

Beiträge zur lokalen Wirkungsgradanalyse an Solarzellen und Solarmodulen

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades der Ingenieurwissenschaften
(Dr.-Ing.)

der

Naturwissenschaftlichen Fakultät II
Chemie, Physik und Mathematik

der Martin-Luther-Universität
Halle-Wittenberg

vorgelegt von

Herrn Felix Frühauf
geb. am 3. November 1990 in Aschersleben

Gutachter:

PD Dr. Otwin Breitenstein (Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik)

Prof. Dr. Roland Scheer (Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg)

Prof. Dr. Jan Schmidt (Leibniz Universität Hannover)

Verteidigt in Halle (Saale) am 8. November 2018

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation und Aufgabenstellung	1
2	Physikalische Grundlagen der lokalen Wirkungsgradanalyse	4
2.1	Aufbau und Funktionsweise einer Silizium-Solarzelle	4
2.2	Bedeutung der Sperrsättigungsstromdichte	5
2.3	Grundlagen der Lock-in Thermographie	10
2.4	Lichtstrahlinduzierte Strommessung	14
2.5	Grundlagen der Lumineszenz-Methoden	14
3	Quantitative Lumineszenz-Auswertung	17
3.1	Kamera-basierte Bildentfaltung	17
3.1.1	Ursachen der Photonenstreuung im Si-CCD Detektor	18
3.1.2	Bestimmung der Punktspreizfunktion - PSF	20
3.1.3	Anwendung der Bildentfaltung	24
3.2	Laplace-Methode	26
3.2.1	Einfluss der Bildentfaltung und Filterwahl	28
3.2.2	Einfluss des lokalen Spannungsabfalls	31
3.2.3	Einfluss der lokalen Rückseitenspannung	36
3.3	Nichtlineare Fuyuki-Methode	42
3.3.1	Alternative $C_i(L_{eff})$ -Abhängigkeit	43
3.3.2	Vermeidung optischer Artefakte	47
3.3.3	Experimentelle Ergebnisse	50
3.4	Funktionaler Zusammenhang zwischen J_{01} und J_{sc}	58
3.4.1	Empirische $J_{sc}(J_{01})$ -Abhängigkeit	58
3.4.2	Experimentelle LBIC- und DLIT-Anpassung	62
4	Lokale Wirkungsgradanalyse auf Zellebene	66
4.1	Methoden und Modelle	66
4.2	Modellierung inhomogener Solarzellen	71
4.2.1	Idealitätsfaktor der Lumineszenz	72
4.2.2	Separation der lokalen Widerstandsdaten	74
4.2.3	Resultat der Griddler-Simulation	84
4.3	Ergebnis der lokalen Wirkungsgradanalyse	90
4.3.1	DLIT	90
4.3.2	ILIT	92
4.3.3	Griddler	94
4.3.4	Zusammenfassung	95
4.3.5	Ausblick - Hochauflösende Wirkungsgradanalyse	97

5	Lokale Wirkungsgradanalyse an Solarzellen in Modulen	99
6	Zusammenfassung und Ausblick	105
	Literaturverzeichnis	108
	Verzeichnis verwendeter Symbole und Indizes	118
	Erklärungen	121
	Liste eigener Publikationen	122
	Kurzer wissenschaftlicher Lebenslauf	125
	Danksagung	126

1 Motivation und Aufgabenstellung

Die Umsetzung der Energiewende in Deutschland ist eine herausfordernde Aufgabe. In Deutschland trägt die Photovoltaik mit einem Anteil von 7,2 % am Netto-Stromverbrauch einen entscheidenden Teil zur Umsetzung bei [Wir18]. Bisher ist eine Nennleistung von 43 GW installiert (Stand Ende 2017). Diese müsste allerdings auf 150-200 GW ausgebaut werden, um zusammen mit anderen erneuerbaren Energien den gesamten Strombedarf zu decken. Neben einer Wirkungsgraderhöhung ist gleichzeitig eine weitere Kostenreduktion in der Photovoltaik notwendig. Dabei gilt es, aktuelle Rekordwirkungsgrade von 26,3 % für monokristalline [Yos17] und 22,3 % für multikristalline [Sch17] Siliziumsolarzellen aus dem Labor in die industrielle Fertigung zu übertragen. Charakterisierungsmethoden nehmen bei der Optimierung und Qualitätssicherung der Solarzellen und -module eine besondere Rolle ein. Sehr starkes Interesse gilt kamerabasierten Messmethoden, die es erlauben Verlustmechanismen in der Solarzelle zu lokalisieren. Die Herausforderung der Charakterisierung besteht darin, geeignete Messmethoden zu kombinieren und auszuwerten, um quantitative Informationen über die Solarzelle zu erhalten. Das Ziel ist eine orts aufgelöste Wirkungsgradanalyse. Für eine quantitative Wirkungsgradanalyse ist es notwendig, die Solarzelle durch ein geeignetes Modell zu beschreiben, das gleichzeitig den verteilten Charakter des Serienwiderstands R_s und laterale Ausgleichsströme in der Solarzelle berücksichtigt. Letzteres gewinnt besonders an Bedeutung, wenn multikristallines Siliziummaterial (mc-Si) untersucht wird. Es ist bekannt, dass mc-Si durch strukturelle Defekte, wie Korngrenzen und Versetzungen, eine inhomogene Materialqualität aufweist [Mue06, Tre10]. Dies gilt auch für Solarzellen aus hochreinem multikristallinen Siliziummaterial (engl. high performance - HP), bei denen der Flächenanteil dieser Defekte reduziert ist [Alt18]. Die lokalen Ansammlungen dieser rekombinationsaktiven Defekte werden im Folgenden als „Defektregionen“ bezeichnet. Laterale Ausgleichsströme, die zwischen diesen Defektregionen und Bereichen guter Qualität fließen, beeinflussen die quantitative Auswertung und können zu Fehlinterpretationen führen.

In Kapitel 2 wird das Zwei-Dioden-Modell mit ohmschem Parallelwiderstand R_p beschrieben. Dabei handelt es sich um ein bekanntes Modell, das die globale Strom-Spannungs-Charakteristik einer Silizium-Solarzelle in guter Näherung wiedergibt. Die Sperrsättigungsstromdichte J_{01} der ersten Diode, deren Bedeutung in Kapitel 2.2 hervorgehoben wird, ist dabei ein Maß für die Ladungsträgerrekombination innerhalb einer Ladungsträgerdiffusionslänge und beschreibt die Materialqualität. Die orts aufgelöste Darstellung dieses Materialparameters erlaubt eine lokale Charakterisierung der Solarzelle. Kamerabasierte Messmethoden wie Lock-in Thermographie (LIT) und Lumineszenz-Imaging ermöglichen die Abbildung des lokalen J_{01} . Bei der Lock-in Thermographie im Dunkeln (engl. dark lock-in thermography - DLIT) sind hierfür Messungen bei unterschiedlichen Spannungen nötig. Mit der „Local I-V“-Methode [Bre11a] werden unter Verwendung des Modells unabhängiger Dioden die Dunkelstromanteile des Zwei-Dioden-Modells pixelweise separiert. Dabei wird vereinfacht angenommen, dass jedes Pixel mit einem Zwei-Dioden-Modell beschrieben werden kann. Die Pixel werden als isoliert voneinander betrachtet. Dabei wird vorausgesetzt, dass die Pixel jeweils durch einen unabhängigen

flächenbezogenen Serienwiderstand in der Einheit Ωcm^2 mit den externen Anschlüssen der Solarzelle verbunden sind. Auf die Funktionsweise der „Local I-V“-Methode wird in Kapitel 2.3 eingegangen. Das Modell unabhängiger Dioden ist ein stark vereinfachtes Modell, da es den verteilten Serienwiderstand nicht und laterale Ausgleichsströme in der Solarzelle nur ungenau berücksichtigt. In dieser Arbeit wird unter anderem überprüft, ob und in welchem Maße die Anwendung eines realistischeren Zellmodells die Ergebnisse der LIT-Analyse beeinflusst. Weiterhin wird die bereits bekannte Methode der Wirkungsgradanalyse mit LIT unter Beleuchtung (engl. illuminated lock-in thermography - ILIT) [Ram08] weiterentwickelt und mit DLIT-Ergebnissen verglichen. Schließlich findet die bisher nur für einzelne Solarzellen nutzbare „Local I-V“-Methode für einzelne Zellen im Solarmodulverbund Anwendung.

Lumineszenz-basierte J_{01} -Verteilungen, die auf diesem vereinfachten Modell unabhängiger Dioden beruhen, unterscheiden sich quantitativ vom DLIT- J_{01} . Breitenstein et al. [Bre15a] konnten durch realistische Simulationen zeigen, dass die DLIT-basierte J_{01} -Auswertung zu zuverlässigen Ergebnissen führt. Der Grund dafür ist, dass bei DLIT der lokale Leistungseintrag direkt gemessen wird, der direkt proportional zum lokalen Stromfluss ist. Bei der Lumineszenz-basierten Auswertung hingegen wird die lokale Spannungsverteilung gemessen, aus der der lokale Strom berechnet wird. Die Natur des verteilten Serienwiderstands und die auftretenden lateralen Ausgleichsströme führen zu einer resistiven Verschmierung, was einen Kontrastverlust in der J_{01} -Verteilung zur Folge hat. In Breitenstein et al. [Bre15a] konnte gezeigt werden, dass alle bisherigen Lumineszenz-basierten J_{01} -Auswertungen, die auf dem zu einfachen Modell unabhängiger Dioden beruhen, quantitativ nur unzureichend genau sein müssen.

Dementsprechend ergeben sich folgende Arbeitspakete dieser Dissertation:

- i.** Weiterentwicklung der quantitativen Lumineszenz-Auswertung zur Abbildung der J_{01} -Verteilung.
- ii.** Weiterentwicklung der quantitativen LIT-Auswertung und Modellierung von realen mc-Si Solarzellen basierend auf Lock-in Thermographie und Lumineszenz-basierten Messverfahren zur Durchführung einer orts aufgelösten Wirkungsgradanalyse.
- iii.** Übertragung der zerstörungsfreien, orts aufgelösten Wirkungsgradanalyse von Zelle auf Modulebene.

Die Herangehensweise und Ergebnisse der benannten Arbeitspakete sind in den Kapiteln 3 bis 5 ausführlich dargestellt. Neben einem geringeren Messaufwand ist die deutlich höhere Ortsauflösung von Lumineszenz-basierten Methoden der entscheidende Vorteil gegenüber Lock-in Thermographie. Im dritten Kapitel werden zwei alternative Charakterisierungsverfahren gezeigt, die eine quantitative J_{01} -Auswertung ermöglichen. Es wird gezeigt, dass die von Glatthaar et al. [Gla09, Gla10a] vorgestellte und in [Bre15b] weiterentwickelte Laplace- J_{01} Auswertung durch zwei wesentliche Korrekturen erweitert werden muss, um eine quantitative Übereinstimmung mit dem DLIT- J_{01} zu erreichen. Die Korrekturen berücksichtigen den Spannungsabfall über den lateralen Serienwiderstand, die Photonenstreuung im Silizium-Detektor der Lumineszenzkamera und in der Solarzelle sowie die Rückseitenspannung der Diode. Für die zur Berücksichtigung der Photonenstreuung im Detektor nötige Punktspreizfunktion (PSF) wird im Rahmen dieser Arbeit ein verbessertes Verfahren zur Berechnung vorgeschlagen. Das zweite neue Verfahren zur Lumineszenz-Auswertung basiert auf der Erweiterung der von Haunschild

et al. [Hau09] verwendeten linearen Fuyuki-Näherung nach Fuyuki et al. [Fuy05, Fuy07]. Entsprechend dieser Näherung ist der Skalierungsfaktor der Lumineszenz proportional zur Basisdiffusionslänge und damit invers proportional zu J_{01} . Im Rahmen dieser Dissertation wird durch realistische Simulationen von Lumineszenzsignalen gezeigt, dass die lineare Fuyuki-Näherung nur in Bereichen sehr kleiner Ladungsträgerdiffusionslängen gilt. In Bereichen guter Kristallqualität hingegen sättigt das Lumineszenzsignal. Dieses Sättigungsverhalten wird in der in dieser Arbeit entwickelten nichtlinearen Fuyuki-Näherung [Bre16b] berücksichtigt. Eine Kombination der Laplace-Methode und der nichtlinearen Fuyuki-Näherung führt erstmals zu einer quantitativen Übereinstimmung der Lumineszenz-basierten J_{01} -Verteilung mit DLIT. Abschließend wird im Rahmen dieser Arbeit ein neuer empirischer Zusammenhang zwischen der Kurzschlussstromdichte J_{sc} und der Sperrsättigungsstromdichte J_{01} eingeführt [Bre16a].

In Kapitel 4 werden unterschiedliche Ansätze zur Effizienzanalyse beispielhaft verglichen. In der kommerziell erhältlichen Software „Local I-V 2“ ist eine lokale Wirkungsgradanalyse implementiert [Bre12, Max18]. Verglichen wird die „Local I-V“-Auswertung mit einer schon früher vorgeschlagenen ILIT-basierten Methode [Ram08] und einer Finite-Elemente-Methode basierten Simulationssoftware „Griddler“ [Won13, Ser18]. Die beiden zuletzt genannten Methoden können den verteilten Serienwiderstand und laterale Ausgleichsströme berücksichtigen. Die ILIT-basierte Wirkungsgradanalyse wird im Rahmen dieser Dissertation unter Berücksichtigung des AM1,5 Spektrums auf die Abbildung des externen Wirkungsgrads erweitert. Für die Modellierung einer Solarzelle mit „Griddler“ werden ortsaufgelöste Diodenparameter und Widerstandsdaten benötigt. Es wird ausführlich beschrieben, wie diese Eingangsdaten basierend auf Lock-in Thermographie- und Lumineszenz-Messungen berechnet werden. Die Zuverlässigkeit der unterschiedlichen Analysemethoden wird mit gemessenen Zelltesterdaten überprüft.

Im fünften Kapitel werden die erlangten Kenntnisse der ortsaufgelösten Effizienzanalyse von Zell- auf Modulebene übertragen. Basierend auf Lock-in Thermographie und Elektrolumineszenz am Modul wird eine zerstörungsfreie Methode entwickelt, um einzelne Zellen lokal im Modul zu charakterisieren [Bau17]. Die Bestimmung der Zellspannungen im Modul erfolgt dabei nach der Methode von Köntges et al. [Koe09] und Potthoff et al. [Pot10]. Die lokalen Zellparameter werden auf Basis der „Local I-V“-Methodik berechnet. Die gesamte Auswertung wird im Rahmen dieser Arbeit in einer Software „SCAM“ (Single Cell Analysis in Modules) implementiert [Max18].

2 Physikalische Grundlagen der lokalen Wirkungsgradanalyse

In diesem Kapitel wird auf die wichtigsten physikalischen Grundlagen der ortsaufgelösten Wirkungsgradanalyse eingegangen. Neben dem Aufbau und der Funktionsweise einer Solarzelle wird die Bedeutung der Sperrsättigungsstromdichte und der Zusammenhang mit weiteren Zellparametern hervorgehoben. Abschließend wird auf die in dieser Arbeit verwendeten experimentellen Charakterisierungsmethoden eingegangen. Neben den physikalischen Grundlagen werden auch Details zum experimentellen Aufbau gegeben.

2.1 Aufbau und Funktionsweise einer Silizium-Solarzelle

Im Folgenden wird der Aufbau und die Funktionsweise einer Silizium-Solarzelle beschrieben. Für eine detaillierte Beschreibung sei vorab auf die Bücher von Green [Gre82] und Würfel [Wür05] verwiesen. Das Zellkonzept der PERC (engl. Passivated Emitter and Rear Cell) Solarzelle wurde erstmals in Blakers et al. [Bla89] beschrieben und ist schematisch in Abb. 2.1 dargestellt. Die Basis der Solarzelle besteht typischerweise aus einem $15,6 \times 15,6 \text{ cm}^2$ großen und $180 \mu\text{m}$ dicken mit Bor dotierten p-leitenden Siliziumwafer. Bor ist ein Element der dritten Hauptgruppe des Periodensystems und wirkt durch Substitution im Siliziumgitter als Elektronenakzeptor. Die Akzeptordichte N_A liegt typischerweise im Bereich von 10^{16} cm^{-3} und bestimmt den spezifischen Widerstand des Materials. Auf der lichtzugewandten und texturierten Oberfläche entsteht der Emitter (Dicke $\sim 300 \text{ nm}$) durch Überkompensation mit dem als Elektronendonator (Donatordichte $N_D \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) wirkenden Dotant Phosphor. Durch das Element der fünften Hauptgruppe wird der Emitter n^+ -dotiert. An der Grenzschicht bildet sich ein pn-Übergang aus. Freie Elektronen fließen auf Grund des Konzentrationsgradienten aus dem n- in das p-Gebiet. Analog diffundieren die Löcher (Elektron-Leerstellen) aus der Basis in

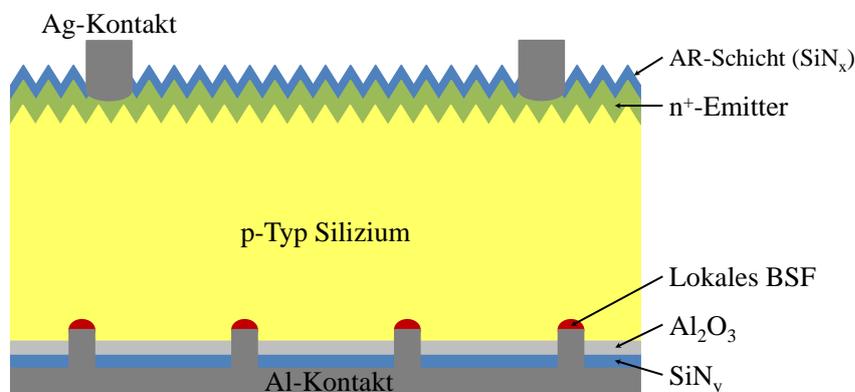


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau einer PERC-Solarzelle nach [Han16].

den Emitter. Dadurch bleiben ortsfeste positiv geladene Phosphoratomrümpfe im Emitter und negativ geladene Boratome in der Basis zurück. Das dadurch induzierte elektrische Feld verursacht einen Driftstrom, der dem durch den Konzentrationsgradienten verursachten Diffusionsstrom entgegengerichtet ist. Die Summe aus Diffusions- und Driftstrom ist im thermischen Gleichgewicht gleich Null. Es bildet sich eine Raumladungszone aus, deren Weite durch die Akzeptordichte bestimmt wird und ohne Vorspannung etwa 300 nm beträgt.

Werden Überschussladungsträger durch Lichtabsorption generiert, können diese als Minoritäten diffundieren. Erreichen diese innerhalb einer Diffusionslänge die Raumladungszone, so werden die Elektronen und Löcher jeweils durch Drift in die Gebiete getrennt, in denen sie Majoritäten sind. Durch elektrische Kontakte können diese Ladungsträger abgeführt werden. Auf der lichtzugewandten Seite werden fingerförmige Vorderseitenkontakte aus Silber und auf der Rückseite ein Aluminiumkontakt aufgebracht. Auf der Rückseite werden sogenannte Lötinseln aus Silber genutzt, um die Lötbarkeit zu gewährleisten. Das Aluminium diffundiert bei der Kontaktbildung in einem Hochtemperaturschritt in die p-dotierte Basis. Durch diese zusätzliche p⁺-Dotierung entsteht auf der Rückseite ein „Back-Surface-Field“ (BSF), das die Rekombination am Rückkontakt durch eine Feldeffektpassivierung verringert. Zusätzlich besitzt der Aluminiumkontakt eine „getternde“ Wirkung, durch die Verunreinigungen gebunden werden. Das Herabsetzen des Kontaktwiderstands auf der Vorderseite kann durch einen selektiven Emitter realisiert werden. Hierfür wird lokal eine hochdotierte n⁺-Schicht unter den Kontaktfingern genutzt.

Auf der Vorderseite verringert, zusätzlich zur Texturierung, eine Antireflexionsschicht aus amorphem Siliziumnitrid SiN_x die Reflexion des einfallenden Lichts. Die Dicke dieser Schicht (~ 80 nm) bestimmt dabei den spektralen Bereich, in dem die Reflexion herabgesetzt wird. Das Reflexions-Minimum liegt typischerweise im roten Bereich des sichtbaren Lichts, wodurch die Oberfläche bläulich schimmert. Die Antireflexionsschicht wirkt zudem passivierend, da offene Bindungen im Kristall und an der Oberfläche durch den eingebrachten Wasserstoff abgesättigt werden.

Bei der rückseitig passivierten PERC-Technologie, wird zusätzlich ein Dielektrikum aus Al₂O₃ und SiN_y aufgebracht. Dieses muss durch einen zusätzlichen Ätz- oder Laserprozess vor der Rückseitenkontaktbildung lokal geöffnet werden. Durch dieses Dielektrikum wird die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der Rückseite stark verringert, was zu einer Erhöhung der effektiven Diffusionslänge führt. Der Zusammenhang zwischen Diffusionslänge der Basis und effektiver Diffusionslänge wird im nachfolgenden Kapitel 2.2 näher erläutert.

2.2 Bedeutung der Sperrsättigungsstromdichte

Für ein grundlegendes Verständnis der Dunkelstromdichten sei auf [Bre13a] verwiesen. Im Folgenden wird die Bedeutung der Sperrsättigungsstromdichte hervorgehoben. Der Dunkelstrom des pn-Übergangs einer Solarzelle ist die Differenz zwischen dem thermisch generierten Driftstrom, der unabhängig von der Spannung ist, und dem exponentiell spannungsabhängigen Diffusionsstrom. Bei Null Volt (thermodynamisches Gleichgewicht) sind beide Anteile gleich groß und der Nettostrom ist Null [Sze07, Bre13a]. Wird die Solarzelle durch das Anlegen einer negativen Spannung in Sperrrichtung betrieben, kann der Diffusionsstrom gegenüber dem thermisch generierten Driftstrom über dem pn-Übergang vernachlässigt werden. Das induzierte elektrische Feld bewirkt, dass alle Elektronen, die innerhalb einer Diffusionslänge thermisch generiert werden, vom p- in das n-Gebiet fließen, wo sie Majoritätsladungsträger sind. Dieser von der

außen angelegten Spannung unabhängige Stromfluss wird als Sperrsättigungsstromdichte J_{01} bezeichnet und ist ein Maß für die Generationsrate in der Basis innerhalb einer Diffusionslänge [Bre13a]. Da die thermische Generationsrate proportional zur Rekombinationsrate ist, stellt J_{01} ein Maß für die Rekombinationswahrscheinlichkeit in der Basis dar. J_{01} ergibt sich für eine unendlich dicke Solarzelle mit der thermischen Generationsrate G , der Elektronenladung e , der Ladungsträgerdiffusionslänge L_d für Elektronen im p-Gebiet, der intrinsischen Ladungsträgerdichte n_i , der Ladungsträgerlebensdauer τ und dem Diffusionskoeffizienten D_e für Elektronen im p-Gebiet) nach [Bre13a] zu:

$$J_{01} = GeL_d = \frac{n_i^2 e L_d}{\tau N_A} = \frac{e n_i^2 \sqrt{D_e}}{N_A \sqrt{\tau}} \quad (2.1)$$

Analog findet ein Löcheraustausch zwischen Emitter und Basis statt, der zu einem Emitter-Anteil $J_{01}^{Emitter}$ führt. Der Anteil des Emitters wird gegenüber der Basis oft vernachlässigt, da die Donatordichte N_D die Akzeptordichte N_A um einige Größenordnungen übersteigt und invers proportional zu J_{01} ist, siehe Gl. (2.1). Da jedoch andererseits die Ladungsträgerlebensdauer im Emitter sehr klein ist, ist der Emitter-Anteil doch nicht vernachlässigbar. Unter Vorwärtsspannung dominiert hingegen der Diffusionsstrom gegenüber dem Driftstrom. Der Diffusionsstrom ist exponentiell abhängig von der angelegten Spannung V . Der Nettostromfluss ergibt sich in Abhängigkeit der angelegten Spannung aus der Differenz des Diffusionsstroms und dem thermisch generierten Strom aus Gl. (2.1) zur allgemeinen Diodengleichung nach Shockley [Sho49] mit der Boltzmannkonstante k und der Temperatur T :

$$J = J_{diff} - J_{01} = J_{01} \left(\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right) \quad (2.2)$$

Historisch bedingt wird dieser Nettostrom als Diffusionsstrom bezeichnet [Sah57], da für Spannungen V größer der thermischen Spannung V_T ($V_T = kT/e \approx 26$ mV für $T = 300$ K) die Diffusion dominiert. Es sei hier zu erwähnen, dass es sich beim Diffusionsstrom klassisch um einen Rekombinationsstrom handelt, der ein Maß dafür ist, wie schnell die injizierten Elektronen in der Basis und an der Rückseite rekombinieren. Der Diffusionsstrom J_{diff} ist nicht mit dem Raumladungsrekombinationsstrom J_{rek} zu verwechseln, dessen Ursprung ein anderer ist [Bre13a]. Der Raumladungsrekombinationsstrom J_{rek} ist ein Maß für die Rekombination über Störstellenniveaus in der Verarmungszone und wird zusätzlich zum Diffusionsstrom betrachtet. J_{rek} kann parallel zu J_{diff} durch eine Diodengleichung äquivalent zu Gl. (2.2) mit der Sperrsättigungsstromdichte der Raumladungszone J_{02} und einem Idealitätsfaktor n_2 beschrieben werden. Unter Berücksichtigung ohmscher Verluste parallel zum pn-Übergang durch den Parallelwiderstand R_p und der durch Beleuchtung generierten Photostromdichte J_{sc} ergibt sich das Zwei-Dioden-Modell zu:

$$J = J_{01} \left(\exp\left(\frac{eV_d}{n_1 kT}\right) - 1 \right) + J_{02} \left(\exp\left(\frac{eV_d}{n_2 kT}\right) - 1 \right) + \frac{eV_d}{R_p} - J_{sc} \quad (2.3)$$

Der Spannungsabfall über den Serienwiderstand R_s ist in der am pn-Übergang anliegenden Diodenspannung V_d berücksichtigt. Der Idealitätsfaktor n_1 der ersten Diode ist ein Maß für die Injektionsabhängigkeit der Ladungsträgerlebensdauer. Im Fall einer injektionsunabhängigen Ladungsträgerlebensdauer ist n_1 gleich 1. Strukturelle Defekte, wie Korngrenzen und Versetzungen oder Verunreinigungen durch Fremdstoffe, führen zu zusätzlichen Störstellenniveaus in der Bandlücke. Rekombination über Störstellenniveaus ist der dominierende Rekombinationsmechanismus in kristallinen Siliziumsolarzellen und wurde erstmals durch Shockley, Read

und Hall [Sho52, Hal52]) beschrieben. Eine Überlagerung mehrerer Störstellenniveaus oder die teilweise Sättigung dieser führt zu einer Injektionsabhängigkeit der Lebensdauer von Ladungsträgern, die durch einen Wert für n_1 zwischen 1 und 2 charakterisiert wird [Mac00]. Bei einer vollständigen Sättigung der SRH-Niveaus ergibt sich n_1 zu 2. Der Idealitätsfaktor der Rekombination in der Raumladungszone n_2 ist für ein Defektniveau in Bandlückenmitte genau 2. Bei einer Überlagerung von mehreren Defektniveaus kann n_2 deutlich größere Werte als 2 annehmen [Ste11]. Dies ist der Fall, wenn ausgedehnte Defekte den pn-Übergang durchstoßen. Nur in diesem Fall ist der Raumladungsrekombinationsstrom ausreichend groß, dass er mit DLIT detektiert werden kann. Bei der Rekombination in der Raumladungszone handelt es sich deshalb genau wie bei ohmschen Verlusten um ein lokales Phänomen. Ohmsche Verluste treten z.B. in Positionen von SiC Filamenten auf [Bau07, Bre13b]. Erhöhte J_{02} -Werte sind nur in Bereichen von Solarzellen zu erwarten, wo ausgedehnte Defekte, wie Risse oder der Zellrand, den pn-Übergang durchstoßen [Ste11]. Ein homogener J_{02} -Anteil ist dagegen vernachlässigbar klein [Bre13a]. Unter Beleuchtung wird eine in Sperrrichtung fließende Photostromdichte J_{sc} generiert, die ebenso wie der thermisch generierte Driftstrom unabhängig von der Spannung ist, den Anteilen der Dunkelstromdichte entgegengerichtet ist und im Folgenden mit einem negativen Vorzeichen versehen wird. Die Überlagerung von Hell- und Dunkelstromdichte wird als Superpositionsprinzip bezeichnet und gilt unter Vernachlässigung des Serienwiderstands für Silizium-Solarzellen in guter Näherung. Die Rekombination in der Raumladungszone und ohmsche Verluste werden in der folgenden Betrachtung zur Bedeutung der Sperrsättigungsstromdichte J_{01} vernachlässigt.

