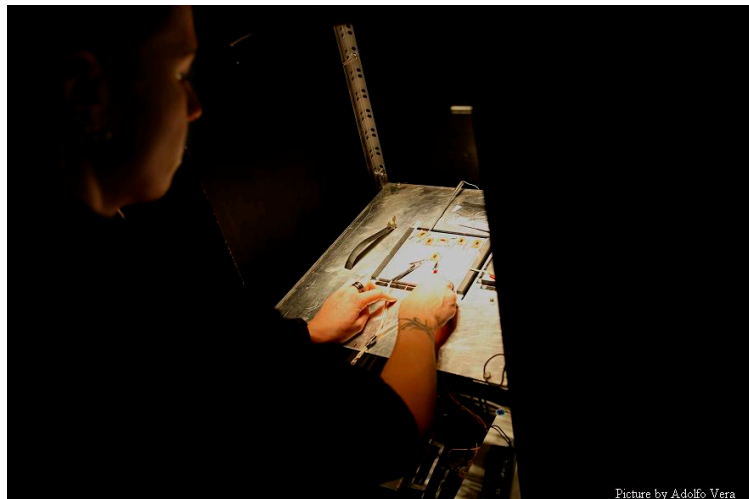


Aurinkokennojen karakterisointi

19/1/2021

Kati Miettunen, Henri Vahlman, Armi Tiihonen, Aapo Poskela, Magnus Markkanen

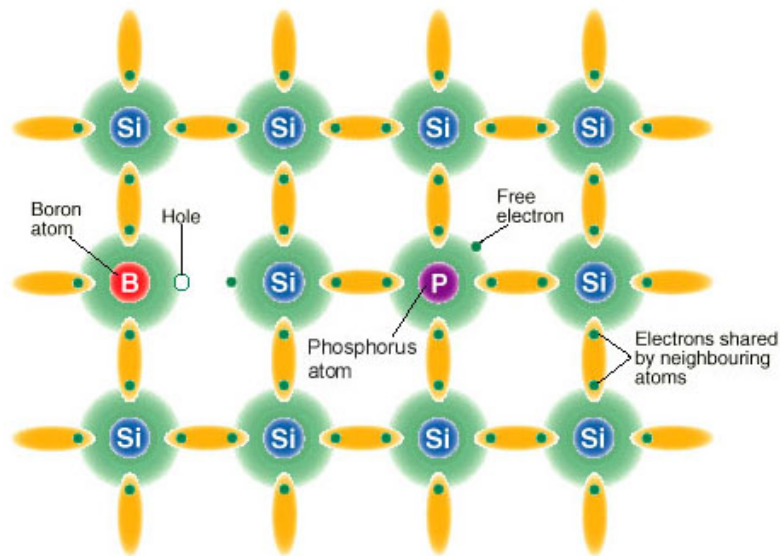


1. Johdanto

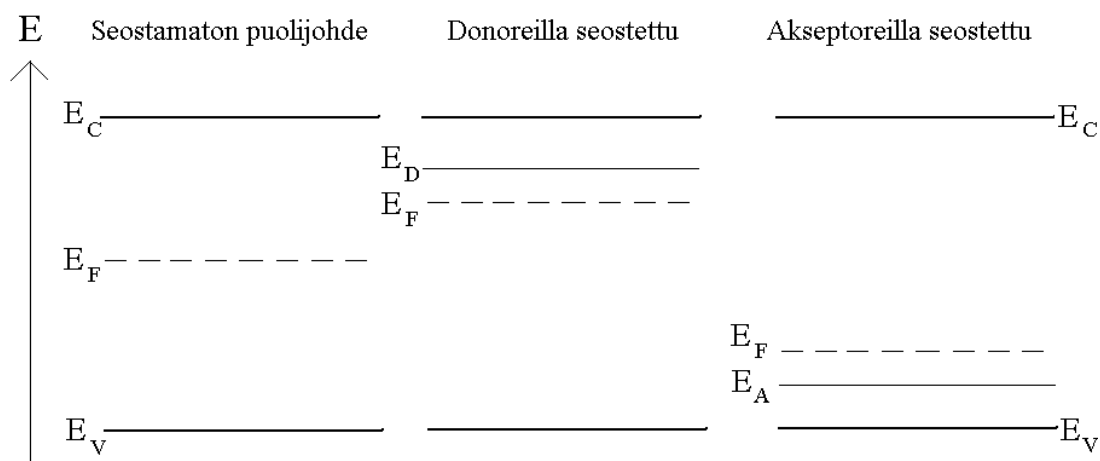
Maailman aurinkosähkökapasiteetti on kasvanut keskimäärin noin 40 % vuosivauhtia vuosina 2003-2013 [1]. Huolimatta uusien tutkimusasteella olevien aurinkokennotyyppien, kuten väriaineaurinkokennojen ja orgaanisiin puolijohdeisiin perustuvien aurinkokennojen, saamasta laajasta huomiosta, käytännössä kaikki uudet massavalmistettavat aurinkokennot perustuvat edelleen epäorgaanisiin puolijohdeisiin.

Puolijohdeaurinkokennojen toiminta perustuu ns. sisäiseen valosähköiseen ilmiöön. Jos fotonin energia on riittävä, se voi nostaa elektronin puolijohdemateriaalin valenssivyöltä johtavuusvyölle. Näin fotonin energia siirtyy negatiiviselle ja positiiviselle varauksenkuljettajalle, johtavuusvyön elektronille ja valenssivyölle jääneelle aukolle. Aurinkokennon toiminta perustuu kahdesta eri tavalla seostetusta puolijohdemateriaalista muodostetun liitoksen (p/n-liitos) varauksenerottelukykyyneen. Kun positiiviset ja negatiiviset varauksenkuljettajat saadaan erotettua toisistaan, niiden välistä sähköistä potentiaalienergiaa voidaan hyödyntää johtamalla ne ulkoiseen piiriin, jossa ne tekevät työtä.

Tässä työssä perehdytään epäorgaanisten puolijohdeaurinkokennojen toimintaan sekä niiden karakterisointiin. Aurinkokennotutkimuksen tärkein mittalaite on aurinkosimulaattori, jolla kennoja voidaan mitata vertailukelpoisesti, ja tärkein mittausta on virta-jännitekäyrä (*IV*-käyrä), jota käytetään kennojen karakterisointiin useiden eri tavoin. Mittaamme aurinkosimulaattorin avulla aurinkokennon *IV*-käyrän, josta lasketaan kennoa karakterisoivat parametrit. *IV*-käyrään sovitetaan myös kaksi erilaista aurinkokennoa kuvaavaa vastinpiiriä, 1- ja 2-diodimallit. Sovitteiden avulla tarkastellaan aurinkokennon erilaisten häviömekanismien merkittävyyttä ja tilastollisen analyysin avulla vertaillaan vastinpiirimallien hyvyttä. Työssä tutkitaan myös lämpötilan vaikutusta puolijohdeaurinkokennon toimintaan useissa eri lämpötiloissa mittaamiemme *IV*-käyrien avulla ja verrataan teorian antamia tuloksia mitattuihin.



Kuva 1: Seostusatomit piiatomien muodostamassa hilassa.



Kuva 2: Energiatasot seostamattomassa ja seostetuissa puolijohdeissa. Johtavuusvyön minimienergia on E_C , valenssivyön maksimienergia E_V , donoritilan energia E_D , akseptoritilan E_A ja Fermi-taso on E_F . Korkeissa lämpötiloissa donoreilla (akseptoreilla) seostetun puolijohde $E_F < E_D$ ($E_A < E_F$) ja matalissa $E_F > E_D$ ($E_A > E_F$).

2. Puolijohdeaurinkokennojen teoria

Tässä luvussa perehdytään ensin fysikaalisiin periaatteisiin, jotka mahdollistavat auringonvalon sisältämän energian konversion hyödynnettäväksi sähköiseksi energiaksi puolijohdeaurinkokennossa. Tämän jälkeen pureudutaan virrantuottoa rajoittaviin tekijöihin ja pyritään kuvaamaan aurinkokennoa sijaiskytkennän avulla. Lisäksi tarkastellaan valaistun aurinkokennon virta-jännitekäyttäytymistä.

2.1. Puolijohdeet ja niiden seostamisen merkitys

Puolijohdemateriaalien hyödyllisyys perustuu pitkälti siihen, että niiden sähkönjohtavuusominaisuuksia voidaan muuttaa seostamalla niitä vierailta atomeilla. Seostus tapahtuu useimmiten atomeilla, joilla on elektronikuossa yksi elektroni vähemmän tai enemmän kuin puolijohdemateriaalilla. Esimerkiksi piin ollessa perusmateriaali seostus voidaan tehdä fosforilla, jolla on yksi elektroni enemmän (fosfori on piille niin sanottu **donoriatomi**). Tämä tarkoittaa sitä, että kun fosforiatomi on muodostanut sidokset piihin, on sillä vielä yksi ylimääräinen elektroni, joka on heikosti sidottu fosforiatomiin. Jos taas piitä seostetaan boorilla, luodaan elektronivajaus (boori on piille **akseptoriatomi**). Boorin on siis 'lainattava' elektroni viereiseltä piiatomilta voidakseen muodostaa sidoksen. Tällöin elektronivajaus siirtyy viereiselle piiatomille, joka taas voi lainata seuraavalta atomilta elektronin jne. Näin ollen elektronivajaus toimii tavallaan positiivisena varauksenkuljettajana, eli niin sanottuna aukkona. Kuvassa 1 on esitetty fosfori- ja booriatomi piihilassa, sekä vapaan elektronin ja aukon syntyminen. Alkuaineiden jaksollisessa järjestelmässä kyseiset alkuaineet ovat järjestyksessä B, Si, P vasemmalta oikealle lueteltuna (tosin eivät kaikki samalla rivillä).

Kun puolijohdetta seostetaan donoreilla tai akseptoreilla, aineen energiatalakaavioon syntyy uusia seosaineen tuottamia energiatioja, mikä ilmenee kuvasta 2. Kun esimerkiksi piitä seostetaan fosforilla (donori), puolijohdeeseen tulee lisää elektroneja sekä uusia energiatasoja E_D . Vastaavasti boorilla (akseptori) seostettaessa syntyy aukkoja sekä uusia energiatasoja E_A .

Uudet energiatasot vaikuttavat myös aineen tasapainotilaan. Tämä ilmenee, kun tarkastellaan kuvassa 2 esitettyjä Fermi-tason (E_F) muutoksia, kun puolijohdetta seostetaan. Fermi-taso on energiataso, jonka kohdalla energiatilojen miehitystodennäköisyys on 0,5. Puhtaassa puolijohdteessa E_F on lähellä energia-aukon puoliväliä. Seostamisen myötä hyvin lähelle energia-aukon reunaa syntyvät energiatilat E_F (E_D) siirtävät Fermi-tasoa ylöspäin (alaspäin), kun uusilla tiloilla sijaitsevat elektronit (aukot) siirtyvät helposti lämpöliikkeen myötä johtavuusvyölle (valenssivyölle) ja tilojen miehitystodennäköisyysjakauma muuttuu.

Fermi-taso on hyvin määritelty vain termodynaamisessa tasapainossa. Mikäli puolijohdteen eri osissa Fermi-tasolla on eri arvo eli puolijohde ei ole termodynaamisessa tasapainossa, elektronit diffundoituvat korkeamman Fermi-tason alueelta matalan Fermi-tason alueelle, kunnes E_F on sama molemmilla alueilla eli termodynaaminen tasapaino on saavutettu. Sähkökuljetusyhtälöissä diffuusiotermi onkin verrannollinen termiin $-\nabla E_F$. Johtavuusvyöllä olevien elektronien tiheys johdetaan (kts. esim. viite [3]) tilatiheyden (kuinka monelle elektronille on tilaa tietyllä energiatasolla) ja miehitystodennäköisyyden (millä todennäköisyydellä lämpöliike nostaa elektronin kyseiselle energiatasolle) tulon integraalina kaikkien olennaisten energioiden yli. Saadaan

$$n = N_C e^{(E_F - E_C)/kT}, \quad (1)$$

ja valenssivyöllä olevien aukkojen tiheydelle voidaan vastaavasti kirjoittaa:

$$p = N_V e^{(E_V - E_F)/kT}, \quad (2)$$

jossa N_C ja N_V ovat vakioita joita sanotaan johtavuusvyön ja valenssivyön efektiivisiksi tilatiheyksiksi, E_C on johtavuusvyön minimienergia ja E_V on valenssivyön maksimienergia. Nämä yhtälöt p :lle ja n :lle pätevät sekä seostamattomalle että seostetulle puolijohdteelle. Huomaa, että mitä suurempi n on, sitä suurempi on myös E_F , ja toisaalta suuri E_F antaa pienen p :n.

