaavan 2.2 mukaista käyttäytymistä

$$I_d = I_{ph} + I_0 e^{\frac{V}{nV_T}}, \quad (2.4)$$

jossa I_{ph} on auringon valosta aiheutuva valovirta. Tällä mallilla voidaan jo kuvata tyydyttävästi aurinkokennoa virtapiirissä, mutta mallista voidaan saada fysikaalisempi ja tarkempi seuraavaksi esitetyillä muutoksilla.

2.3 Häviötekijät

Ideaalisessa maailmassa aurinkokenno olisi häviötön. Tämä ei kuitenkaan ole käytännössä mahdollista, joten virtapiirimalliin täytyy lisätä komponentti kuvaamaan kennossa tapahtuvia jännitehäviöitä. Näitä syntyy mm. puolijohteen materiaalikerrosten sekä etu- ja takametallikontaktien resistiivisissä häviöissä. Näitä häviöitä voidaan yksinkertaisesti

kuvata vastuksella sarjassa. Tätä vastusta kutsutaan kuvaavasti sarjavastukseksi. Sarjavastuksen kanssa yhtälö 2.4 muotoutuu muotoon

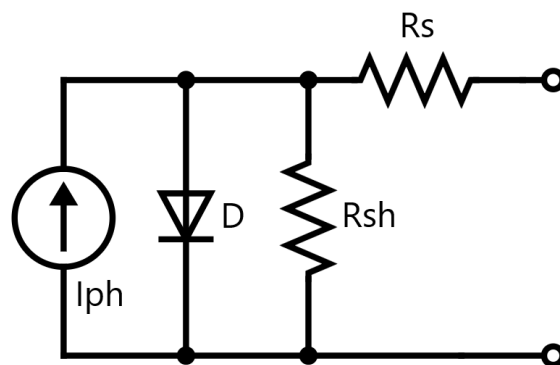
$$I_d = I_{ph} + I_0 e^{\frac{V + I_d R_s}{n V_T}}, \quad (2.5)$$

jossa R_s on sarjaresistanssi.

Huonorakenteisessa kennossa voi myös olla kidevirheitä, jotka muodostavat pieniä oikosulkualueita rakenteeseen. Näitä vuotokomponentteja voidaan kuvata virtapiirissä olevalla rinnakkaisella vastuksella. Rinnakkaisvastus oikosulkee pienillä arvoilla kennon ja isoilla arvoilla estää virran vuotamisen. Vastuksen lisäys muokkaa yhtälöä 2.5 muotoon

$$I_d = I_{ph} + I_0 e^{\frac{V + I_d R_s}{n V_T}} - \frac{V + I_d R_s}{R_{sh}}, \quad (2.6)$$

jossa R_{sh} on rinnakkaisvastuksen resistanssi. Virtapiirimalli esitettyjen vastusten kanssa on esitetty kuvassa 2.4.



Kuva 2.4. Aurinkokennon virtapiirimalli vastustekijöiden kanssa.

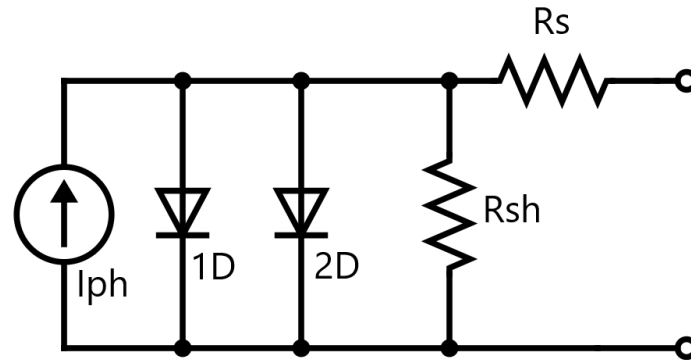
Tätä mallia kutsutaan yleisesti yksidiodimalliksi ja se on käytetyimpiä aurinkokennon virtapiirimalleja.

2.4 Kaksidiodimalli

Yksidiodimalli antaa yksinkertaisen mallin rekombinaatiotekijöistä, mutta komponenttien toimintaan voidaan pureutua tarkemmin lisäämällä virtapiiriin toinen diodi ja asettamalla ensimmäisen diodin ideaalisuusvakion arvo $n_1 = 1$ ja toisen $n_2 = 2$. Tällöin yhtälö 2.5 voidaan kirjoittaa muodossa

$$I_d = I_{ph} + I_{01} e^{\frac{V + I_d R_s}{V_T}} + I_{02} e^{\frac{V + I_d R_s}{2 V_T}} - \frac{V + I_d R_s}{R_{sh}}, \quad (2.7)$$

jossa I_{01} vastaa ensimmäisen ja I_{02} toisen diodin saturaatiovirtaa. Mallissa ensimmäinen diodi kuvaa aurinkokennossa tapahtuvaa rekombinaatiota kvasineutraalilla alueella ja toinen diodi vastaavasti kuvaa rekombinaatiota tyhjennysalueella. Malli mahdollistaa siis arvion siitä, missä osassa kennon rakennetta karkeasti tapahtuu minkäkin verran rekombinaatiota[9]. Kaksiodiivirtapiirimalli on esitelty kuvassa 2.5.