Gl. (2.1) gilt nur für sehr kleine Diffusionslängen im Vergleich zur Zelldicke. Diese Randbedingung gilt beispielsweise für rekombinationsaktive Bereiche in einer mc-Si Solarzelle, allerdings nicht für Bereiche guter Kristallqualität. Im Letztgenannten kann die Diffusionslänge die Zelldicke um ein Vielfaches übersteigen, was dazu führt, dass die Oberflächenrekombination an der Rückseite nicht mehr vernachlässigt werden kann. Im Fall einer großen Diffusionslänge (bezogen auf die Zelldicke d) ergeben sich folgende J_{01} -Anteile für die Basis und die Rückseite [Bre13a]:

$$J_{01} = J_{01}^{Basis} + J_{01}^{Rücks} = \frac{en_i^2 d}{\tau_{Basis} N_A} + \frac{en_i^2 S_{Rücks}}{N_A} = \frac{en_i^2 d}{\tau_{eff} N_A} \quad (2.4)$$

Zusätzlich ist der Emitter-Anteil von J_{01} zu berücksichtigen. Dabei ist zu beachten, dass in rekombinationsaktiven Bereichen kleiner Diffusionslängen J_{01} nicht proportional zu $1/\tau_{eff}$, sondern zu $1/\sqrt{\tau_{eff}}$ ist, siehe Gl. (2.1), deren Randbedingung eine unendlich ausgedehnte Probe ist. Es ist zu erkennen, dass durch die rückseitige Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit $S_{Rücks}$ eine effektive Lebensdauer τ_{eff} der Ladungsträger verwendet werden muss und die Sperrsättigungsstromdichte nicht mehr allein durch die Materialqualität vom Silizium-Wafer bestimmt wird. Dieses Prinzip wird bei der PERC-Technologie ausgenutzt, bei der bei geringer Zelldicke und kleinem $S_{Rücks}$ große Werte von τ_{eff} und damit kleine J_{01} erreicht werden.

Eine nützliche Größe zur Beschreibung der Qualität einer Solarzelle ist die effektive Diffusionslänge L_{eff} , die den exponentiellen Abfall der Minoritätsträgerkonzentration in die Tiefe der Basis bei angelegter Spannung ohne Beleuchtung beschreibt. Der funktionelle Zusammenhang L_{eff} von L_d ist in Gl. (2.5) nach [Bas93] gegeben und in Abb. 2.2 für zwei unterschiedliche Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeiten als Verhältnis L_{eff}/L_d grafisch dargestellt. Durch Verringerung der Rekombination an der Rückseite durch eine dielektrische Schicht übersteigt die effektive Diffusionslänge L_{eff} die Diffusionslänge der Basis L_d .

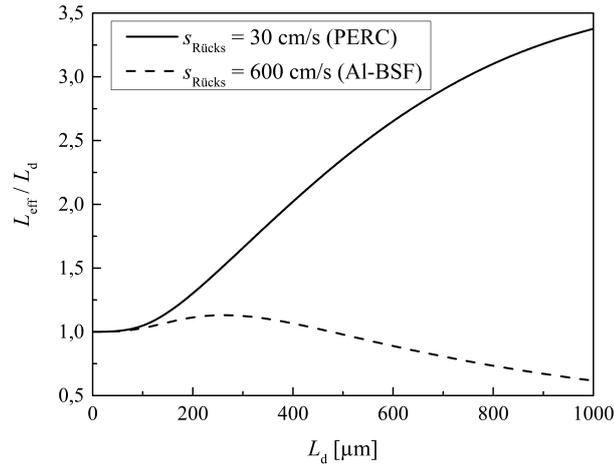


Abbildung 2.2: Verhältnis von L_{eff}/L_d für $S_{Rücks} = 30$ cm/s (durchgezogen) und $S_{Rücks} = 600$ cm/s (gestrichelt) [Bre17b].

$$L_{eff} = L_d \frac{1 + \frac{L_d S_{Rücks}}{D_e} \tanh\left(\frac{d}{L_d}\right)}{\frac{L_d S_{Rücks}}{D_e} + \tanh\left(\frac{d}{L_d}\right)} \quad (2.5)$$

Die Werte für $S_{Rücks}$ von 30 cm/s bzw. 600 cm/s in Abb. 2.2 repräsentieren beispielhaft eine rückseitig passivierte PERC bzw. eine Standard Al-BSF Solarzelle, unter Verwendung von $d = 200 \mu\text{m}$ (Solarzellendicke) und $D_e = 28,6 \text{ cm}^2/\text{s}$. Es ist zu erkennen, dass im Bereich sehr kleiner L_d , was in rekombinationsaktiven Korngrenzen gilt, die Annahme $L_{eff} = L_d$ zulässig ist. Für $L_d > 100 \mu\text{m}$ steigt L_{eff} unabhängig von $S_{Rücks}$ an und erreicht für sehr kleine $S_{Rücks}$ ein Vielfaches von L_d , was das Potential einer guten Passivierschicht zeigt. Bei einer hohen Rückseitenrekombination verringert sich L_{eff} oberhalb $L_d = 400 \mu\text{m}$ hingegen und sättigt für ein unendliches L_d bei einem Wert von $675 \mu\text{m}$ für $S_{Rücks} = 600 \text{ cm/s}$ (nicht erkennbar in Abb. 2.2). Das L_{eff} -Limit für $S_{Rücks} = 30 \text{ cm/s}$ beträgt in diesem Fall $9730 \mu\text{m}$.

Die klassische Charakterisierungsmethode zur Bestimmung der effektiven Diffusionslänge ist die Messung lichtstrahlinduzierter Ströme (engl. light beam-induced current - LBIC) [Szed80, Bas93]. Durch optische Anregung der Solarzelle mit Lasern unterschiedlicher Wellenlängen wird unter Kurzschlussbedingungen der generierte Photostrom gemessen. Auf diesem Prinzip beruht die Messung der externen Quanteneffizienz EQE , die als Verhältnis der Anzahl generierter Elektron-Loch Paare zu der Anzahl der eingestrahnten Photonen definiert ist. Eine wellenlängenabhängige EQE -Auswertung erlaubt eine Berechnung der Photostromdichte J_{sc} für das AM1,5 Spektrum nach [Pad14]. Ein empirischer Zusammenhang zwischen J_{sc} und J_{01} ist in [Bre15c] vorgeschlagen und wird im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelt [Bre16a]. Die Details hierfür folgen in Kapitel 3.4. Unter Berücksichtigung von Reflexion und Transmission kann aus der externen die interne Quanteneffizienz IQE berechnet werden. Wird die inverse IQE als Funktion des inversen Absorptionskoeffizienten von Licht α in Silizium dargestellt, so entspricht der inverse Anstieg der effektiven Diffusionslänge. Der inverse Absorptionskoeffizient entspricht der Eindringtiefe L_α . Gl. (2.6) wurde von Basore [Bas93] publiziert und von Spiegel et al. [Spi00], unter Berücksichtigung der Rekombination im Emitter, weiterentwickelt:

$$IQE^{-1} = 1 + \frac{\cos \theta_1}{\alpha L_{eff}} = 1 + \frac{L_{\alpha} \cos \theta_1}{L_{eff}} \quad (2.6)$$

Der Winkel des einfallenden oder austretenden Lichts senkrecht zur Oberfläche ist als θ_1 definiert. Nach Basore [Bas93] ist die Sperrsättigungsstromdichte J_{01} , unter Berücksichtigung von Basis und Rückseite, eine Funktion der effektiven Diffusionslänge:

$$J_{01} = \frac{en_i^2 D_e}{L_{eff} N_A} \quad (2.7)$$

Es ist zu erwähnen, dass ein Gleichsetzen dieser Formel mit den Gln. (2.1) und (2.4) nicht zulässig ist, da jeweils unterschiedliche Randbedingungen zugrunde liegen. Die Annahmen einer unendlich ausgedehnten bzw. sehr dünnen Probe, bezogen auf die Diffusionslänge, zeigen unterschiedliche Abhängigkeiten zwischen L_{eff} und τ_{eff} .

Gl. (2.7) dagegen gilt für beliebige Werte von L_{eff} und soll abschließend die Bedeutung von J_{01} in der Charakterisierung von Solarzellen durch die direkte Verknüpfung über die effektive Diffusionslänge mit weiteren entscheidenden Zellparametern, wie der Quanteneffizienz und der Photostromdichte, zeigen. Zudem ist J_{01} geeignet, physikalische Mechanismen der Solarzelle auf die elektrische Charakterisierung, wie mehrdimensionale SPICE-basierte Simulationen [Nen14], zu übertragen. Neben der Photostromdichte ist die Leerlaufspannung V_{oc} ein elektrischer Parameter, der den Wirkungsgrad der Solarzelle maßgeblich bestimmt. Unter Beleuchtung und offener Klemmspannung ist die Summe von photogenerierter Stromdichte und Dunkelstromdichte gleich Null. Um den Einfluss der Sperrsättigungsstromdichte auf die Leerlaufspannung zu verdeutlichen, kann Gl. (2.3) gleich Null gesetzt werden und es folgt unter Vernachlässigung von Rekombinationen in der Raumladungszone und ohmschen Verlusten:

$$V_{oc} = V_T \ln \left(\frac{J_{sc}}{J_{01}} \right) \quad (2.8)$$

Eine Änderung von ΔJ_{01} führt zu folgender Abhängigkeit von ΔV_{oc} :

$$\Delta V_{oc} = \frac{\partial V_{oc}}{\partial J_{01}} \Delta J_{01} = -\frac{V_T}{J_{01}} \Delta J_{01} \quad (2.9)$$

Gln. (2.8) und (2.9) gelten in guter Näherung für ganze Zellen mit J_{sc} und J_{01} als gemittelte Größen. Bei inhomogenen Zellen stellt dieses V_{oc} potentielle Erwartungswerte der lokalen Leerlaufspannung dar, die sich einstellen würden, wenn der betrachtete Pixel elektrisch isoliert wäre. An dieser Stelle sei explizit auf Kapitel 4.3.1 verwiesen [Frü17a].

2.3 Grundlagen der Lock-in Thermographie

Die Lock-in Thermographie mit Datenverarbeitung (Korrelation) während der Messung wurde im Jahr 1988 erstmals verwendet [Kuo88] und ist seit 2001 als Charakterisierungsmethode in der Photovoltaik etabliert [Bre01]. Das Lock-in Prinzip ist ein geeignetes Verfahren, wenn das zu detektierende Signal im statistischen Rauschen liegt. Es ist notwendig, dass das zu messende Signal mit einer Lock-in Frequenz $f_{Lock-in}$ periodisch gepulst und damit Amplituden-moduliert wird. Die Lock-in Korrelation findet on-line (Mittelung während der Messung) statt und nutzt harmonische Korrelationsfunktionen, wie Sinus und Kosinus, zur Wichtung aller gemessene Einzelbilder (engl. frames) $F_{i,j}$. Diese harmonischen Funktionen erlauben zusätzlich eine off-line (nach der Messung) Betrachtung von gemessener Phase und Signal. Eine Zwei-Kanal Korrelation detektiert mit zwei Sets von Wichtungsfaktoren K_j parallel den Sinus-Anteil (engl. in-phase S^{0°) und den um 90° phasenverschobenen Kosinus-Anteil (engl. quadrature S^{-90°) der Grundharmonischen des Signals. Die Mittelung über eine einstellbare Anzahl an Lock-in Perioden N und die Berücksichtigung der Anzahl an Abtastungen n ($n \geq 4$ für Zwei-Kanal Korrelation) führt allgemein zu folgenden Messgrößen des Lock-in Korrelationsprozesses [Bre10a]:

$$S^{0^\circ} = \frac{1}{nN} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^n K_j^{0^\circ} F_{i,j} = \frac{1}{nN} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^n 2 \sin\left(\frac{2\pi(j-1)}{n}\right) F_{i,j} \quad (2.10a)$$

$$S^{-90^\circ} = \frac{1}{nN} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^n K_j^{-90^\circ} F_{i,j} = \frac{1}{nN} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^n -2 \cos\left(\frac{2\pi(j-1)}{n}\right) F_{i,j} \quad (2.10b)$$

Aus diesen Messsignalen ergeben sich die phasenunabhängige Amplitude A_{LIT} und Phase φ_{LIT} , aus denen jede beliebige Phasen-Komponente der periodischen Modulation berechnet werden kann, zu [Bre10a]:

$$A_{LIT} = \sqrt{(S^{0^\circ})^2 + (S^{-90^\circ})^2} \quad (2.11a)$$

$$\varphi_{LIT} = \arctan\left(\frac{-S^{-90^\circ}}{S^{0^\circ}}\right) \quad (-180^\circ, \text{ falls } S^{0^\circ} \text{ negativ ist}) \quad (2.11b)$$

Die Rekombination elektrisch oder optisch injizierter Ladungsträger verursacht in der Solarzelle eine Leistungsdissipation in Form von Wärme. Im einfachsten Fall kann eine Spannungsmodulation im Dunkeln realisiert werden. Durch Lock-in Thermographie ohne Beleuchtung kann die periodisch generierte Wärme als Temperatursignal durch die Zwei-Kanal Lock-in Korrelation mit einer hochempfindlichen Infrarot-Kamera pixelweise detektiert werden. Das Lock-in Prinzip unterdrückt die thermische Verbreiterung des Temperatur-Signals und verringert das Signalaruschen mit steigender Messzeit auf unter $100 \mu\text{K}$ nach 30 Minuten [Bre10a]. Der Messaufbau und die Funktionsweise der Lock-in Korrelation sind schematisch in Abb. 2.3 dargestellt. Die Lock-in Frequenz ist mit der Bild- bzw. Abtastfrequenz durch $f_{Lock-in} = f_{Frame}/n$ gekoppelt. Die thermische Diffusionslänge Λ (in Silizium $\sim 1 \text{ mm}$ bei 30 Hz [Bre10a]) ist ein Maß für die Ortsauflösung und verringert sich proportional zu $1/\sqrt{f_{Lock-in}}$. An dieser Stelle ist zu erwähnen, dass die maximale Lock-in Frequenz durch die Bildfrequenz und die Sensitivität des Detektors limitiert ist und eine minimale Abtastung n von 4 voraussetzt.

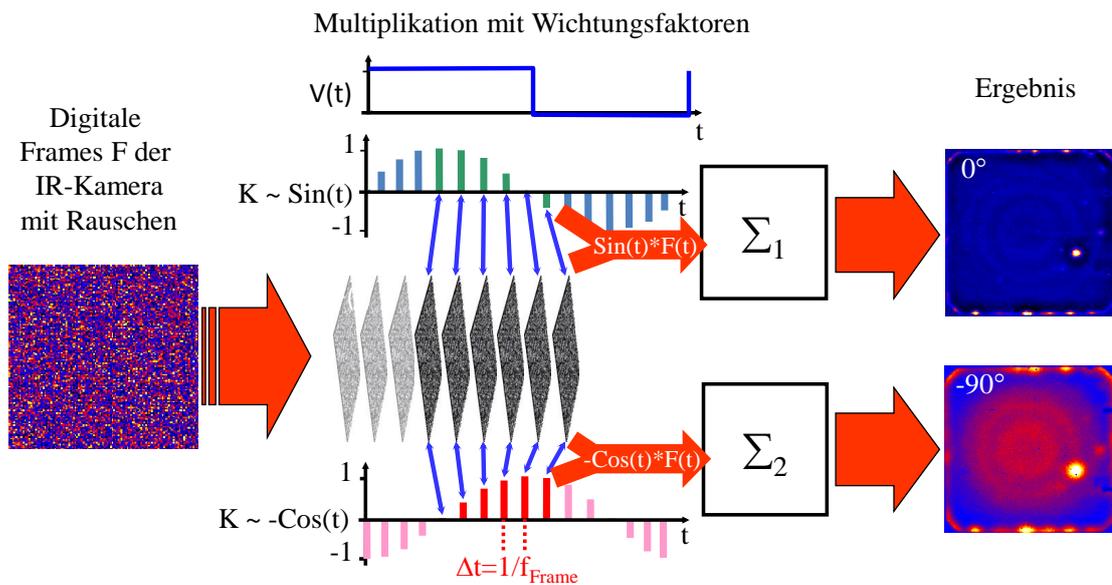


Abbildung 2.3: Prinzip Zwei-Kanal Lock-in Korrelation nach [Bre10a].

Experimentelle Details der Lock-in Thermographie

Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Lock-in Thermographie Messungen werden mit einer „ImageIR 8320“ Kamera des PV-LIT Systems von InfraTec [Inf18] durchgeführt. Der InSb-Detektor besitzt eine maximale Auflösung von 640×512 Pixeln, jeweils mit einer Größe von $15 \times 15 \mu\text{m}^2$. Vor dem auf -200°C Stirling-gekühlten Detektor, mit einer Sensitivität im mittleren Infrarot-Bereich ($3 - 5 \mu\text{m}$), ist ein Thermosensorik MWIR 28 mm Objektiv angebracht. Die maximale Bildfrequenz der Kamera beträgt 200 Hz, was zu einer maximalen Lock-in Frequenz von 50 Hz führt. Die Auswertung erfolgt nach dem zuvor beschriebenen Verfahren der Zwei-Kanal Lock-in Korrelation. Der Vorteil dieses Verfahren liegt darin, dass jede beliebige Phasenkomponente berechnet werden kann. Eine zeitliche Verzögerung, die beispielsweise durch die Spannungsquelle oder die Bild-Signalverarbeitung hervorgerufen wird, kann phasenkorrigiert werden. Das S^{0° -Bild zeigt die beste Ortsauflösung punktförmiger Wärmequellen, jedoch gleichzeitig einen negatives Überschwängen. Der Mittelwert von $\langle S^{0^\circ} \rangle$ beträgt Null. Es ist damit nicht geeignet, eine flächige Leistungsdissipation darzustellen. Für eine quantitative Auswertung von Solarzellen mit LIT ist das S^{-90° -Bild am besten geeignet. Der Mittelwert von $\langle S^{-90^\circ} \rangle$ ist maximal. Eine zeitliche Verzögerung führt zu einem Phasenversatz des Maximums, was eine zuvor erwähnte Phasenkorrektur notwendig macht. Allerdings besitzt das S^{-90° -Signal die schlechteste Ortsauflösung, die durch die thermische Diffusionslänge bestimmt wird [Bre10a].

Weitere in der mitgelieferten Software implementierte Korrekturen sind eine Temperatur-Drift-Korrektur [Inf18] und die Berücksichtigung von Emissivitätsunterschieden. Bei Letzteren kann durch Thermographie-Aufnahmen bei zwei unterschiedlichen Temperaturen T_1 und T_2 die Emissivität ϵ lokal für die Position (x, y) berechnet werden. Für nachfolgende Messungen können so Artefakte, wie sie beispielsweise in den Bereichen der Vorderseitenkontaktierung

auftreten, eliminiert werden:

$$\varepsilon(x,y) = \frac{S(T_2, x, y) - S(T_1, x, y)}{T_2 - T_1} \quad (2.12)$$

Die verwendeten Messzeiten liegen bei einer typischen Lock-in Frequenz von 10 Hz zwischen 30 und 60 Minuten. Die Solarzelle wird auf einem Messinghalter angesaugt und standardmäßig auf 25 °C temperiert. Die Temperatur wird mit einer Genauigkeit von 0,1 K mittig auf der Rückseite gemessen. Die Vorderseitenkontaktierung erfolgt durch niederohmige Stromschienen mit jeweils 12 gefederten Kontaktstiften. Durch das genutzte Vier-Quadranten Netzgerät der Firma Höcherl & Hackl NL20V20C24 wird durch eine zur Verfügung stehende Vierpunktmessung mit Sense-Kontakten mittig auf Vorder- und Rückseite die Spannung unter 1 mV genau eingestellt.

Bei ILIT werden durch eine optisch gepulste bzw. eine Kombination aus optischer und elektrischer Anregung beliebige Arbeitspunkte der Solarzelle eingestellt. Ein weiterer Vorteil ist die kontaktlose Anregung, die erlaubt, Solarzellen zu einem früheren technologischen Zeitpunkt ohne metallische Kontakte zu charakterisieren. Das modulierte Temperatursignal ist stets die Summe aus elektrisch und optisch dissipierter Leistung. Die Wahl geeigneter Arbeitspunkte erlaubt die Separation der elektrischen und optischen Leistungsverluste und somit eine quantitative Auswertung. ILIT-basierte Methoden erlauben die lokale Darstellung des Serienwiderstands R_s [Bre05a], des Avalanche Multiplikationsfaktors von Durchbrüchen [Bre08], der Photostromdichte J_{sc} [Fer14] oder des monochromatischen internen Wirkungsgrads [Ram08]. Letzterer wird im Rahmen dieser Arbeit zur lokalen Wirkungsgradanalyse angewendet und weiterentwickelt [Frü17a]. Die optische Anregung wird durch einen Aufsatz für das oben beschriebene LIT-System, bestehend aus 16 Osram SFH 4740 LED Modulen der Wellenlänge 850 nm mit einer Leistung von je 4,3 W (optisch), realisiert. Vor dem LED Modul dient ein transparentes Acrylglas als Schutz und optischer Filter für die thermische Anregungsstrahlung. Ein zusätzlicher Reflexionskasten zwischen LED Modul und der Solarzelle erhöht die Intensität der Anregung, sodass maximal ein 0,8-0,9 Sonnenäquivalent erreicht wird. Im Unterschied zu DLIT wird bei ILIT zusätzlich ein gewebtes Metallnetz zwischen Probenhalter und Zelle verwendet. Dies hat eine Erhöhung des thermischen Widerstands zum Probenhalter zur Folge. Ohne dieses gewebte Metallnetz werden die Nuten im Probenhalter, die für das Ansaugen der Probe mit Vakuum notwendig sind, sichtbar. Der Grund hierfür ist eine geringere Wärmeableitung in den Bereichen der Nut des Probenhalters [Frü17a].

Funktionsweise von Local I-V

Die „Local I-V“-Methode [Bre11a], die in einer kommerziell erhältlichen Software [Max18] implementiert ist, berechnet iterativ die lokalen Parameter des Zwei-Dioden-Modells J_{01} , J_{02} , n_2 (Idealitätsfaktor der Raumladungsrekombination) und G_p (ohmsche Leitfähigkeit $G_p = 1/R_p$). Vier DLIT-Messungen bei typischerweise 0,5 V, 0,55 V, 0,6 V und -1 V modulierter Zellspannung dienen zur pixelweisen Anpassung an das Zwei-Dioden-Modell [Bre11a]. Die S^{-90° -Signale sind jeweils direkt proportional zur lokal dissipierten Leistungsdichte $p(x,y)$:

$$p(x,y) = \frac{S^{-90^\circ}(x,y)}{\langle S^{-90^\circ}(x,y) \rangle} \cdot \frac{VI}{A_z} \quad (2.13)$$

Die Fläche A_z der Solarzelle dient zur Umrechnung der Ströme in Stromdichten. Analog wird ein flächenbezogener effektiver Serienwiderstand R_s in der Einheit Ωcm^2 verwendet. In den Berechnungen von „Local I-V“ ist R_s im Rahmen des Modells unabhängiger Dioden berück-

sichtigt. Dieser beschreibt pixelweise den Spannungsabfall zwischen der lokalen Diodenspannung V_d am pn-Übergang und der an den Anschlüssen angelegten Spannung, geteilt durch die lokale Diodenstromdichte J_d . In Breitenstein et al. [Bre15a] wurde gezeigt, dass die DLIT-Auswertung trotz des vereinfachten Modells unabhängiger Dioden zu zuverlässigen Diodenparametern führt. Der Grund ist, dass bei DLIT die lokale Stromdichte direkt gemessen wird. Durch Elektrolumineszenz-Messungen bei zwei unterschiedlichen Spannungen wird zudem mit der Methode nach Breitenstein et al. [Bre10b] die Verteilung der lokalen Spannung bestimmt. Der effektive R_s wird bei der höchsten angelegten Spannung V_3 (hier 0,6 V) mit der RESI-Methode [Ram07] berechnet, da dort der Einfluss am stärksten ist. Der RESI- R_s berechnet sich aus dem Quotienten des lokalen Spannungsabfalls (mit EL gemessen) und der lokalen Stromdichte (mit DLIT gemessen). An dieser Stelle ist zu erwähnen, dass die Ortsauflösung von DLIT deutlich geringer ist als die von EL. Bei EL ist beispielsweise ein parabolischer Verlauf zwischen zwei benachbarten Vorderseitenkontaktfingern mit einem Maxima in Fingerposition erkennbar, der mit dem durch die thermische Diffusionslänge verschmierten DLIT nicht auflösbar ist. Eine Auswertung mit „Local I-V“ mit unterschiedlichen Auflösungen von DLIT und EL würde zu Verteilungen der Diodenparameter mit parabolischen Verlauf zwischen den Fingern und zu einem Minima in Fingerposition der Vorderseitenkontakte führen. Dieser Artefaktbildung wird durch künstliches Falten der EL-Bilder mit der thermischen Punktspreizfunktion (engl. point spread function - PSF), unter Berücksichtigung der entsprechenden Lock-in Frequenz, entgegenwirkt. Dies hat eine „thermische Verschmierung“ der EL-Bilder zur Folge. Die Faltung und spätere Entfaltung in dieser Arbeit wird mit der Software „DECONV“ [Max18] durchgeführt. Weitere Details zur Entfaltung und zur Bestimmung der PSF werden in Kapitel 3.1 gegeben. In „Local I-V“ werden im Folgenden nur thermisch verschmierte V_d -Bilder für die RESI-Methode verwendet, was zu einem geglätteten Verlauf des effektiven R_s und J_{01} führt. Für die Berechnung der Photostromdichte aus J_{01} wird ein empirischer und physikalisch fundierter Ansatz genutzt. In Kapitel 3.4 wird die in [Bre15c] vorgeschlagene Methode im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelt [Bre16a] und in „Local I-V“ implementiert. Die Methode beruht auf der Annahme, dass sowohl J_{01} als auch J_{sc} durch inhomogene materialbedingte Ladungsträgerlebensdauern lokal variiert. Aus den Diodenparametern und der Photostromdichte berechnet die „Local I-V“-Methode pixelweise potentielle Erwartungswerte für die Leerlaufspannung V_{oc} , den Füllfaktor FF oder den Wirkungsgrad η [Bre12]. Die physikalische Bedeutung dieser Potentiale ist, dass eine ausgedehnte homogene Solarzelle mit den Parametern des jeweiligen Pixels die entsprechenden Solarzellen-Kennwerte liefert.