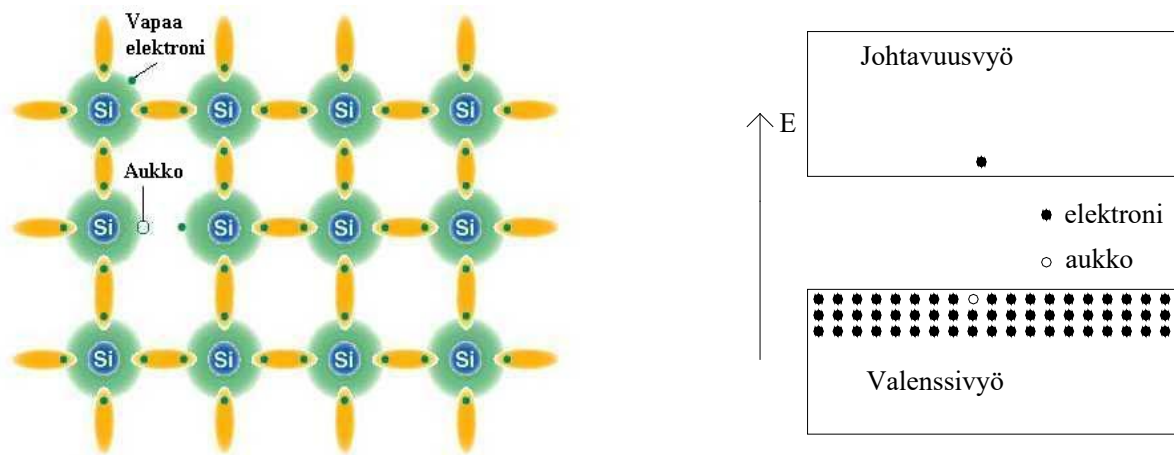
Fermi-tason lisäksi myös Fermi-energiaa merkitään usein lyhenteellä E_F . Tämä saattaa aiheuttaa hämmennystä, sillä kyse on hieman eri suureesta: Fermi-energia määritellään energiatasona, jonka alla kaikki materiaalin elektronienergiat ovat lämpötilassa 0 K, kun lämpöliikettä ei ole (mikäli ylimmät miehityt energiatilat sijaitsevat energia-aukon reunalla, Fermi-energia on aukon puolivälissä). Fermi-energia on lämpötilan suhteen vakio, kun taas Fermi-taso muuttuu lämpötilan funktiona lämpöliikkeen aiheuttamien eksitaatioiden vuoksi. Nollalämpötilassa Fermi-energian ja Fermi-tason arvot ovat aineessa samat. Fermi-energian ja Fermi-tason käsitteitä käytetään usein sekaisin, jolloin käsitteen merkitys pitää päätellä asiayhteydestä. Mikäli puolijohdefysiikassa (siis myös tässä työhjeessä) käytetään termiä Fermi-energia, sillä tarkoitetaan lähes aina Fermi-tasoa elektronien käyttäytymistä koskevien kaavojen johto alkaa usein fermionien energiatilojen miehitystodennäköisyyttä kuvaavasta Fermi-funktiosta

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

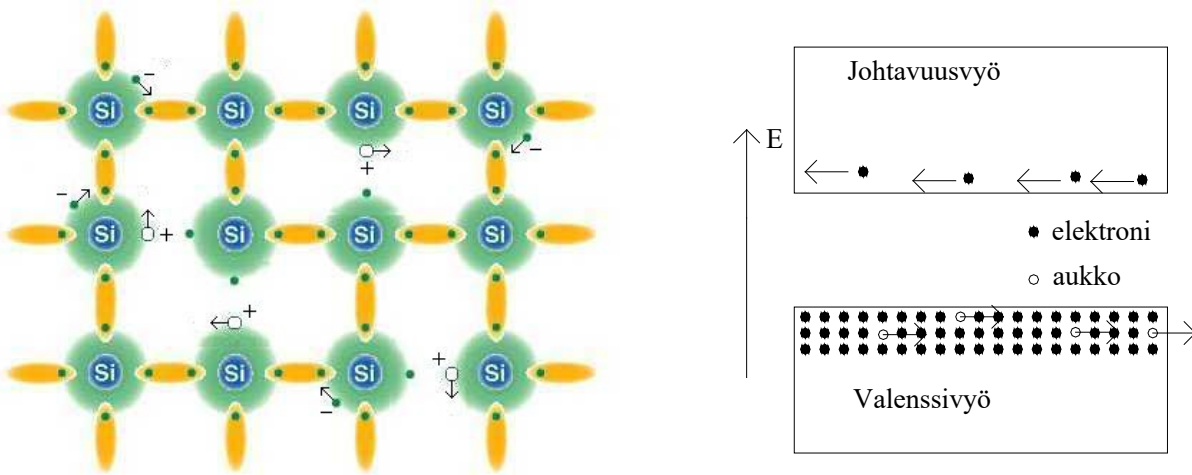
missä E on elektronin energiataso, E_F Fermi-taso, k Boltzmannin vakio ja T lämpötila.

2.2. P/n-liitos ja puolijohdeaurinkokennon toimintaperiaate

Donoreilla seostettua puolijohdemateriaalia sanotaan yleensä n-tyypin puolijohdeeksi ja akseptoreilla seostettua p-tyypin puolijohdeeksi. Seuraavaksi tarkastellaan p/n-liitosta, joka mahdollistaa auringonsäteilyn vapauttamien elektronien hyödyntämisen ulkoisessa virtapiirissä. Fysiikan selventämiseksi jokainen kuva esitetään alla sekä kaksiulotteisena atomihilana että energiavyökuvana. Lisäksi käytetään aurinkokuvaa osoittamaan, onko aurinkokenno valaistu vai ei.



Kuva 3: Kaksiulotteinen kuva piihilasta ja sen energiavyödiagrammi



Kuva 4: Sähkönkuljetuksen periaate aurinkokennossa

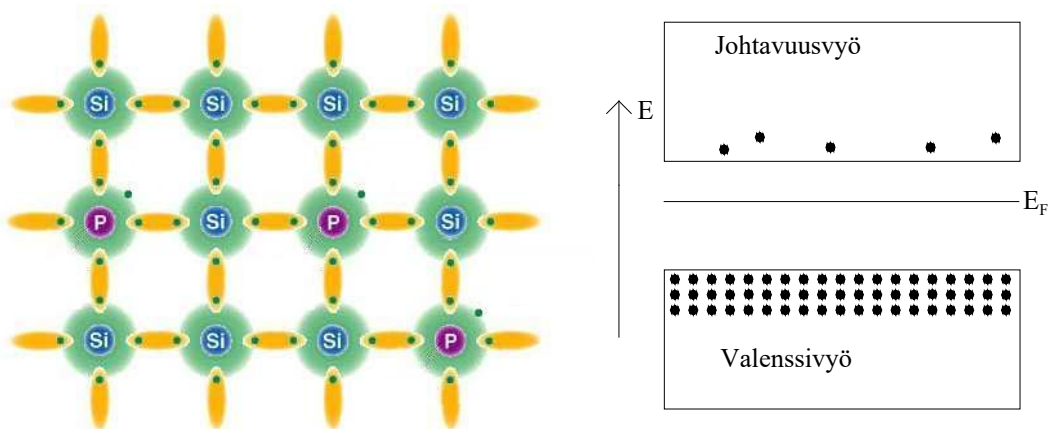
Kun aurinkokennon puolijohdemateriaaliin osuu fotoni, irroittaa se kidehilassa kiinni olevasta atomista yhden elektronin. Kuvassa 3 keltaisen pilven ympäröivät elektronit sitovat atomit toisiinsa, joten ne eivät pysty liikkumaan hilassa. Vastaavat elektronit ovat kuvan 3 energiavyödiagrammissa valenssivyössä. Kun hilaan osuvan fotonin energia siirtyy elektronille, vapautuu kyseinen elektroni sidoksesta, se siirtyy johtavuusvyölle, ja on vapaa liikkumaan kiteessä ainakin hetken ennen kuin se kiinnittyy takaisin alkuperäiseen atomiin tai johonkin toiseen atomiin. Vapaa elektroni jättää taakseen tyhjän elektronitilan, niin sanotun aukon.

Siirtymä valenssivyöltä johtavuusvyölle voi tapahtua vain, jos elektroni vastaanottaa niin paljon energiaa, että se ylittää valenssi- ja johtavuusvyön välisen energiaeron. Koska lähtöatomilta siirtymän jälkeen puuttuu yksi elektroni, jää sille positiivinen varaus eli aukko. Aukko voi liikkua ympäri kidehilaa valenssivyössä kuin positiivinen varauksenkuljettaja. Sähkönkuljetus aurinkokennossa jakautuu siis negatiivisten elektronien ja positiivisten aukkojen liikkeeseen, kuten kuvassa 4 on esitetty.

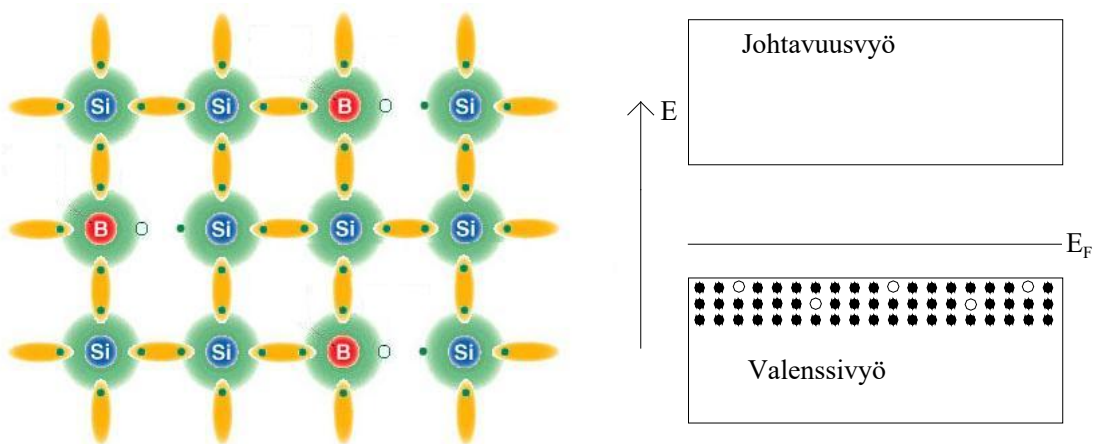
Puolijohdeessa tapahtuva elektronin siirto valenssivyöltä johtavuusvyölle fotonin toimesta ei yksinään riitä fotonin energian hyödyntämiseen. Elektroni kiertää tietyn aikaa johtavuusvyössä ja elektronia vastaava aukko kiertää valenssivyössä, mutta ennen pitkää elektroni laskeutuu itsestään takaisin valenssivyöhön, tuhoten samalla aukon. Tätä ilmiötä sanotaan rekombinaatioksi, ja se on todellisuudessa niin nopea, että elektroni ja aukko pitää erottaa toisistaan sekunnin murto-osassa jotta rekombinaatiolta vältyttäisiin.

Varauksenkuljettajien erottamiseksi ennen rekombinaatiota tarvitaan sähkökenttä puolijohdemateriaalin sisälle, joka ajaa negatiiviset elektronit ja positiiviset aukot erilleen. Sähkökenttä saadaan aikaiseksi seostamalla puolijohteen eri osia eri atomeilla.

Kuvissa 5 ja 6 on esitetty esimerkit seostetuista puolijohdeista. Kuvassa 5 piiatomien (Si) joukkoon on sekoitettu fosforiatomeja (P), joilla on yksi elektroni enemmän kuin piiatomeilla. Kuvassa 6 taas piitä on seostettu booriatomeilla (B), jolla on yksi elektroni vähemmän kuin piillä. Jos n-tyypin puolijohde ei ole sähköissä kontaktissa p-tyypin puolijohteen kanssa, ovat n- ja p-puolen Fermi-energiat eri tasoilla, kuten kuvassa 7. Kun n- ja p-puolet ovat sähköisessä kontaktissa, täyttävät n-puolen johtavuusvyössä olevat "ylimääräiset" elektronit nopeasti p-puolen valenssivyössä olevat aukot, koska aukot sijaitsevat alemmalla energiatasolla. Tämä elektronien siirto n-puolelta p-puolelle asettaa n- ja p-puolen Fermi-energiat samalle tasolle, mutta valenssi- ja johtavuusvyöt ovat nyt n-puolella alempana kuin p-puolella (koska niiden etäisyys Fermi-tasosta ei muutu, kts. kuva 8).



Kuva 5: N-tyypin puolijohde

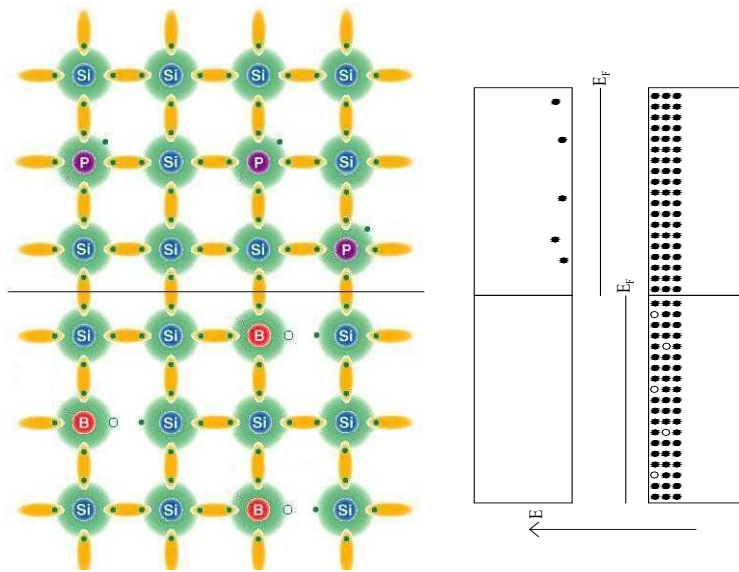


Kuva 6: P-tyypin puolijohde

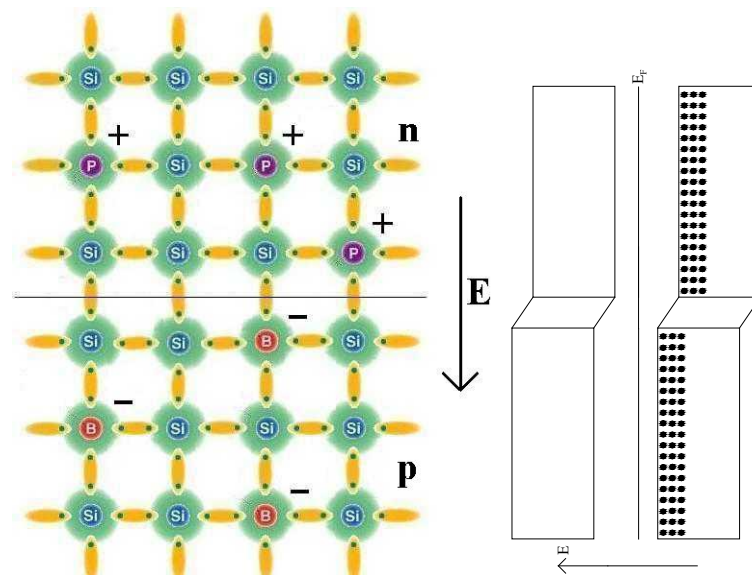
Koska Fermi-energian sijainti valenssivyöhön ja johtavuusvyöhön nähden säilyy molemmilla puolilla entisellään, elektronivyöt 'taipuvat' liitoksen yli siten, että sekä johtavuus- että valenssivyö ovat p-puolella korkeammalla kuin n-puolella. Energiatason gradientti kuvastaa sisäistä sähkökenttää, jossa elektronit 'liukuvat' negatiiviselta p-puolelta positiiviselle n-puolelle 'alamäkeen'. Positiiviset varauksenkuljettajat taas hakeutuvat sähkökentän vaikutuksesta vastakkaiseen suuntaan kuin elektronit, eli 'ylämäkeen' (pitää

muistaa, että energiavyöt kuvaavat elektronien energioita, jolloin aukoilta edullisempi energiatila on aina ylhäällä). Sähkökentän vaikutusalueita kutsutaan p/n-liitoksen tyhjennysalueeksi.