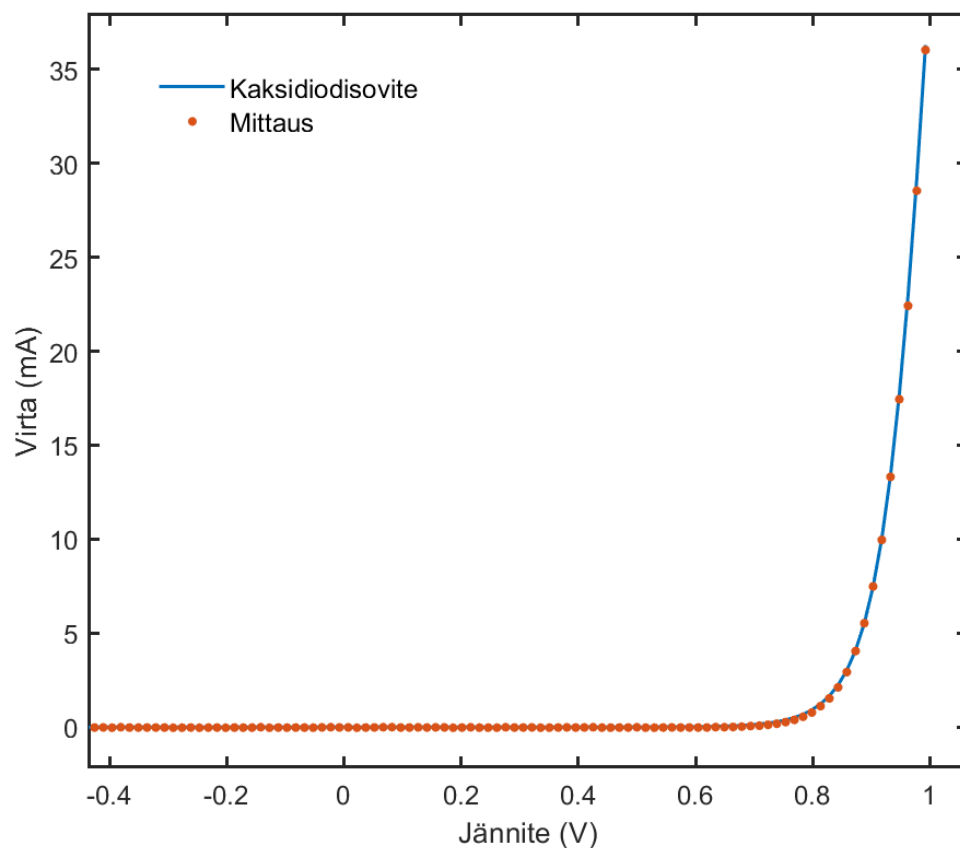


Kuva 2.5. Kaksiodimallin mukainen virtapiirimalli.

Kaksiodimallin käyttö on lisääntynyt valtavasti sen tarkkuuden ja varsinkin sen komponenttien fysikaalisen ymmärrettävyyden takia. Edellä esitettyjen yksinkertaisten virtapiirimallien lisäksi on olemassa muita monimutkaisempia virtapiirimalleja. Monimutkaisempia malleja tarvitaan muun muassa aurinkokennoille, jotka eroavat huomattavasti perinteisestä ideallisesta pn-rakenteesta, joista esimerkkinä moniliitosaurinkokenno [11] ja teollinen piiaurinkokenno [12].

3 KAKSIDIODIMALLIN MÄÄRITTÄMINEN AURINKOKENNOLLE

Yksi tapa laskea kaksiodiodimalli aurinkokennolle on sovittaa kaksiodiodyhtälö kennon virta-jännitemittauksen mittapisteisiin kuvan 3.1 mukaisesti.



Kuva 3.1. Esimerkki kaksiodiodyhtälön sovituksesta GaAs-pohjaisen aurinkokennon virta-jännitemittapisteisiin.

Aurinkokennon virta-jännitemittaus on varsin suoraviivainen, nopea ja helppo, mikä tekee diodimallista varsin houkuttelevan analysointityökalun aurinkokennoille. Yhtälön soveltaminen luotettavasti ja hyvin mittapisteisiin ei kuitenkaan ole täysin suoraviivaista. Ensimmäinen ongelma on, että kaksiodiodimallin yhtälö ei ole analyttisesti ratkaistavissa. Toinen ongelma on löytää tehokas ja luotettava sovitusalgoritmi. Tässä kappaleessa esitetään ratkaisut molempiin ongelmiin ja luodaan sovitusalgoritmi Matlab laskentaohjel-

mistolla.

3.1 Lambertin W -yhtälö ja diodiyhtälö

Kaksidiodimallin virtayhtälö 2.7 on transsendentaalinen yhtälö [13], joka tarkoittaa että yhtälö ei ole esitettävissä äärellisellä määrällä algebrallisia operaatioita, eli se ei ole analyttisesti ratkaistavissa. Transsendentaalisuus johtuu siitä, että ratkaistava virta I_d sijaitsee myös yhtälön toisella puolella kahdessa eksponenttifunktion eksponentissa. Tämä ongelma voidaan kuitenkin ratkaista Lambertin W -yhtälö. Lambertin W -yhtälö ratkaisee yhtälön

$$ye^y = x \quad (3.1)$$

$$y = W(x), \quad (3.2)$$

Missä $W(x)$ on Lambertin W -yhtälö [14]. Tätä yhtälöä hyödyntämällä yhtälö 2.7 voidaan muokata ratkaistavaan muotoon [4]

$$I_d = \frac{R_{sh}(I_{ph} + I_{01} + I_{02}) - V}{R_s + R_{sh}} - r \frac{n_1 V_T}{R_s} W(\theta_1) - (1 - r) \frac{n_2 V_T}{R_s} W(\theta_2), \quad (3.3)$$

missä

$$\theta_1 = \frac{I_{01} R_s R_{sh}}{r n_1 V_T (R_s + R_{sh})} \exp \left[\frac{R_{sh} (R_s I_{ph} + R_s I_{01} / r + V)}{n_1 V_T (R_s + R_{sh})} \right] \quad (3.4)$$

$$\theta_2 = \frac{I_{01} R_s R_{sh}}{(1 - r) n_2 V_T (R_s + R_{sh})} \exp \left[\frac{R_{sh} [R_s I_{ph} + R_s I_{02} / (1 - r) + V]}{n_2 V_T (R_s + R_{sh})} \right] \quad (3.5)$$

$$r = \frac{I_{01} \left[\exp \left(\frac{V + I R_s}{n_1 V_T} \right) - 1 \right]}{I_{01} \left[\exp \left(\frac{V + I R_s}{n_1 V_T} \right) - 1 \right] + I_{02} \left[\exp \left(\frac{V + I R_s}{n_2 V_T} \right) - 1 \right]}. \quad (3.6)$$