2.4 Lichtstrahlinduzierte Strommessung

Eine der ersten orts aufgelösten Charakterisierungsmethoden von Solarzellen war die Messung lichtstrahlinduzierter Ströme (engl. light beam-induced current - LBIC) [Szed80]. Bei LBIC wird die Oberfläche der Solarzelle lokal durch einen fokussierten Laserstrahl beleuchtet. Durch Umlenkspiegel oder Bewegung des Probenhalters erfolgt ein Abrastern der Solarzelle. Die Messung erfolgt in der Regel unter Kurzschlussbedingung. Der optisch lokal generierte Strom ist der Photostrom. Eine Modulation bei unterschiedlichen Frequenzen mit einem Lock-in Verfahren erlaubt das gleichzeitige Messen des LBIC-Signals bei unterschiedlichen Anregungswellenlängen. Die Wellenlänge bestimmt die Eindringtiefe in Silizium und das tiefenabhängige Generationsprofil der Überschussladungsträger. Die mittlere Eindringtiefe in Silizium beträgt bei einer Wellenlänge von 980 nm etwa $100 \mu\text{m}$ [Gre08] und liegt damit in der Größenordnung der Basisdicke. Dadurch können auch schwach rekombinationsaktive Defekte tief in der Basis detektiert werden, die die Überschussladungsträgerdiffusionslänge nur geringfügig verringern. Allgemein verringern rekombinationsaktive Bereiche in einer Solarzelle die Anzahl erzeugter Überschussladungsträger und reduzieren das LBIC-Signal. Referenzsolarzellen mit bekannter Quanteneffizienz werden für die Quantifizierung des LBIC-Signals und die Umrechnung in eine orts aufgelöste externe Quanteneffizienz EQE genutzt. Eine wellenlängenabhängige EQE -Auswertung erlaubt eine näherungsweise Berechnung der Photostromdichte J_{sc} äquivalent zum AM1,5 Sonnenspektrum nach Padilla et al. [Pad14]. Unter Berücksichtigung der Reflektivität R kann die interne Quanteneffizienz IQE mit $IQE = EQE / (1 - R)$ berechnet werden. Mit Gl. (2.6) kann aus den inversen IQE -Messungen bei unterschiedlichen Wellenlängen die effektive Diffusionslänge L_{eff} bestimmt werden, die invers proportional zur Sperrsättigungsstromdichte J_{01} ist. Die Ortsauflösung von LBIC wird durch die Wellenlänge und Breite des fokussierten Laserstrahls bestimmt und liegt im Bereich einiger $10 \mu\text{m}$. Mit einem geeigneten Mikroskopobjektiv kann eine Auflösung von unter $1 \mu\text{m}$ erreicht werden [Mar04]. Die in dieser Arbeit genutzten LBIC-Messungen werden mit einem kommerziell erhältlichen LOANA Solarzellen Analysesystem durchgeführt [Pvt18]. Dabei werden die lichtstrahlinduzierten Stöme gleichzeitig bei den Wellenlängen 405, 532, 658, 780, 960 und 980 nm gemessen.

2.5 Grundlagen der Lumineszenz-Methoden

Bei der Lumineszenz handelt es sich um strahlende Rekombination zuvor angeregter Überschussladungsträger. Die Anregung einer Solarzelle erfolgt dabei elektrisch oder optisch und führt zur Elektrolumineszenz (EL) bzw. Photolumineszenz (PL). Physikalisch ist die Lumineszenz mit LBIC verknüpft, da beide Methoden Informationen über die optische Weglänge des einfallenden Lichts und die Rekombination tragen. Die Problematik, wie viele Ladungsträger in der Basis durch den auf der Oberfläche fokussierten Laserstrahl generiert werden, dort zu Lumineszenz führen, und wie viel Strom an der Oberfläche eingesammelt wird, steht im direkten Zusammenhang und wird als Reziprozitätsrelation bezeichnet [Rau07, Kir09]. Diese Relation zwischen der Lumineszenz und der Quanteneffizienz wurde in der Dissertation von Hinken [Hin12] weiter untersucht und dient im Rahmen dieser Arbeit als Grundlage zur Bestimmung der effektiven Diffusionslänge aus Lumineszenz-Aufnahmen in Kapitel 3.3. Bereits im Jahr 1973 wurden kamerabasierte Lumineszenz-Aufnahmen von III-V Halbleitern publiziert [Joh73]. Den Durchbruch des Lumineszenz-Imaging brachte die wegweisende Publikation von Fuyuki et al. [Fuy05], in der erstmals mit einer thermoelektrisch gekühlten Si-CCD (engl. charge-coupled

device) Kamera die schwache Elektrolumineszenz von einer Silizium-Solarzelle detektiert wurde. Diese Methode fand durch zusätzliche homogene Beleuchtung und entsprechendes Filtern des Anregungslichts Anwendung bei Trupke et al. durch Photolumineszenz-Imaging von Silizium-Wafern [Tru06] und PL-basierten R_s -Imaging von Silizium-Solarzellen [Tru07]. In der zuletzt genannten Arbeit wurde der Serienwiderstand erstmals für jedes einzelne Pixel im Modell unabhängiger Dioden definiert, was zuvor nur für Solarzellen im Ganzen oder für ausgedehnte Bereiche angewandt wurde [Min94].

Die physikalischen Grundlagen der Lumineszenz-Methoden sind in Bothe et al. [Bot13] ausführlich zusammengefasst. Im Folgenden sollen die wichtigsten Zusammenhänge aufgezeigt werden. Die allgemeine Gl. zur Beschreibung des lokalen Lumineszenzsignals Φ_i einer Solarzelle lautet [Tru07, Bot13]:

$$\Phi_i = C_i \exp\left(\frac{eV_{d,i}}{kT}\right) + \Phi_{i,sc} \quad (2.14)$$

Hier ist C_i der lokale Skalierungsfaktor, der überwiegend von der Ladungsträgerlebensdauer bzw. -diffusionslänge, der Wellenlänge des detektierten Lumineszenz-Spektrums unter Berücksichtigung von Selbstabsorption, den Oberflächeneigenschaften der Solarzelle und durch das Messsystem beeinflusst wird. Das Messsystem schließt unter anderem die Detektoreigenschaften, wie wellenlängenabhängige Sensitivität, Integrationszeit und Vignetting sowie die verwendete Optik mit ein. $\Phi_{i,sc}$ ist das lokale Lumineszenzsignal unter Beleuchtung und Kurzschlussbedingung. Die von Trupke et al. [Tru07] beobachtete Diskrepanz, dass selbst unter Kurzschlussbedingung Lumineszenz emittiert wird, wurde durch photogenerierte Ladungsträger begründet, die es nicht schaffen, durch Diffusion den pn-Übergang zu erreichen. Die diffusionslimitierten Ladungsträger addieren sich folglich unter Beleuchtung durch Superposition zum exponentiellen Ladungsträgerprofil im Dunkeln und führen zu dem Beitrag $\Phi_{i,sc}$ [Bot13]. Unter Berücksichtigung von $\Phi_{i,sc}$ in Gl. (2.14) wird aus dem PL-Signal das „Netto-PL“ bzw. „EL-Äquivalent“ berechnet. Eine alternative Formulierung in der Literatur zu „diffusions-limitiert“ ist die erstmals von Glatthaar et al. [Gla10a] genutzte Bezeichnung von „spannungsunabhängigen“ Ladungsträgern, die beispielsweise in den Arbeiten von Rau [Rau12] und Lan et al. [Lan15] Anwendung fand. Juhl et al. [Juh16] lieferten durch die Lösung der Kontinuitätsgleichung unter monochromatischer Beleuchtung einen Ausdruck mit zwei Termen für spannungsabhängige und -unabhängige Ladungsträger. Die historisch bedingte Terminologie „diffusions-limitiert“ ist nur für Ladungsträgerprofile mit unendlichen Ladungsträgersenken an den jeweiligen Oberflächen physikalisch sinnvoll. Die Bezeichnung „spannungsunabhängig“ dagegen ist allgemeingültig. Weiterhin ist zu erwähnen, dass sich die Anzahl diffusions-limitierter bzw. spannungsunabhängiger Ladungsträger proportional zum Photonenfluss (Intensität) verhält und mit steigender Anregungswellenlänge (größere effektive Eindringtiefe) und Oberflächenrekombination zunimmt [Juh16].

Experimentelle Details des Lumineszenz-Imaging

Die Solarzelle wird wie bei der Lock-in Thermographie-Messung auf einem massiven Messinghalter durch Vakuum angesaugt und auf $25 \pm 0,1$ °C temperiert. Die Temperatur wird mittig auf der Rückseite kontrolliert. Die elektrische Kontaktierung erfolgt durch extrem niederohmige Stromschienen aus Kupfer mit jeweils 12 gefederten Kontaktstiften. Der Widerstand zwischen dem Versorgungsknoten und dem entferntesten Knotenpunkt auf der Kontaktschiene liegt unterhalb von $380 \mu\Omega$. Durch ein Vier-Quadranten Netzgerät wird durch eine zur Verfügung ste-

hende Vierpunktmessung mit Sense-Kontakten mittig auf Vorder- und Rückseite die Spannung unter 1 mV genau bestimmt.

Die Elektro- und Photolumineszenz-Messungen dieser Dissertation werden mit einer ANDOR iKon-M PV-Inspector Si-CCD Kamera [And18a] durchgeführt. Der Detektor ist thermoelektrisch auf -45 °C gekühlt und besitzt eine Auflösung von 1024×1024 Pixeln mit einer Pixelgröße von jeweils $13 \times 13\ \mu\text{m}^2$. Vor der Kamera ist ein LINOS inspec.x M NIR 1.4/50 mm Objektiv angebracht. Die optische Anregung für Photolumineszenz-Messungen wird durch vier LED-Arrays vom Typ OD-850-30-030 der Firma Opto Diode Corp. mit einer Peak-Wellenlänge von 855 nm realisiert und durchdringt einen Kurzpass-Interferenzfilter von 870 nm Wellenlänge (Asahi Spectra ZIS0870). Zur Unterdrückung des LED-Anregungslichts sind vor dem Objektiv zwei baugleiche Bandpass-Filter für den Wellenlängenbereich von 950-1000 nm (Edmund #86-972) befestigt. Alternativ können zwei baugleiche Langpass-Filter der Wellenlänge 1000 nm verwendet werden. Es hat sich als notwendig herausgestellt, zwei Filter des gleichen Typs zu verwenden, um das Anregungslicht möglichst vollständig zu blocken. Für eine Vergleichsmessung dienen zusätzlich zwei baugleiche Kurzpass-Filter der Wellenlänge 975 nm (Edmund #86-116). Auf die Vor- und Nachteile der unterschiedlichen Filter wird in Kapitel 3 eingegangen.

Für die quantitative Auswertung von Lumineszenzsignalen sind einige Bildkorrekturen notwendig. Im Folgenden sollen die drei für diese Arbeit wichtigsten Korrekturen kurz benannt werden. Eine ausführliche Beschreibung der Korrekturen erfolgt in Kapitel 3. Die Photonenstreuung im Si-Detektor führt zu einem Verschmieren des detektierten Lumineszenzsignals. Durch Entfaltung mit der noch zu bestimmenden Punktspreizfunktion PSF wird das Lumineszenz-Bild bei gleichzeitiger Kontrasterhöhung geschärft. Ein zweites Messartefakt ist die Vignettierung. Dabei handelt es sich um den Signalverlust, abfallend vom Bildmittelpunkt hin zum Rand. Die Korrektur erfolgt mit dem $\cos^4(\beta)$ Gesetz [Kin83]. Der Bildwinkel β nimmt in der Mitte des Bildes den Wert Null an. Lumineszenz-Bilder, bei denen die Vignettierung die spätere quantitative Auswertung beeinflusst, werden mit dem Faktor $1/\cos^4(c\beta)$ korrigiert. Für einen maximalen Grad an Homogenität der Ergebnisse wird hier zusätzlich ein Anpassparameter c eingeführt, der Werte nahe 1 annimmt. Die dritte Korrektur berücksichtigt Spannungsabfälle über den Serienwiderstand, die den Proportionalitätsfaktor C_i selbst bei geringer Injektion von 0,1 Sonnenäquivalent unter offener Klemmspannung resistiv verschmieren [Bre15b]. Die Methode zur Extrapolation von C_i hin zu null Sonnen beruht auf dem linearen Prinzip des Spannungsabfalls über den Serienwiderstand in Abhängigkeit der Injektion (engl. linear-response (LR) principle [Wag16]). Breitenstein et al. [Bre15b] konnten allerdings zeigen, dass mit zunehmender Injektion der lokale Spannungsabfall zunehmend nichtlinear von der Injektion abhängt, was durch den Nichtlinearitäts-Parameter X beschrieben wird.

3 Quantitative Lumineszenz-Auswertung

In diesem Kapitel wird der Einfluss der Photonenstreuung im Silizium-Detektor diskutiert und eine Methode zur Berechnung der Punktspreizfunktion eingeführt, um den Verschmierungseffekt zu berücksichtigen. Zwei alternative Lumineszenz-basierte Auswertungsmethoden führen erstmals zu einer quantitativen Übereinstimmung mit DLIT- und LBIC-Resultaten. Abschließend wird ein empirischer und physikalisch begründeter Zusammenhang zwischen der Sperrsättigungs- und Photostromdichte eingeführt.

3.1 Kamera-basierte Bildentfaltung

Die mit einem Si-Detektor detektierte Lumineszenz von Silizium-Solarzellen führt zwangsläufig zu einem Verschmieren des Signals durch laterale Photonenstreuung im Detektor [Wal12, Wal14]. Das Lumineszenz-Spektrum von Silizium hat ein Maximum bei etwa 1140 nm [Bot13], aber Si-Detektoren sind nur bis etwa 1100 nm sensitiv. Zur besseren Anschaulichkeit zeigt Abb. 3.1 in blau die wellenlängenabhängige Quanteneffizienz des Detektors [And18a]. Weiterhin ist beispielhaft das aus [Fuy05] entnommene Elektrolumineszenz-Spektrum auf 1 normiert in schwarz abgebildet. Das Produkt aus beiden entspricht näherungsweise, unter Vernachlässigung weiterer optischer Verluste, dem detektierten Signal (rot). Es ist deutlich erkennbar, dass nur der kurzwellige Anteil der Lumineszenz mit einem Maximum bei etwa 1050 nm [Fuy07] detektiert wird. Bei dieser Wellenlänge liegt die mittlere Eindringtiefe in Silizium bei $610 \mu\text{m}$

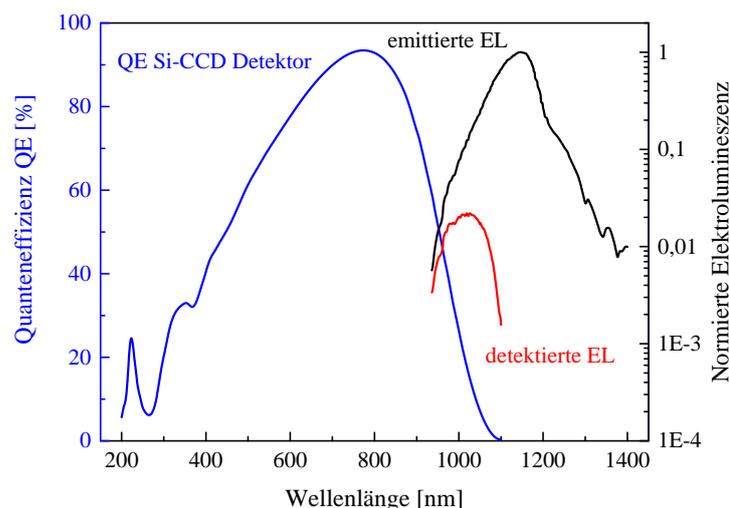


Abbildung 3.1: Quanteneffizienz des verwendeten Si-CCD Detektors in blau auf linker Ordinate (entnommen aus [And18a]) bzw. emittiertes (schwarz) und detektiertes (rot) Elektrolumineszenz-Spektrum auf rechter Ordinate aufgetragen. Das Elektrolumineszenz-Spektrum ist beispielhaft für eine alkalisch texturierte monokristalline Silizium-Solarzelle bei einer angelegten Spannung von 0,65 V aus [Fuy05] entnommen.

[Gre08]. Bei Solarzellen dünner als $200\ \mu\text{m}$ kann Selbst-Absorption in der Tiefe vernachlässigt werden. Die laterale Photonenstreuung nimmt hingegen mit abnehmender Pixelgröße an Bedeutung zu. Bei der verwendeten Auflösung von 1024×1024 Pixeln beträgt die abgebildete Pixelgröße auf der Solarzelle $152 \times 152\ \mu\text{m}^2$. Die Pixellänge des Si-Detektors ist mit $13\ \mu\text{m}$ klein verglichen mit der mittleren Absorptionslänge von $610\ \mu\text{m}$. Im folgenden Abschnitt sollen geometriebedingte Ursachen des verwendeten Si-CCD Detektors erläutert werden, die zur Photonenstreuung führen können. Walter et al. [Wal14] haben abgeschätzt, dass nur etwa 12 % des auf einen Pixel einfallenden Lichts auch von diesem absorbiert wird. Das zeigt die Notwendigkeit der Bildentfaltung mit der korrekten Punktspreizfunktion PSF.

Silizium-Kameras detektieren bei Silizium-Solarzellen nur die Band-Band-Lumineszenz. Indium-Gallium-Arsenid (InGaAs)-Kameras hingegen detektieren das gesamte Lumineszenzspektrum von Silizium-Solarzellen. Durch geeignete Wahl von Filtern kann damit die Defektlumineszenz von Energieniveaus im Band detektiert werden. In InGaAs-Kameras tritt die Photonenstreuung im Detektor nicht auf, da dort die gesamte Lumineszenz stark absorbiert wird. Dagegen tritt dort eine laterale Lichtstreuung in der Silizium-Solarzelle auf, da dort die Absorptionslänge für die $1100\ \text{nm}$ Strahlung im Maximum der Emission bereits über $10\ \mu\text{m}$ beträgt [Gre08]. Die geringere Quanteneffizienz für langwellige Photonen in Si-Detektoren unterdrückt den Effekt der lateralen Photonenstreuung auf der Probe und führt effektiv zu einer besseren Ortsauflösung.

3.1.1 Ursachen der Photonenstreuung im Si-CCD Detektor

Die in dieser Arbeit verwendete ANDOR iKon-M PV-Inspector Kamera [And18a] besitzt einen tief verarmten (engl. deep-depletion) und rückseitig beleuchteten Si-CCD Detektor. Eine typische CCD-Struktur ist schematisch in Abb. 3.2 dargestellt. Die rückseitige Beleuchtung hat den Vorteil, dass die Elektroden (Gate Struktur) auf der Vorderseite die photosensitive Schicht nicht verschatten. Bei der typischerweise $10\text{-}15\ \mu\text{m}$ dicken photosensitiven Schicht handelt es sich um eine Photodiode aus p- und n-Typ Silizium. Der n-dotierte „Buried Channel“ ist dabei nur $100\text{-}300\ \text{nm}$ dick. Die Quanteneffizienz im sichtbaren Spektralbereich kann dadurch von 50 % bei Vorderseitenbeleuchtung auf über 95 % erhöht werden. Zur Optimierung der Quanteneffizienz für den NIR-Bereich mit Licht großer mittlerer Absorptionslängen dienen eine geeignete Antireflexionsschicht (AR) auf der lichtzugewandten Oberfläche, eine Dickenerhöhung der photosensitiven Schicht auf $30\text{-}50\ \mu\text{m}$ und die Verwendung von höherohmigem Material in der Größenordnung von $100\ \Omega\text{cm}$ [And18b, Bur05]. Je hochohmiger das p-Typ Substrat, desto höher die Lebensdauer der Minoritäten und der photogenerierte Strom (proportional zur QE). Die an den Elektroden angelegte Spannung induziert ein elektrisches Feld. Die daraus resultierende Verarmungszone durchdringt bestenfalls die gesamte photosensitive Schicht und führt zu einer besseren Einsammlung der photogenerierten Elektronen in den n-dotierten „Buried Channel“. Diese n-Typ Schicht dient zum Abtransport der in den einzelnen Pixeln eingesammelten Elektronen. Das elektrische Feld wird durch das angelegte Gatepotential und durch die Dicke und Dotierung der n- und p-dotierten Substratschichten bestimmt. Die maximale Gatespannung ist jedoch durch zusätzlich generierte Ladungsträger der Oxidschicht bzw. durch einen möglichen Durchbruch des Dielektrikums limitiert. Durchdringt das elektrische Feld nicht die gesamte Dicke der photosensitiven Schicht, können lokal photogenerierte Ladungsträger in der nicht-verarmten Zone thermisch diffundieren. Diese Diffusion von Ladungsträgern führt zu einer lateralen Verschmierung (engl. blurring) [Bur05], die links in Abb. 3.2 dargestellt ist.

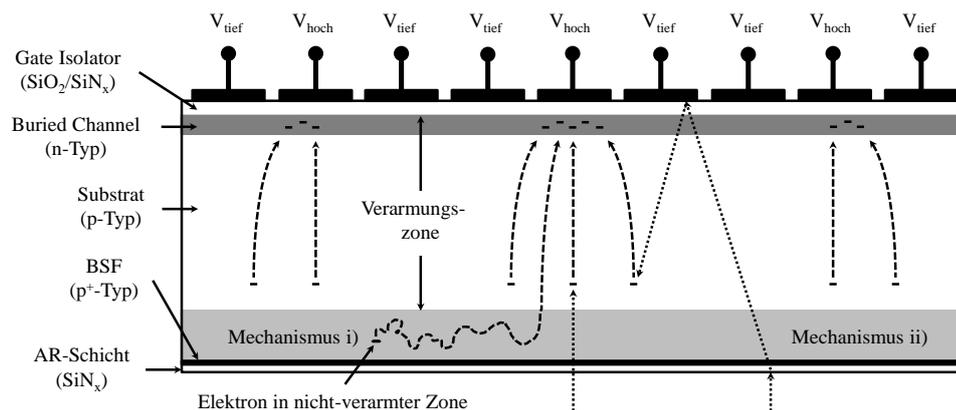


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau eines typischen 3-Phasen, rückseitig beleuchteten und tief-verarmten CCD-Detektors (Querschnitt entlang der Gate Struktur) nach [Bur05]. Beispielhafte Diffusions- bzw. Driftpfade von Elektronen sind durch schwarz-gestrichelte und Strahlengänge von Photonen als schwarz-gepunktete Pfeile abgebildet.

Die photosensitive Schicht besitzt einen Brechungsindex von etwa 3,5. Dieser Wert weicht stark von den Grenzflächen mit der Oxidschicht ($\sim 1,5$) und der Antireflexionsschicht ab. Letztere Schicht ist auf eine bestimmte Wellenlänge für den Übergang zwischen Silizium und Luft optimiert und besitzt einen Brechungsindex von etwa 2. Die Abweichung der Brechungsindizes an den Grenzflächen führt zu starken Reflexionen. Langwelliges Licht mit Absorptionslängen größer als die photosensitive Schichtdicke kann den Detektor mehrfach durchdringen. Das erhöht die Quanteneffizienz im NIR-Bereich. Dieser Aufbau wirkt wie ein optischer Resonator und führt zu destruktiver und konstruktiver Interferenz. Dieser Effekt wird als Fabry-Pérot-Etalon (engl. etaloning) bezeichnet. Die Verminderung des Interferenzeffekts („Fringe-Unterdrückung“) kann durch eine Dickenerhöhung der photosensitiven Schicht [Kel05] oder durch die Aufrauung der Rückseite der Verarmungszone erreicht werden [And18c]. Beide Maßnahmen führen zu einem Verschmierungseffekt. Eine Dickenerhöhung hat eine erhöhte Ladungsträgerdiffusion durch einen größeren nicht-verarmten Bereich und die Aufrauung einer Oberfläche eine diffuse laterale Streuung der einfallenden Strahlung zur Folge.

Zusammenfassend ergeben sich zwei in Abb. 3.2 schematisch dargestellte Mechanismen als mögliche Ursache für den Verschmierungseffekt im verwendeten deep-depletion Si-CCD Detektor:

Mechanismus i) Für den NIR-optimierten deep-depletion Detektor ist eine dicke photosensitive Schicht nötig, die möglicherweise durch das elektrisch induzierte Feld nicht vollständig verarmt ist oder ein zu schwaches elektrisches Feld besitzt. Photogenerierte Elektronen im Bereich geringer Verarmung oder eines schwachen elektrischen Feldes führen durch laterale Diffusion zum Verschmieren des Signals [Bur05].

Mechanismus ii) Die Aufrauung einer Oberfläche zur Unterdrückung eines möglichen Interferenzeffekts (etaloning) [And18c]. Durch diffuse Streuung der langwelligen Photonen kommt es zur Ablenkung der Photonen in die Horizontale und damit zur Absorption in benachbarten Pixeln. Diese mögliche Ursache wird zusätzlich durch eine starke Wellenlängenabhängigkeit der detektierten Photonen bestärkt, die in Kapitel 3.1.3 gezeigt wird.