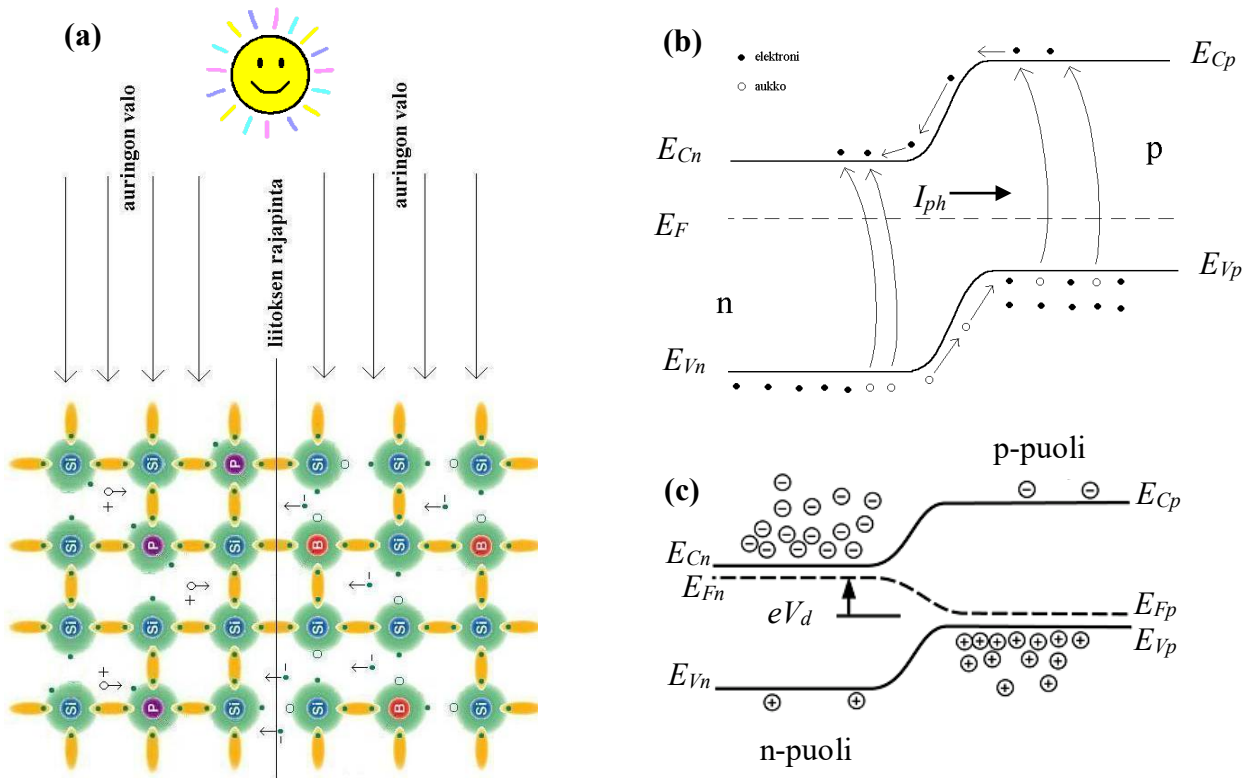
Sähkökenttä ilmenee kuvassa 8 siten, että n-puolella on joukko fosforiatomeja positiivisella varauksella, kun taas p-puolella on booriatomeja negatiivisella varauksella. Kun liitoksen syntyvaiheessa tarpeeksi paljon elektroneita on siirtynyt puolelta toiselle, on sähkökenttä niin voimakas, että se estää uusien elektronien siirtymisen p-puolelle aukkoja täyttämään ja liitos on tasapainotilassa. Tasapaino ei tarkoita että liitoksen yli ei liikkuisi varauksenkuljettajia: niitä siirtyy koko ajan diffuusion ja sähkökentän vaikutuksesta molempiin suuntiin. Mutta koska nämä termit pysyvät yhtä suurina on nettovarauksensiirto kuitenkin koko ajan nolla.



Kuva 7: Fermi-energia eri puolilla p/n-liitosta, kun n- ja p-puolten välillä ei ole sähköistä kontaktia.



Kuva 8: Sähköisessä kontaktissa erot Fermi-energioiden välillä tasoittuvat, ja rajapinnalla on sähkökenttä E .



Kuva 9 (a): P/n-liitos auringonvalossa. (b): Valaisun alettua elektronit virittyvät valenssivyöltä johtavuusvyölle, ja tarpeeksi lähellä tyhjennysaluetta syntyneet vähemmistövarauksenkuljettajat ajautuvat p/n-liitoksen vastakkaiselle puolelle. (c): Elektronien suuri määrä nostaa Fermi-tasoa *n*-puolella, ja aukkojen suuri määrä laskee Fermi-tasoa *p*-puolella. Fermi-tasojen erotus kerrottuna alkeisvarauksella on yhtä kuin *n*- ja *p*-puolen välinen jännite.

Tarkastellaan vielä valaistun aurinkokennon toimintaa kuvissa 9(a)-(c). Valaisun aloittamishetkellä (kuva 9(b)) ensimmäiset fotonit osuvat aurinkokennoon, virittävät elektroneja valenssivyöltä johtavuusvyölle, ja näin ollen synnyttävät elektroni-aukko pareja. Mikäli pari syntyy *p*-puolella tarpeeksi lähellä p/n-liitosta, jotta syntynyt elektroni ehtii diffundoitua tyhjennysalueelle ennen viritystilan purkautumista (rekombinaatiota), sähkökenttä pyyhkäisee elektronin *n*-puolelle. Vastaavasti, jos fotoni synnyttää elektroni-aukko parin *n*-puolella, ja positiivisen varauksen omaava aukko joutuu sähkökentän vaikutuksen alaiseksi, se ajautuu *p*-puolelle. Näin ollen p/n-liitoksen yli liikkuvat pääosin niin sanotut **vähemmistövarauksenkuljettajat**, eli *p*-puolella syntyneet elektronit ja *n*-puolella syntyneet aukot. Voidaan ajatella, että p/n-liitoksen yli kulkee vähemmistövarauksenkuljettajien synnyttämä generaatiovirta I_{ph} , joka on verrannollinen tyhjennysalueen lähellä absorboituneiden fotonien määrään, ja jonka suunta on konvention mukaisesti elektronien suunnan vastainen ja aukkojen suunnan mukainen.

Ajan myötä *n*-puolelle kertyy paljon elektroneita ja *p*-puolelle paljon aukkoja tyhjennysalueen ulkopuolelle (kts. kuva 9(c)). Elektronien määrän lisääntyminen nostaa *n*-puolen Fermi-tasoa (E_{Fn}), kun taas aukkojen eli tyhjiä energiatilojen määrän kasvu laskee Fermi-tasoa *p*-puolella (E_{Fp}). Fermi tason eriytyminen merkitsee, että tasapainotilassa *n*- ja *p*-puolten välillä vallitsee sähköinen potentiaaliero (ns. diodijännite)

$$V_d = \frac{(E_{Fp} - E_{Fn})}{e}, \quad (3)$$

missä e on alkeisvaraus. Kun puolet yhdistetään ulkoisen piirin avulla, varauksenkuljettajat pyrkivät virtaamaan sen kautta kohti toisiaan tasapainotilan palauttamiseksi. Tästä aiheutuu hyötykäyttöön tuleva aurinkokennon virta, joka siis saa alkunsa p/n-liitoksen erottamista varauksenkuljettajista, ja siten *n*- ja *p*-puolten välille muodostuneesta potentiaalierosta. Huomaa, että vaikka Fermi-taso E_F valaisun myötä eriytyykin E_{Fn} :ksi ja E_{Fp} :ksi eri puolilla p/n-liitosta, Fermi-tason etäisyys sekä valenssi- että johtavuusvyöstä säilyy vakiona kummallakin puolella erikseen, ts. erotukset $E_{Cn} - E_{Fn}$ ja $E_{Fp} - E_{Vp}$ ovat vakioita.

Jännitteen V kasvaminen siis pienentää johtavuusvyön (samoin kuin valenssivyön) energiaeroa liitoksen yli, toisin sanoen suuretta $E_{Cp}-E_{Cn}$ (samoin kuin suuretta $E_{Vp}-E_{Vn}$), ja näin ollen lieventää aiemmin mainittua energiävöiden ”taipumista”.

2.3. Häviömekanismit

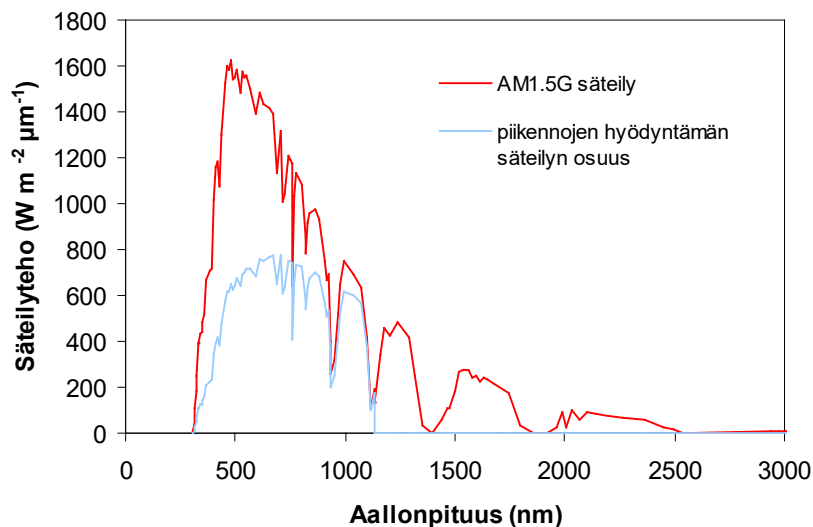
Kaksi tärkeintä aurinkokennon hyötysuhdetta rajoittavaa tekijää ovat seuraavat: ensinnäkin fotoneista pystytään hyödyntämään ainoastaan ne, joiden energia ylittää energia-aukon E_g , ja toiseksi energia-aukon ylittäneiden fotonien energiasta saadaan hyödynnettyä vain energia E_g . Hukkaenergia kuluu lähinnä aurinkokennon lämmittämiseen. Kuvassa 10 on esitetty, kuinka suuren osan auringon spektristä piikenno pystyy teoriassa hyödyntämään eri aallonpituuksilla. Aurinkokennon kokonaishyötysuhdetta pienentävät myös muut, kennon sähköiseen toimintaan liittyvät häviöt, joihin tutustutaan kappaleissa 2.3.1 ja 2.3.2.

2.3.1. Rekombinaatiohäviöt

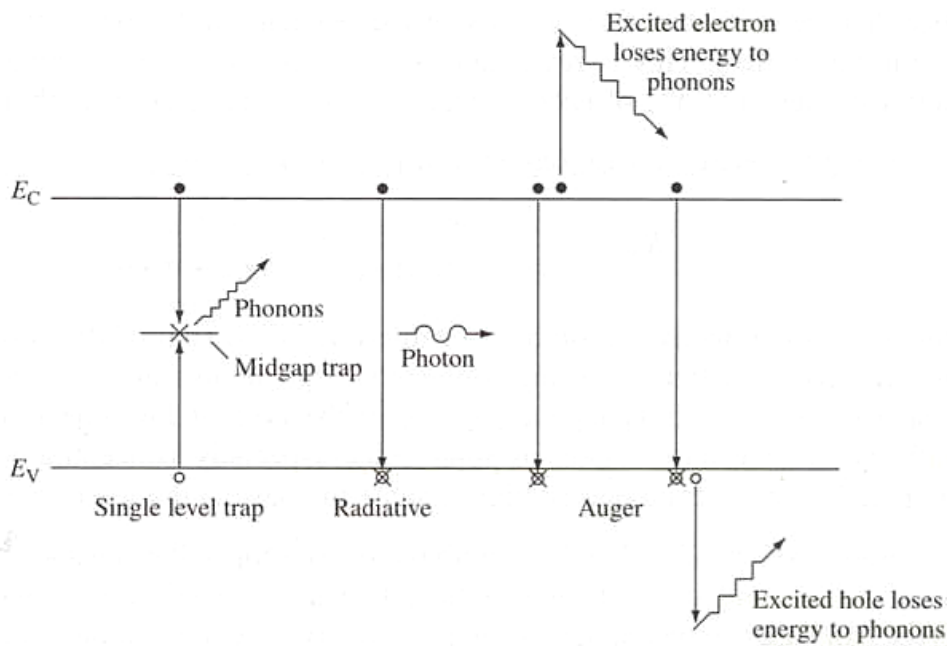
Elektronien ja aukkojen uudelleen yhdistymistä kutsutaan rekombinaatioksi. Rekombinaatiota on kolme päätyyppiä: säteilevää rekombinaatiota (radiative recombination), Auger-rekombinaatiota ja rekombinaatiota loukkutilojen (trap state) kautta (kts. kuva 11). Säteilevässä rekombinaatiossa johtavuusvyön elektroni ja valenssivyön aukko yhdistyvät tuottaen fotonin. Auger-rekombinaatiossa elektroni antaa ylimääräisen energiansa toiselle elektronille. Loukkutilojen kautta tapahtuva rekombinaatio aiheutuu energia-aukossa olevista sallituista tiloista.