Yhtälössä 3.6 I on aurinkokennon mitattu virta ja V mitattu jännite. Kaksidiodimallin virtayhtälö on nyt ratkaistavassa muodossa yhtälössä 3.3, joka on sovitettavissa annettuun virta-jännitedataan. Lambertin W -yhtälö kuuluu Matlab laskentaohjelmiston vakiofunktioihin, jossa sen nimi on *lambertw*.

3.2 Yhtälön sovitus

Yhtälön sopimista dataan voidaan kuvata esimerkiksi neliöllisen keskivirheen (*RMSE*) avulla, joka on muotoa

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [I_d(V, \mathbf{X}) - I]^2}, \quad (3.7)$$

$$\mathbf{X} = I_{01}, I_{02}, R_s, R_{sh}, I_{ph} \quad (3.8)$$

jossa I virtadata, V jännitedata ja N on datapisteiden määrä ja \mathbf{X} on sovittavat parametrit. Parametreja \mathbf{X} muuttamalla yhtälö saadaan sovittumaan joko paremmin kuvaajaan, jolloin $RMSE$ arvo muuttuu pienemmäksi tai huonommin, jolloin arvo muuttuu vastaavasti suuremmaksi. Kyseessä on siis moniulotteinen minimointiongelma, jonka ratkaisuun on kehitetty lukuisia algoritmeja.

3.3 Rajoitettu Nelder-Mead-pohjainen sovitusalgoritmi

Artikkelin [4] pohjalta on rakennettu minimointialgoritmi Matlab-laskentaohjelmistolla, jonka keskeisessä osassa on Nelder-Mead -algoritmi (NM) [15]. Nelder-Mead on hyvin laajasti käytetty minimointialgoritmi, joka on erittäin tehokas ratkaistaessa moniulotteisia minimointiongelmia. NM kuuluu Matlabin vakioalgoritmeihin ja laskentaohjelmassa sen nimi on *fminsearch*. Algoritmista on myös luotu reunarajoitettu versio (rrNM) *fminsearchbnd* [16], missä algoritmiin on lisätty rajat, joiden sisällä se saa laskea sovittavia parametrejä. Reunarajoitus sopii paremmin tämän työn käyttötarkoitukseen, sillä sen avulla voidaan lisätä sovitetuille parametreille reunaehdot.

Algoritmin työtä on helpotettu approksimaatiolla, jossa valovirta I_{ph} saadaan laskemalla suoraan jännitteen nolla-arvosta. Tarkka arvo saadaan määriteltyä mittapisteistä sovittamalla suora pisteille jännitteen nolla-arvon molemmin puolin ja laskemalla suoran arvo jännitteen ollessa nolla. Tämän seurauksena lopulliset sovittavat parametrit ovat

$$\mathbf{X} = I_{01}, I_{02}, R_s, R_{sh}. \quad (3.9)$$

rrNM tarvitsee alkuarvaukset parametreistä. Koska algoritmin lopputulos ei juurikaan riipu alkuarvausten arvoista, ne voidaan generoida satunnaisesti annettujen rajojen sisällä

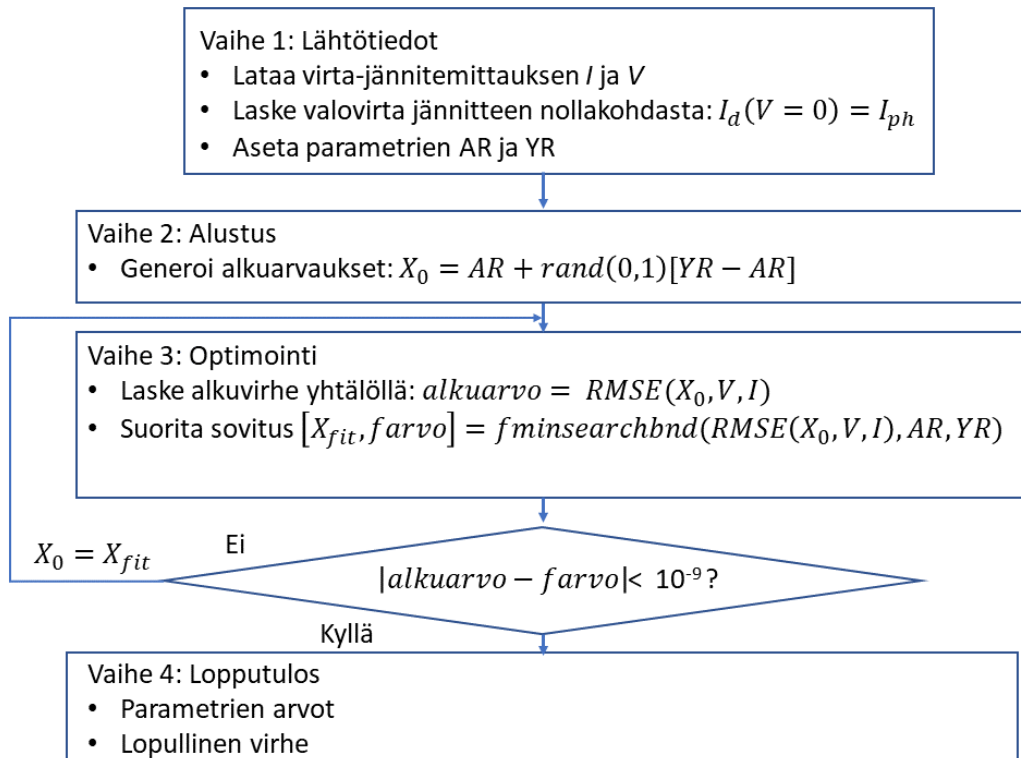
$$\mathbf{X}_0 = AR + rand(0, 1)[YR - AR], \quad (3.10)$$