3.1.2 Bestimmung der Punktspreizfunktion - PSF

Walter et al. [Wal12, Wal14] haben die Punktspreizfunktion einer Si-CCD Kamera direkt gemessen. Dabei wurde der Intensitätsabfall von der Kante einer kreisförmigen Apertur im Zentrum durch eine Lorentzfunktion und der äußere Bereich (mehr als 10 Pixel) durch einen exponentiellen Abfall angepasst. In [Wal14] sind Punktspreizfunktionen gezeigt, die sich über das gesamte CCD Array erstrecken und einen Wertebereich von mehr als sieben Größenordnungen besitzen. Diese wurden durch eine Vielzahl von Bildaufnahmen mit Aperturen unterschiedlicher Durchmesser und unterschiedlicher Integrationszeiten bestimmt, was sehr aufwendig ist. Das Vorgehen ist in Mitchell et al. [Mit12] beschrieben. Die Genauigkeit der PSF wurde in [Wal14] durch eine Teststruktur geprüft. Allerdings konnte kein scharfer Kontrastunterschied und kein Signal von Null erreicht werden, was die Beurteilung der Genauigkeit der PSF erschwert.

Die folgende Zusammenfassung beschreibt die in dieser Arbeit entwickelte Methode zur Bestimmung der PSF und wird deshalb ausführlicher behandelt. Teal und Juhl [Tea15] schlugen vor, die PSF aus der Kantenspreizfunktion (engl. edge spread function - ESF) zu bestimmen. Die ESF ist hier das Bild eines Objekts, das zur Hälfte homogen beleuchtet und auf der anderen Hälfte verschattet ist und durch eine scharfe Kante separiert ist. Als Objekt diente in [Tea15] ein homogener monokristalliner Silizium-Wafer, der rückseitig beleuchtet und auf der Vorderseite halbseitig durch nicht lumineszierendes Material verschattet wurde. Der Vorteil der ESF gegenüber der PSF ist, dass diese viel langsamer von der Kante abklingt als die PSF vom Zentrum. Die ESF kann mit nur einem Bild über eine weite Distanz (halbes Bildfeld) bestimmt werden, was zudem Informationen über die PSF in dieser Entfernung vom Zentrum liefert. Der Zusammenhang der ESF und PSF ist über die Linienspreizfunktion (engl. line spread function LSF) gegeben. Die LSF ist die Abbildung einer strahlenden dünnen Linie und gleichzeitig die Ableitung des ESF-Profiles in x -Richtung (hier senkrecht zur Lumineszenz-Kante definiert). Die Ableitung der gemessenen ESF führt zu zusätzlichem Signalrauschen, was in [Tea15] durch eine Anpassfunktion des gemessenen ESF-Profiles verhindert wurde. Als Anpassfunktion für den

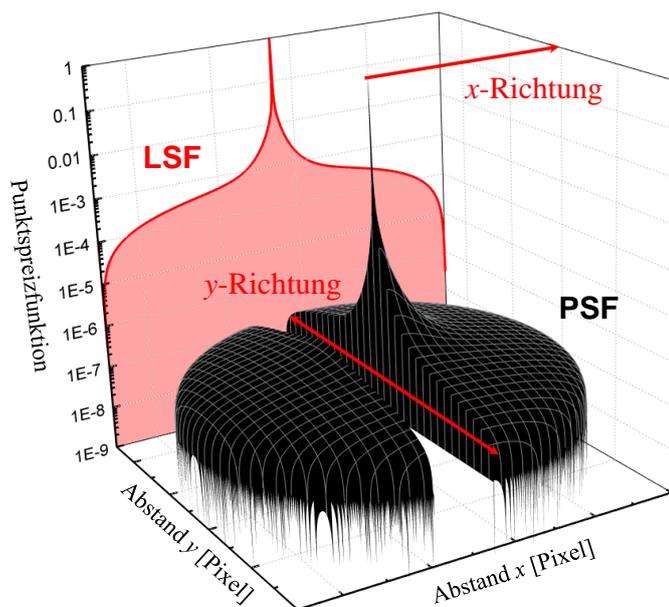


Abbildung 3.3: Zusammenhang zwischen LSF und PSF.

Logarithmus des Lumineszenzsignals über den Logarithmus der x -Achse diene ein Polynom 7. Ordnung. Die Ableitung führt zu einer rauschfreien LSF. Für eine Linie parallel zur x -Achse ist die LSF das Integral der PSF entlang der y -Achse. Somit ist das LSF-Profil in x -Richtung als die Summe der zweidimensionalen PSF-Matrix in y -Richtung definiert. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 3.3 verdeutlicht. Die mathematische Schwierigkeit besteht in der Berechnung der PSF aus der LSF. In [Tea15] wurde hierfür eine Rücksubstitution angewandt. Es wurde ausgenutzt, dass die LSF in einer bestimmten Entfernung vom Ursprung nur durch die Elemente der PSF größer gleich dieser Entfernung beeinflusst wird. Eine schrittweise Auswertung der Änderung der LSF hin zu kleinen Entfernungen vom Ursprung liefert dann auch Informationen über die PSF für den gleichen Abstand. Für eine möglichst exakte Auswertung der gemessenen und über mehrere Linien in x -Richtung gemittelten ESF, muss die Lumineszenz-Kante genau vertikal liegen. Durch Drehung des Bildes werden kleine Orientierungsfehler korrigiert.

Experimentelle Details

Als Grundlage für die Bestimmung der PSF dient eine Lumineszenz-Aufnahme mit halbseitiger Lumineszenz und halbseitiger Verschattung. Dieses Lumineszenz-Bild wird mit dem in Kapitel 2.5 beschriebenen Aufbau und zwei baugleichen 1000 nm Langpass-Filtern gemessen. Zusätzlich wird die Messung mit zwei baugleichen Bandpass-Filtern für den Spektralbereich 950-1000 nm wiederholt, um die Wellenlängenabhängigkeit der Photonenstreuung zu untersuchen. Als homogenes Objekt dient in dieser Arbeit die Elektrolumineszenz-Aufnahme einer monokristallinen Silizium-Solarzelle unter Vorspannung mit 555 mV bei einem relativ geringen Stromfluss von nur 776 mA, um Effekte des Serienwiderstands zu minimieren. Die Integrationszeit zur Detektion der Langpass-gefilterten Elektrolumineszenz beträgt 550 s, um ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis zu realisieren. Zusätzlich wird ein Bild im Dunkeln bei 0 V subtrahiert, um den Dunkelstrom der Detektoren und den Digitalisierungs-Offset zu kompensieren. Für die Messung mit den Bandpass-Filtern wird eine Integrationszeit von 30 Minuten gewählt. Die um etwa einen Faktor drei größere Integrationszeit ist mit einem verringerten Lumineszenzsignal der Silizium-Solarzelle für den kurzwelligeren Spektralbereich begründet, siehe Abb. 3.1. Die Verschattung erfolgt durch eine geschwärzte 100 μm dicke Metallplatte und zusätzlich schwarzem Karton. Weiterhin dient schwarzer Karton zur Minimierung von reflektierter Lumineszenz im Bereich oberhalb der Solarzelle in Detektionsrichtung.

Iterative Methode zur Bestimmung der PSF aus der LSF

Die Bestimmung der LSF aus der ESF erfolgt methodisch ähnlich wie in [Tea15]. Allerdings hat sich herausgestellt, dass die in [Tea15] berechnete PSF fehlerhaft ist. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neues und wesentlich genaueres Verfahren zur Berechnung der PSF aus der LSF entwickelt [Bre16c], das inzwischen auch von anderen Gruppen Anwendung findet [Pay17]. Die Position der Lumineszenz-Kante muss genau zwischen zwei x -Werten liegen, am Punkt maximalen Anstiegs. Hierfür wird die x -Achse des EL-Profiles durch kubische Interpolation um 0,018 Pixel nach rechts verschoben. Die gemessene ESF ist in Abb. 3.4(a) dargestellt. Dabei handelt es sich um den abgeschatteten Teil des später in Abb. 3.6(d) gezeigten EL-Profiles. Zur Verringerung des Messrauschens wird das EL-Profil entlang der Lumineszenz-Kante über 40 Pixel gemittelt. Es wird erwartet, dass kleine Inhomogenitäten wie Gridfinger und Busbar die Auswertung nicht negativ beeinflussen. Der Bereich für die Mittelung ist in Abb. 3.6(a) mit

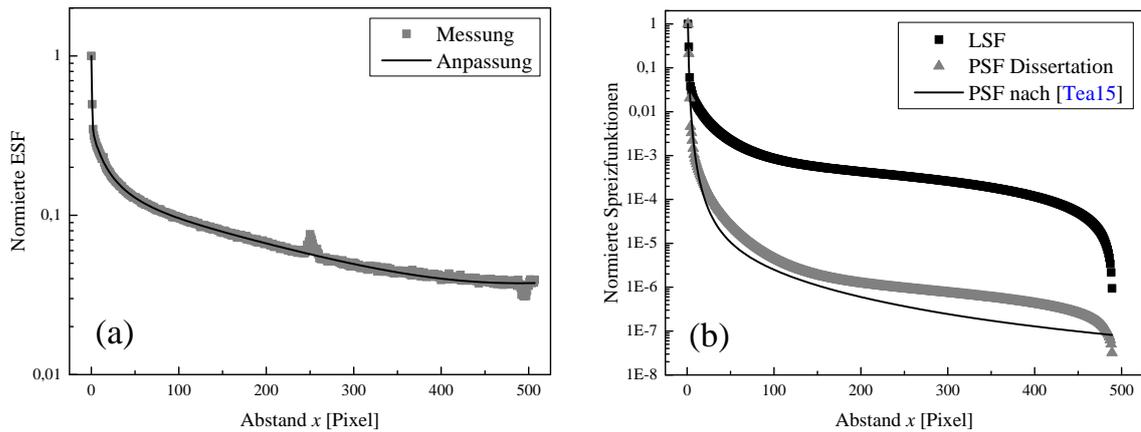


Abbildung 3.4: (a) Normierte Profile der gemessenen und angepassten ESF. (b) Normierte Profile der LSF, der PSF nach [Tea15] und der PSF dieser Arbeit.

einem grau-gestrichelten Rechteck markiert. Das lokale Maximum in der Mitte der gemessenen ESF ist hervorgerufen durch Streuung der emittierten Lumineszenz an der Kontaktschiene. Für die weitere Anpassung wird dieser Bereich vernachlässigt. Als Anpassfunktion für den Logarithmus der gemessenen ESF über dem Logarithmus der x -Achse wird hier ein Polynom 11. Ordnung gewählt. Es stellt sich heraus, dass die Anpassung der ersten acht Messpunkte nur unzureichend genau ist. Der Grund ist die logarithmische Darstellung der x -Achse mit linearem Abstand. Die Dichte der Datenpunkte nimmt mit steigendem Abstand vom Ursprung zu. Somit ist die Wichtung der Datenpunkte nahe am Ursprung gering. Eine Rauschminderung der ersten acht Datenpunkte stellt sich als nicht notwendig heraus, da bei ihnen die Signale deutlich über dem Messrauschen liegen. Deshalb werden diese ersten acht Datenpunkte direkt zur Berechnung der LSF verwendet. Die direkte Verwendung der ersten Datenpunkte und der zuvor erwähnte laterale Versatz des EL-Profiles führen zu einer Erhöhung der Genauigkeit der aus der ESF berechneten LSF. Abb. 3.4(a) zeigt die angepasste ESF, mit der die LSF berechnet wird. Die Ableitung der angepassten ESF führt zur LSF, die in Abb. 3.4(b) dargestellt ist. Die Ableitung wird durch paarweise Subtraktion wie in [Tea15] berechnet.

Wie bereits erwähnt ist das LSF-Profil in x -Richtung als die Summe der zweidimensionalen PSF-Matrix in y -Richtung definiert. Zur besseren Darstellung werden die LSF und PSF jeweils im Ursprung auf 1 normiert. Die LSF und die PSF sind symmetrische Funktionen. Diese sind bis zu einem bestimmten Radius R definiert. Die symmetrische PSF ist von $-R < x < R$ mit dem Ursprung $x = 0$ definiert. In dieser Arbeit ist allerdings nur der Bereich von $0 < x < R$ gezeigt. In der ersten Näherung wird in dem hier entwickelten iterativen Verfahren zur Berechnung der PSF nach [Bre16c] die normierte LSF als radiale PSF(r) angenommen:

$$PSF^{(1)}(r) = LSF(r) \quad (3.1)$$

Aus der radialen PSF(r) wird folgend in der ersten Näherung mit $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ die zweidimensionale PSF¹(x, y) konstruiert. Werte von r zwischen den definierten Werten der radialen PSF(r) sind kubisch interpoliert und für $r > R$ als Null angenommen. Aus der zweidimensio-

nenalen $PSF^{(1)}(x, y)$ wird in dieser ersten Näherung die resultierende LSF berechnet:

$$LSF^{(1)}(x) = \frac{\sum_{n=-R}^R PSF^{(1)}(x, n)}{\sum_{n=-R}^R PSF^{(1)}(1, n)} \quad (3.2)$$

Der Nenner in Gl. (3.2) dient zur Normierung des Ursprungs. Diese LSF ist wesentlich breiter als die gemessene LSF. Nun wird ein Korrekturfaktor $A_{SF}(x)$ eingeführt, der den Fehler zwischen berechneter und gemessener LSF beschreibt:

$$A_{SF}(x) = \frac{LSF(x)}{LSF^{(1)}(x)} \quad (3.3)$$

Mit diesem Faktor wird die zuvor bestimmte radiale $PSF(r)$ dieser Näherung korrigiert, wodurch sich die radiale $PSF(r)$ der nächst höheren Ordnung ergibt:

$$PSF^{(2)}(r) = [1 - m(1 - A_{SF}(r))]PSF^{(1)}(r) \quad (3.4)$$

Der Faktor m regelt die Konvergenz-Geschwindigkeit. Ein zu großer Wert von m führt zu Oszillationen in den Iterationen. Wird m zu klein gewählt, ist eine erhöhte Anzahl an Iterationen notwendig, um eine Konvergenz zu erreichen. In dieser Arbeit wird ein Wert von $m = 0,5$ gewählt. Aus dieser korrigierten radialen $PSF(r)$ wird die zweidimensionale $PSF^{(2)}(x, y)$ der nächst höheren Ordnung 2 berechnet. Die Gln. (3.2) bis (3.4) werden als Schleife bis zur Konvergenz wiederholt. Für $m = 0,5$ wird nach 30 Iterationen eine Konvergenz erreicht. Dies ist in der Entwicklung des Korrekturfaktors $A_{SF}(x)$ als Funktion der Anzahl an Iterationen in Abb. 3.5 gezeigt, wobei $A_{SF}(x) = 1$ eine exakte Übereinstimmung bedeutet. Nach 30 Iterationen liegt die Abweichung unterhalb von 0,1 %. An dieser Stelle ist zu erwähnen, dass, wenn anstelle der gemessenen LSF die PSF nach [Tea15] als Start für die erste Näherung in Gl. (3.1) eingesetzt wird, die gleiche Genauigkeit bereits nach zwei Iterationen erreicht wird. Die resultierende PSF dieser Arbeit und die PSF durch Rücksubstitution nach [Tea15] sind in Abb. 3.4(b) dargestellt. Es sind zwei wesentliche Unterschiede zu erkennen: Erstens weisen beide eine unterschiedliche Verhaltensweise im Bereich großer Distanzen vom Ursprung auf. Die PSF dieser Arbeit konvergiert am Rand gegen Null, die PSF nach [Tea15] hingegen zeigt einen geringeren Abfall. Diese

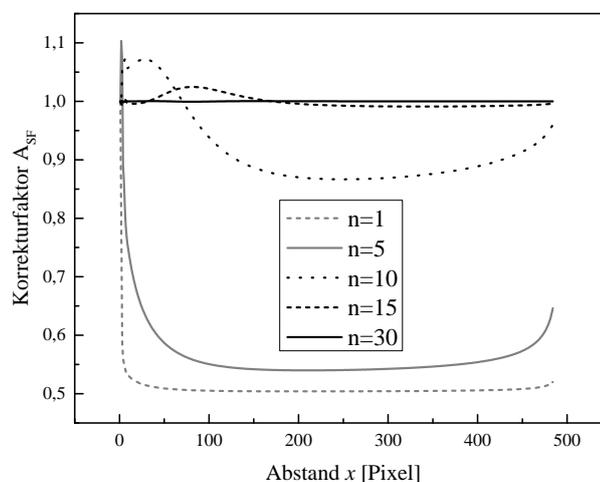


Abbildung 3.5: Entwicklung des Korrekturfaktors $A_{SF}(x)$ als Funktion der Anzahl an Iterationen n .

unterschiedlichen Verhaltensweisen beeinflussen auch den jeweiligen Gradienten für kleine Distanzen. Dies führt zum zweiten wesentlichen Unterschied, dem unterschiedlichen Anstieg nahe des Ursprungs.

3.1.3 Anwendung der Bildentfaltung

Im ersten Abschnitt werden Details zur Bildentfaltung gegeben. Darauf folgt ein Vergleich der Entfaltung mit der PSF nach [Tea15] und mit der in dieser Arbeit entwickelten iterativ bestimmten PSF [Bre16c]. Am Ende wird zusätzlich die Photonenstreuung in einem IR-Detektor für Thermographie-Anwendungen diskutiert.

Das Falten und Entfalten in dieser Arbeit wird mit der kommerziell erhältlichen Software „DECONV“ [Max18] durchgeführt. Diese Software ermöglicht eine schnelle Fourier-Transformation (engl. fast Fourier transform - FFT) unter Verwendung des Wiener-Filters [Wie49], der eine optimale Rauschunterdrückung bereitstellt. Die Erhöhung des Wiener-Filters führt zur Unterdrückung des Signalrauschens bei gleichzeitiger Verringerung der Ortsauflösung. Alternativ kann die Entfaltung iterativ durchgeführt werden. Die Anzahl der Iterationen dient zur Optimierung von Rauschen und Ortsauflösung. Beide Verfahren führen zu ähnlichen Ergebnissen [Tea15], deshalb wird in dieser Arbeit die deutlich schnellere FFT-basierte Methode verwendet.

In Abb. 3.6(b) ist das mit der PSF nach [Tea15] entfaltete EL-Bild dargestellt. Der Bildkontrast und besonders die Bildschärfe der Gridfinger sind im Vergleich zur Messung in (a) deutlich erhöht. Dennoch ist der Effekt der Photonenstreuung nur teilweise kompensiert. Dies

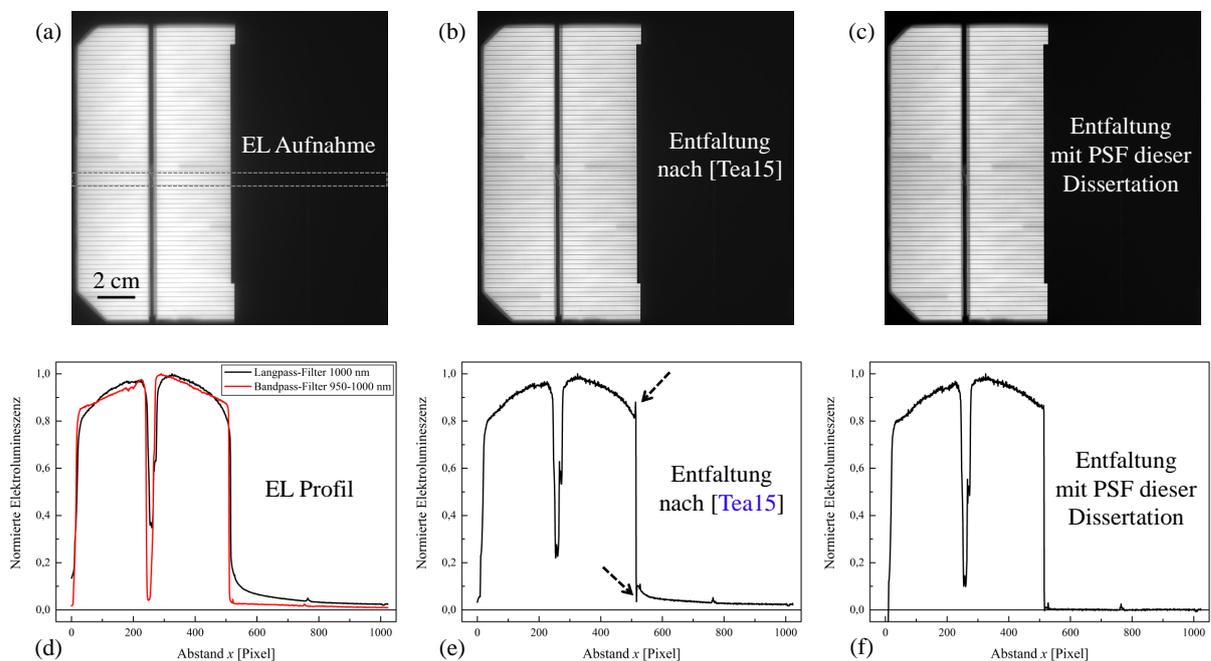


Abbildung 3.6: (a) Gemessenes EL-Bild bei 555 mV, (b) nach Entfaltung mit Methode nach [Tea15], (c) nach Entfaltung mit iterativer Methode [Bre16c], (d) gemessenes EL-Profil mit einem Langpass-Filter 1000 nm von (a) in schwarz und mit einem Bandpass-Filter 950-1000 nm in rot, (e) nach Entfaltung mit Methode nach [Tea15], und (f) nach Entfaltung mit iterativer Methode und homogener Untergrund-Korrektur.

wird im dazugehörigen EL-Profil in (e) deutlich. Das positive und negative Überschwingen an der Lumineszenzkante ist in (e) mit schwarz-gestrichelten Pfeilen markiert und stellt ein Artefakt der Entfaltung mit dieser PSF dar. Dieses Überschwingen kann durch eine Erhöhung des Wiener-Filters auf Kosten der Ortsauflösung und des Grads der Entfaltung verringert werden. Die Photonenstreuung wird durch die nach [Tea15] bestimmte PSF also nur teilweise kompensiert. Der Grund für diesen Fehler in der Methode der Rücksubstitution ist vermutlich ein falsch abgeschätzter Beitrag der PSF zur LSF für kleine radiale Distanzen bezogen auf den Ursprung. Dieser Fehler entsteht durch den großen Gradienten in der Nähe des Ursprungs der PSF, die Messunsicherheit der Daten durch Rauschen und durch die Annahme perfekter radialer Symmetrie.

Die Entfaltung des gemessenen EL-Bilds mit der iterativ bestimmten PSF führt im verschatteten Bereich nicht exakt zu einem Signal von Null. Es wird ein restliches Untergrundsignal von etwa 2 % sichtbar. Dieses ist auch am rechten Rand des EL-Profiles von Abb. 3.6(e) nach der Entfaltung nach [Tea15] erkennbar. Zusätzlich verläuft das EL-Profil des gemessenen EL-Bilds am rechten Rand horizontal mit einem Untergrundsignal verschieden von Null. Das ist der Grund, weshalb sich die LSF am rechten Rand der Null annähert und die ESF nicht. Im Folgenden sollen einige mögliche Ursachen für ein homogenes Untergrundsignal benannt werden. Es wird vermutet, dass das Untergrundsignal durch nicht-lokale (diffuse) Photonenstreuung im Detektor und in der Optik entsteht und bereits vor dem Detektor zu einem homogenen Photonenfeld führt. Vermutlich sind Störungen im Strahlengang die Quelle der Lichtstreuung, hervorgerufen durch Staub auf den Linsen, unzureichende Politur, Kratzer oder Rückstreuung der Blenden. Eine weitere mögliche Ursache kann eine Elektronendiffusion in der nicht-verarmten photosensitiven Schicht des Detektors sein. Dieses homogene Untergrundsignal wird als nicht-lokales Phänomen interpretiert. Somit wird ein proportionaler Zusammenhang zur Summe der detektierten Lumineszenz und dadurch zum Mittelwert der Bilddaten hergestellt. Es wird in dieser Arbeit vorgeschlagen, einen prozentualen Anteil O des Mittelwerts $\langle F^{entf}(x,y) \rangle$ von den entfaltenen Bilddaten $F^{entf}(x,y)$ zu subtrahieren. Für die verwendeten Optiken ergibt sich O zu 5,47 %:

$$F^{korr}(x,y) = \frac{F^{entf}(x,y) - O \langle F^{entf}(x,y) \rangle}{1 - O} \quad (3.5)$$

Der Nenner in Gl. (3.5) gewährleistet den gleichen Mittelwert für die korrigierte Aufnahme $F^{korr}(x,y)$. Abb. 3.6(c) und (f) zeigen das mit der PSF aus Abb. 3.4(b) entfaltete und nach Gl. (3.5) Untergrundsignal-korrigierte EL-Bild und EL-Profil. Die entfaltenen EL-Bilder in den Abb. 3.6(b) und (c) sehen sehr ähnlich aus, allerdings ist im EL-Profil in (f) kein Überschwingen an der Lumineszenz-Kante zu erkennen. Zudem sind die entfaltenen Daten im gesamten abgeschatteten Bereich nahe Null. Dies ist der Beweis, dass die in dieser Arbeit entwickelte Methode zur Bestimmung der PSF und die Untergrundsignal-Korrektur zur richtigen Rekonstruktion der emittierten Lumineszenz führen. Das lokale Maximum in der Mitte des abgeschatteten Bereichs ist die Kontaktschiene. Zusätzlich ist ein kleineres lokales Maximum nahe der Lumineszenz-Kante erkennbar. Dabei handelt es sich um die Kante zwischen der geschwärzten Metallplatte und dem schwarzem Karton, was zu einer geringen Streuung horizontaler Lichtanteile in die Kamera führt. Beide Maxima sind auch im entfaltenen EL-Bild in (e) sichtbar. Im Bereich des linken Busbar ist das Signal nicht auf Null reduziert. Der Grund ist die dreidimensionale Struktur der Stromschiene, die zu zusätzlicher Streuung führt.

Abschließend ist in Abb. 3.6(d) in rot das EL-Profil der halbabschatteten monokristallinen Solarzelle für die Bandpass-Filter 950-1000 nm gezeigt. Die Verschmierung ist deutlich

geringer gegenüber dem schwarzen Profil der Langpass-Filter 1000 nm. Diese starke Wellenlängenabhängigkeit bestärkt die Vermutung aus Kapitel 3.1.1, dass die Ursache der Verschmierung des Lumineszenzsignals primär die Streuung langwelliger Photonen an der aufgerauten Rückseite der Verarmungszone („Fringe-Unterdrückung“ [And18c]) ist.