Varsinkin hilavirheet, epäpuhtausatomit ja monikiteisissä kenoissa kiteiden väliset rajapinnat aiheuttavat loukkutiloja valenssi- ja johtavuusvyön välille. Rekombinaatio loukkutilojen kautta tapahtuu kaksiosaisena prosessina, jossa elektroni relaxoituu ensin välitilaan, ja siitä edelleen valenssivyölle (kuva 11). Yksittäisen osaprosessin energia ei riitä fotonin emissioon, vaan useimmiten energia vapautuu fononeina eli hilavärähtelyinä. Kaksivaiheisuutensa vuoksi loukkutilojen kautta tapahtuvaa rekombinaatiota kutsutaan myös epäsuoraksi rekombinaatioksi.

Vastaavasti säteilevää rekombinaatiota ja Auger-rekombinaatiota kutsutaan suoraksi rekombinaatioksi, sillä niissä elektroni siirtyy suoraan johtavuusvyöltä valenssivyölle ilman välivaihetta. Ns. ”direct band gap”-materiaaleissa kuten galliumarsenidilla (GaAs) säteilevä rekombinaatio ja loukkutilarekombinaatio hallitsevat siitä rakennetun aurinkokennon toimintaa. Toisaalta ns. ”indirect band-gap”-materiaaleissa, kuten tässä työssä käytetyllä piillä, loukkutila- ja Auger-rekombinaatio ovat hallitsevia.

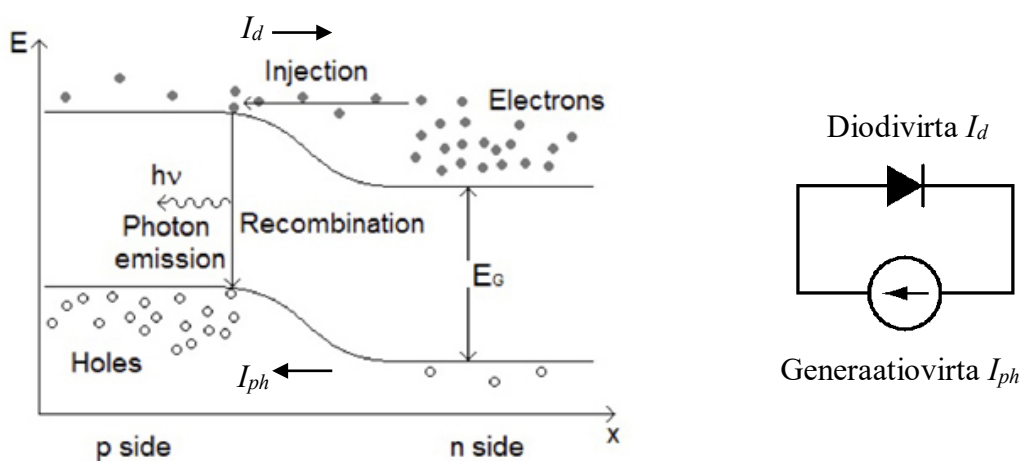


Kuva 10. Auringon spektri ja se osa säteilyn energiasta, jonka piiaurinkokenno pystyy teoriassa hyödyntämään.



Kuva 11: Kuvaesimerkit loukkutilan kautta tapahtuvasta, säteilevästä ja Auger-rekombinaatiosta. Mustat pallot kuvaavat elektroneja ja valkoiset aukkoja [2].

Seuraavaksi tarkastellaan rekombinaatiomekanismien kuvaamista vastinpiirillä. Kuvassa 12 on esitetty p/n-liitoksen energiadiagrammi ja sen vastinpiiri. Virtalähde I_{ph} kuvaa aiemmin mainittua p/n-liitoksen yli kulkevien vähemmistövarauksenkuljettajien synnyttämää generaatiovirtaa. Käytännössä rekombinaationopeuden pullonkaula on vähemmistövarauksenkuljettajien määrä, eli elektronien konsentraatio p-puolella ja aukkojen konsentraatio n-puolella. Näin ollen rekombinaatiosta puhuttaessa olemme olennaisesti kiinnostuneita p/n-liitoksen yli vähemmistöpuoleltaan enemmistöpuolelleen jo aiemmin kulkeutuneiden varauksenkuljettajien paluusta takaisin vähemmistöpuolelleen, ja siellä tapahtuvasta elektronien ja aukkojen uudelleenyhdistymisestä.



Kuva 12: P/n-liitos ja sen vastinpiiri, kun tapahtuu vain säteilevää rekombinaatiota.

Voidaan ajatella, että jotta elektroni voisi diffundoitua n-puolen johtavuusvyöltä (enemmistöpuoleltaan) p-puolelle (vähemmistöpuolelleen), sen energian tulee olla vähintään p-puolen johtavuusvyön tasolla, sillä muuten sen vauhti ei riitä ylittämään tyhjennysalueen sähkökenttää. Näiden elektronien määrä voidaan johtaa Boltzmann-jakaumasta (samoin kuin yhtälöt (1) ja (2)), jolloin saadaan

$$n_{|E|\geq|E_{Cp}|} = N_C e^{(E_{Fn}-E_{Cp})/kT}. \quad (4)$$

Koska $E_{Cp}=E_{Fp}-(E_{Fp}-E_{Vp})+(E_{Cp}-E_{Vp})$, ja suureet $(E_{Fp}-E_{Vp})$ sekä $(E_{Cp}-E_{Vp})$ ovat vakioita (kts. kuva 9), voidaan energialtaan n-puolelta p-puolelle teoriassa diffundoitumaan kykenevien elektronien määrälle $n_{|E|\geq|E_{Cp}|}$ kirjoittaa

$$n_{|E|\geq|E_{Cp}|} = C_1 \cdot e^{(E_{Fn}-E_{Fp})/kT} = C_1 \cdot e^{eV_d/kT}, \quad (5)$$

missä C_1 on vakio, ja jälkimmäinen yhtäsuuruus seuraa yhtälön (3) diodijännitteen määritelmästä. Samat päätelmät pätevät myös p-puolelta n-puolelle diffundoitumaan kykeneville aukoilta, joiden määrälle saadaan lauseke

$$p_{|E|\leq|E_{Vn}|} = N_V e^{(E_{Vn}-E_{Fp})/kT} = C_2 \cdot e^{eV_d/kT}, \quad (6)$$

missä C_2 on vakio, ja jälkimmäinen yhtäsuuruus saadaan sijoittamalla $E_{Vn}=E_{Fn}+(E_{Cn}-E_{Fn})-(E_{Cn}-E_{Vn})$ sekä yhtälön (3) perusteella. Riittävän energian lisäksi varauksenkuljettajan suunnan tulee olla sopivasti kohtisuorassa p/n-liitoksen rajapintaan nähden jotta ylitys voisi tapahtua, joten vain tilastollisesti pieni osa energialtaan sopivista varauksenkuljettajista kykenee rekombinoitumaan. Yhtälöiden (5) ja (6) perusteella voidaan kuitenkin kirjoittaa diffuusiovirralla I_{diff} relaatio

$$I_{diff} \propto e^{eV_d/kT}. \quad (7)$$

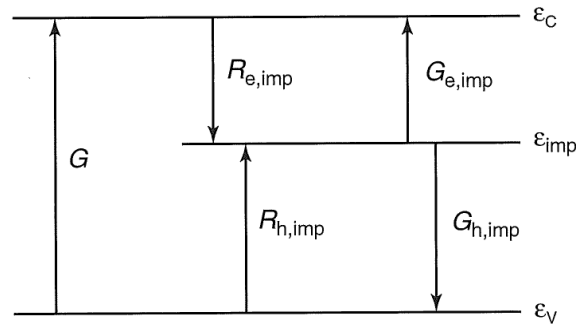
Diffuusiovirta I_{diff} määrää p/n-liitoksen rajapinnan yli kulkevan päästösuunnan (oikealle kuvassa 12) virran. Tämän lisäksi tulee huomioida p/n-liitoksen estosuunnan (vasemmalle kuvassa 12) diodijännitteestä riippumaton pimeävirta, joka juontaa juurensa lämpöliikkeen vähemmistöpuolella virittäneistä elektroneista ja niiden ajautumisesta p/n-liitoksen läpi sähkökentän kuljettamina. Tasapainotilassa pimeässä (kts. kuva 8) diodin yli ei ole jännitettä ($V_d=0$), eikä p- ja n-puolten välinen varaustasapaino muutu, joten rajapinnan päästösuunnan virran tulee kompensoida estosuunnan pimeävirta. Toisin sanoen, kokonaisdiodivirralla I_d tulee päteä

$$I_d(V_d = 0) = I_{diff} - I_0 = C_3 e^{e^{0V}/kT} - I_0 = 0, \quad (8)$$

jossa vakio I_0 on pimeävirta, ja voidaan ratkaista $C_3=I_0$. Tästä seuraa ideaalidiodin virta-jänniteriippuvuus, joka on muotoa

$$I_d = I_0 (e^{eV_d/kT} - 1). \quad (9)$$

Johtavuusvyön elektronien ja valenssivyön aukkojen suora rekombinaatio aiheuttaa siis jännitteen suhteen eksponentiaalisen virtahäviön, jota kuvan 12 vastinpiirissä kuvataan diodisymbolilla.



Kuva 13: Elektronien ja aukkojen virittyminen ja rekombinaatio loukkutilojen kautta. [3]

Suoran rekombinaation lisäksi aurinkokennoissa esiintyy ns. epäsuoraa rekombinaatiota loukkutilojen kautta. Loukkutilojen ja johtavuusvyön, sekä loukkutilojen ja valenssivyön väliseen vuorovaikutukseen on yhdistettävissä samat virittymis- ja rekombinoitumisilmiöt kuin johtavuusvyön ja valenssivyön väliseen suoran rekombinaation tapauksessa. Tätä on havainnollistettu kuvassa 13, missä elektronien virittymisnopeutta valenssivyöltä (kuvassa ε_V) johtavuusvyölle (ε_C) on merkitty symbolilla G , elektronien virittymisnopeutta loukkutilalta (ε_{imp}) johtavuusvyölle $G_{e,imp}$:llä, aukkojen virittymisnopeutta loukkutilalta valenssivyölle $G_{h,imp}$:llä, elektronien rekombinaationopeutta johtavuusvyöltä loukkutilalle $R_{e,imp}$:llä, sekä aukkojen rekombinaationopeutta valenssivyöltä loukkutilalle $R_{h,imp}$:llä. Jotta elektroni voisi rekombinoitua johtavuusvyöltä loukkutilan kautta valenssivyölle, sen täytyy ensin rekombinoitua tyhjälle loukkutilalle, missä sen tulee yhdistyä valenssivyöltä rekombinoituvan aukon kanssa ennen uudelleenvirittymistään johtavuusvyölle.

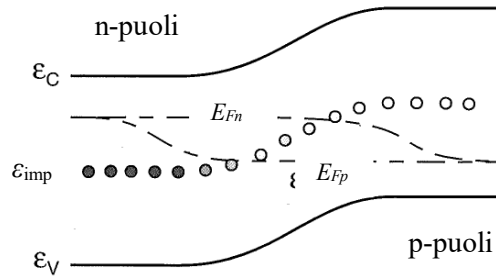
Virittymisnopeus $G_{e,imp}$ on sitä suurempi, mitä lähempänä loukkutilan energiataso ε_{imp} on johtavuusvyötä ε_C , joten johtavuusvyöltä loukkuntuoneet elektronit virittyvät todennäköisemmin takaisin johtavuusvyölle kuin rekombinoituvat edelleen valenssivyölle. Toisaalta virittymisnopeus $G_{h,imp}$ on sitä suurempi, mitä lähempänä loukkutila ε_{imp} on valenssivyötä ε_V , joten valenssivyöltä loukkuntuoneet aukot palaavat todennäköisemmin valenssivyölle, kuin siirtyvät loukkutilalta johtavuusvyölle. Loukkutilan ollessa energiavälin keskellä, sille rekombinoituneen elektronin paluu johtavuusvyölle on suunnilleen yhtä todennäköistä kuin edelleenrekombinoituminen valenssivyölle. Yllämainittujen seikkojen vuoksi energiavälin keskellä olevien loukkutilojen määrä vaikuttaa ylivoimaisesti eniten loukkutilojen kautta tapahtuvaan rekombinaationopeuteen. [3]

Käytännössä loukkutilat vaikuttavat tyhjennysalueen ulkopuolella vain vähemmistövarauksen kuljettajiin. Kuten kuvasta 14 nähdään, energiavälin keskellä olevat loukkutilat ε_{imp} ovat hyvin todennäköisesti aina täynnä tyhjennysalueen ulkopuolella n-puolella, sillä siellä Fermi-taso E_{Fn} on loukkutilatason ε_{imp} yläpuolella. Tyhjennysalueen ulkopuolella p-puolella Fermi-taso E_{Fp} on loukkutilatason ε_i alapuolella, joten loukkutilat ovat hyvin todennäköisesti aina tyhjiä, eivätkä enemmistövarauksen kuljettajat (aukot) pääse niihin rekombinoitumaan. Yllämainituista syistä rekombinaationopeus loukkutilojen kautta on merkittävä ainoastaan tyhjennysalueessa. Enemmistöelektroni siis diffundoituu tyhjennysalueeseen, jossa se rekombinoituu loukkutilalle. Edelleenrekombinoitumisen todennäköisyys riippuu aukkojen määrästä kyseisen loukun lähistöllä. Sähkökentän vuoksi aukkojen määrä on merkittävä vain sellaisten loukkutilojen läheisyydessä, joille pääsevät elektronit, joiden energia ylittää arvon $E_{Cn} + (E_{Cp} - E_{Cn})/2$.