missä AR on vektoria \mathbf{X} vastaava laskettavien parametrien määritelty alaraja ja YR on vastaava yläraja. $rand(0, 1)$ on satunnaismuuttujageneraattori, joka generoi luvun nollan ja yhden välillä. Kun alkuarvaukset on generoitu, suoritetaan minimointi rrNM algoritmilla

$$[\mathbf{X}_{fit}, farvo] = fminsearchbnd[RMSE(\mathbf{X}_0), AR, YR], \quad (3.11)$$

jossa \mathbf{X}_{fit} on sovitetut parametrit ja $farvo$ on sovituksen vastaava $RMSE$ -yhtälön arvo. Tämän jälkeen suoritetaan toinen minimointi, jossa alkuarvauksena on ensimmäisen minimoinnin sovitetut arvot. Toisen minimoinnin jälkeen verrataan uuden ja vanhan sovituksen virhettä. Jos niiden ero on alle 10^{-9} niin voidaan olettaa että minimointi on löytänyt (toivottavasti) globaalin miniminsä [4], eli sovitus on onnistunut. Jos erotus kuitenkin on yli kyseisen arvon, niin optimointi suoritetaan uudestaan, niin kauan kuin erotus menee

alle asetetun arvon. Algoritmin vuokaavio on nähtävissä kuvassa 3.2.



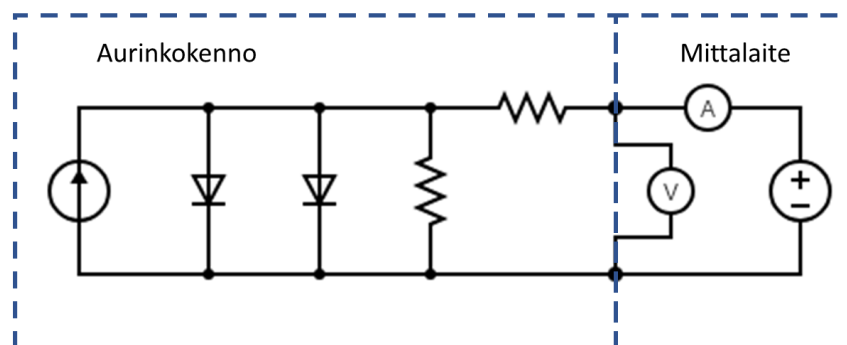
Kuva 3.2. Sovitusalgoritmin vuokaavio.

4 TULOKSET

Kaksidiodisovittimen toiminta on testattu Optoelektronikan tutkimuskeskuksessa tehdyillä GaAs-pohjaisilla aurinkokennoilla. Testit on tehty kahdelle eri tuotantosarjalle. Saman tuotantosarjan kennot ovat peräisin samasta valmistuskiekosta, ja ne voidaan olettaa lähes identtisiksi kennoiksi. Molemmista sarjoista on valittu kaksi aurinkokennoa, joille on tehty virta-jännitemittaukset ja mittauksille kaksidiodimallin sovite. Työssä kennot on nimetty K(sarja).(kennonumero), esimerkiksi ensimmäisen sarjan toinen kenno on K1.2.

4.1 Virta-jännitemittaukset

Aurinkokennoille on tehty virta-jännitemittaukset Optoelektronikan tutkimuskeskuksen yleiskäyttöisellä aurinkosimulaattorilla. Simulaattori kykenee useaan tieteelliseen mittaukseen, mutta tässä työssä on hyödynnetty vain mittalaitteen virta-jännitemittausominaisuutta. Mittaus on nelipistemittaus, jossa kennon yli asetetaan jännite muutettavalla tasavirtajännitelähteellä. Lähteeseen on liitetty virtamittari sekä lisäksi kennon jännitettä mitataan lähteestä erillisellä jännitemittarilla. Nelipistemittaus mahdollistaa luotettavamman lopputuloksen, jos vastaavasti kennon yli asetettu jännite määriteltäisiin jännitelähteen jännitteestä. Virtapiiriluonnos mittauksesta on kuvassa 4.1.

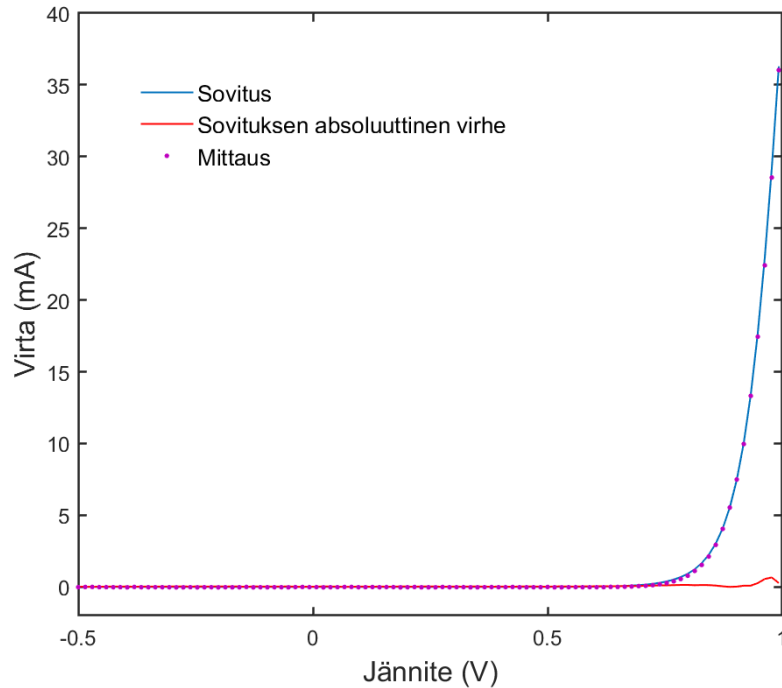


Kuva 4.1. Virtapiiriluonnos yksinkertaisesta nelipistemittauksesta.