Photonenstreuung im InSb IR-Detektor

Im Rahmen der Dissertation wird nicht nur die Photonenstreuung von Si-basierten Detektoren mit verschiedenen optischen Filtern untersucht. Ein ähnliches Experiment zur Bestimmung der Punktpreisfunktion wird auch am InSb-Detektor des LIT-Systems durchgeführt. Für die Untersuchung von Solarzellen mittels LIT wird typischerweise das mittlere IR-Spektrum im Bereich von 3 bis 5,5 μm untersucht. Dabei ist zu erwähnen, dass das Maximum der thermischen Strahlung bei 300 K etwa bei 10 μm liegt, das exponentiell zu geringeren Wellenlängen abnimmt [Bre10a]. Für die experimentelle Bestimmung der ESF wird eine 2 mm dicke Graphit-Platte der Maße 85 x 15 mm² mit 0,8 A bei 3 Hz gepulst bestromt. Dies führt zu einer Temperaturmodulation von etwa 50 mK. Ein Vorteil der Lock-in Technik bietet sich dahingehend, dass hier alternativ die LSF direkt gemessen werden kann. Hierfür wird ein mit Kerzenruß geschwärzter Eisendraht zur Erhöhung der Emissivität ebenfalls mit 0,8 A bei 3 Hz gepulst bestromt. Die Temperaturmodulation führt zu einer Amplitude von etwa 60 mK.

Die iterative Methode der Gln. (3.1) bis (3.4) zur Berechnung der PSF findet auch für dieses Experiment Anwendung. Der Effekt der Entfaltung von DLIT-Aufnahmen ist mit kleiner 10 % deutlich geringer im Vergleich zum Lumineszenz-Imaging (bis zu 40 % ohne Bandpass-Filter). Es wird geschlussfolgert, dass die Korrektur der Photonstreuung für die herkömmliche DLIT-Auswertung nach [Bre11a] nicht notwendig ist, da diese im Bereich der Messgenauigkeit liegt. Wenn jedoch nur kleine Zellbereiche untersucht werden, kann die Bildentfaltung eine signifikante Verbesserung darstellen. Beispielhaft ist hier die Untersuchung der Dunkelstromdichte an Korngrenzen von Reißland et al. [Ris12] zu nennen. Für weitere Ergebnisse und Details zur Korrektur der Photonstreuung im InSb IR-Detektor sei auf die Publikation Frühauf et al. [Frü17b] verwiesen.

3.2 Laplace-Methode

Die Bestimmung der Sperrsättigungsstromdichte J_{01} mit der Laplace-Methode nach Glatthaar et al. [Gla09, Gla10a] berücksichtigt den verteilten Charakter des Serienwiderstands und beruht nicht auf dem vereinfachten Modell unabhängiger Dioden. Die Laplace-Methode beruht auf der Auswertung des horizontalen Stromflusses im Emitter. In dieser Methode wird die lokale vertikale Stromdichte aus der Differenz der Ströme berechnet, die in einen Pixel hinein- oder herausfließen. Jedes Pixel (i, j) besitzt 4 benachbarte Pixel, die durch einen homogen angenommenen Emitter-Schichtwiderstand R_{Sh}^{em} (in Ω_{\square}) verbunden sind. Die Finite-Differenz-Methode nach Glatthaar et al. [Gla09, Gla10a] berechnet aus der Emitterspannung V_{em} lokal die vertikale Stromdichte zu:

$$J_{i,j} = \frac{V_{em,i-1,j} + V_{em,i+1,j} + V_{em,i,j-1} + V_{em,i,j+1} - 4V_{em,i,j}}{R_{Sh}^{em} A_Z} \quad (3.6)$$

Die differentielle Formulierung von Gl. (3.6) für eine kontinuierliche Fläche lautet nach [Gla09, Gla10a]:

$$J_i = \frac{\Delta V_{em,i}}{R_{Sh}^{em}}. \quad (3.7)$$

An dieser Stelle sei $\Delta = \nabla^2 = \text{div}(\text{grad})$ der Laplace-Operator, der zur zweiten Ableitung der Emitterspannung V_{em} in den Richtungen x und y führt. Das Messrauschen limitiert die praktische Anwendung der Laplace-Methode, da die zweifache Ableitung durch den Laplace-Operators das Rauschen stark erhöht. Deshalb wurde in [Gla09, Gla10a] die Finite-Differenz-Methode nach Gl. (3.6) nicht direkt verwendet. Es erfolgte in einem ersten Schritt eine quadratische Anpassung über 11×11 Pixel der Bilddaten, bevor Gl. (3.7) Anwendung fand. An dieser Stelle ist zu erwähnen, dass die Finite-Differenz-Methode nach Gl. (3.6) einer Faltung mit dem diskreten Laplace-Filter entspricht. Durch die Verwendung eines „Laplacian of Gaussian (LoG)“, einer speziellen Form des diskreten Laplace-Filters, kann durch eine geeignete Wahl der Standardabweichung σ eine Glättung mit der Gauß-Funktion zur Rauschverringern durchgeführt werden [Gun99]. Alternativ kann eine 2×2 Pixel-Zusammenfassung zur Rauschverminderung beitragen. Dadurch verringert sich die Auflösung beispielhaft von 1024×1024 auf 512×512 Pixel.

Aus der lokalen Stromdichte J_i wird mit der auf ein Ein-Dioden-Modell mit Photostromdichte reduzierten Gl. 2.3 die Sperrsättigungsstromdichte J_{01} berechnet. Die Photostromdichte J_{sc} wird vereinfacht als homogen angenommen. Alternativ kann eine LBIC-basierte J_{sc} -Verteilung verwendet werden. Es hat sich herausgestellt, dass die vereinfachte Annahme einer homogenen Photostromdichte zu einem vernachlässigbar kleinen Fehler im Laplace- J_{01} führt. Der Grund ist, dass unter V_{oc} -Bedingung in Bereichen geringer Lebensdauer die lokale Dunkelstromdichte die mittlere Photostromdichte um ein Vielfaches übersteigt, während die Lebensdauer-bedingten Unterschiede von J_{sc} nur maximal einige 10 % betragen. Um das J_{01} mit der Laplace-Methode quantitativ richtig zu berechnen, ist es notwendig, die lokale Emitterspannung so exakt wie möglich zu bestimmen. V_{em} ist die Summe aus der mit Lumineszenz bestimmbaren lokalen Diodenspannung und dem Spannungsabfall über dem Basismaterial und dem Rückseitenkontakt, im Folgenden als Rückseitenspannung $V_{Rücks}$ bezeichnet. Bisher war es nicht möglich, die Rückseitenspannung experimentell zu bestimmen und zu berücksichtigen. Der Einfluss der Rückseitenspannung und eine Möglichkeit diese zu berücksichtigen wird am Ende dieses Kapitels vorgestellt. Wie in [Gla09, Gla10a] wird in den folgenden Beispielen zunächst die Annahme $V_{em} = V_d$ getroffen, die für eine homogene J_{01} -Verteilung gerechtfertigt ist. In [Bre15b] wurde durch realistische zweidimensionale Simulationen gezeigt, dass die Annahme $V_{em} = V_d$ zu einem Überschwingen an scharfen Kanten ausgedehnter J_{01} -Defekte führt. In dieser Arbeit wird gezeigt, dass das Überschwingen nur gering ausgeprägt ist. Allerdings führt die Annahme $V_{em} = V_d$ unter Vernachlässigung von $V_{Rücks}$ in Gebieten hoher Rekombination zu lokal zu hohen Werten von J_{01} .

In [Bre15b] wurde die Laplace-Methode ohne Korrekturen angewandt und verglichen mit DLIT ein um etwa einen Faktor zwei zu kleines J_{01} bestimmt. Bereits in [Gla09, Gla10a] wurde dieser systematische Fehler festgestellt. Ebenso wie dort wurde in [Bre15b] vermutet, dass die Photonenstreuung im Silizium-Detektor die Hauptursache für die Abweichung ist. Im Rahmen dieser Dissertation wird die Laplace-Methode unter Verwendung der in den vorherigen Kapiteln ausführlich beschriebenen Bildentfaltung angewendet [Frü16a]. Weitere Korrekturen der Laplace-Auswertung und Empfehlungen zur Durchführung werden gegeben.

3.2.1 Einfluss der Bildentfaltung und Filterwahl

Der Einfluss der Bildentfaltung auf die Laplace-Methode soll in einem ersten Beispiel an einer $15,6 \times 15,6 \text{ cm}^2$ standardgefertigten multikristallinen Silizium-Solarzelle mit ganzflächigem Rückseitenkontakt gezeigt werden. Im Folgenden wird die Laplace- J_{01} Auswertung ohne und mit Bildentfaltung angewendet. Hierfür werden bei zwei unterschiedlichen Intensitäten von 0,1 und 1 Sonnenäquivalent die Lumineszenz jeweils unter Leerlauf- und Kurzschlussbedingung gemessen und nach Gl. (2.14) die Netto-PL Bilder berechnet. Die Skalierungsmessung bei 0,1 Sonnenäquivalent dient zur Bestimmung des lokalen Skalierungsfaktors C_i nach Gl. (2.14) unter der Annahme $V_{d,i} = V_{oc}$ mit der gemessenen Leerlaufspannung. Im zweiten Teil dieses Kapitels wird gezeigt, dass diese Kalibriermethode auch bei geringen Ladungsträgerinjektionen von 0,1 oder 0,2 Sonnenäquivalent, wie sie unter anderem in [Hau09, Gla10a] verwendet wurde, lokal zu relativen Fehlern im C_i von bis zu 50 % führt. Der Grund sind laterale Ausgleichsströme, die zu lokalen Spannungsabfällen über den lateralen Serienwiderstand führen. Um die unterschiedlichen Korrekturen und Erweiterungen der Laplace-Methode zu quantifizieren, soll mit diesem ersten Beispiel nur der Einfluss der Photonenstreuung im Detektor und die spektrale Abhängigkeit der detektierten Lumineszenz auf die Laplace-Methode untersucht werden. Abb. 3.7(a) zeigt die nach Gl. (2.14) gemessene lokale Diodenspannung V_d unter V_{oc} -Bedingung bei einer Intensität von einer Sonne unter Verwendung der 1000 nm Langpass-Filter. Die lokale Diodenspannung unter Leerlaufbedingung ist stark inhomogen verteilt. Der Gesamtstrom der Solarzelle ist Null, allerdings führen laterale Ausgleichsströme zu lokalen Spannungsabfällen über den lateralen Serienwiderstand. Diese Inhomogenitäten sind primär durch eine unterschiedliche Materialqualität, einen inhomogenen Serienwiderstand und durch die Verschattung der Vorderseitenmetallisierung hervorgerufen und führen zu lokalen Diodenspannungen, die sich vom globalen V_{oc} der Solarzelle unterscheiden. Die lokalen Dioden werden nicht bei ihrer individuellen Leerlaufspannung betrieben, was die Ursache der lateralen Ausgleichsströme ist. An dieser Stelle ist zu erwähnen, dass auch in einer homogenen monokristallinen Solarzelle lokale Spannungsunterschiede auftreten. Der Grund ist die teilweise Verschattung durch die Vorderseitenmetallisierung, was unter der Metallisierung zu einem lokal verringerten J_{sc} führt. Ein zusätzlich erhöhtes J_{01} unter der Metallisierung verstärkt den Effekt [Won15, Dum17]. Inhomogenitäten im lokalen Serienwiderstand führen zu lokalen V_d größer dem gemessenen V_{oc} der Solarzelle, siehe beispielsweise der helle Streifen oben links in Abb. 3.7(a), hervorgerufen durch eine Unterbrechung des Vorderseitenfingers. Bereiche lokal geringerer Ladungsträgerlebensdauer (hohes J_{01}) führen hingegen zu einer Verringerung des lokalen V_d . Die Anwendung des Laplace-Operators auf V_d liefert mit dem angenommenen Emitter-Schichtwiderstand $R_{Sh}^{em} = 50 \text{ } \Omega_{\square}$ nach Gl. (3.7) die lokale Stromdichte J_i . Aus J_i wird mit der auf ein Ein-Dioden-Modell mit der Photostromdichte reduzierten Gl. (2.3) die Sperr-sättigungsstromdichte J_{01} berechnet und in Abb. 3.7(d) gezeigt. Die Photostromdichte wird homogen als $J_{sc} = 34 \text{ mA/cm}^2$ angenommen, was der gemessenen Kurzschlussstromdichte entspricht. Als Vergleich dient das bei 50 Hz gemessene DLIT-basierte J_{01} in (i). Es ist zu erkennen, dass die Bereiche schlechter Materialqualität (hohes J_{01}) nach der Laplace-Auswertung, verglichen mit DLIT, ein deutlich geringeres J_{01} aufweisen. Zusammenfassend ist der Kontrast der Laplace-basierten Sperr-sättigungsstromdichte deutlich geringer als die der DLIT-Auswertung. Eine Ursache hierfür ist die Photonenstreuung im Silizium-Detektor [Frü16a]. Um diese zu berücksichtigen, werden die Lumineszenz-Aufnahmen mit der iterativ bestimmten PSF für die 1000 nm Langpass-Filter entfaltet. Die resultierende Verteilung der lokalen Diodenspannung ist in Abb. 3.7(b) in der gleichen Skalierung wie in (a) dargestellt. Die Bildentfaltung führt zu

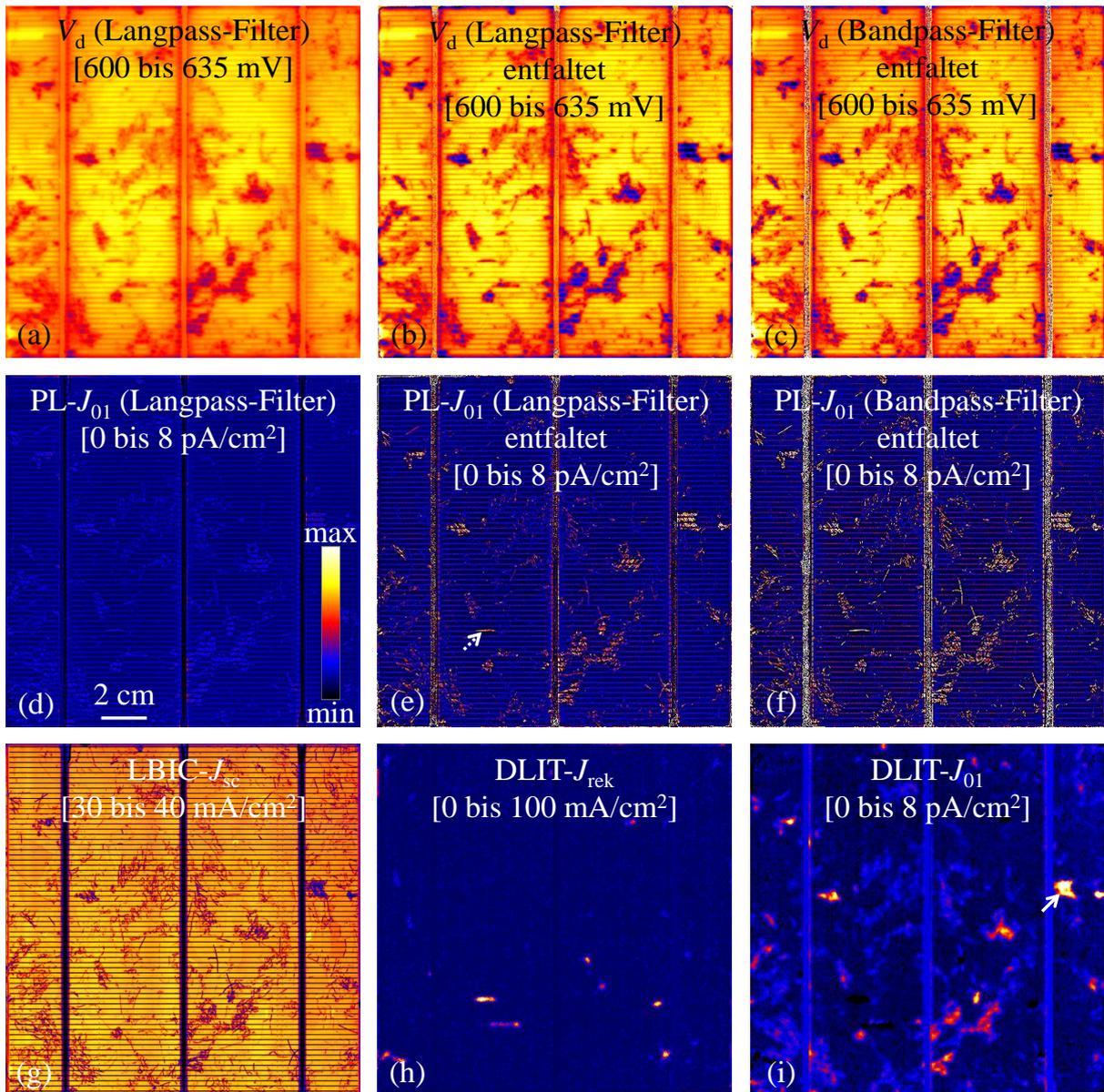


Abbildung 3.7: Lokale Diodenspannung V_d bei einer Sonne unter $V_{oc} = 619$ mV (a) mit Langpassfilter, (b) mit Langpassfilter nach Entfaltung und (c) mit Bandpassfilter nach Entfaltung. Laplace-basiertes J_{01} (d) mit Langpassfilter, (e) mit Langpassfilter nach Entfaltung und (f) mit Bandpassfilter nach Entfaltung. (g) LBIC-basiertes J_{sc} , (h) DLIT-basiertes J_{rek} bei 600 mV und (i) DLIT-basiertes J_{01} .

einer signifikanten Kontrasterhöhung. Das lokale V_d in Defektregionen ist nach der Bildentfaltung deutlich geringer und erscheint optisch mit einer höheren Ortsauflösung. Die Laplace-Auswertung führt durch den erhöhten Gradienten von V_d zu einem kontrastreicherem J_{01} , siehe Abb. 3.7(e). Die J_{01} -Maxima weisen eine bessere Übereinstimmung mit dem DLIT- J_{01} auf. Dennoch, die dominierende Defektregion am rechten Busbar (siehe weißer Pfeil in (i)) weist ein DLIT-gemessenes J_{01} von 10 pA/cm² auf, das der Laplace-Auswertung ohne und mit Bildentfaltung beträgt hingegen nur 2 bzw. 6 pA/cm². Die Ursachen für die verbleibende Differenz und mögliche Korrekturen werden in diesem Kapitel nachfolgend gegeben und diskutiert. Die Laplace-basierte Auswertung nach Gl. (3.7) funktioniert nur in der freien Emittierfläche und

führt in den Positionen in der Nähe und unter den Gridfingern zu Artefakten. Der Grund ist ein unterschiedlicher lateraler Widerstand unter der Vorderseitenmetallisierung. Zusätzlich tritt ein Stromfluss aus den Gridfingern in die freie Emitterfläche auf. Unter offener Klemmspannung fließen Ausgleichsströme aus Bereichen guter Kristallqualität in die Gridfinger und in defektreichen Regionen aus dem Grid heraus. Das führt in den Positionen der Gridfinger zu einem überbewerteten Laplace- J_{01} in guten Gebieten und zur Unterbewertung in Defektregionen, siehe Abb. (3.7)(e). Weiterhin führen die metallisierten Bereiche zu einer Abschattung der emittierten Lumineszenz. Das gemessene V_d in Gridfinger-Position, das für die Laplace-Auswertung verwendet wird, ist möglicherweise durch den Abschattungseffekt fehlerbehaftet. Das resultierende Laplace- J_{01} in Bereichen der Vorderseitenmetallisierung ist stark artefaktbehaftet.

Das Laplace- J_{01} zeigt zusätzlich ein Signal (horizontaler heller Streifen), das in Abb. 3.7(e) mit einem weiß-gestrichelten Pfeil markiert ist. Dieses Signal ist weder in der LBIC-basierten Photostromdichte in (g) noch im DLIT- J_{01} in (i) zu erkennen. Die spannungsabhängige DLIT-Auswertung mit der Software „Local I-V 2“ [Bre11a, Max18] identifiziert dieses Maximum als Rekombination in der Verarmungszone (J_{02} -Typ Defekt), das durch die Rekombinationsstromdichte J_{rek} beschrieben wird. Die Verteilung der Rekombinationsstromdichte bei der höchsten DLIT-Spannung $V_3 = 0,6$ V ist in Abb. 3.7(h) gezeigt. Höchstwahrscheinlich ist dieser Defekt ein schwacher Kratzer parallel zu den Gridfingern, da Kratzer als Ursache für J_{02} -Typ Defekte bekannt sind [Bre11b]. Auch die anderen J_{02} -Typ Defekte in (h) sind in (e) erkennbar. Der Grund ist, dass durch das Ein-Dioden-Modell der Laplace-Methode die lokale Dunkelstromdichte durch eine effektive Sperrsättigungsstromdichte beschrieben wird. Die Laplace-Auswertung berechnet den gesamten Stromfluss im Emitter, der auch J_{02} - (und ohmsche) Beiträge beinhaltet. Das zeigt das Potential dieser Methode, die unterschiedlichen Dunkelstromanteile zu separieren. Bisher konnten J_{rek} -Defekte mit Photolumineszenz nicht zuverlässig bestimmt werden [Bre11b, Bre13c]. Da diese nicht die Eigenschaften der Basis beeinflussen, sind J_{02} -Typ Defekte nur schwach in Lumineszenz-basierten Methoden zu detektieren oder werden fälschlicherweise als Inhomogenität des lokalen Skalierungsfaktors C_i bewertet. Allerdings ist die Laplace-Auswertung durch das geringe Signal-Rausch-Verhältnis limitiert.

In den vorherigen Absätzen konnte der Einfluss der Photonenstreuung im Silizium-Detektor auf die Laplace-Methode quantifiziert werden. Ein weiterer Verschmierungseffekt durch Photonenstreuung tritt in der Solarzelle auf. Es bietet sich an, einen Bandpassfilter 950-1000 nm für die Detektion des kurzwelligen Spektrums der Lumineszenz zu verwenden. Dadurch wird die Photonenstreuung im Silizium-Detektor vermindert und die Bildentfaltung ist weniger notwendig, siehe Kapitel 3.1.3. Der geringere Einfluss der Bildentfaltung verstärkt zudem das Rauschen durch die Anwendung des Laplace-Operators nur geringfügig. Ein zusätzlich signifikanter Vorteil des kurzwelligen Lumineszenzspektrums ist die geringere Photonenstreuung innerhalb der Solarzelle, die nicht durch eine Bildentfaltung berücksichtigt werden kann. Die detektierte Lumineszenz wird zudem oberflächennaher emittiert. Dadurch beeinflussen etwaige Inhomogenitäten der optischen Reflektivität der Rückseite das gemessene C_i weniger, was vor allem für die in Kapitel 3.3 zu beschreibende nichtlineare Fuyuki-Methode wichtig ist. Durch die Verringerung des zusätzlichen Verschmierungseffekts durch die laterale Ausbreitung der Lumineszenz auf der Solarzelle wird der Gradient des nach Gl. (2.14) gemessenen lokalen V_d erhöht. Die Verwendung der Bandpass-Filter hat einen ähnlichen Einfluss auf die Laplace-Methode wie die Bildentfaltung. Das mit den Bandpass-Filtern gemessene V_d ist in Abb. 3.7(c) gezeigt. Die Lumineszenz-Aufnahmen werden mit der zum Bandpass-Filter zugehörigen PSF entfaltet, um den Einfluss vom Detektor zu berücksichtigen. Es weist eine starke Ähnlichkeit zu

(b) auf, zeigt aber eine bessere Ortsauflösung in den Bereichen von beispielsweise Gridfingern und Defektregionen. Das resultierende Laplace- J_{01} ist in (f) dargestellt. Der stärkere Gradient von V_d führt zu einem höheren Kontrast im J_{01} im Vergleich zu (d) und (e). Die Defektregion am rechten Busbar weist einen Wert von 7 pA/cm^2 anstelle der 6 pA/cm^2 in (e) auf.

Weitere Korrekturen der Laplace-Methode werden im folgenden Unterabschnitt dieses Kapitels gezeigt. Diese sind nur teilweise für die in Abbildung 3.7 standardgefertigte Solarzelle mit ganzflächigem Rückseitenkontakt anwendbar. Der Grund ist, dass dieser Zelltyp ein geringeres V_{oc} aufweist, verglichen mit der neueren PERC-Zelltechnologie. Das führt zu vergleichsweise längeren Messzeiten und einem verringerten Signal-Rausch-Verhältnis. Wie bereits erwähnt, wird das Messrauschen durch die Anwendung des Laplace-Operators zusätzlich verstärkt. Deshalb werden die folgenden Untersuchungen an einer PERC-Solarzelle vorgenommen.