Yhtälön (9) johdon kaltaiset järkeilyt johtavat tulokseen, että loukkutilojen kautta tapahtuva rekombinaatio aiheuttaa approksimatiivisen ylimääräisen virranmenetyksen [3]

$$I_{d2} = I_{0,2} \left(e^{eV_a / 2kT} - 1 \right) \quad (10)$$

minkä vuoksi sitä voidaan kuvata vastinpiirissä ylimääräisellä diodilla, joka on kuvan 12 suoraa rekombinaatiota kuvaavan diodin kanssa rinnan. Kerroin $\frac{1}{2}$ eksponentiaalitermin nimittäjässä seuraa siis energiavälin keskellä olevien loukkutilojen määräävästä asemasta tämän tyyppisessä rekombinaatioissa. Tätä tuulimyllyselitystä syvemmin asiasta kiinnostuneita kehoitetaan perehtymään esim. lähteen [3] lukuun 3.6.2 ja 6.5.



Kuva 14: Energiavälin keskellä sijaitsevat loukkutilat vaikuttavat ylivoimaisesti eniten rekombinaatioon. N-puolella loukkutilat ovat yleensä aina täynnä, ja p-puolella tyhjiä. Tyhjennysalueessa ne ovat joko täysiä tai tyhjiä suunnilleen yhtä suurella todennäköisyydellä. [3]

2.3.2. Sarjaresistanssin ja vuotovirtojen aiheuttamat häviöt

Jotta p/n-liitoksen erottamat varaukset voidaan hyödyntää, ne tulee johtaa ensin puolijohdemateriaalista virrankeräimiin, ja sieltä edelleen johtimia pitkin ulkoiseen piiriin. Vaikka varauksenkuljettaja ei rekombinoituisikaan suoraan p/n liitoksen yli luvun 2.3.1 mielessä, voidaan se silti menettää vuotovirtana vaihtoehtoisia matalan resistanssin reittejä pitkin takaisin lähtöpuolelleen. Aurinkokennon valmistusprosessin laatu on tässä yhteydessä avainasemassa, sillä vuotovirtoja esiintyy eniten niissä kohdissa puolijohdetta, joissa on korkea hilavirhe- tai epäpuhtausatomikonsentraatio, sekä kiderajojen läheisyydessä.

Toimivassa aurinkokennossa on aina myös ohmsia sarjahäviöitä, joissa elektronien energia menee hukkaan lämmöntuotona. Sarjahäviöihin kuuluvat muun muassa puolijohteen massavastus, metallisten kontaktien ja liitosalueiden massavastukset, sekä metallin ja puolijohteen välisen rajapinnan kontaktivastus.

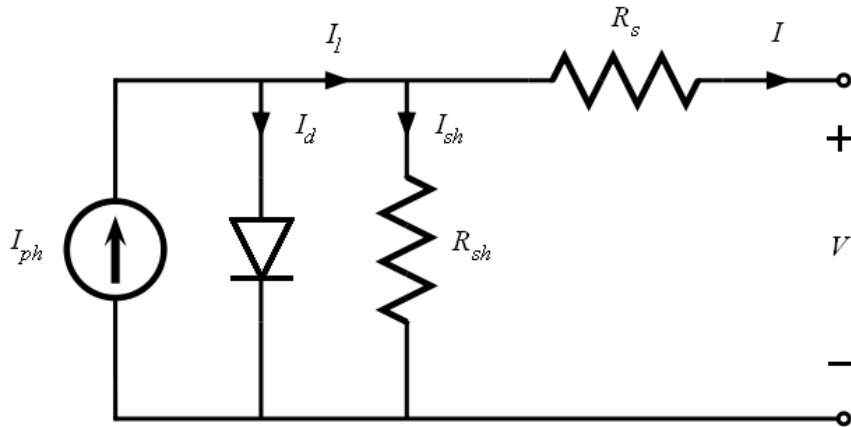
2.4. Vastinpiirimallit ja aurinkokennon IV-käyrä

Aurinkokennon sähköistä toimintaa voidaan arvioida käyttämällä sijaiskytkentää, jossa aurinkokenno korvataan virtapiirillä. Tämä piiri toimii halutuissa olosuhteissa kuten aurinkokenno tuottaen samankaltaisen virta- ja jännitekäyttäytymisen. Aurinkokennon toimintaa voidaan tällöin arvioida piirianalyysin menetelmin. Seuraavassa esitellään kaksi sisäkkäistä aurinkokennon vastinpiirimallia, sekä tarkastellaan aurinkokennon virta-jänniteriippuvuutta.

2.4.1. 1-diodimalli

1-diodimalli on tässä tarkasteltavista kahdesta aurinkokennon sijaiskytkennästä yksinkertaisempi, sillä se ottaa huomioon vain suoran rekombinaation (Auger- ja säteilevä rekombinaatio). Vastinpiirissä kuvassa 15 on kuvassa 12 esitellyn p/n-liitoksen vastinpiirin kanssa yksi vastus sarjassa ja toinen rinnan. Sarjavastus (R_s) kuvaa aurinkokennon ohmsia sarjahäviöitä. Rinnakkaisvastuksen (R_{sh}) englanninkielinen nimi 'shunt resistance' viittaa oikosulkuun, ja kuvaa suomenkielistä termiä paremmin vastuksen toimintaa, sillä se kuvaa kennon vuotovirtareittejä (kts. luku 2.3.2). Aurinkokennon toiminnan kannalta olisi suotavaa, että R_s olisi mahdollisimman pieni, kun taas R_{sh} :n pitäisi olla mahdollisimman suuri. Kirchhoffin lakien avulla voidaan aurinkokennosta saatavalle hyötövirralle johtaa 1-diodimallin tapauksessa yhtälö

$$I = I_{ph} - I_o \left(e^{q(V+IR_s)/kT} - 1 \right) - \frac{V + IR_s}{R_{sh}}. \quad (11)$$



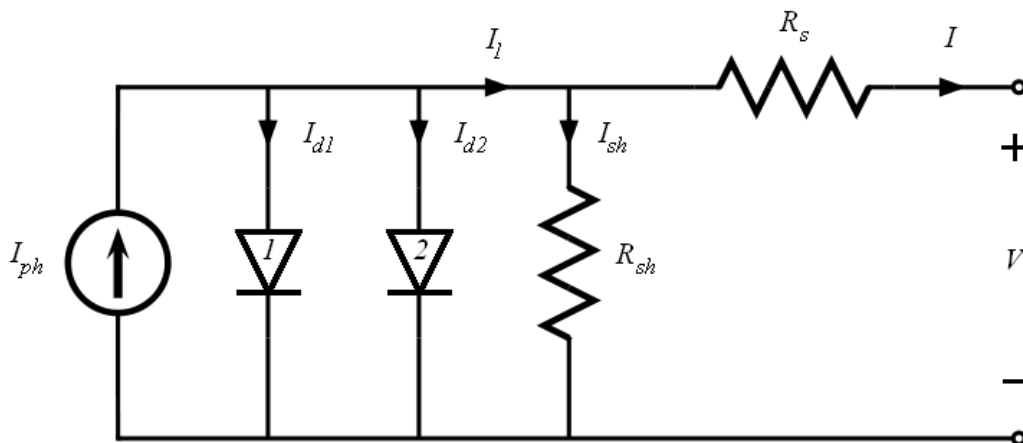
Kuva 15: Yksinkertainen ns. 1-diodimallin mukainen aurinkokennon sijaiskytkentä.

2.4.2. 2-diodimalli

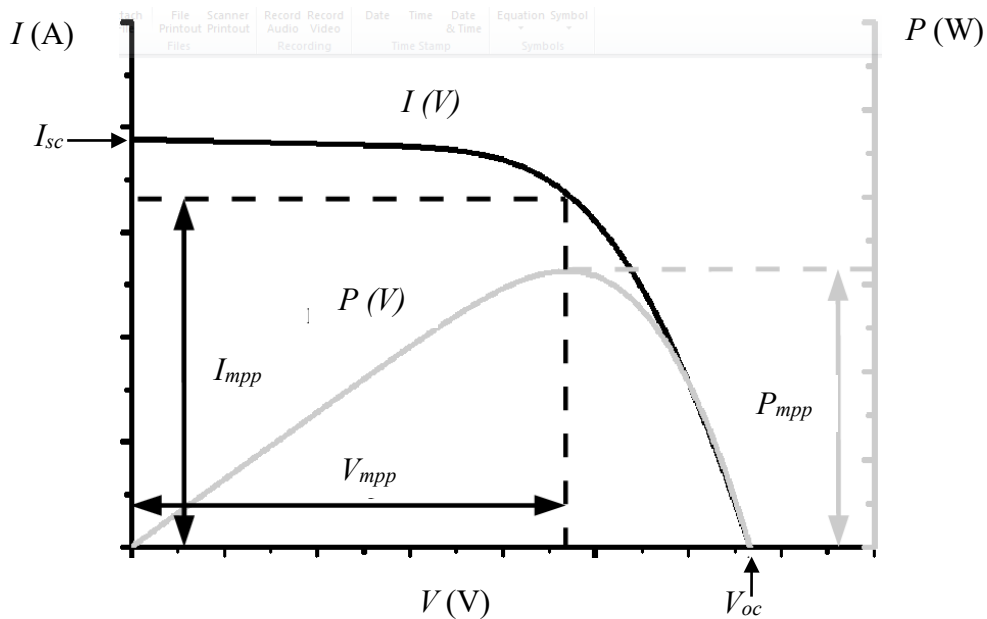
2-diodimalli ottaa suorista rekombinaatioista (Auger- ja säteilevä rekombinaatio) aiheutuvien häviöiden lisäksi huomioon myös loukkutilojen kautta tapahtuvan epäsuoran rekombinaation. Mallin käyttöä perustellaan sillä, että epäpuhtaudet aiheuttavat yleensä merkittävän rekombinaatiohäviön [4]. Huomaa, että loukkutilojen aiheuttamia häviöitä kuvaavan diodi 2:n (kuva 16) jänniteriippuvuus on muotoa $V_d/2$ yhtälössä (10). Näin ollen aurinkokennosta saatava virta 2-diodimallin mukaisesti on

$$I = I_{ph} - I_{0,1} \left(e^{q(V+IR_s)/kT} - 1 \right) - I_{0,2} \left(e^{q(V+IR_s)/2kT} - 1 \right) - \frac{V + IR_s}{R_{sh}} \quad (12)$$

1-diodimallin sanotaan sisältyvän 2-diodimalliin, sillä ainoana erona on loukkutilarekombinaatiota kuvaava ylimääräinen muihin termeihin nähden lineaarisesti riippumaton termi yhtälössä (12).



Kuva 16: 2-diodimallin mukainen aurinkokennon sijaiskytkentä



Kuva 17: Aurinkokennon virta ja teho kennojännitteen funktiona.

2.4.3. Standardoidut mittausolosuhteet (SRC)

Aurinkokennojen virta-jännitemittaukset suoritetaan yleensä standardoiduissa mittausolosuhteissa (SRC, *standard reporting conditions*). Nämä olosuhteet, joille käytetään myös nimitystä 1 aurinko (1 *sun*), tarkoittavat AM1.5G -spektrin mukaista, intensiteetiltään 1000 W/m^2 säteilyä (kts. kuva 10), $25 \text{ }^\circ\text{C}$ lämpötilassa. AM1.5G eli *Air Mass 1.5 Ground* tarkoittaa, että valon intensiteetti ja spektri ovat suurin piirtein samat kuin auringonvalolla, joka on läpäissyt puolentoista ilmakehän paksuisen ilmakehän matkallaan maan pinnalle. Käytännössä tämä vastaa noin 48° zenittiikulmaa, minkä alle Helsingissä päästään keskipäivisin huhtikuun puolivälin ja elokuun puolivälin välisenä aikana.

2.4.4. Aurinkokennon IV-käyrä ja perusparametrit

Aurinkokennon toimintaa karakterisoidaan IV-käyrän avulla. IV-käyrä kertoo, kuinka aurinkokennosta saatava virta (I) riippuu sen yli asetetusta jännitteestä (V). Kuvassa 17 on standardiolosuhteissa aurinkokennosta mitattu IV-käyrä, josta voidaan yksilöidä tärkeät suuret avoimen piirin jännite (V_{oc} , engl. *open circuit voltage*), oikosulkuvirta (I_{sc} , engl. *short circuit current*), sekä virta ja jännite maksimitheopisteessä (I_{mpp} , V_{mpp} , engl. *maximum power point*).