Mittaukset on tehty pimeässä, jotta mahdollisen valovirran aiheuttamat muutokset eivät vaikuttaisi tuloksiin.

4.2 Sovitukset

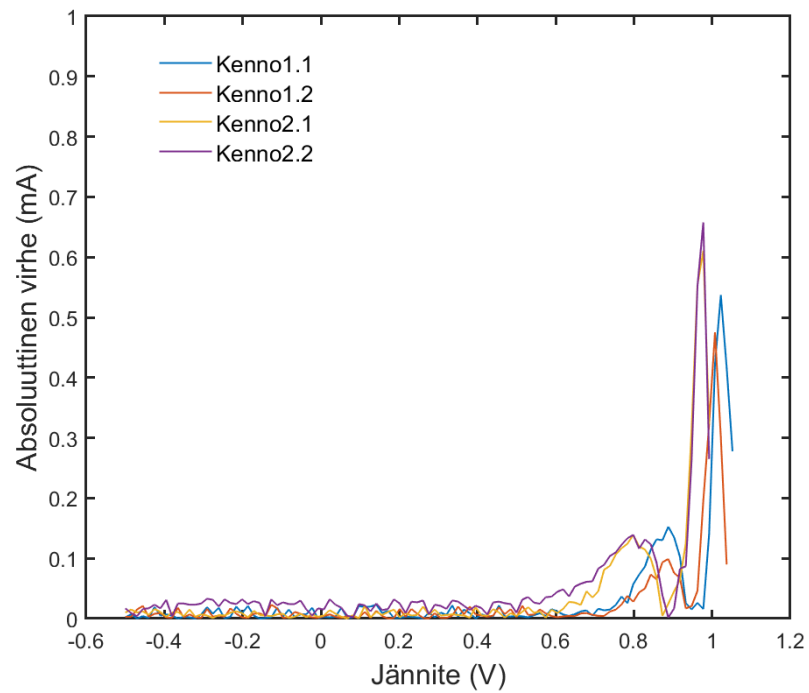
Jokaisen matemaattisen mallin luomisen jälkeen on tarkoituksenmukaista varmentaa sen toimivuus. Sovitusalgoritmin tapauksessa sovituksen sopivuus dataan on tarkistettava. Kuvassa 4.2 on nähtävissä kennon K2.2 virta-jännitemittaus, sovitus sekä sovituksen absoluuttinen virhe ja kuvassa 4.3 on piirretty suurennettuna kaikkien neljän kennon suhteelliset virheet mittapisteittäin. Sovitetut parametrit ovat taulukossa 4.1.



Kuva 4.2. Kennon K2.2 virta-jännite-data, dataan tehty sovite sekä sovitteen absoluuttinen virhe.

	I_{01} (A)	I_{02} (A)	R_s (Ω)	R_{sh} (Ω)	RMSE
K1.1	$3,2 \cdot 10^{-19}$	$3,3 \cdot 10^{-11}$	1,39	10^{15}	$6,2 \cdot 10^{-5}$
K1.2	$3,7 \cdot 10^{-19}$	$3,3 \cdot 10^{-11}$	1,36	10^{15}	$3,1 \cdot 10^{-5}$
K2.1	$1,1 \cdot 10^{-18}$	$1,6 \cdot 10^{-10}$	0,92	10^{15}	$4,2 \cdot 10^{-5}$
K2.2	$1,0 \cdot 10^{-18}$	$1,6 \cdot 10^{-10}$	0,97	10^{15}	$5,5 \cdot 10^{-5}$

Taulukko 4.1. Virta-jännitemittauksista saadut kaksidiodiyhtälön parametrit.



Kuva 4.3. Sovitteiden absoluuttiset virheet.

Kuten absoluuttisten virheiden kuvaajasta huomataan, sovitusalgoritmi toimii erinomaisesti. Samojen kennosarjojen sovitteista saadut parametrit ovat todella lähellä toisiaan. Sovitteen suhteellinen virhe mittapisteittäinkin pysyy pienenä läpi virta-jännitemittauksen vaikkakin se kasvaa suuremmilla virran arvoilla. Tämä on tosin odotettua sillä pienetkin suhteelliset virheet näyttävät suuremmilta isoilla virran arvoilla.

5 MALLIN SOVELLUS TUTKIMUKSESSA: PROTONISÄTEILYN VAIKUTUS GAAS-POHJAIISIIN AURINKOKENNOIHIN

Toimivaa kaksidiodimallia sovellettiin GaAs-pohjaisten puolijohdeaurinkokennojen toiminnan tutkimiseen protonisäteilyn alla. Yleinen aurinkokennojen toimintaympäristö Van Allenin vyöhyke on hyvä esimerkki toimintaympäristöstä, jossa kennot altistuvat suurille protonisuihkuille. Kaksidiodiyhtälön parametrien arvojen muutoksista voidaan tehdä karkeita arvioita säteilytyksen vaikutuksesta aurinkokennoon.