3.2.2 Einfluss des lokalen Spannungsabfalls

Im zweiten Unterabschnitt dieses Kapitels wird der lokale Spannungsabfall in der Laplace-Auswertung berücksichtigt. Die herkömmliche Methode zur Bestimmung des Skalierungsfaktors C_i ist die Messung von EL- bzw. PL-Aufnahmen bei einer geringen Ladungsträgerinjektion äquivalent zu 0,1 oder 0,2 Sonnen [Hau09, Gla10a] und der Annahme, dass die lokale Diodenspannung der angelegten Spannung entspricht. Bereits in [Bre15b] wurde festgestellt, dass diese Methode bei multikristallinen Si-Solarzellen zu Fehlern führt und eine Alternative vorgestellt, mit der das C_i aus zwei unterschiedlichen Ladungsträgerinjektionen zu Null Sonnen extrapoliert wird. Die Grundidee basiert darauf, dass der lokale Spannungsabfall ΔV zwischen Busbar und beliebiger Position über den lateralen Serienwiderstand injektionsabhängig ist. Für die Berechnung ist es vorteilhaft, zwei Injektionsniveaus zu wählen, die sich durch einen Faktor zwei unterscheiden. Für die Berechnung des Linear-Response (LR) C_i werden unter V_{oc} -Bedingungen im Rahmen dieser Arbeit die zwei Intensitäten 0,1 und 0,2 Sonnenäquivalent gewählt. Das Maß für die Intensität ist jeweils der gemessene Photostrom im Kurzschlussfall. Unter dieser Bedingung unterscheiden sich die lokalen Diodenspannungen $V_d^{(1)}$ und $V_d^{(2)}$ von den gemessenen offenen Klemmspannungen $V_{oc}^{(1)}$ und $V_{oc}^{(2)}$ durch die zwei Spannungsabfälle $\Delta V^{(1)}$ und $\Delta V^{(2)}$, die unbekannt und von den lateralen Ausgleichsströmen und Serienwiderständen abhängig sind. Unter der Annahme, dass alle lokalen Spannungsabfälle direkt proportional zur Beleuchtungsintensität sind, ist in jeder Position (für die gewählten Intensitäten) $\Delta V^{(2)} = 2\Delta V^{(1)}$ gültig. Dieses Linear-Response Prinzip wurde bereits von Carstensen et al. [Car14, Car15] und Wagner et al. [Wag11, Wag13, Wag16] für die Interpretation von PL-Messungen verwendet. Breitenstein et al. [Bre15b] hatten herausgefunden, dass der Spannungsabfall nicht linear von der Injektion abhängt. Der Grund ist der verteilte Charakter des Serienwiderstands. Das sublineare Verhalten von ΔV in Abhängigkeit der Injektion wird durch einen Nichtlinearitätsparameter X beschrieben, der Werte zwischen 0 und 1 annimmt. In [Bre15b] wurde dieses Verhalten durch folgende Gl. beschrieben:

$$\Delta V^{(2)} = (1 + X)\Delta V^{(1)} \quad (3.8)$$

In [Bre15b] wurde gezeigt, dass der Wert von X unter anderem von der Beleuchtungsintensität abhängt. Für sehr geringe Intensitäten nimmt X den Wert 1 an, was dem Linear-Response Prinzip entspricht. Mit steigender Intensität verringert sich X . An dieser Stelle ist zu erwähnen, dass der Fehler zur Bestimmung von C_i mit sinkender Intensität geringer wird. Messtechnisch ist die

Methode durch das Signal-Rausch-Verhältnis hin zu geringen Beleuchtungsintensitäten limitiert, was die Anwendung für die Laplace-Methode bei standardgefertigten Silizium-Solarzellen mit ganzflächigem Rückseitenkontakt und geringen V_{oc} , wie im vorherigen Beispiel, nicht praktikabel macht. Das resultierende Laplace- J_{01} wäre zu stark rauschbehaftet. Mit den Gln. (2.14) und (3.8) ergeben sich die Netto-PL Signale unter offener Klemmspannung zu:

$$\Phi^{(1)} = C_i \exp\left(\frac{V_{oc}^{(1)} + \Delta V^{(1)}}{V_T}\right) = C_i \left(\exp\left(\frac{V_{oc}^{(1)}}{V_T}\right) \exp\left(\frac{\Delta V^{(1)}}{V_T}\right) \right) \quad (3.9a)$$

$$\Phi^{(2)} = C_i \exp\left(\frac{V_{oc}^{(2)} + \Delta V^{(2)}}{V_T}\right) = C_i \left(\exp\left(\frac{V_{oc}^{(2)}}{V_T}\right) \exp\left(\frac{(1+X)\Delta V^{(2)}}{V_T}\right) \right) \quad (3.9b)$$

Der Quotient von Gl. (3.9b) und (3.9a) führt zu:

$$\frac{\Phi^{(2)}}{\Phi^{(1)}} = \exp\left(\frac{V_{oc}^{(2)} - V_{oc}^{(1)}}{V_T}\right) \exp\left(\frac{X\Delta V^{(1)}}{V_T}\right) \quad (3.10)$$

Das Einsetzen von Gl. (3.10) in (3.9a) liefert einen Ausdruck für das Linear-Response C_i , das den unbekanntem Spannungsabfall $\Delta V^{(1)}$ nicht mehr enthält [Bre16b]:

$$C_i = \frac{\Phi^{(1)} \exp\left(\frac{-V_{oc}^{(1)}}{V_T}\right)}{\left(\frac{\Phi^{(2)}}{\Phi^{(1)}} \exp\left(\frac{V_{oc}^{(1)} - V_{oc}^{(2)}}{V_T}\right)\right) \frac{1}{X}} \quad (3.11)$$

Ohne Serienwiderstandseffekt würde überall $\Phi \sim \exp(V_{oc}/V_T)$ gelten, der Nenner von Gl. (3.11) wäre unabhängig von X gleich 1 und Gl. (3.11) reduziert sich zu Gl. (2.14). Gl. (3.11) ist auch für Elektrolumineszenz-Messungen gültig. Die offene Klemmspannung V_{oc} muss bei EL durch die angelegte Spannung V ersetzt werden. Die um einen Faktor zwei unterschiedliche Injektion wird durch den jeweiligen Strom bestimmt. Ein ausführlicher Vergleich folgt im nächsten Kapitel 3.3.

Basierend auf realistischen zweidimensionalen Simulationen wurde für die Intensitäten von 0,1 und 0,2 Sonnenäquivalent der Nichtlinearitätsparameter X zu 0,86 abgeschätzt [Bre15b]. Dieser Wert konnte in Frühauf et al. [Frü18a] durch eine weitere Simulation und Modellierung einer gemessenen Solarzelle bestätigt werden. Es ist noch zu erwähnen, dass die C_i -Bestimmung in Gebieten signifikanter ohmscher bzw. J_{02} -Typ Stromflüsse nach Gl. (3.11) nicht korrekt ist. Das Linear-Response Prinzip gilt nur in guter Näherung für ein Ein-Dioden-Modell und somit für einen dominierenden J_{01} -Typ Stromfluss. Für gut-prozessierte Solarzellen sind ohmsche Verluste vernachlässigbar und J_{02} -Typ Defekte nur signifikant in Bereichen, in denen der pn-Übergang durch ausgedehnte Defekte durchstoßen wird, wie an den Zellrändern oder hervorgerufen durch Oberflächenkratzer [Bre13a, Bre13b].

In diesem zweiten Unterabschnitt des Kapitels wird eine von Trina Solar [Tri18] zur Verfügung gestellte Silizium-Solarzelle, aus hochreinem multikristallinen Material, untersucht. Diese Solarzelle ist im Labor mit der PERC-Technologie gefertigt und besitzt lokale, punktförmige

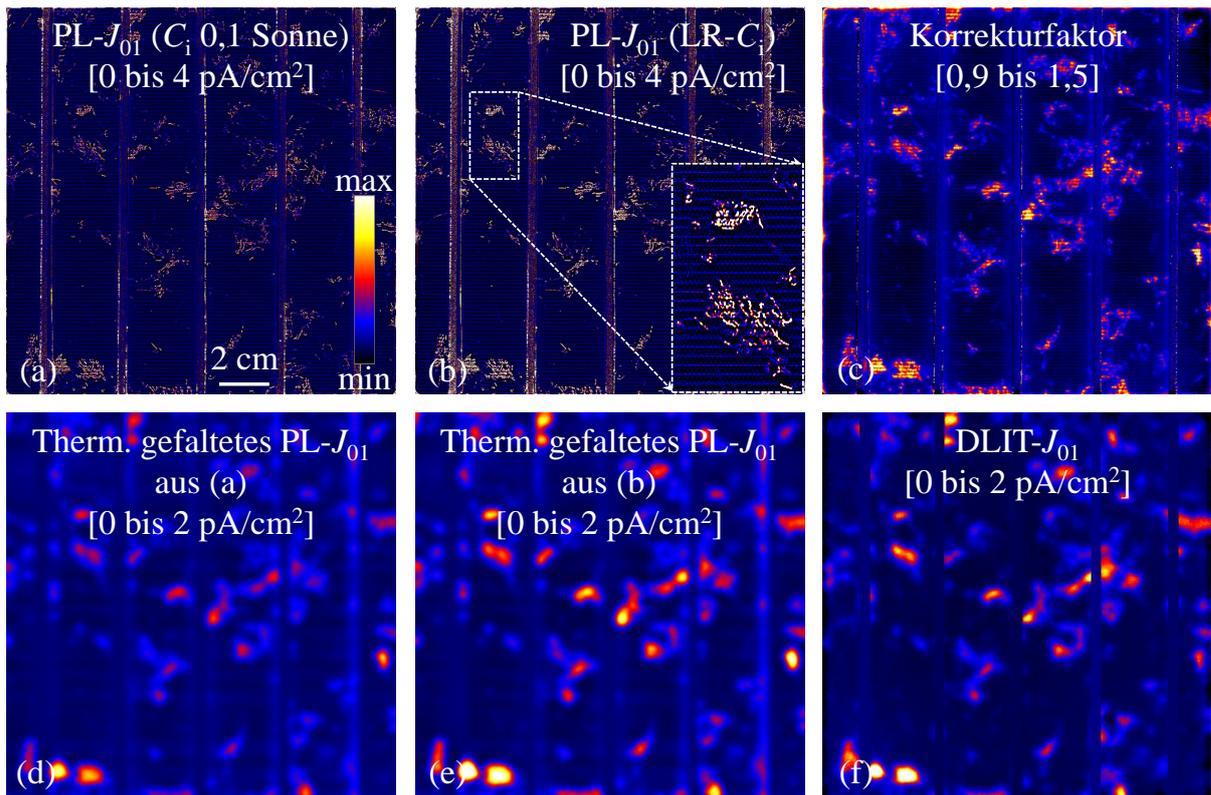


Abbildung 3.8: (a) Laplace- J_{01} basierend auf dem C_i aus 0,1 Sonnenäquivalent, (b) Laplace- J_{01} basierend auf dem C_i nach dem Linear-Response Prinzip, (c) Korrekturfaktor für V_{oc} PL-basiertes C_i , (d) thermisch verschmiertes Laplace- J_{01} aus (a) mit 10 Hz, (e) thermisch verschmiertes Laplace- J_{01} aus (b) mit 10 Hz und (f) DLIT-basiertes J_{01} . Die hochauflösten und thermisch verschmierten Laplace- J_{01} Bilder sind unterschiedlich skaliert.

ge Rückseitenkontakte. Photolumineszenz-Messungen werden jeweils unter offener Klemmspannung und unter Kurzschlussbedingung und bei unterschiedlichen Intensitäten von 0,1, 0,2 und 0,9 Sonnenäquivalent mit den Bandpass-Filtern 950-1000 nm durchgeführt. Die Netto-PL Bilder werden mit der für die Bandpass-gefilterte Lumineszenz bestimmten PSF entfaltet, um die Photonenstreuung im Silizium-Detektor zu berücksichtigen. Durch die Detektion des kurzwelligen Anteils der Lumineszenz wird der Einfluss der lateralen Lichtausbreitung in der Solarzelle vermindert. Im Folgenden wird der Einfluss der resistiven Verschmierung auf das Laplace- J_{01} untersucht. Hierfür wird der Skalierungsfaktor C_i in einem ersten Fall wie im vorherigen Teil dieses Kapitels aus dem V_{oc} PL-Bild bei 0,1 Sonnenäquivalent, nach Gl. (2.14) unter der Annahme $V_d = V_{oc}$, bestimmt. Die Anwendung von Gl. (3.7) mit dem vom Hersteller bestimmten Emitter-Schichtwiderstand $R_{Sh}^{em} = 150 \Omega_{\square}$ und einer homogenen Photoströmdichte $J_{sc} = 39,85 \text{ mA/cm}^2$ liefert zusammen mit dem Ein-Dioden-Modell der reduzierten Gl. (2.3) das Laplace- J_{01} , dargestellt in Abb. 3.8(a). Hohe V_{oc} -Werte dieser PERC-Technologie führen zu einer erhöhten Lumineszenz, auch im Niedriginjektionsfall. Außerdem besitzen diese Zellen einen höheren Emitter-Schichtwiderstand von $R_{Sh}^m = 150 \Omega_{\square}$, was ebenfalls zu einem erhöhten Laplace-Signal führt. Das führt zu geringeren Messzeiten und einem besseren Signal-Rausch-Verhältnis. Eine Pixel-Zusammenfassung zur Rauschminderung ist in diesem Beispiel nicht notwendig. Das Laplace- J_{01} ist in einer vollen Auflösung von 1024 x 1024 Pixeln dargestellt. In den Positionen der Gridfinger erscheint das J_{01} wie zuvor beschrieben artefaktbehaftet. Im

vergrößerten Bereich in (b) sind zwischen der Vorderseitenmetallisierung die lokalen punktförmigen Rückseitenkontakte als erhöhtes J_{01} zu erkennen. An den für den Rückseitenkontakt notwendigen lokalen Öffnungen wird durch einen Prozessschritt die Passivierschicht entfernt. Das führt zu einer erhöhten rückseitigen Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit und ist die Ursache für eine geringere effektive Diffusionslänge (erhöhtes J_{01}), siehe Gl. (2.5). Für eine bessere quantitative Vergleichbarkeit mit dem DLIT- J_{01} in Abb. 3.8(f) wird das Laplace- J_{01} in (a) mit der thermischen PSF gefaltet und ist in (d) dargestellt. Vor der Faltung werden die artefaktbehafteten Regionen der Vorderseitenmetallisierung durch gemittelte J_{01} -Werte der Umgebung ersetzt. Diese thermische Verschmierung entspricht der bei der DLIT-Messung verwendeten Lock-in Frequenz von 10 Hz. Es ist darauf zu achten, dass sich die Skalierung des hochaufgelösten Laplace- J_{01} von dem thermisch verschmierten unterscheidet. Das thermisch verschmierte PL- J_{01} in (d) zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem DLIT- J_{01} . Die Defektregionen des thermisch verschmierten Laplace- J_{01} in (d) erscheinen jedoch geringer als beim DLIT- J_{01} . Die bisher verwendeten Korrekturen beinhalten die Bildentfaltung zur Korrektur der Photonenstreuung im Detektor und die Detektion des kurzwelligen Anteils der Lumineszenz durch die Verwendung der Bandpass-Filter 950-1000 nm zur Verringerung der Photonenstreuung auf der Solarzelle.

Im zweiten Fall wird der lokale Spannungsabfall bei der Berechnung des Skalierungsfaktors berücksichtigt. Hierfür wird das Linear-Response C_i aus den V_{oc} Netto-PL Bildern bei 0,1 und 0,2 Sonnenäquivalent nach Gl. (3.11) mit $X = 0,86$ bestimmt. Die offenen Klemmspannungen dieser PERC-Solarzelle betragen 584 bzw. 607 mV, was die Anwendung von Gl. (3.11) praktikabel macht. Zum Vergleich liegen die V_{oc} -Werte der standardgefertigten Solarzelle aus Abb. 3.7 bei nur 554 bzw. 574 mV für die gleichen Beleuchtungsintensitäten. Bereits in [Bre15b] wurde die Berücksichtigung des lokalen Spannungsabfalls an einer standardgefertigten multi-kristallinen Silizium-Solarzelle angewandt. Dort wurden die Netto-PL Bilder bei höheren Beleuchtungsintensitäten von 0,5 und 1 Sonnenäquivalent nach Gl. (3.11) mit $X = 0,56$ verwendet, um das Problem des hohen Messrauschens zu umgehen. Allerdings führt die Bestimmung des C_i im Hochstrom-Regime zu einer starken Nichtlinearität und resultiert in einem größeren Fehler der einfachen Näherung basierend auf Gl. (3.8). Um den Einfluss des lokalen Spannungsabfalls zu quantifizieren, zeigt Abb. 3.8(c) den R_s -Korrekturfaktor als Quotient des korrigierten Linear-Response C_i zu dem lediglich bei 0,1 Sonnenäquivalent bestimmten C_i . Dieser Korrekturfaktor ist von 0,9 bis 1,5 skaliert, was einer Korrektur von -10 bis 50 % entspricht. Nach Gl. (2.14) entspricht das einer maximalen Korrektur der lokalen Diodenspannung von 10,4 mV in den Defektregionen. Mit dem Linear-Response C_i wird das lokale V_d unter offener Klemmspannung und 0,9 Sonnenäquivalent bestimmt und unter Verwendung von Gl. (3.7) das Laplace-basierte J_{01} berechnet, siehe Abb. 3.8(b). Die Berücksichtigung der resistiven Verschmierung führt zu einer weiteren Erhöhung des Gradienten der V_d -Verteilung. Das führt zu einem erhöhten Laplace- J_{01} in den Defektgebieten. Für eine bessere Vergleichbarkeit wird auch dieses PL- J_{01} mit der thermischen PSF gefaltet und ist in Abb. 3.8(e) gezeigt. Das Resultat ist eine sehr gute quantitative Übereinstimmung mit dem DLIT- J_{01} aus (f). Geringe lokale Abweichungen sind unter anderem durch einen J_{02} -Anteil zu erklären [Bre17a]. Wie bereits erläutert, handelt es sich bei dem Laplace- J_{01} um eine effektive Sperrsättigungsstromdichte, die alle Dunkelstromanteile beinhaltet. Zusammenfassend ist zu erwähnen, dass die Anwendung der Laplace-Methode keinen Anpassparameter benötigt und selbstkalibrierend ist. Der einzige freie Parameter ist der meist bekannte bzw. messbare Emitter-Schichtwiderstand.

Im Folgenden soll der Einfluss der Bildentfaltung und des lokalen Spannungsabfalls ver-

glichen und quantifiziert werden. Hierfür werden Simulationsergebnisse aus [Bre15a, Bre15b] eines Symmetrie-Elements einer Solarzelle verwendet. Das simulierte Element stellt einen Bereich zwischen zwei benachbarten Busbars und zwei benachbarten Gridfingern dar. Es wird eine J_{01} -Verteilung angenommen, die homogen 1 pA/cm^2 beträgt und in drei Bereichen lokal auf 3 pA/cm^2 erhöht ist. Diese lokalen Erhöhungen des J_{01} symbolisieren jeweils ein Defektgebiet. Für weitere Details der Simulation sei auf die Arbeiten von [Bre15a, Bre15b] verwiesen.

Im Folgenden wird als Detail nur der mittlere simulierte Defektbereich dargestellt. Die Ergebnisse wurden auszugsweise in Frühauf et al. [Frü16b] publiziert. Abb. 3.9(a) zeigt das berechnete Laplace- J_{01} für unterschiedlich ermittelte Skalierungsfaktoren C_i als Vergleich zum Input- J_{01} (rote Punkte). Die Berechnung des Laplace- J_{01} mit der aus der Simulation bekannten Diodenspannung führt zu einer J_{01} -Verteilung (schwarze Linie), die an den scharfen Kanten vom Input- J_{01} überschwingt, aber in den homogenen Bereichen eine gute Übereinstimmung zeigt. Die Ursache für dieses Überschwingen ist die Annahme $V_{em} = V_d$ in Gl. (3.7), wie es bereits beschrieben wurde. Der Einfluss der lokalen Rückseitenspannung wird im dritten Unterabschnitt dieses Kapitels diskutiert. Aus den simulierten V_{oc} PL-Bildern wird in einem ersten Schritt mit der herkömmlichen Skalierungsmessung bei 0,1 Sonnenäquivalent das C_i bestimmt und das Laplace- J_{01} bei einer Sonne berechnet (schwarz-gestrichelte Linie). Die Annahme, dass bei einer Beleuchtungsintensität von 0,1 Sonnen unter offener Klemmspannung der lokale Spannungsabfall vernachlässigbar klein ist, führt zu einem fehlerbehafteten C_i . Dieser nicht berücksichtigte lokale Spannungsabfall in der Berechnung des C_i führt zu einem zu geringen J_{01} und gleichzeitig zu einem geringeren Überschwingen an den Kanten der unterschiedlich angenommenen Input- J_{01} Verteilung.

In einem zweiten Schritt werden die simulierten V_{oc} PL-Bilder jeweils mit der in Kapitel 3.1.3 iterativ bestimmten Punktspreizfunktionen für Bandpass- bzw. Langpass-gefilterte Lumineszenz gefaltet. Dadurch wird der Einfluss der spektralen Photonenstreuung im Detektor auf die Laplace-Methode simuliert. Die Auswertung erfolgt exakt wie zuvor beschrieben. Die Laplace-Auswertung der mit der PSF für die Bandpass-Filter (BPF) gefalteten Lumineszenz

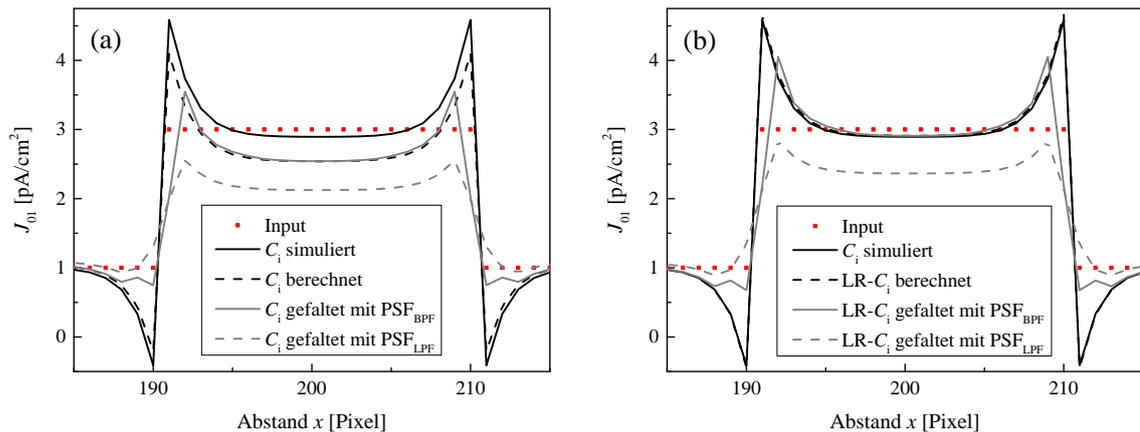


Abbildung 3.9: Laplace- J_{01} Auswertung mit und ohne Einfluss der Photonenstreuung im Silizium-Detektor basierend auf (a) dem C_i aus dem V_{oc} PL-Bild bei 0,1 Sonnenäquivalent und (b) dem Linear-Response (LR) C_i aus den V_{oc} PL-Bildern bei 0,1 und 0,2 Sonnenäquivalent und einem Nichtlinearitätsparameter $X = 0,86$. Die Faltung der simulierten Lumineszenz-Bilder erfolgt mit zwei unterschiedlichen gemessenen Punktspreizfunktionen für die Bandpass-Filter (BPF) und die Langpass-Filter (LPF) aus dem vorherigen Kapitel 3.1.3.

führt zu einem J_{01} (graue Linie), das ähnlich der Auswertung ohne Faltung ist. Das zeigt den geringen Einfluss der Lichtstreuung im Detektor. Differenzen sind in der Nähe der Kanten zu erkennen. Das Überschwingen ist stark verringert. Der Grund ist das Falten mit der PSF, das in diesem Fall einem geringen Glätten gleicht. Der Gradient der Kante wird durch das Glätten verringert. Die simulierten Lumineszenz-Bilder, die mit der für den Langpass-Filter bestimmten PSF verschmiert werden, führen zu einem weiter verringerten Laplace- J_{01} (grau gestrichelte Linie). Das Überschwingen ist zudem weiter verringert. Während bei der Messung mit den Bandpass-Filtern der Einfluss der Photonenstreuung im Detektor nur sehr gering ist, muss diese bei Langpass-gefilterter Lumineszenz berücksichtigt werden.

Für die Ergebnisse in Abb. 3.9(b) wird das Laplace- J_{01} analog zu (a) mit dem Linear-Response Prinzip nach Gl. (3.11) bestimmten C_i ausgewertet. Wie in (a) sind auch in (b) das Input- J_{01} und das aus dem simulierten V_d berechnete Laplace- J_{01} für eine bessere Vergleichbarkeit dargestellt. Das nach Gl. (3.11) mit $X = 0,86$ bestimmte C_i (schwarz-gestrichelte Linie) führt zu einem J_{01} , das mit dem direkt aus der simulierten Diodenspannung berechneten (schwarze Linie) J_{01} sehr gut übereinstimmt. Zur Vollständigkeit sind auch die J_{01} -Verteilungen abgebildet, die aus den mit den zwei unterschiedlichen Punktspreizfunktionen verschmierten Lumineszenz-Bildern resultieren. Auch für diese Auswertung wird das Linear-Response C_i verwendet. Die farbliche Kennzeichnung in (b) entspricht der in (a). Zusammenfassend kann gezeigt werden, dass die Vernachlässigung des lokalen Spannungsabfalls zur Berechnung des C_i und das Verschmieren der Lumineszenz, hervorgerufen durch Streuung langwelliger Photonen im Detektor, die Laplace-Methode quantitativ ähnlich stark beeinflussen.

3.2.3 Einfluss der lokalen Rückseitenspannung

Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird der Einfluss der lokalen Rückseitenspannung $V_{Rücks}$ quantifiziert und eine iterative Methode vorgestellt, um $V_{Rücks}$ zu berücksichtigen [Frü18b]. Die iterative Methode wird an einem Zellausschnitt der in Abb. 3.8 gezeigten PERC-Zelle angewendet. Zuvor wird die iterative Methode zur Bestimmung der lokalen Rückseitenspannung am gleichen Zellausschnitt basierend auf SPICE-Simulationen [Nen14] verifiziert.

Details zur Simulation

In [Bre15a, Bre15b] wurde ein beliebiges Symmetrie-Element mit einer stark vereinfachten J_{01} -Verteilung simuliert. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine SPICE-Simulation [Nen14] für den markierten Zellausschnitt in Abbildung 3.8(b) durchgeführt. Das Zellmodell für die Simulation basiert auf dem Ersatzschaltbild aus [Bre15a] und ist in Abb. 3.10 dargestellt. Das Ersatzschaltbild ist ein quadratisches Netzwerk aus Knoten, die eine lokale Diode mit der Sperrsättigungsstromdichte J_{01} , der Photostromdichte J_{sc} , einem vertikalen Widerstand R_{c1} , der den Basis- und Rückseitenkontakt-Widerstand für den vertikalen Diodenstromfluss repräsentiert und horizontale Widerstände zwischen benachbarten Knoten mit dem Basiswiderstand für den horizontalen Stromfluss unterhalb des Emitters und R_{em} für den horizontalen Emitterstromfluss berücksichtigt. Die Beiträge von J_{02} und G_p sind in der folgenden Simulation vernachlässigt. Ein Knoten entspricht der gemessenen Pixelgröße der PL-Auswertung und beträgt hier $153 \times 153 \mu\text{m}^2$. Alle Knoten, die einen Gridfinger beschreiben, besitzen zusätzlich einen Fingerkontakt-Widerstand R_{c2} und horizontale Gridwiderstände R_{grid} zu den benachbarten Knoten. Die Widerstände sind nach [Bre15a] parametrisiert und mit $R_{c2} = 1,5 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ und

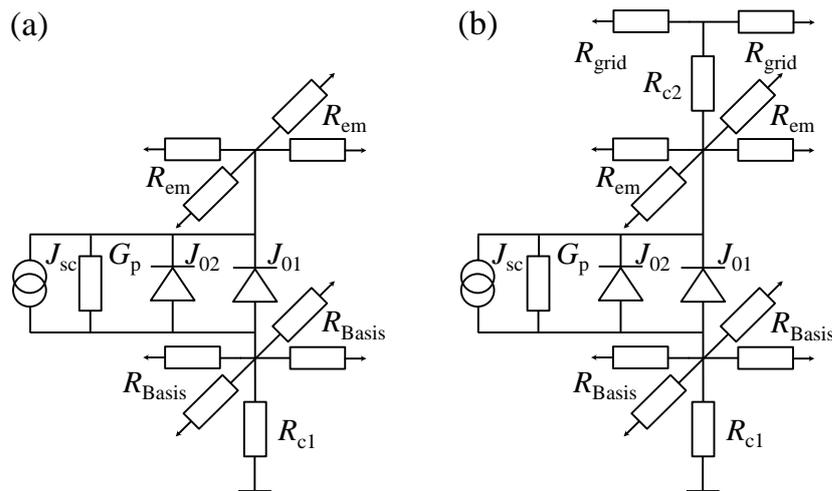


Abbildung 3.10: Elektrisches Ersatzschaltbild für (a) die freie Emittterfläche und (b) unterhalb der Vorderseitenmetallisierung nach [Bre15a].