Avoimen piirin jännite on p/n-liitoksen eri puolten välillä vallitseva tasapainojännite virrattomassa tilanteessa ($I=0$) eli silloin, kun kennoa ei ole kytketty virtapiiriin. Kuvan 16 vastinpiirin perusteella voimme järjeillä, että tasapainossa auringonvalon tuottaman generaativirran (I_{ph}) tulee kokonaisuudessaan kulkea diodien 1 ja 2, sekä rinnakkaisvastuksen R_{sh} läpi. Tasapainojännite riippuu siis täysin ym. diodien ja rinnakkaisvastuksen ominaisuuksista, ts. kuinka paljon ne päästävät virtaa lävitseen milläkin jännitteellä. Hyvässä aurinkokennossa R_{sh} on suuri, jolloin rinnakkaisvastuksen läpi kulkee hyvin vähän virtaa sen yli olevasta jännitteestä riippumatta. Diodivirrat (I_{d1} ja I_{d2}) taas ovat yhtälön (9) ja (10) perusteella eksponentiaalisesti riippuvia niiden yli olevasta jännitteestä, joten käytännössä aurinkokennon avoimen piirin jännitteen suuruus määräytyy sen mukaan, millä diodijännitteellä yhteenlaskettujen diodivirtojen suuruus on yhtä kuin generaativirta. Se, miten generaativirta tarkalleen jakautuu diodeille 1 ja 2 avoimen piirin tilanteessa, riippuu yhtälössä (12) esiintyvistä vakioista $I_{0,1}$ ja $I_{0,2}$.

Ajatellaan nyt, että yhdistämme n- ja p-puolet ulkoisella piirillä. Käytännössä, päästäessämme kyseisen piirin läpi sähkövirtaa, yhdistämme sen kautta n-puolen elektroneja ja p-puolen aukkoja nopeudella, joka on

verrannollinen virran arvoon I . Tämän seurauksena n-puolen elektronien tasapainokonsentraatio laskee, ja vastaava Fermi-taso E_{Fn} siirtyy alemmas (kts. kuva 9(c)). Vastaavasti myös p-puolen aukkojen tasapainokonsentraatio laskee, mikä siirtää Fermi-tasoa E_{Fp} energiadiagrammissa ylöspäin. Efektiivisesti, päästäessämme ulkoisen piirin läpi virtaa, pienennämme n- ja p-puolten välistä sähköistä potentiaaliero (kts. yhtälö (3)), eli diodijännite laskee. Johtuen diodivirran eksponentiaalisesta jänniteriippuvuudesta, IV -käyrän avoimen piirin jännitteen läheisyydessä pienikin diodijännitteen lasku aiheuttaa romahduksen diodien läpi kulkevassa virrassa, jolloin ulkoiseen piiriin ohjautuvan virran määrä kasvaa rajusti. Näin ollen aurinkokennon IV -käyrä on usein hyvin jyrkkä pienillä virran arvoilla, ja suurikaan virran muutos ei välttämättä laske jännitettä paljoakaan. Jyrkkyyttä tosin jonkin verran loiventaa ohmisen sarjaresistanssin aiheuttama virran suhteen lineaarinen jännitehäviö.

Oikosulkuvirta (I_{sc}) voidaan mitata tilanteessa, jossa n- ja p-puolet on kytketty ulkoisella piirillä suoraan toisiinsa ilman sähköistä vastusta eli kuormaa ($V=0$). Tällöin, olettaen että R_{sh} on suuri, kuvan 16 vastinpiirin diodien 1 ja 2 läpi kulkee sitä enemmän sähkövirtaa, mitä korkeampi on sarjaresistanssin R_s arvo. Koska hyvässä aurinkokennossa virta kerätään tehokkaasti ja sarjaresistanssi on pieni, diodivirrat I_{d1} ja I_{d2} ovat kyseisellä jännitealueella hyvin matalia suhteessa oikosulkuvirtaan. Tämän vuoksi, diodien virran eksponentiaalisesta jänniteriippuvuudesta johtuen, ulkoisen piirin kautta kulkeva virta on epäherkkä diodijännitteen suhteellisen suurillekin muutoksille, ja IV -käyrä on hyvin loiva oikosulkuvirran tuntumassa ja pienillä kennojännitteillä. Rinnakkaisvastuksen R_{sh} läpi saattaa tosin kulkea näkyvä, diodijännitteen suhteen lineaarinen virtahäviö.

Aurinkokennon teho saadaan virran ja jännitteen tulona, ts. $P=IV$. Kuvassa 17 harmaalla on esitetty aurinkokennon teho jännitteen funktiona. Aurinkokennosta saadaan optimaalinen teho maksimitehopisteessä ($P_{mpp}=I_{mpp}V_{mpp}$). Aurinkokennon hyötysuhde määritellään maksimitehon suhteena kennon pintaan tulevan säteilyn tehoon. Tapauksessa, jossa kennon pinta-ala on A ja valaisuintensiteetti I_{Sun} , aurinkokennon hyötysuhteeksi saadaan

$$\eta = \frac{P_{mpp}}{A \cdot I_{Sun}}. \quad (13)$$

Toinen hyödyllinen suure on täyterroin (engl. *Fill Factor*), joka määritellään

$$FF = \frac{P_{mpp}}{I_{sc}V_{oc}}. \quad (14)$$

Täyterroin on sitä suurempi, mitä lähempänä IV -käyrän muoto on puhdasta diodikäyttäytymistä. Tämän vuoksi rinnakkaisvastuksen R_{sh} ja sarjavastuksen R_s aiheuttamia häviöitä kutsutaan täyterroinhäviöiksi. Huomaa kuitenkin, että käytännössä myös rekombinaatiohäviöt pienentävät täyterrointa.

2.4.5. Sarja- ja rinnakkaisresistanssin vaikutus IV -käyrään

Rinnakkaisvastus R_{sh} vaikuttaa IV -käyrän kulmakertoimeen lähellä oikosulkutilaa ($V = 0$), ja sen arvoa voidaan approksimoida IV -käyrän oikosulkutilan kulmakertoimen k_{sc} avulla. Pienillä jännitteen arvoilla rekombinaatio, eli käytännössä dioditermi, on merkityksettömän pieni. Näin ollen yhtälöstä (11) saadaan

$$I = I_{ph} - I_o \left(e^{q(V+IR_s)/kT} - 1 \right) - \frac{V + IR_s}{R_{sh}} \approx I_{ph} - \frac{V + IR_s}{R_{sh}}. \quad (15)$$

Vertailemalla kahta lähellä oikosulkutilaa olevaa pistettä (V_1, I_1) ja (V_2, I_2) saadaan

$$I_2 - I_1 = -\frac{(V_2 - V_1)}{R_{sh}} - \frac{R_s}{R_{sh}}(I_2 - I_1). \quad (16)$$

Lisäksi tiedetään, että hyvälle aurinkokennolle pätee $R_{sh} \gg R_s$ (vertaa k.o. parametrien arvoja kuvissa 18 ja 19). Järjestelemällä termit uudelleen saadaan

$$-\frac{(V_2 - V_1)}{R_{sh}} = \left(1 - \frac{R_s}{R_{sh}}\right)(I_2 - I_1) \approx (I_2 - I_1) \quad (17)$$

$$\Rightarrow R_{sh} = -\frac{(V_2 - V_1)}{(I_2 - I_1)} = -\frac{1}{k_{sc}}. \quad (18)$$

Kuten aiemmin mainittiin, sarjavastus R_s koostuu monesta eri resistiivisestä häviöstä kennossa. Mitä pienempi R_s on, sitä pienemmät ovat häviöt (kts. kuva 19). R_s vaikuttaa pääasiallisesti IV -käyrän kulmakertoimeen lähellä avoimen piirin tilaa ($I=0$, $V=V_{oc}$), ja R_s :n arvo voidaan approksimoida IV -käyrän kulmakertoimesta k_{oc} kyseisellä jännitealueella. Yhtälöstä (11) voidaan ratkaista

$$V = \frac{kT}{q} \log \left(\frac{I_{ph} - \frac{(V + IR_s)}{R_{sh}}}{I_0} - 1 \right) - IR_s. \quad (19)$$

Lähellä avoimen piirin tilaa virta I on pieni verrattuna generaatiovirtaan I_{ph} , ja logaritmitermissä virta I on lisäksi kerrottuna termillä R_s/R_{sh} , jossa $R_s \gg R_{sh}$. Näin ollen yhtälö (19) supistuu muotoon

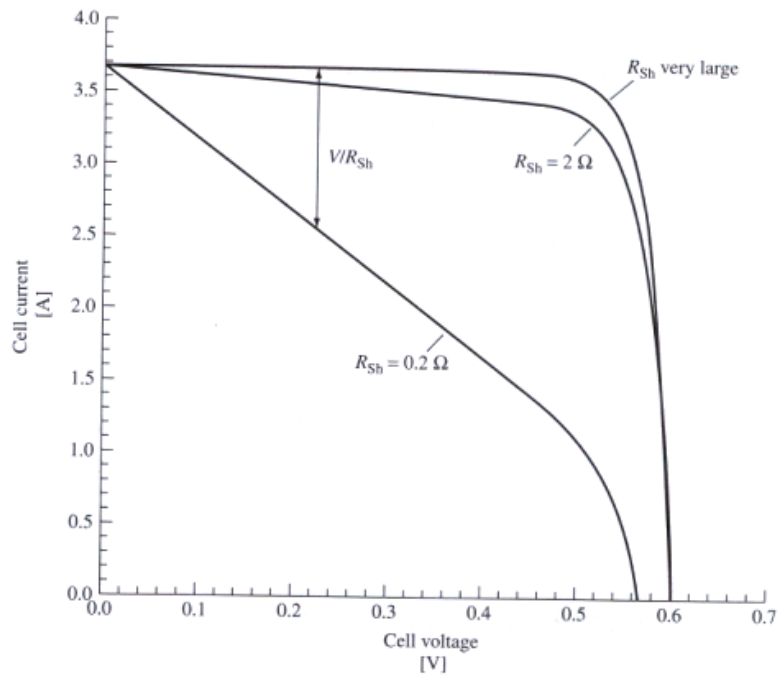
$$V \approx \frac{kT}{q} \log \left(\frac{I_{ph} - V/R_{sh}}{I_0} - 1 \right) - IR_s. \quad (20)$$

Vertaillaan nyt kahta lähellä avoimen piirin tilaa olevaa pistettä (V_1, I_1) ja (V_2, I_2) . Hyvässä aurinkokennossa rinnakkaisvastus ei aiheuta kovin suuria virtahäviöitä kennossa. Näin ollen termi V/R_{sh} on myös pienempi kuin I_{ph} . Lisäksi voidaan huomata, että avoimen piirin tilassa IV -käyrä putoaa jyrkästi, jolloin lähellä avoimen piirin tilaa olevilla pisteillä ero jännitteen arvoissa on pieni. Näihin seikkoihin vedoten logaritmitermien kaavassa (20) voidaan avoimen piirin tilassa olettaa kumoavan toisensa. Siitä seuraa

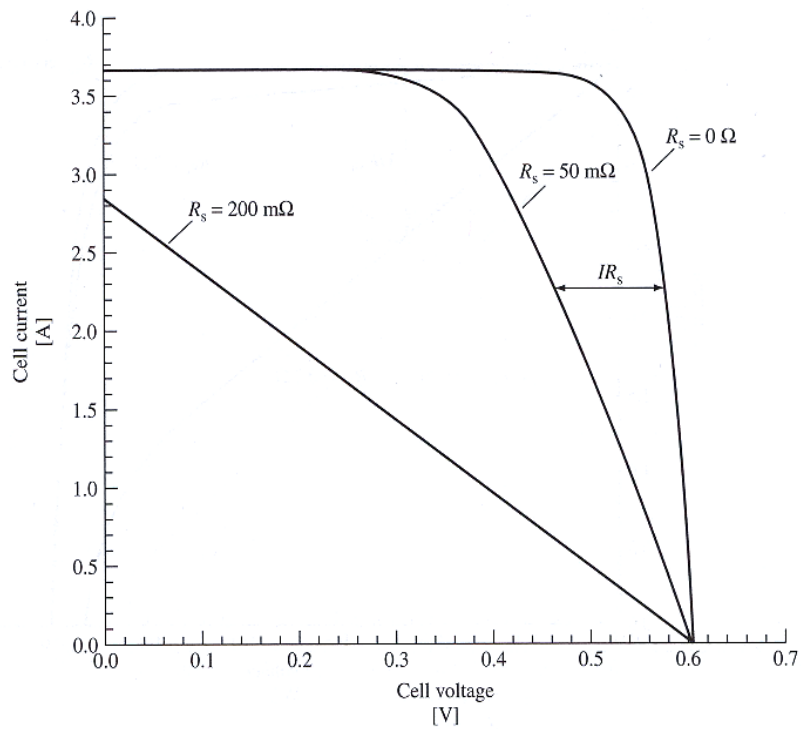
$$\begin{aligned} V_2 - V_1 &= \frac{kT}{q} \log \left(\frac{I_{ph} - V_2/R_{sh}}{I_0} - 1 \right) - \frac{kT}{q} \log \left(\frac{I_{ph} - V_1/R_{sh}}{I_0} - 1 \right) - (I_2 - I_1)R_s \\ &\approx -(I_2 - I_1)R_s. \end{aligned} \quad (21)$$

Tästä puolestaan voidaan ratkaista, että

$$R_s = -\frac{(V_2 - V_1)}{(I_2 - I_1)} = -\frac{1}{k_{oc}}. \quad (22)$$



Kuva 18: Shunttivastuksen vaikutus aurinkokennon IV-käyrään [2].