5.1 Van Allenin vyöhykkeet

Van Allenin vyöhykkeet ovat alueita maapallon ympärillä, jotka koostuvat suurienergistä sähköisesti varautuneista hiukkasista. Ne ovat saaneet nimensä niiden löytäjän James Van Allenin mukaan. Van Allenin vyöhykkeet voidaan jakaa kahteen osaan, sisempään ja uloimpaan vyöhykkeeseen. Sisempi vyöhyke ulottuu 1000 kilometristä 12 000 kilometriin ja se koostuu suurienergistä elektroneista ja protoneista, joiden energiat voivat olla 100 keV sekä 100 MeV välillä. Ylempi vyöhyke sijaitsee 13 000 ja 60 000 kilometrin välissä ja se koostuu vastaavasti lähinnä elektroneista, joiden energiat liikkuvat 100 keV ja 10 MeV:n välillä. [17] Useat maapalloa kiertävät satelliitit joutuvat operoimaan Van Allenin vyöhykkeillä, esimerkkinä geostaattinen rata 35 786 km korkeudessa, jossa satelliitin kiertonopeus vastaa maapallon pyörimisnopeutta [18]. Onkin tärkeää ottaa huomioon satelliittien aurinkokennojen suunnittelussa vyöhykkeiden aiheuttama räsitus.

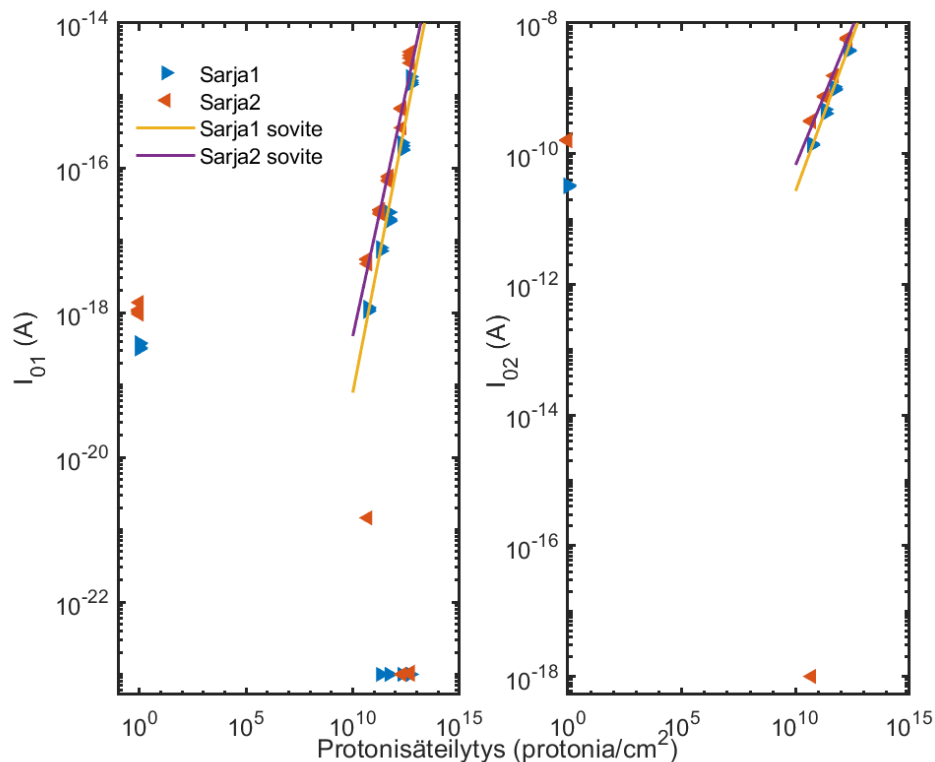
5.2 Protonisäteilyn vaikutus puolijohdeaurinkokennoon

Suurienerginen säteily osuessaan aurinkokennoon, vuorovaikuttaa se kennon puolijohdeen kiderakenteen kanssa. Vuorovaikutuksessa kiderakenteeseen usein muodostuu virheitä, jotka vaikuttavat muun muassa rakenteen energiatiloihin. Esimerkiksi kiderakenteen sidosten katketessa, atomien orbitaalit saattavat luoda energiatiloja energiavöiden väliin, jotka toimivat ikään kuin oikoreittinä varauksenkuljettajille rekombinaatioon. Raskaammat hiukkaset, kuten protonit vaikuttavat voimakkaammin kiderakenteen kanssa, kuin kevyemmät elektronit luoden suurempia kidevirhealueita. [19]

Työssä aikaisemmin mainituille aurinkokennoille on tehty protonisäteilytyksiä eri säteilytysannoksilla 1 MeV energian omaavilla protoneilla, ja niille on tehty uudet virta-jännitemittaukset. 1 MeV energian protonit kuvaavat hyvin alemman Van Allenin vyöhykkeen räsitystä, sillä protonit joiden energia on välillä 1-10 MeV vahingoittavat kennoa eniten [20] ja 1 MeV energian protonien konsentraatio on yllämainitusta energia-alueesta suurin [19]. Virta-jännitemittauksiin on tehty kaksidiodisovitus, jonka parametreista voidaan päätellä kennossa tapahtuvia muutoksia.