$R_{grid} = 0,4 \Omega/\text{cm}$ angenommen. Die zu simulierende PERC-Solarzelle besitzt lokal punktförmige Rückseitenkontakte. Die iterative Methode zur Berechnung von $V_{Rücks}$, die im Folgenden eingeführt wird, kann einen inhomogenen lokalen Rückkontakt nicht explizit berücksichtigen. Deshalb wird der Rückseitenkontakt dieser PERC-Zelle durch einen effektiven homogenen Widerstand beschrieben. Aus einer hochauflösenden LBIC-Messung wird der prozentuale Flächenanteil, der einen Aluminiumkontakt repräsentiert, zu 12,5 % abgeschätzt und ein Widerstand für den Rückseitenkontakt von $8,5 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ angenommen. Der Material-Widerstand ist vom Produzenten gegeben und beträgt $1,76 \Omega\text{cm}$. Das führt bei einer Basisdicke von $180 \mu\text{m}$ zusammen mit dem Rückseitenkontakt-Widerstand von $8,5 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ zu einem vertikalen Widerstand R_{c1} von $40 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$. Lokale Rückseitenkontakte erhöhen den Basis-Widerstand zusätzlich durch einen erhöhten lateralen Stromfluss. Der Vergleich von zwei SPICE-Simulationen dieses Zellausschnitts mit einem homogenen ganzflächigen bzw. lokal punktförmigen Rückseitenkontakt hat ergeben, dass näherungsweise ein ganzflächig effektiver vertikaler Widerstand von $R_{c1} = 320 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ äquivalent mit dem lokal punktförmigen Rückseitenkontakt ist. Es ist zu erwähnen, dass es sich an dieser Stelle um Abschätzungen der Kontaktgeometrie und somit um stark vereinfachte Annahmen handelt. Bei exakten Angaben des Hersteller wäre es möglich, den sogenannten „Spreading Resistance“ der Basis nach Saint-Cast [Sai12] für lokale Linien- oder Punktkontakte wesentlich genauer zu berechnen. Für die Sperrsättigungsstromdichte wird die J_{01} -Verteilung dieser PERC-Solarzelle aus dem folgenden Kapitel 3.3 angenommen. Die Photostromdichte wird lokal aus der J_{01} -Verteilung nach Gl. (3.31) aus dem später folgenden Unterkapitel 3.4 berechnet [Bre16a]. Für die Parameter werden die Werte $\langle J_{sc} \rangle = 39,56 \text{ mA}/\text{cm}^2$, $A_{sc} = 7 \cdot 10^9$, $B_{sc} = 0,013$ und $n_{sc} = 1$ angenommen. Wie bereits erwähnt, beeinflusst das inhomogene J_{sc} die Laplace-basierte Auswertung nur geringfügig. Zur Vollständigkeit wird ein inhomogenes J_{sc} in der SPICE-Simulation und auch in der später beschriebenen iterativen Auswertung berücksichtigt.

Abb. 3.11(a) zeigt die für die SPICE-Simulation angenommene J_{01} -Verteilung. Die Verteilung von V_d unter offener Klemmspannung bei einer Sonne ($V_{oc} = 666.6 \text{ mV}$) des Zellausschnitts ist in (b) dargestellt. Die Emitterspannung ist von der V_d -Verteilung nur schwer zu unterscheiden. Beide unterscheiden sich durch den Spannungsabfall über die Rückseite. Die

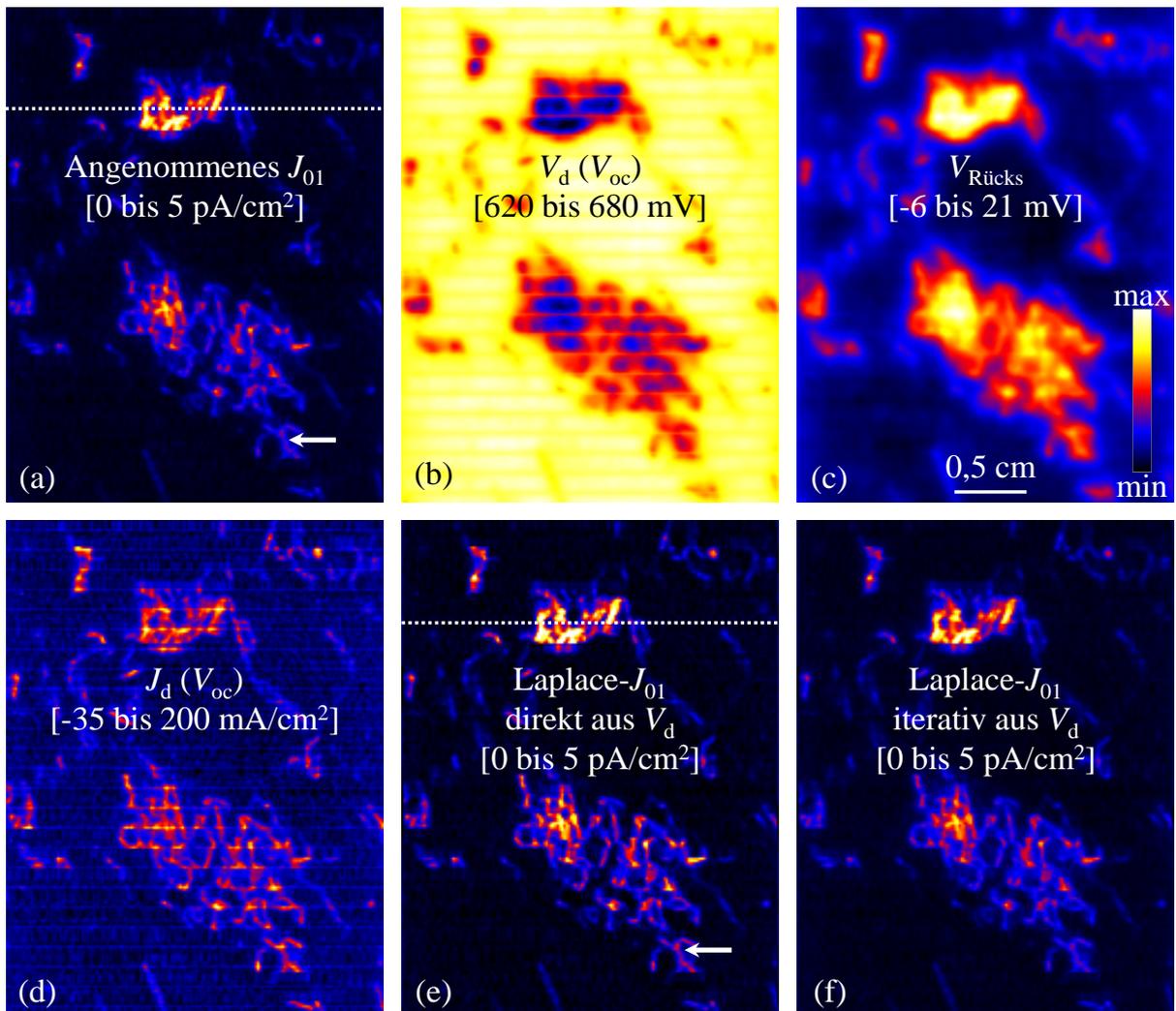


Abbildung 3.11: (a) Angenommene J_{01} -Verteilung, (b) simulierte V_d -Verteilung unter V_{oc} -Bedingung, (c) simuliertes $V_{Rücks}$, (d) simulierte Diodenstromdichte J_d , (e) Laplace- J_{01} aus V_d und (f) J_{01} -Verteilung aus der verbesserten iterativen Laplace-Auswertung.

simulierten Verteilungen von $V_{Rücks}$ und der Diodenstromdichte J_d sind in (c) bzw. (d) abgebildet. Es ist eine starke Ähnlichkeit zwischen (c) und (d) zu erkennen, wobei (c) qualitativ eine verschmierte Kopie von (d) darstellt. Im folgenden Abschnitt wird dieser Zusammenhang detailliert erläutert. Die Anwendung der Laplace-Auswertung auf die simulierte Emitterspannung führt exakt zum angenommenen J_{01} in (a), wie es bereits in [Bre15b] gezeigt wurde (hier nicht abgebildet). Abb. 3.11(e) zeigt das Laplace- J_{01} als direktes Resultat der V_d -Verteilung aus (b). Im Vergleich zum angenommenen J_{01} in (a) sind die Maxima in den Defektregionen etwas höher. Das ist beispielsweise an der Defektregion in der unteren rechten Ecke zu erkennen (siehe weißer Pfeil in (a) und (e)). Der Einfluss der Rückseitenspannung führt zu einem Überschätzen von J_{01} . Ein detaillierter Vergleich der Linien-Scans (in (a) und (e) durch weiß-gestrichelte Linie gekennzeichnet) wird in Abb. 3.13(a) gegeben.

Iterative Laplace-PL Methode

Für den vereinfachten Fall, dass jedes Pixel einer Solarzelle durch eine gleiche Diodenstromdichte J_d und gleiche Basis- und Rückseitenkontakt-Widerstände charakterisiert wird, wäre der vertikale Stromfluss homogen und die Rückseitenspannung $V_{Rücks}$ überall durch

$$V_{Rücks} = J_d R_{c1} \quad (3.12)$$

definiert. In diesem speziellen Fall hätten die horizontalen Basis-Widerstände des Ersatzschaltbildes aus Abb. 3.10 keinen Einfluss. Ist nur in einem Pixel ein Diodenstrom definiert und in den anderen Pixeln der Strom gleich Null, dann ist die radiale Verteilung der Rückseitenspannung um diesen stromführenden Pixel eine Punktpreisfunktion. Das Maximum liegt im aktiven Pixel und fällt mit steigendem Abstand vom Zentrum auf Null ab. In diesem zweiten Fall ist $V_{Rücks}(0,0)$ kleiner als $V_{Rücks}$ im ersten homogenen Fall. Der Grund ist der Stromfluss über den horizontalen Basis-Widerstand, der sich zum Stromfluss über den vertikalen Basis- und Rückseitenkontakt-Widerstand R_{c1} hinzuaddiert. Es wird erwartet, dass der Spannungsabfall, hervorgerufen vom Stromfluss über die Pixel, durch ein lineares Superpositionsprinzip beschrieben werden kann. Dies führt dazu, dass die Rückseitenspannung für eine beliebige J_d -Verteilung mit einer geeigneten Punktpreisfunktion berechnet werden kann:

$$V_{Rücks}(x,y) = R_{c1} \sum_{x'y'} J_d(x',y') PSF(x-x',y-y') \quad (3.13)$$

Üblicherweise ist die Form der PSF proportional zum lateralen Spannungssprung einer punktförmigen Stromquelle mit beliebigem Wert in der Position $(0,0)$. Die Summe der PSF muss für die Berechnung in Gl. (3.13) auf 1 normiert sein, um den richtigen Gesamtstrom zu gewährleisten. Für eine bessere Vergleichbarkeit von Spreizfunktionen untereinander werden diese jedoch im Ursprung auf 1 normiert [Wal12, Wal14, Bre16c].

Es gibt diverse Möglichkeiten, eine geeignete Punktpreisfunktion zu bestimmen. Die exakteste Möglichkeit ist eine dreidimensionale Bauelemente-Simulation einer ausgedehnten Halbleiter-Basis-Schicht mit ganzflächigem Rückseitenkontakt und einem Emitter unter Durchlassspannung, der nur in einem Pixel auf der Vorderseite definiert ist. Die restliche Oberfläche wird als Randbedingung als ideal oberflächenpassiviert angenommen. Eine dreidimensionale Bauelemente-Simulation würde den bipolaren Charakter der Stromleitung im Halbleiter beschreiben. Wäre ein dargestelltes Pixel rund, könnte möglicherweise eine analytische Lösung dieses Problems gefunden werden. Dann wäre die lokale Verteilung des Oberflächenpotentials auf der obersten Basis-Schicht proportional zur gesuchten PSF. Die Spannung an der Oberfläche der Basis-Schicht ist an dieser Stelle als Position des Elektron-Fermi-Niveaus bezogen auf das im p-Kontakt definiert. Um die iterative Laplace-Methode an den simulierten Daten aus Abb. 3.11 zu testen, genügt es, die PSF mit dem gleichen vereinfachten Ersatzschaltbild aus Abb. 3.10 nach [Bre15a, Bre15b] mit SPICE [Nen14] zu simulieren. Die Berechnung erfolgt aus den simulierten Spannungen der Knotenpunkte des äquivalenten Schaltbildes der Basis in Abb. 3.12(a). Der injizierte Strom ist hier als Stromquelle dargestellt. Das Ersatzschaltbild zeigt symbolisch eine Fläche von 3 x 3 Knoten. Für die Simulation werden allerdings 65 x 65 Knotenpunkte verwendet, was einer Fläche von 10 x 10 mm² bei der hier genutzten Pixelgröße von 153 x 153 μm² entspricht. Die Widerstände R_{c1} und R_{Basis} besitzen die gleichen Werte wie in der Simulation des Zellausschnitts. Abb. 3.12(b) zeigt die resultierende Punktpreisfunktion in halblogarithmischer Darstellung, normiert auf 1 im Ursprung bei $x = 0$.

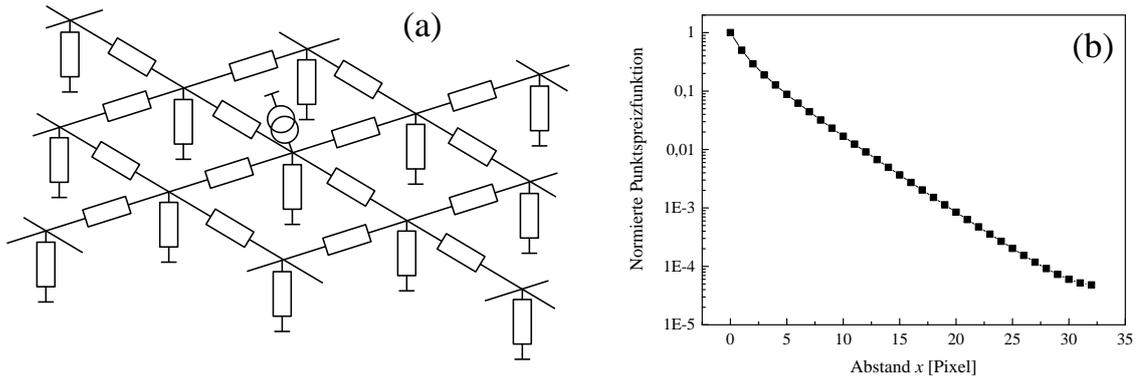


Abbildung 3.12: (a) Äquivalentes Ersatzschaltbild zur Bestimmung der PSF; die diagonalen Widerstände sind die horizontalen Basis-Widerstände R_{Basis} und die vertikalen Widerstände symbolisieren mit R_{c1} den vertikalen Stromfluss durch die Basis und den Rückseitenkontakt, (b) Profil der resultierenden PSF.

Im Folgenden wird eine iterative Methode eingeführt, die selbstkonsistent das lokale J_{01} und J_{sc} berechnet. Hierfür dient die Laplace-Auswertung des PL-gemessenen V_d unter Berücksichtigung der Rückseitenspannung. Die lokale Emitterspannung V_{em} ist die Summe von V_d und $V_{Rücks}$. Die Anzahl der Iterationen wird durch n dargestellt und startet bei $n = 1$.

$$V_{em,i}^{(n)} = V_{d,i}^{(n)} + V_{Rücks,i}^{(n)} \quad (3.14)$$

Der Startwert für $V_{Rücks}$ ist überall Null. Das führt in der ersten Iteration zur Annahme $V_{em,i}^{(1)} = V_{d,i}^{(1)}$. Zwischen den Gridfingern ist die lokale Stromdichte nach Gl. (3.7) [Gla09, Gla10a] mit $R_{Sh}^{em} = 150 \Omega_{\square}$:

$$J_{d,i}^{(n)} = \frac{\Delta V_{em,i}^{(n)}}{R_{Sh}^{em}} \quad (3.15)$$

Die Sperrsättigungsstromdichte berechnet sich mit dem Ein-Dioden-Modell nach der reduzierten Gl. (2.3):

$$J_{01,i}^{(n)} = \frac{J_{d,i}^{(n)} + J_{sc,i}^{(n-1)}}{\exp\left(\frac{V_{d,i}^{(n)}}{V_T}\right)} \quad (3.16)$$

Diese Gl. (3.16) beinhaltet die Photostromdichte J_{sc} , die von J_{01} abhängt und wie in der vorherigen Simulation nach Gl. (3.31) [Bre16a] bestimmt wird. Der Startwert für J_{sc} ist der bekannte Mittelwert der Photostromdichte $\langle J_{sc} \rangle$. In der ersten Iteration in Gl. (3.16) gilt also $J_{sc,i}^{(0)} = \langle J_{sc} \rangle$. Danach wird die $V_{Rücks}$ -Verteilung nach Gl. (3.13) berechnet. Hierfür werden die PSF und das Ergebnis aus Gl. (3.15) genutzt (R_{c1} = vertikaler Basis- und Rückseitenkontakt-Widerstand, hier $320 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$):

$$V_{Rücks,i}^{(n)}(x,y) = R_{c1} \sum_{x',y'} J_{d,i}^{(n)}(x',y') PSF(x-x',y-y') \quad (3.17)$$

Diese resultierende $V_{Rücks}$ -Verteilung wird in der nächsten Iteration in Gl. (3.14) verwendet und mit m inkrementiert. Diese Schleife wird wiederholt, bis sich ein stabiles Ergebnis einstellt.

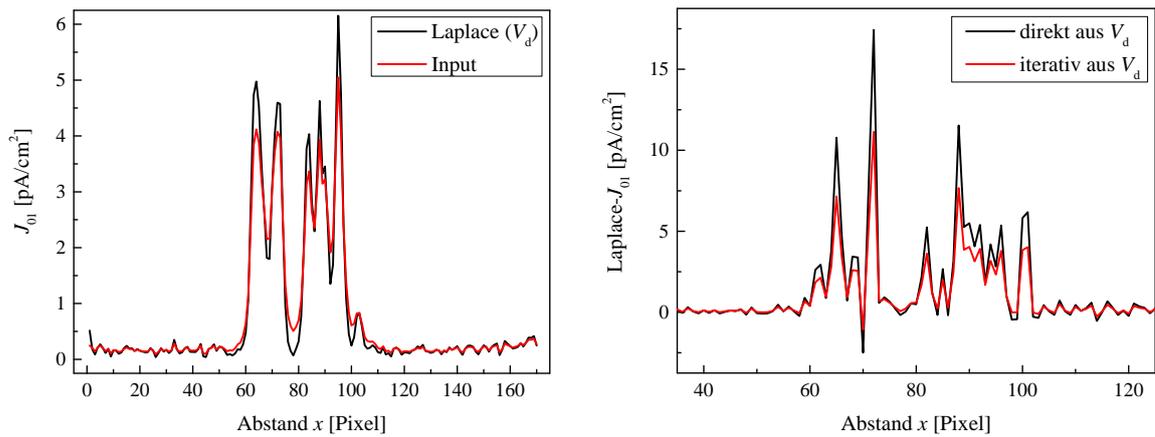


Abbildung 3.13: Linien-Scans der (a) simulierten Daten aus Abb. 3.11 und der (b) experimentellen Daten aus Abb. 3.14.

Abb. 3.11(f) zeigt das iterativ bestimmte Laplace- J_{01} nach 20 Iterationen. Es ist eine sehr gute Übereinstimmung mit (a), der angenommenen J_{01} -Verteilung, zu erkennen. Für eine bessere quantitative Vergleichbarkeit, mit und ohne Berücksichtigung der Rückseitenspannung, sind in Abb. 3.13(a) zwei Linien-Scans der J_{01} -Verteilungen aus Abb. 3.11(a) und (e) gezeigt. Der Bereich der Linien-Scans ist in Abb. 3.11(a) und (e) durch eine weiß-gestrichelte Linie markiert. Der Vergleich der Linien-Scans zeigt die Überbewertung bzw. ein Überschwingen des direkt aus dem V_d ermittelten Laplace- J_{01} gegenüber dem angenommenen J_{01} . Die Ursache ist der Einfluss der Rückseitenspannung. Der Linien-Scan des iterativ bestimmten Laplace- J_{01} stimmt mit dem Input- J_{01} exakt überein (nicht abgebildet). Dies verifiziert die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte iterative Laplace-Methode zur Berücksichtigung der Rückseitenspannung. Zudem bestätigt es die Annahme, dass sich die $V_{Rücks}$ -Verteilung der unterschiedlichen lokalen Stromquellen an der Vorderseite der Basis linear überlagern. Diese iterative Methode ermöglicht es, $V_{Rücks}$ zu berücksichtigen und das Überschwingen an Defektregionen zu vermindern.

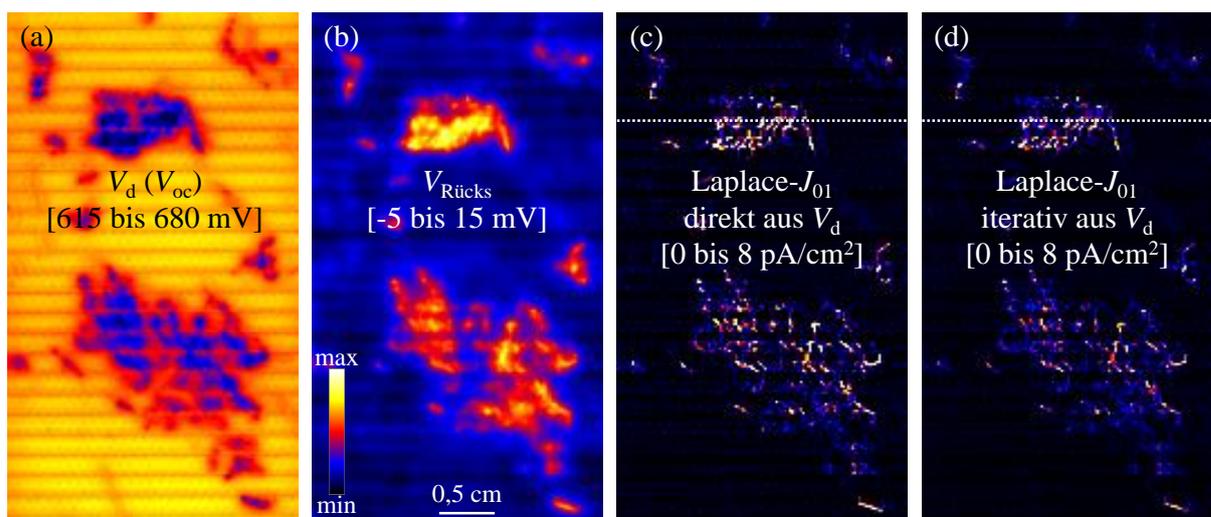


Abbildung 3.14: (a) Gemessene V_d -Verteilung unter V_{oc} und 0,9 Sonnenäquivalent, (b) berechnete $V_{Rücks}$ -Verteilung, (c) Laplace- J_{01} aus V_d und (d) J_{01} -Verteilung aus der iterativen Laplace-Auswertung.

Abschließend wird die zuvor vorgestellte iterative Laplace-Methode auf die gemessene V_d -Verteilung unter offener Klemmspannung und 0,9 Sonnenäquivalent angewendet. Das gemessene V_d ist in Abb. 3.14(a) gezeigt. Es stellt den gleichen Bereich des simulierten Zellausschnitts aus Abb. 3.11 dar. Es ist darauf zu achten, dass die vorherige SPICE-Simulation bei einer Beleuchtungsintensität von einer Sonne, anstelle dem gemessenen 0,9 Sonnenäquivalent durchgeführt wurde. Für die Laplace-Auswertung wird die zuvor simulierte Punktspreizfunktion aus Abb. 3.12(b) und der vom Hersteller bekannte Emitter-Schichtwiderstand $R_{Sh}^{em} = 150 \Omega_{\square}$ verwendet. Abb. 3.14(c) zeigt das direkt aus V_d berechnete Laplace- J_{01} . Das entspricht genau der Detailansicht des J_{01} aus Abb. 3.8(b) unter der Annahme $V_{em} = V_d$ und somit $V_{Rücks} = 0$. Es ist auf die unterschiedliche Skalierung zu achten. Die lokal punktförmigen Rückseitenkontakte sind im V_d -Bild in (a) zu erkennen. Diese führen zu einem erhöhten J_{01} -Signal, wie es bereits in Abb. 3.8(b) erkennbar war. Die in dieser Arbeit vorgestellte iterative Laplace-Methode hingegen berücksichtigt die Rückseitenspannung $V_{Rücks}$, dargestellt in Abb. 3.14(b). Das Laplace- J_{01} ist unter Berücksichtigung von $V_{Rücks}$ aus (b) in (d) abgebildet. Wie bereits bei den Simulationsergebnissen ist auch hier eine Verringerung vom J_{01} durch die Berücksichtigung von $V_{Rücks}$ erkennbar. Zur besseren Quantifizierung des Einflusses der Rückseitenspannung auf die Laplace-Methode sind in Abb. 3.13(b) Linien-Scans einer erhöhten J_{01} -Region gezeigt. Das Defektgebiet ist in Abb. 3.14(c) weiß-gestrichelt dargestellt. Es ist zu erkennen, dass das maximale J_{01} -Signal durch die Berücksichtigung von $V_{Rücks}$ von 17,4 auf 11,1 pA/cm² reduziert wird. Das negative Überschwingen wird zudem verringert.