Kuva 19: Sarjavastuksen vaikutus aurinkokennon IV-käyrään [2].

2.5. Lämpötilan vaikutus aurinkokennon toimintaan

Aurinkokennojen toiminta on riippuvainen lämpötilasta. Puolijohdeiden E_g :n arvo pienenee, kun lämpötila kasvaa, mikä puolestaan pienentää kennosta saatavaa jännitettä. E_g :n pienentymisellä on lievä positiivinen vaikutus myös kennosta saatavaan virtaan, koska valoa absorboituu tällöin suuremmilta valon aallonpituuksilta.

Oikosulkuvirta I_{sc} ja avoimen piirin jännite V_{oc} noudattavat yhtälöä

$$I_{sc} = I_{01} \left(e^{qV_{oc}/kT} - 1 \right), \quad (23)$$

kun tehdään ideaalisen aurinkokennon approksimaatio, eli R_s on nolla, R_{sh} ääretön, eikä loukkutiloja ole. Jos oletetaan lisäksi, että eksponenttitermi on paljon suurempi kuin 1, niin yhtälö (23) voidaan kirjoittaa muodossa [4]

$$I_{sc} = AT^\gamma e^{-E_{g0}/kT} e^{qV_{oc}/kT}, \quad (24)$$

jossa A on lämpötilasta riippumaton vakio, E_{g0} on lineaarisesti ekstrapoloitu arvo E_g :lle nollassa asteessa ja T^γ sisältää loput I_0 :n lämpötilariippuvuudet. Differentioimalla lauseke (24) lämpötilan suhteen ja jättämällä huomiotta oikosulkuvirran lievät lämpötilariippuvuudet saadaan avoimen piirin jännitteen lämpötiladerivaatalle

$$\frac{dV_{oc}}{dT} = -\frac{V_{g0} - V_{oc} + \gamma(kT/q)}{T}, \quad (25)$$

jossa V_{g0} on E_{g0}/q . Kirjallisuudessa piikennolle V_{g0} on noin 1.2 V. Lisäksi, kun muiden materiaaliparametrien kuin energia-aukon lämpötilariippuvuus jätetään huomiotta, pätee $\gamma = 3$. [4]

3. Tulostenkäsittely

3.1. Pienimmän neliösumman menetelmä

Tässä työssä kokeellinen IV -käyrä sovitetaan vastinpiirin perusteella johdettuun matemaattiseen malliin. Sovitus voidaan tehdä esim. Matlabissa `lsqcurvefit`-funktiolla, joka käyttää pienimmän neliösumman menetelmää.

Oletetaan selittävien muuttujien joukko x_1, x_2, \dots, x_k , sekä selitettävä muuttuja y . On hankittu kokeellinen havaintoaineisto $(x_{1,i}, x_{2,i}, \dots, x_{k,i}, y_i), i=1,2,\dots,n$, johon pyritään sovittamaan malli $y=f(\theta_0, \theta_1, \dots, \theta_l, x_1, x_2, \dots, x_k)$. Pienimmän neliösumman menetelmässä ratkaistaan minimointiongelma

$$\min_{\theta_0, \theta_1, \dots, \theta_l} \sum_{i=1}^n (f(\theta_0, \theta_1, \dots, \theta_l, x_{1,i}, x_{2,i}, \dots, x_{k,i}) - y_i)^2, \quad (26)$$

varioimalla mallin f parametrijoukkoa $\theta_0, \theta_1, \dots, \theta_l$. Minimointi tapahtuu käytännössä iteratiivisesti, eli ensin etsitään minimiä yhden parametrijoukon $\theta_0, \theta_1, \dots, \theta_l$ alkion suhteen, jonka jälkeen siirrytään seuraavaan jne., kunnes kaikki l alkioita on käyty läpi ja aloitetaan alusta. Usean iteraatiokierroksen jälkeen lausekkeen f arvo yleensä konvergoituu etsittyyn minimiin, jos alkuarvaukset parametreille ovat olleet sopivia.

3.2. Sisäkkäisten mallien vertailu F -testillä

Tämän luvun sisältö perustuu lähteeseen [7]. Oletetaan kaksi lineaarista mallia, joille annetaan nimet ”täysi malli” ja ”pelkistetty malli”. Täydessä mallissa f_t on k lineaarisesti riippumatonta muuttujaa x_1, x_2, \dots, x_k siten, että

$$f_t = \theta_0 + \theta_1 x_1 + \theta_2 x_2 + \dots + \theta_k x_k. \quad (27)$$

Pelkistetyssä mallissa f_p on $m < k$ lineaarisesti riippumatonta muuttujaa x_1, x_2, \dots, x_m siten, että

$$f_p = \theta_0 + \theta_1 x_1 + \theta_2 x_2 + \dots + \theta_m x_m. \quad (28)$$

On tapana sanoa, että täysi malli f_t sisältää pelkistetyn mallin f_p , sillä täydessä mallissa esiintyy samat lineaarisesti riippumattomat termit x_1, x_2, \dots, x_m kuin pelkistetyssä mallissa, minkä lisäksi siinä on $k-m$ ylimääräistä lineaarisesti riippumatonta termiä $x_{m+1}, x_{m+2}, \dots, x_k$. Yllämainittujen kahden mallin suhteen olemme kiinnostuneita, kuvaako täysi malli havaintoaineistoa paremmin kuin pelkistetty malli, eli parantavatko ylimääräiset termit $x_{m+1}, x_{m+2}, \dots, x_k$, sovitetta mittausdataan.

Malleja f_t ja f_p kutsutaan sisäkkäisiksi malleiksi, joiden vertailuun voidaan käyttää F -testiä. Seuraavassa pyritään selvittämään F -testin logiikkaa, joka liittyy läheisesti F -jakaumaan. F -jakauma on määritelty siten, että $X_{\gamma_1}^2$ ja $X_{\gamma_2}^2$ ollessa χ^2 -jakautuneita satunnaismuuttujia vapausastein γ_1 ja γ_2 , pätee

$$\Phi \equiv \frac{X_{\gamma_1}^2 / \gamma_1}{X_{\gamma_2}^2 / \gamma_2} \sim F_{\gamma_1, \gamma_2}, \quad (29)$$

eli satunnaismuuttuja Φ seuraa F -jakaumaa vapausastein γ_1 ja γ_2 .

Tarkastellaan nyt kokeellista havaintoaineistojoukkoa $(x_{1,i}, x_{2,i}, \dots, x_{k,i}, y_i)$, $i=1,2,\dots,n$, ja siihen sovitettua mallia $y=f_i(\theta_{0,t}, \theta_{1,t}, \dots, \theta_{k,t}, x_1, x_2, \dots, x_k)$, jossa $\theta_{0,t}, \theta_{1,t}, \dots, \theta_{k,t}$ ovat neliösumman (26) minimoivia optimiparametreja mallille f_i . Oletetaan, että mittauspisteiden y_i poikkeama mallinnetusta arvosta $y=f_i(\theta_{0,t}, \theta_{1,t}, \dots, \theta_{k,t}, x_1, x_2, \dots, x_k)$ on normaalijakautunut satunnaismuuttuja varianssilla σ^2 , eli

$$f_i(\theta_{0,t}, \theta_{1,t}, \dots, \theta_{k,t}, x_{1,i}, x_{2,i}, \dots, x_{k,i}) - y_i \sim N(0, \sigma^2). \quad (30)$$

Vertailtaessa kahta eri mallia, voidaan argumentoida, että paremmin kokeellisia tuloksia vastaava malli antaa todennäköisemmin pienemmän yhtälön (26) mukaisen virheneliösumman. Normaalijakautuneiden satunnaismuuttujien neliösumman ja niiden varianssin osamäärä seuraa määritelmällisesti χ^2 -jakaumaa, joten voidaan kirjoittaa

$$\frac{\sum_{i=1}^n (f_i(\theta_{0,t}, \theta_{1,t}, \dots, \theta_{k,t}, x_{1,i}, x_{2,i}, \dots, x_{k,i}) - y_i)^2}{\sigma_t^2} \sim \chi_{n-k-1}^2, \quad (31)$$

missä alaindeksi $n-k-1$ on χ^2 -jakauman vapausasteiden lukumäärä.

Tarkastellaan nyt malleja f_t ja f_p oletuksella, että niiden soviteen poikkeamalla havaintoaineistosta on yhtä suuri varianssi, eli täyden mallin ylimääräiset termit eivät paranna sovitetta. Tämä voidaan formuloida ns. nollahypoteesiksi

$$H_0 : \sigma_t^2 = \sigma_p^2. \quad (32)$$

Merkitään täyden ja pelkistetyn mallin minimineliösummia seuraavasti (*SSE: Sum of Squared Errors*):

$$SSE_t = \sum_{i=1}^n (f_t(\theta_{0,t}, \theta_{1,t}, \dots, \theta_{k,t}, x_{1,i}, x_{2,i}, \dots, x_{k,i}) - y_i)^2 \quad (33)$$

ja

$$SSE_p = \sum_{i=1}^n (f_p(\theta_{0,p}, \theta_{1,p}, \dots, \theta_{m,p}, x_{1,i}, x_{2,i}, \dots, x_{m,i}) - y_i)^2. \quad (34)$$

Lausekkeen (31) perusteella kyseisille neliösummille pätee

$$\frac{SSE_t}{\sigma_t^2} \sim \chi_{n-k-1}^2 \quad (35)$$

ja

$$\frac{SSE_p}{\sigma_p^2} \sim \chi_{n-m-1}^2. \quad (36)$$

χ^2 -jakautuneiden satunnaismuuttujien additiivisuuden perusteella voidaan kirjoittaa

$$\frac{SSE_p}{\sigma_p^2} - \frac{SSE_t}{\sigma_t^2} \sim \chi_{k-m}^2. \quad (37)$$

Yhtälöiden (29) ja (35)-(37) perusteella pätee

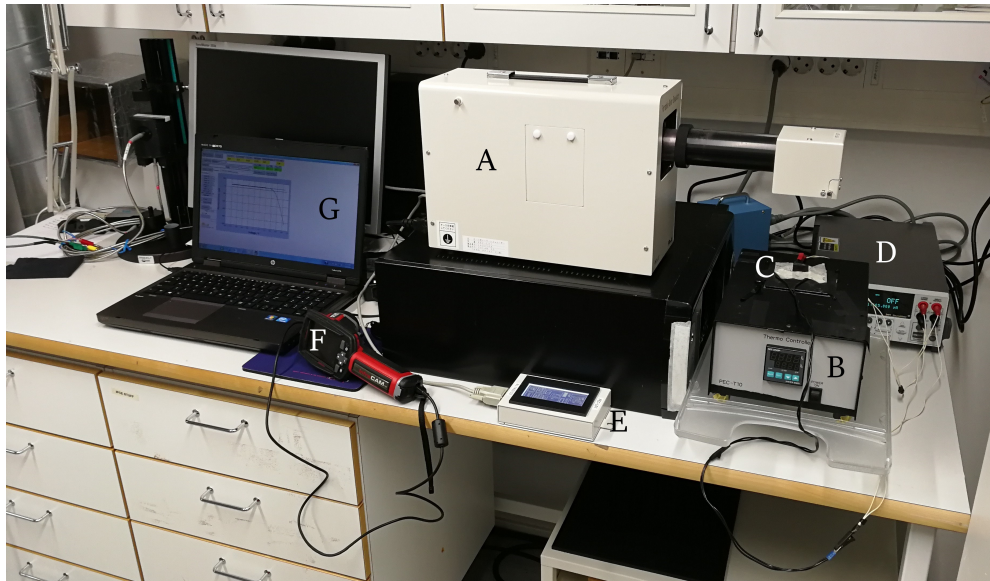
$$\frac{\left(\frac{SSE_p}{\sigma_p^2} - \frac{SSE_t}{\sigma_t^2} \right) / (k-m)}{\frac{SSE_t}{\sigma_t^2} / (n-k-1)} \sim F_{k-m, n-k-1}, \quad (38)$$

josta nähdään, että nollahypoteesin (32) ollessa voimassa tunnusluku

$$F = \frac{(SSE_p - SSE_t) / (k-m)}{SSE_t / (n-k-1)} \quad (39)$$

on $F_{k-m, n-k-1}$ -jakautunut. Tunnusluku F on siis sitä suurempi, mitä suurempi on täyden mallin ja pelkistetyn mallin sovitteiden virheneliösummien erotus, mikä tekee siitä sopivan suureen varianssien vertailuun. Tunnusluku F mahdollistaa mallien f_i ja f_p sovitteiden varianssien σ_t^2 ja σ_p^2 vertailun yhden mittausarjan perusteella ilman, että tiedämme niiden tarkkoja arvoja, joiden selvittäminen vaatisi huomattavan määrän koesarjoja ja sovituksia. Käytännössä olemme kiinnostuneita siitä, onko *todennäköistä*, että tunnusluku F yhtälössä (39) *ei ole* F -jakautunut vapausastein $k-m$ ja $n-k-1$. Jos näyttää, että F :n arvo on liian suuri noudattaakseen kyseistä jakaumaa, voimme hylätä nollahypoteesin ja suhteellisen varmasti sanoa, että $\sigma_t^2 < \sigma_p^2$, eli täysi malli f_i sopii havaintoaineistoon paremmin kuin pelkistetty malli f_p .

Yhtälöiden (27) ja (28) mallit ovat lineaarisia, joten herää kysymys, voiko F -testiä käyttää myös sisäkkäisten lineaarisesti riippumattomista eksponentiaalitermeistä koostuvien mallien, kuten 1- ja 2-diodimallien (11) ja (12), vertailuun. Vastaus on, että F -testi on approksimatiivisesti validi myös eksponentiaalisten mallien tapauksessa, kunhan lineaarisesti riippumattomien eksponentiaalitermien lukumäärä rajoittuu kahteen tai kolmeen [8].