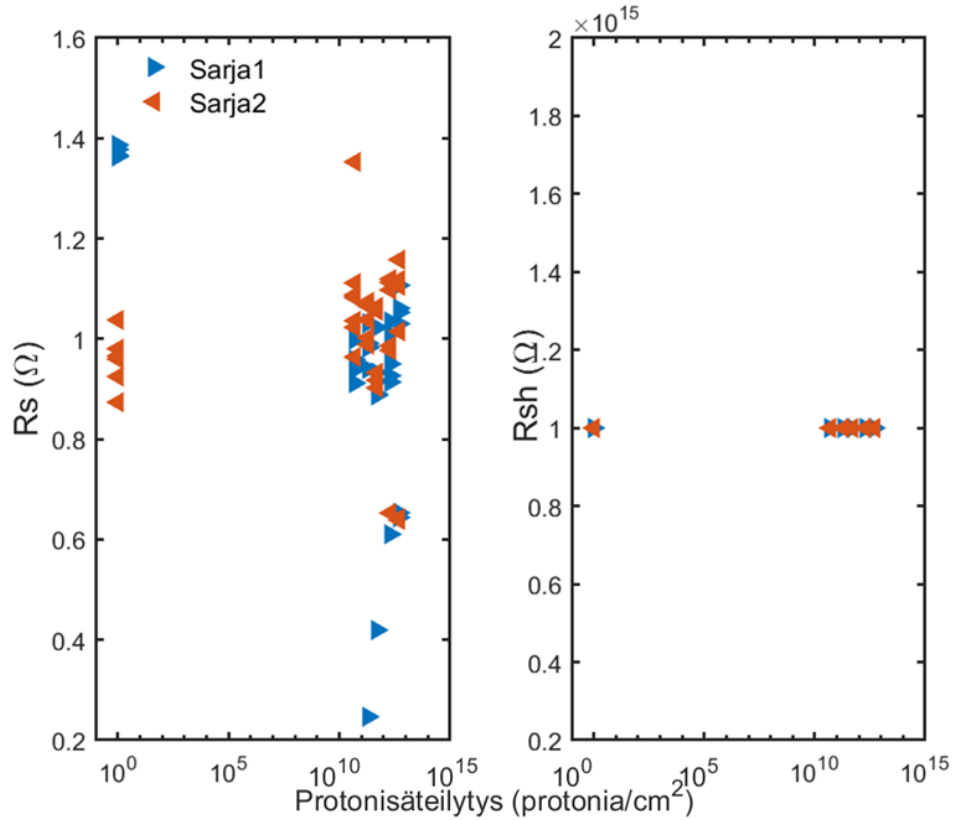
5.3 Tulosten käsittely

Kuvissa 5.1 ja 5.2 on esitetty kaksidiodimallin parametrien muutos säteilytyksen suhteen. Kuvaajista huomataan, että molempien diodien saturaatiovirrat alkavat kasvaa jyrkästi $10^{11} \frac{\text{protonia}}{\text{cm}^2}$ säteilytysannoksen jälkeen. Pisteisiin on tehty lineaariset sovitteet kuvaamaan saturaatiovirtojen muutosnopeutta. Sarjalle 1 saturaatiovirran I_{01} logaritminen muutosnopeus on $1,36 \frac{\log_{10}(A)}{\log_{10}(\frac{\text{protonia}}{\text{cm}^2})}$ ja saturaatiovirralle I_{02} se on $0,85 \frac{\log_{10}(A)}{\log_{10}(\frac{\text{protonia}}{\text{cm}^2})}$. Vastaavat luvut sarjalle 2 ovat $1,52 \frac{\log_{10}(A)}{\log_{10}(\frac{\text{protonia}}{\text{cm}^2})}$ ja $0,94 \frac{\log_{10}(A)}{\log_{10}(\frac{\text{protonia}}{\text{cm}^2})}$. Saman tyyppiselle aurinkokennolle saadaan artikkelin [21] lähes vastaavan yksidiodimallin saturaatiovirran muutosnopeudelle tulos $1,06 \frac{\log_{10}(A)}{\log_{10}(\frac{\text{protonia}}{\text{cm}^2})}$.



Kuva 5.1. Saturaatiovirtojen muutos suhteessa 1 MeV energian protonien protonisuikun suuruuteen.

Tuloksista voidaan päätellä, että protonisäteily aiheuttaa aurinkokennossa rekombinaation selvää kasvua. Kuvaajassa nähdään myös trendistä poikkeavia arvoja. Nämä tulokset oletetaan sovituserheiksi ja voidaan jättää analyysistä pois.



Kuva 5.2. Sarja- sekä rinnakkaisvastusten resistanssien muutos suhteessa 1 MeV energian protonien protonisuihkun suuruuteen.

Sarjaresistanssien tuloksissa on suurta hajontaa ja sarjan 1 sarjaresistanssi jopa pienenee säteilytyksen funktiona. Tämä ei luultavasti pidä paikkaansa. Tilanteessa kaksidiodimallia ei selvästi ole täysin tyydyttävästi saatu sovitettua virta-jännitemittaukseen, minkä takia niiden arvoissa on suurta hajontaa. Sarjaresistanssin arvoihin vaikuttaa myös suuresti mittalaitteen liittipinnien kontaktit sekä kennon metallikontaktointi, joka voi vaihdella laadultaan kennoittain. Rinnakkaisvastuksen resistanssi ei näytä muuttuvan ollenkaan säteilytyksen funktiona. Tämä johtunee siitä, että kennoilla on todella pienet vuotovirrat, joiden muutoksia ei voida havaita tutkimuksessa käytetyillä menetelmillä.

6 YHTEENVETO

Työssä tarkasteltiin aurinkokennon kuvaamista yksinkertaisilla sähköisillä komponenteilla, sekä esiteltiin yleisesti hyvänä aurinkokennon virtapiirimallina pidetty kaksiodimalli. Kaksiodimallin parametrit saadaan määriteltyä aurinkokennon virta-jännitekuvaajasta, sovittamalla kuvaajaan mallin virtayhtälöön. Kaksiodimallin virtayhtälön sovittamiseen on luotu tässä kandidaatintyössä sovitusalgoritmi. Algoritmi pohjautuu Nelder-Mead sovitusalgoritmiin sen tehokkuuden sekä toimintavarmuuden ansiosta sekä Lambertin W -yhtälöön, joka mahdollistaa kaksiodimallin virtayhtälön ratkaisemisen.

Kaksiodimallin sekä sille luodun sovitusalgoritmin toiminta ja tarkkuus on varmennettu GaAs-pohjaisilla puolijohdeaurinkokennoilla. Kennoille on tehty virta-jännitemittaukset, joihin on sovitettu algoritmilla kaksiodimallin virtayhtälö. Lopputuloksena saman valmistuskiekon aurinkokennot tuottavat lähes identtiset sovitusparametrit sekä mittapisteiden ja sovitteen pistekohtaiset absoluuttiset virheet pysyvät pieninä läpi sovitteen. Tällä perusteella mallin voidaan olettaa kuvaavan erinomaisesti GaAs-pohjaista puolijohdeaurinkokennoa sekä algoritmi voidaan olettaa kykeneväiseksi haastavan kaksiodiyyhtälön sovittamiseen.

Lopuksi toimivaa kaksiodimallia on sovellettu aurinkokennotutkimuksessa. Samojen GaAs-pohjaisten puolijohdeaurinkokennojen kestävyyttä on tutkittu protonisäteilyn alla, jolle ne altistuvat avaruuden Van Allenin alemmalla vyöhykkeellä. Aurinkokennoja on säteilytetty 1 MeV energisillä protoneilla. Kaksiodimallin parametrien muutosta on tutkittu säteilytysannoksen funktiona, jonka seurauksena havaitaan, että diodien saturaativirrat kasvavat huomattavasti säteilytyksen seurauksena. Rinnakkaisvastus puolestaan pysyy mallissa muuttumattomana, ja sarjavastuksesta ei voida tulosten perusteella vetää johtopäätöksiä, sillä niiden arvoissa on suurta hajontaa.

LÄHTEET

- [1] J. F. Geisz ja M. A. Steiner. Building a Six-Junction Inverted Metamorphic Concentrator Solar Cell. *IEEE Journal of Photovoltaics* 8.2 (2018), 626–632.
- [2] M. A. Green ja E. D. Dunlop. Solar cell efficiency tables (Version 55). *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 28.1 (2020), 3–15. DOI: 10.1002/pip.3228.
- [3] D. Hoffman, T. Kerslake, A. Hepp, M. Jacobs ja D. Ponnusamy. Thin-Film Photovoltaic Solar Array Parametric Assessment. *35th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference and Exhibit* (elokuu 2000). DOI: 10.2514/6.2000-2919.
- [4] Y. C. Xiankun Gao. LambertW -function based exact representation for double diode model of solar cells: Comparison on fitness and parameter extraction. *Energy Conversion and Management* 127 (2016), 443–460.
- [5] B. Streetman ja S. Banerjee. *Solid State Electronic Devices Sixth Edition* (2016), 61–117.
- [6] R. A. Millikan. A Direct Photoelectric Determination of Planck's " h ". *Phys. Rev.* 7 (1916), 355–388. DOI: 10.1103/PhysRev.7.355.
- [7] W. Shockley. The Theory of p-n Junctions in Semiconductors and p-n Junction Transistor. *The Bell System Technical Journal* 28 (heinäkuu 1949), 435–489.
- [8] J. M. Pimbley. Depletion approximation analysis of an exponentially graded semiconductor p-n junction. *IEEE Transactions on Electron Devices* 35.11 (1988), 1957–1962.
- [9] L. Luque ja S. Hegedus. *Handbook of photovoltaic science and engineering* (2010), 82–129.
- [10] *Ideality Factor*. [internet] Saatavissa: <https://www.pveducation.org/pvcdrom/solar-cell-operation/ideality-factor>. [viitattu 31.1.2020].
- [11] O. Shekoofa ja J. Wang. Multi-diode modeling of multi-junction solar cells (2015), 1164–1168.
- [12] V. Khannaa ja B. Dasa. A three diode model for industrial solar cells and estimation of solar cell parameters using PSO algorithm. *Renewable Energy* (2015), 105–113.
- [13] M. Hazewinkel. *Encyclopedia of Mathematics* (1993), 236.
- [14] R. Corless ja G. H. Gonnet. On the Lambert W Function. *Advances in Computational Mathematics* 5 (1996), 329–359.
- [15] J. Nelder ja R. Mead. A simplex method for function minimization. *Computer Journal* 7 (1965), 308–313.
- [16] J. D'Errico. *fminsearchbnd, fminsearchcon*. [internet] Saatavissa: <https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/8277-fminsearchbnd-fminsearchcon>. [viitattu 27.3.2020].

- [17] J. Pelton ja F. Allahdadi. Handbook of Cosmic Hazards and Planetary Defense (2015), 225–240.
- [18] *Types of orbits*. [internet] Saatavissa: https://www.esa.int/Enabling_Support/Space_Transportation/Types_of_orbits. [viitattu 20.4.2020].
- [19] X. Gao, S.-s. Yang ja Z.-z. Feng. Radiation Effects of Space Solar Cells (2014). Toim. X. Wang ja Z. M. Wang, 597–622. DOI: 10.1007/978-3-319-01988-8_20.
- [20] B. E. Anspaugh. Proton and electron damage coefficients for GaAs/Ge solar cells (1991), 1593–1598 vol.2.
- [21] X. B. Shen ja A. Aierken. Degradation analysis of 1 MeV electron and 3 MeV proton irradiated InGaAs single junction solar cell. *AIP Advances* 9.7 (2019), 075205. DOI: 10.1063/1.5094472. URL: <https://doi.org/10.1063/1.5094472>.