- A) PEC-L01 Aurinkosimulaattori
- B) Lämpölevy
- C) Testi aurinkokenno
- D) Keithley 2400 Source-Measure unit (Potentiostaatti)
- E) Aurinkosimulaattorin ohjain
- F) FLIR InfraCAM SD Infrapunakamera
- G) Tietokone + Mittausohjelma

Kuva 20. Mittalaitteisto.

4. Mittalaitteisto ja mittausten kulku

Ennen varsinaisia mittauksia kalibroidaan mittalaitteisto (kuva 20) sopivalle tehotasolle. Kalibroinnissa tavoitteena saada se osa simulaattorin spektristä, jota aurinkokennot käyttävät, vastaamaan SRC -olosuhteiden (kts. luku 2.4.3) mukaista valon intensiteettiä ja spektriä. Kalibroinnissa lampun tehoa (kuva 20, A) säädetään niin, että kalibroidun referenssikennon oikosulkuvirta vastaa kyseisen kennon tunnettua oikosulkuvirtaa SRC -olosuhteissa. Mitattava kenno on kiteistä piitä ja kooltaan 2 cm x 2 cm. Mittauksessa aurinkokennon päällä käytetään teippimaskia, jonka aukko on 1 cm x 1 cm rajoittamaan kennon virtaa mittausohjelmiston virtarajojen vuoksi.

Mittaus suoritetaan ensin huononlämmössä ja tämän jälkeen aurinkokennoa lämmitetään lämpölevyn avulla. Mittauksia suoritetaan useassa eri lämpötilassa, ja lämpötilaa mitataan infrapunakameralla. Tutkittavien aurinkokennojen *IV*-käyrät mitataan potentiostaatilla (kuva 20, D) nelijohdinmittauksena. Potentiostaattia ohjataan erillisellä tietokoneella (kuva 20, G), jossa on *IV*-käyrän mittaamiseen ja analysoimiseen tehty ohjelma.

Esitietotehtävät:

1. Miten sisäistä valosähköistä ilmiötä hyödynnetään aurinkokennoissa?
2. Miksi aurinkokennoissa käytetään puolijohteita? Miten p/n-liitosta hyödynnetään aurinkokennossa?
3. Aurinkokennojen vastinpiirimallit ja niiden komponentit.
4. Miten aurinkokennojen perusparametrit (oikosulkuvirta (short circuit current) I_{sc} , avoimen piirin jännite (open circuit voltage) V_{oc} , täytekerroin (fill factor) FF , hyötysuhde (efficiency) η) määritetään IV -käyrän avulla?
5. Mitkä ovat standardiraportointiolosuhteet (Standard Reporting Conditions, SRC), ja miksi ne ovat olemassa?
6. 1- ja 2-diodimallin eroja tarkasteltaessa on tarpeen määrittää, onko parametrien lisäämisellä tilastollista merkitystä. Miten parametrien lisäyksen tilastollista merkittävyyttä voi tutkia F -testin avulla?

Työselostus:

1. Kerro **lyhyesti ja ytimekkäästi** piiaurinkokennojen toimintaperiaatteesta. Kaikkia työohjeen yksityiskohtia ei kannata lähteä selittämään uudestaan. Suurpiirteinen selostus asianmukaisine viittauksineen riittää. Painotus mittausten kannalta oleellisimpiin asioihin. Suora kopiointi (copy/paste) työohjeesta ei ole sallittua.
2. Kuvaa mittausjärjestelyt siten, että ne voisi toistaa kuvauksen perusteella.
3. Johda 1-diodimallin virtaa kuvaava yhtälö (11) kuvassa 15 esitetyn aurinkokennon sijaiskytkennän pohjalta. Johda lisäksi jännitteen lämpötilariippuvuutta kuvaava yhtälö (25) lähtien yhtälöstä (12). Käytä riittävästi välivaiheita (enemmän kuin luvussa 2.5), jotta johto säilyy havainnollisena.
4. Piirrä aurinkokennon IV -käyrä ja tehokäyrä. Jaa virta simulaattorin lamppujen spektrin poikkeavuutta auringon spektristä kuvaavalla kertoimella $M=1,015$ (engl. *spectral mismatch factor*). Kerro virta -1:llä, siten, että se on positiivinen tehoa tuottavalla jännitealueella. Määritä kennon perusparametrit eli oikosulkuvirta I_{sc} , avoimen piirin jännite V_{oc} , täytekerroin (fill factor) FF ja hyötysuhde η .
5. Määritä resistanssien R_s ja R_{sh} arvot approksimatiivisesti IV -käyrän kulmakertoimen perusteella.
6. Sovita IV -käyrään 1- ja 2-diodimalli (kts. lisäohjeet liitteestä 1). Vertaa kulmakertoimien avulla ja diodimallien avulla määritettyjä R_s :n ja R_{sh} :n arvoja.
7. Vertaa 1-diodimallin sovitetta 2-diodimallin sovitteeseen F -testillä. Antaako 2-diodimallin käyttö paremman sovitteen siten, että ero 1-diodimalliin olisi tilastollisesti merkitsevä 5 %:n merkitsevyystasolla ($P<0,05$)? F -jakaumataulukkoita löytyy esim. osoitteesta http://www.socr.ucla.edu/Applets.dir/F_Table.html
8. Mitä diodimallien sovitteet kertovat kennon toiminnasta? Laske diodimalleja hyödyntäen, kuinka paljon eri häviömekanismien poistaminen parantaisi kennon hyötysuhdetta ja muita parametreja. Mitä kennon osia tai valmistustekniikoita pitäisi tulosten perusteella parantaa?
9. Miten lämpötilan muuttaminen vaikuttaa aurinkokennoon ja mistä se johtuu? Miten lämpötila vaikutti rekombinaatioon kennossa? Havainnollista IV -käyrien avulla.
10. Vastaavatko lämpötilan muuttamistesteissä havaitut kennon IV -käyrän muutokset teorian ja kirjallisuuden antamia tuloksia? Esimerkiksi laske mittausten perusteella dV_{oc}/dT ja vertaa sitä kaavasta (25) kirjallisuusarvoilla saatuun tulokseen.

Lähdeluettelo:

- [1] International Energy Agency, *Technology roadmap: Solar photovoltaic energy - 2014 edition*, 2014, <https://www.iea.org/publications/freepublications/publication/technology-roadmap-solar-photovoltaic-energy---2014-edition.html>
- [2] Antonio Luque, Stephen Hegedus, *Handbook of photovoltaic science and engineering*, 2003, Wiley
- [3] Peter Würfel, *Physics of Solar Cells*, 2005, Wiley-VCH

- [4] Martin Green, *Solar Cells, Operating Principles, Technology and System Applications*, 1982, Prentice-Hall
- [5] Pertti Laininen, *Todennäköisyys ja sen soveltaminen*, Otatieto 1998
- [6] Kai Virtanen, *Mat-2.4129 Systemien identifiointi kurssimateriaali*, kalvot nro. 11, <http://www.sal.tkk.fi/Opinnot/Mat-2.4129/>, viitattu 13.01.2010
- [7] Milton JS, Arnold JC. *Introduction to Probability and Statistics: Principles and Applications for Engineering and the Computing Sciences*, 2002, McGraw-Hill, Inc.
- [8] Bardsley WG, McGinlay PB, Wright AJ. *The F Test for Model Discrimination with Exponential Functions*, *Biometrika* 1986 Aug.; 73(2): pp. 501-508. <http://dx.doi.org/10.2307/2336228>

Liite 1: Käytännön ohjeita Matlab-analyysin tekoon

Matlabiin tuotavaa dataa on helpointa käsitellä, jos se ei sisällä muuta kuin numeerista dataa. Voit poistaa kirjaimet ja tyhjät solut datasta ensin esim. tekstieditorilla.

Ohessa on ohjeita sekä alkuun pääsemiseksi että työn valmiiksi saamiseksi, eli ohjeet IV-datan piirtämiseen ja sovitteiden tekemiseen IV-dataan.

1. IV-käyrän piirtäminen:

Datatiedoston saa kätevästi muutettua matriisiksi `load`-komennolla:

```
Data=load('IVdata.txt')
```

Datatiedostossa ensimmäinen sarake on jännite/V ja toinen virta/A. Virta oikosulkuutilassa esitetään yleensä positiivisena, minkä takia virran merkki kannattaa kääntää esimerkiksi datan latauksen yhteydessä.

```
v=data(:,1);  
i=-data(:,2);  
plot(v,i);
```

Matlabin `help` on hyvin kattava ja hakusanalla `plot` saat lisää ohjeita esimerkiksi akselien nimien asettamisesta ja käyrän piirtämisestä vain tietyille alueelle. Muista varsinaisia IV-käyrän kuvia varten myös muuttaa virta virrantiheydeksi eli yksikköön mA/cm².

2. Sovitteiden tekeminen

Vaihe 1 – Datan esikäsittely

Poista virheelliset datapisteet: Simulaattorin valon teholähteen epäideaalisuuden takia valon intensiteetti saattaa ”hypähtää” mittauksen aikana. Selvästi käyrän linjasta poikkeavat pisteet eivät siis kuvaa kennoa vaan valonlähdettä ja ne on siksi syytä poistaa.

Vaihe 2 – diodiyhtälön ratkaiseminen

Parametrien (I_{ph} , I_0 , R_s ja R_{sh}) sovittamista varten niille pitää antaa hyvät alkuarvaukset. Jos alkuarvot ovat kaukana optimiarvoista, optimointiohjelmat eivät välttämättä löydä niitä lainkaan. Yhdeksi tärkeäksi tehtäväksi käytännössä muodostuu hyvien alkuarvojen etsiminen manuaalisesti. Tätä varten täytyy ratkaista diodiyhtälö. Pitää siis laatia funktio, joka laskee virran kullekin jännitepisteelle työohjeen yhtälön (11) tai (12) mukaisesti. Koska diodiyhtälöstä ratkaistava virta on funktio myös itsestään (implisiittifunktio), kyseiset yhtälöt pitää ratkaista numeerisesti, mihin voi käyttää esimerkiksi `fsolve`-funktioita. Ratkaistavan yhtälön voi parametrisoida käyttämällä seuraavaa muotoa:

```
laske_i=fsolve(@(I) yhtalo(I,parametrit,V), I0)
```

Tällöin `fsolve` ratkaisee funktion `yhtalo` nollakohdan vain I :n suhteen ja pitää `parametrit` (tässä tapauksessa I_{ph} , I_0 , R_s ja R_{sh}) ja V :n arvon vakiona. Funktio `fsolve` siis kutsuu funktiota `yhtalo`, joka sisältää diodiyhtälön. Huomaa, että `fsolve` ratkaisee nollakohtia, joten diodiyhtälö pitää

muuttaa muotoon, jossa funktio saa arvon nolla. Käytännössä I siirretään diodiyhtälössä yhtäläisyysmerkin toiselle puolelle.

Funktiota `fsolve` käytettäessä pitää antaa myös alkuarvo I :lle eli I_0 . Kun jännitepisteitä käydään järjestyksessä läpi, hyvä alkuarvaus virralle on edellisessä pisteessä saatu virran arvo. Tällöin täytyy keksiä vielä alkuarvaus ensimmäisen virtapisteen ratkaisuun.

Vaihe 3 –varsinainen parametrien optimointi

Matlabin `lsqcurvefit`-funktio soveltuu parametrien optimointiin. Komentoa `lsqcurvefit` käytettäessä on hyvä määrittää optimoinnin toleranssi ja iteraatiokierrosten maksimimäärä, esimerkiksi seuraavat arvot on hyviksi havaitut:

```
options=optimset('TolFun',10^-6,'MaxIter',100)
```

Optimoitujen parametrien arvot saadaan `lsqcurvefit`-funktioita käyttäen seuraavasti:

```
Optimoidut_parametrit=lsqcurvefit('laske_i',parametrit,V_vektori,I_vektori_mitat  
tu,[],[],options);
```

`lsqcurvefit` muuttaa vektorin `parametrit` arvoja, jotta jännitevektoria vastaavilla arvoilla saataisiin laskettua sellaiset virran arvot, jotka vastaavat mahdollisimman hyvin mitattuja virran arvoja.

Sovitettavien parametrien suuruusluokat vaikuttavat optimoinnin onnistumiseen: Jos tutkittavien parametrien optimiarvot eroavat toisistaan hyvin usealla kertaluokalla, käy yleensä niin, ettei optimointiohjelma myöskään löydä ratkaisua. Käytännössä tämä ilmenee usein siten, että optimointi ei muuta joidenkin ei-optimissaan olevien parametrien arvoja lainkaan. Optimoitavat parametrit on tällöin hyvä skaalata samaan suuruusluokkaan; muutaman dekadin tarkkuus yleensä riittää. Vinkkejä: 1-diodimallissa I_0 on huomattavasti toisia ratkaistavia parametrejä pienempi. 2-diodimallia ratkaistaessa on lisäksi syytä huomata, että yhtälössä (12) I_{01} ja I_{02} eroavat toisistaan yleensä usealla dekadilla johtuen tekijästä $\frac{1}{2}$ toisen diodin eksponentissa.

Käytännössä sovitteen tekemiseen on siis hyvä luoda 3 funktiota: Yhteen on määritelty tarkasteltava yhtälö. Toisella ratkaistaan kennon IV-käyrä eli virta kussakin jännitepisteessä annetuilla parametreilla ja se käyttää tähän ensimmäistä funktiota. Kolmas funktio on varsinaista optimointia varten: se muuttaa parametrien arvoja ja kutsuu IV-käyrän laskemiseen toista funktiota.