3.3 Nichtlineare Fuyuki-Methode

In diesem Kapitel wird eine zweite alternative Methode zur J_{01} -Bestimmung eingeführt, die auch nicht auf dem vereinfachten Modell unabhängiger Dioden beruht. Photolumineszenz-Messungen erlauben direkt eine zuverlässige Bestimmung vom Serienwiderstand [Tru07] und indirekt die Bestimmung von J_{01} nach dem Modell unabhängiger Dioden [Gla10a, She13], die jedoch fehlerhaft ist [Bre15a]. Mit Elektrolumineszenz hingegen kann nur das lokale Produkt aus R_s und J_{01} abgebildet werden. In Haunschild et al. [Hau09] wurde daher vorgeschlagen, mit EL das ortsaufgelöste J_{01} nach der Fuyuki-Theorie [Fuy07] abzuschätzen und anschließend den Serienwiderstand zu bestimmen. Die Theorie von Fuyuki [Fuy07] basiert darauf, dass bei einer in Durchlassrichtung am pn-Übergang angelegten Spannung im Dunkeln die Überschussladungsträgerkonzentration direkt am pn-Übergang unabhängig von der lokalen Diffusionslänge ist, aber für eine unendlich ausgedehnte Solarzelle in der Tiefe exponentiell mit der Basisdiffusionslänge L_d abnimmt. Das Tiefenintegral der Überschussladungsträgerkonzentration bis unendlich, das für den Niedriginjektionsfall und vernachlässigbare Photonenabsorption proportional zum EL-Signal und somit für eine gegebene lokale Diodenspannung proportional zum lokalen Skalierungsfaktor C_i ist, ist proportional zu L_d . Auf Grundlage dieser Theorie wurde mit EL die effektive Diffusionslänge gemessen [Fuy05, Fuy07, Fuy09]. Für eine unendlich ausgedehnte Solarzelle ist der Basis-Anteil der Sperrsättigungsstromdichte J_{01}^{Basis} proportional zu $1/L_d$ [Sze07]. Haunschild et al. [Hau09] postulierte daher die „Fuyuki-Näherung“ zu:

$$J_{01} = \frac{f}{C_i} \quad (3.18)$$

In Haunschild et al. [Hau09] wurde angenommen, dass J_{01} vom Basis-Anteil J_{01}^{Basis} domiert wird. Der Parameter f ist ein Skalierungsfaktor, der unter anderem von den Kameraeinstellungen, der Optik und der Oberflächenbeschaffenheit der Solarzelle abhängt. Für eine optisch homogene Probe sollte f konstant sein und für die gesamte Solarzelle gelten. Es ist schwer bis unmöglich, diesen Parameter zu bestimmen. Die Variation von f führt zu einer Änderung von R_s proportional zu $1/J_{01}$, da nur das lokale Produkt aus R_s und J_{01} mit EL gemessen wird. Der Parameter f wird in der Regel so gewählt, dass beispielsweise der Mittelwert von R_s oder J_{01} mit dem globalen Wert der Solarzelle übereinstimmt [Hau09, Bre10b]. Breitenstein et al. [Bre11b, Bre13c] konnten zeigen, dass die EL und PL Auswertung mit der „Fuyuki-Näherung“ nach Glatthaar et al. [Gla09] zu einer J_{01} -Verteilung führt, die sich vom DLIT- J_{01} unterscheidet. Der Mittelwert der beiden J_{01} -Verteilungen ist der Gleiche, allerdings ist der Unterschied zwischen Bereichen guter und schlechter Kristallqualität bei DLIT größer. Die Methode nach [Hau09] beruht ebenfalls auf dem Modell unabhängiger Dioden und führt deshalb zu einem zu geringen Kontrast in der Sperrsättigungsstromdichte.

Es bestehen erhebliche Zweifel an den Annahmen, die zu der linearen Fuyuki-Näherung nach Gl. (3.18) führen. Die kritischste Vereinfachung ist die Annahme einer Zelldicke, die deutlich die Diffusionslänge übersteigt. Diese Annahme gilt nur in rekombinationsaktiven Defektgebieten, jedoch nicht für Regionen guter Kristallqualität bzw. für monokristalline Solarzellen. Es ist offensichtlich und wurde bereits von Würfel et al. [Wür07] beschrieben, dass für Diffusionslängen gleich oder größer der Zelldicke der Skalierungsfaktor C_i einen Sättigungswert anstrebt, obwohl J_{01} mit abnehmender Rekombinationswahrscheinlichkeit weiter abnimmt. Dieses Sättigungsverhalten wurde bereits in Fuyuki et al. [Fuy05] erwähnt. Anwendung fand allerdings nur die lineare Näherung als Grenzfall für kleine Diffusionslängen. Für große Werte der Diffusionslänge ist Gl. (3.18) nicht gültig. Basierend auf [Hin12] haben Bothe und Hinken [Bot13] die Lumineszenz als Funktion der effektiven Diffusionslänge für unterschiedliche Grenzfälle realistisch simuliert. Wie erwartet konnte das Sättigungsverhalten der Lumineszenz mit steigender effektiver Diffusionslänge bzw. abnehmenden J_{01} im Gegensatz zur linearen Fuyuki-Näherung nach Gl. (3.18) simuliert werden.

3.3.1 Alternative $C_i(L_{eff})$ -Abhängigkeit

Die folgenden Berechnungen basieren auf denen von Hinken [Hin12], die teilweise in Bothe und Hinken [Bot13] veröffentlicht sind. In diesen Berechnungen werden realistische Überschussladungsträger-Tiefenprofile, alle spektralen Komponenten der Lumineszenz, Selbstabsorption und eine typische spektrale Sensitivität der Kamera angenommen. Die Oberflächenstruktur wird durch einen konstanten Winkel des einfallenden Lichts Θ_1 vor der Lichtabsorption bzw. der emittierten Lumineszenz senkrecht zur Oberfläche berücksichtigt. Für alkalisch geätzte Pyramidenstrukturen auf monokristallinen Silizium-Wafern wird ein Winkel von $\Theta_1 = 41,98^\circ$ [Bas93] angenommen. Die saure Texturierung von multikristallinen Wafern weist eine verschiedene Ätzkinetik auf, die zu zufälligen muschelförmigen Oberflächenstrukturen führt. Daraus folgt ein großer Bereich möglicher Winkel der Lichtausbreitung Θ_1 . Auch die Absorptionstiefe L_α der emittierten Lumineszenz ist nicht exakt definiert, da diese nicht monochromatisch ist. Daher werden im Folgenden Θ_1 und L_α als effektive Werte angenommen und als Anpassparameter genutzt. Es werden homogene optische Eigenschaften der Oberfläche angenommen.

In [Hin12] und [Bot13] wurden neben der vollständigen spektralen Simulation, die nicht durch einen expliziten Ausdruck beschrieben werden kann, auch Näherungsgleichungen zur

Detektion für die Grenzfälle kurz- bzw. langwelligen Lichts gegeben. Beispielsweise wurde folgende Abhängigkeit für den kurzen Wellenlängenbereich abgeleitet:

$$C_i \sim \frac{L_\alpha \cos(\Theta_1)}{L_{eff}} \quad (3.19)$$

Für die dominierenden Wellenlängen der Bandpass-gefilterten Lumineszenz und einem effektiven Wert von $\Theta_1 = 35^\circ$ gilt $L_\alpha \cos(\Theta_1) = 103 \mu\text{m}$. Dieser Ausdruck (3.19) wird für $L_{eff} = 0$ jedoch nicht Null, was aber der Fall sein sollte, da für dessen Herleitung die Annahme $L_{eff} > L_\alpha$ getroffen wird. Ohne diese Annahme kann folgende Gl. abgeleitet werden, die der bereits in [Hin12] publizierten Gleichung (6.17) entspricht:

$$C_i \sim \frac{\frac{1}{L_\alpha} - \frac{\cos(\Theta_1)}{L_{eff}}}{\frac{1}{L_\alpha^2} - \left(\frac{\cos(\Theta_1)}{L_d}\right)^2} \quad (3.20)$$

Dieser Ausdruck wurde bisher noch nicht zur Interpretation von Lumineszenzsignalen publiziert. Ohne den \cos -Faktor wurde Gl. (3.20) beispielsweise von Spiegel et al. [Spi00] zur Interpretation von spektralen LBIC-Signalen verwendet, was ein ähnliches physikalisches Problem darstellt. Dieser Ausdruck enthält sowohl L_d als auch L_{eff} separat. Für die Betrachtung des Grenzfalles $L_d \rightarrow \infty$ folgt $L_{eff} = d + D_e/S_{Rücks}$ und es ergibt sich der maximale Wert von Gl. (3.20) zu:

$$C^{max} \sim L_\alpha - \frac{L_\alpha^2 \cos(\Theta_1)}{d + \frac{D_e}{S_{Rücks}}} \quad (3.21)$$

Wird Gl. (3.20) durch (3.21) dividiert, entfällt der unbekannte Proportionalitätsfaktor. Zusammen mit Gl. (2.5) folgt die Abhängigkeit C_i/C^{max} von L_d :

$$\frac{C_i}{C^{max}} = \frac{\frac{1}{L_\alpha} - \frac{\cos(\Theta_1)}{L_d \frac{1 + \frac{L_d S_{Rücks}}{D_e} \tanh\left(\frac{d}{L_d}\right)}{\frac{L_d S_{Rücks}}{D_e} + \tanh\left(\frac{d}{L_d}\right)}}{\left(L_\alpha - \frac{L_\alpha^2 \cos(\Theta_1)}{d + \frac{D_e}{S_{Rücks}}}\right) \left(\frac{1}{L_\alpha^2} - \left(\frac{\cos(\Theta_1)}{L_d}\right)^2\right)} \quad (3.22)$$

Die inverse Funktion von Gl. (3.22) zur Berechnung der Basis-Diffusionslänge L_d von C_i ist nicht explizit gegeben. Für die praktische Anwendung von Gl. (3.22) zur Berechnung von L_d aus C_i bedarf es für gegebene Werte von L_α , d , $S_{Rücks}$ und Θ_1 einer Wertetabelle. Weiterhin besitzt Gl. (3.22) eine störende Polstelle bei $L_d = L_\alpha \cos(\Theta_1)$, die interpoliert werden müsste. Die Verwendung von Gl. (3.22) stellt sich daher als ungeeignet heraus.

Im Rahmen dieser Dissertation wird vorgeschlagen, Gl. (3.20) mit der Annahme $L_d = L_{eff}$ zu verwenden. Daraus folgt $C^{max} \sim L_\alpha$. Es ergibt sich ein vereinfachter Ausdruck zur Be-

rechnung von L_{eff} aus gemessenen C_i -Werten für spektral Kurzpass-gefilterte Lumineszenz zu [Bre16b]:

$$\frac{C_i}{C^{max}} = 1 - \frac{L_\alpha \cos(\Theta_1)}{L_{eff} + L_\alpha \cos(\Theta_1)} \quad (3.23)$$

Für geringe Werte von L_d in Defektgebieten ist $L_d = L_{eff}$ eine sehr gute Näherung, nicht jedoch für Regionen guter Kristallqualität. Im Folgenden wird deshalb auch C^{max} als Anpassparameter genutzt. C^{max} beeinflusst vor allem die Bereiche großer Diffusionslängen. Es wird in dieser Arbeit gezeigt, dass trotz der schlechten Annahme von $L_d = L_{eff}$ für große Werte von L_d durch die Anpassung mit den Parametern $L_\alpha \cos(\Theta_1)$ und C^{max} sinnvolle Ergebnisse erzielt werden. Die inverse Funktion von Gl. (3.23) zur direkten Auswertung von gemessenen C_i Werten lautet [Bre16b]:

$$L_{eff} = \frac{L_\alpha \cos(\Theta_1)}{1 - \frac{C_i}{C^{max}}} - L_\alpha \cos(\Theta_1) \quad (3.24)$$

An dieser Stelle ist zu erwähnen, dass bereits in Würfel et al. [Wür07] spektral gefilterte EL-Aufnahmen genutzt wurden, um die effektive Diffusionslänge zu berechnen. Die Methode beruht auf dem Quotientenbild von zwei EL-Messungen bei gleicher Injektion unter Verwendung unterschiedlicher Kurzpass-Filter. Das notwendige Kurzpass-Filtern (Minimum 900 nm) ist jedoch durch die Sensitivität des Silizium-Detektors limitiert und hat hohe Messzeiten zur Folge.

Näherungsgleichung für den langwelligen Spektralbereich

In Fuyuki et al. [Fuy05] wurde der Grenzfall $L_{eff} < d$ betrachtet, auf dem die lineare Fuyuki-Näherung nach Gl. (3.18) beruht. Für mittlere und hohe Werte der Diffusionslänge enthält diese Arbeit folgenden allgemeinen Ausdruck [Fuy05]:

$$C_i \sim \frac{L_{eff}}{d} \left(1 - \exp\left(-\frac{d}{L_{eff}}\right) \right) \quad (3.25)$$

Diese Gl. wurde unter der Bedingung einer vernachlässigbaren Selbstabsorption hergeleitet. Daher kann dieser Ausdruck als Näherung für die langwellige Lumineszenz angesehen werden. Für den Grenzfall großer L_{eff} kann die exponentielle Funktion in (3.25) zu einem konstanten $C^{max} \sim 1$ entwickelt werden. Dies führt zu einer erweiterten Fuyuki-Näherung:

$$C_i = C^{max} \frac{L_{eff}}{d} \left(1 - \exp\left(-\frac{d}{L_{eff}}\right) \right) \quad (3.26)$$

Die erweiterte Fuyuki-Näherungsgleichung (3.26) sättigt ebenfalls für große Werte von L_{eff} und erreicht C^{max} . Das ist eine signifikante Verbesserung zur linearen $C_i \sim L_{eff}$ Abhängigkeit. Allerdings kann Gl. (3.26) nicht analytisch als Funktion $L_{eff}(C_i)$ aufgelöst werden. Zudem ist die Übereinstimmung mit den exakt berechneten Werten schlechter als bei Gl. (3.23), siehe Abb. 3.15(b). Deshalb findet im Folgenden nur Gl. (3.23) für kleine Wellenlängen Anwendung.

Spektrale Simulationsergebnisse

Abb. 3.15 zeigt unterschiedlich simulierte Abhängigkeiten von C_i/C_i^{max} als Funktion von L_{eff} [Bre16b]. Für alle Simulationen wird die Zelldicke $d = 200 \mu\text{m}$, $L_\alpha = 126 \mu\text{m}$ (dominierende Wellenlänge $\approx 990 \text{ nm}$ [Gre08] für den gewählten Bandpass-Filter 950-1000 nm), $D_e = 28,6 \text{ cm}^2/\text{s}$, für $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $\Theta_1 = 35^\circ$ angenommen. In Abb. 3.15(a) sind die Ergebnisse dieser Dissertation mit der Näherung für die detektierte Lumineszenz des kurzwelligen Spektralbereichs nach Gl. (3.23) dargestellt und mit den Simulationsergebnissen der vollen spektralen Analyse nach [Hin12] verglichen. Abb. 3.15(b) zeigt die Anpassung der linearen und erweiterten Fuyuki-Näherung nach Gl. (3.18) bzw. (3.26) an die exakten Simulationsdaten.

Die vereinfachte Näherung ist in (a) für zwei unterschiedliche Fälle abgebildet. Die kurzgestrichelte Linie zeigt die Abhängigkeit direkt. Es ist zu erwähnen, dass mit der Näherungsgleichung (3.23) das C_i^{max} nicht an das maximal mögliche L_{eff} für $L_d \rightarrow \infty$ angepasst wird, sondern an das maximale L_{eff} , das in der zu messenden Solarzelle auftritt. Die Anpassung mit Gl. (3.23) von C_i^{max} an den exakten Punkt der spektralen Analyse für $L_{eff} = 500 \mu\text{m}$ und $S_{Rücks} = 30 \text{ cm/s}$ ist als durchgezogene Linie dargestellt. Diese Kurve beschreibt die simulierten Punkte im gesamten L_{eff} -Bereich sehr gut. Weiterhin ist in (a) die genauere Abhängigkeit nach Gl. (3.22) für $S_{Rücks} = 30 \text{ cm/s}$ und $S_{Rücks} = 600 \text{ cm/s}$ abgebildet. Die gewählten $S_{Rücks}$ sind typische Werte für eine PERC-Solarzelle bzw. für eine standardgefertigte Solarzelle mit ganzflächigem Al-Rückseitenkontakt. Beide Kurven nach Gl. (3.22) weisen eine Polstelle bei $L_d = L_\alpha \cos(\Theta_1)$ auf, was bereits in [Spi00] erwähnt wurde. Für die Anwendung von Ausdruck (3.22) mit einer zuvor erstellen Wertetabelle ist eine Interpolation um die Polstelle notwendig.

Abb. 3.15(b) zeigt die Auswertung der unterschiedlichen Fuyuki-Näherungen zusammen mit der exakten spektralen Analyse. Wie erwartet gilt die lineare Fuyuki-Näherung nur im Grenzfall sehr kleiner Werte von L_{eff} . Die erweiterte Fuyuki-Näherung nach Gl. (3.26) mit der Anpassung von C_i^{max} für $L_d \rightarrow \infty$ liegt überall unterhalb der exakt simulierten Punkte. Dieser

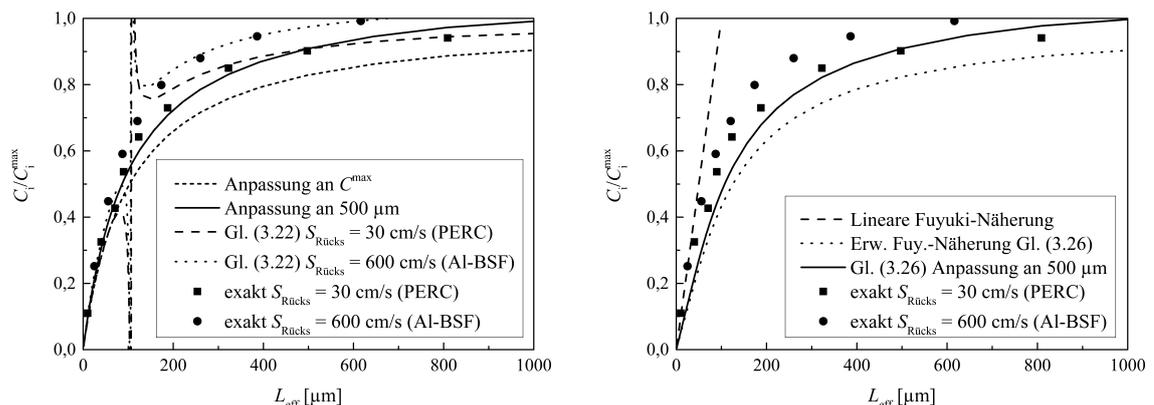


Abbildung 3.15: Simulierte Abhängigkeit des Skalierungsfaktors der Lumineszenz C_i von L_{eff} . (a) Ergebnisse der Näherung für die Detektion kurzwelliger Lumineszenz. Kurz-gestrichelt: vorgeschlagene Näherung nach Gl. (3.23), angepasst an C_i^{max} für $L_d \rightarrow \infty$; durchgezogene Linie: Näherungsgleichung angepasst an $L_{eff} = 500 \mu\text{m}$ und $S_{Rücks} = 30 \text{ cm/s}$; gepunktete Linie: genauere Näherung nach Gl. (3.22) für $S_{Rücks} = 30 \text{ cm/s}$. Symbole: spektrale Simulation der Lumineszenz basierend auf [Hin12] für $S_{Rücks} = 600 \text{ cm/s}$ (Punkte) bzw. $S_{Rücks} = 30 \text{ cm/s}$ (Quadrate). (b) Ergebnisse der Fuyuki-Näherung [Fuy05]. Gestrichelte Linie: lineare Fuyuki-Näherung; gepunktete Linie: erweiterte Fuyuki-Näherung nach Gl. (3.26); durchgezogene Linie: erweiterte Fuyuki-Näherung angepasst an $L_{eff} = 500 \mu\text{m}$ und $S_{Rücks} = 30 \text{ cm/s}$. Symbole wie in (a).

Kurvenverlauf ist mit dem der vereinfachten Lösung nach Gl. (3.23) für $L_d \rightarrow \infty$ vergleichbar. Zusätzlich ist in (b) die an $L_{eff} = 500 \mu\text{m}$ und $S_{Rücks} = 30 \text{ cm/s}$ angepasste erweiterte Fuyuki-Näherung gezeigt. Diese Kurve stimmt mit den simulierten Daten besser überein, aber schlechter als die angepasste Näherung mit Gl. (3.23). Deshalb wird im Folgenden die nichtlineare Fuyuki-Näherung nach Gl. (3.23) verwendet. Ein weiterer Grund ist die Verwendung der Bandpass-Filter 950-1000 nm, die nur für den kurzwelligen Anteil der Lumineszenz transparent sind. Das führt zusätzlich zu einer Vermeidung optischer Artefakte, hervorgerufen durch die Inhomogenität der Rückseite der Solarzelle, wie es im folgenden Unterkapitel gezeigt wird.

3.3.2 Vermeidung optischer Artefakte

Der Einfluss optischer Messartefakte wird am Beispiel der standardgefertigten multikristallinen Solarzelle mit ganzflächigem Al-Rückseitenkontakt aus dem vorherigen Kapitel 3.2 untersucht. Abb. 3.16(a) zeigt eine EL-Aufnahme, gemessen ohne optische Filter bei einem Gesamtstrom äquivalent zum Photostrom bei 0,1 Sonnen. Die Integrationszeit der Messung beträgt vier Minuten. Das Hintergrundbild im Dunkeln bei 0 V ist berücksichtigt. Die Detektion der Lumineszenz ohne optische Filter ist nur mit einer elektrischen Anregung (EL) möglich. Alle Lumineszenz-Aufnahmen in Abb. 3.16 sind jeweils mit einer von der verwendeten Optik abhängigen Punktspreizfunktion entfaltet, um die Photonenstreuung im Silizium-Detektor zu berücksichtigen. Die Skalierung ist so gewählt, dass der Kontrast in den rekombinationsaktiven Bereichen ähnlich stark erscheint. In der oberen linken Ecke befinden sich zwei benachbarte gebrochene Gridfinger (Positionen in (a) durch weiße Pfeile markiert), die im EL-Bild selbst bei geringem Strom erkennbar sind. Unterhalb der gebrochenen Gridfinger sind beispielhaft zwei dunkle Körner erkennbar, die durch ein weiß-gestricheltes Rechteck in (a) hervorgehoben sind. Es bestehen zwei mögliche Ursachen für den unterschiedlichen Kontrast in den Körnern. Eine erhöhte Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit oder eine homogen niedrigere Basisladungsträgerlebensdauer könnte die Überschussladungsträgerkonzentration in der Tiefe der Basis reduzieren. Alternativ könnte eine lokal reduzierte Rückseitenreflektivität zu einer verminderten Lumineszenz langwelliger Photonen führen. Im Folgenden wird die Ursache durch die Variation von optischen Filtern und einer Simulation geklärt.

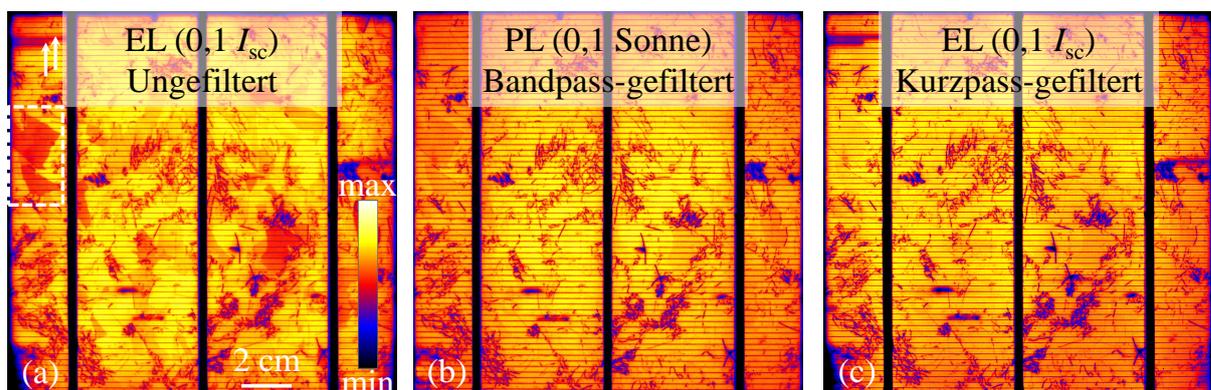


Abbildung 3.16: Lumineszenz-Aufnahmen mit jeweils einer Anregung äquivalent zu 0,1 Sonnen. (a) EL-Bild ohne optische Filter, die weißen Pfeile markieren jeweils einen gebrochenen Gridfinger. (b) PL-Bild unter offener Klemmspannung und 950-1000 nm Bandpass-gefiltert. (c) EL-Bild mit 975 nm Kurzpass-Filtern.

Diese dunklen Körner sind mit gleichem Kontrast im 1000 nm Langpass-gefilterten PL-Bild unter V_{oc} -Bedingung sichtbar (nicht abgebildet). Dieses PL-Bild sieht bis auf die Regionen mit erhöhtem R_s (unterbrochene Gridfinger) dem ungefilterten EL-Bild in Abb. 3.16(a) sehr ähnlich. In Abb. 3.16(b) ist das 950-1000 nm Bandpass-gefilterte PL-Bild unter offener Klemmspannung und 0,1 Sonnen abgebildet. Die Messzeit beträgt 10 Minuten. Das PL-Bild unter Kurzschlussbedingung ist berücksichtigt. Regionen mit erhöhtem Serienwiderstand sind nicht erkennbar und der Kontrast der dunklen Körner ist deutlich reduziert. Der Grund ist die geringere Informationstiefe der detektierten Lumineszenz. Diese beträgt für eine dominierende Wellenlänge von etwa 990 nm $\approx 126 \mu\text{m}$ [Gre08]. Die EL-Aufnahme mit den 950-1000 nm Bandpass-Filtern und gleicher Integrationszeit sieht exakt wie (b) aus, nur die unterbrochenen Gridfinger mit erhöhtem R_s sind sichtbar (nicht gezeigt). Als drittes Bild dient in Abb. 3.16(c) eine EL-Aufnahme mit Kurzpass-Filtern der Wellenlänge 975 nm. Die Integrationszeit beträgt 30 Minuten. Die Bereiche mit hohem R_s sind wieder erkennbar, die dunklen Körner hingegen verschwinden. Wären die dunklen Körner durch eine erhöhte Basis- oder Rückseitenrekombination hervorgerufen, sollten diese auch in den Kurzpass-gefilterten Lumineszenz-Aufnahmen noch zu sehen sein, wie die folgende Simulation beweist. Diese spektral abhängigen Beobachtungen zeigen, dass eine lokal inhomogene Rückseitenreflektivität die Ursache für den Kontrast der dunklen Körner ist.

Zusätzlich soll mit einer PC1D-Simulation [Pcd18] der Einfluss der Rückseitenrekombination auf den oberen Teil des Überschussladungsträgerprofils untersucht werden. Abb. 3.17 zeigt zwei Tiefenprofile von Überschussladungsträgern einer typisch standardgefertigten Solarzelle unter Beleuchtung mit einer Anregungswellenlänge von 850 nm äquivalent zu 0,1 Sonnen. Die Basis-Lebensdauer beträgt $20 \mu\text{s}$. Die durchgezogene Linie zeigt das Profil einer Solarzelle mit einer Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit von 600 cm/s unter offener Klemmspannung, vergleichbar mit dem Experiment. Die gestrichelte Linie hingegen stellt das tiefenabhängige Profil für $S_{Rücks} = 1200 \text{ cm/s}$ für die gleiche Beleuchtung und gleiche lokale Diodespannung dar. Diese Kurve repräsentiert ein dunkles Korn, hervorgerufen durch eine erhöhte Rückseitenrekombinationswahrscheinlichkeit. Es ist erkennbar, dass die gestrichelte Linie nicht nur tief im Basis-Material unterhalb der durchgezogenen Linie liegt, sondern auch nahe am pn-Übergang. Dies ergibt sich auch aus der Definition der effektiven Diffusionslänge in Gl. (2.5). Nur direkt am pn-Übergang sind beide Ladungsträgerkonzentrationen identisch, da dort die lokale Span-

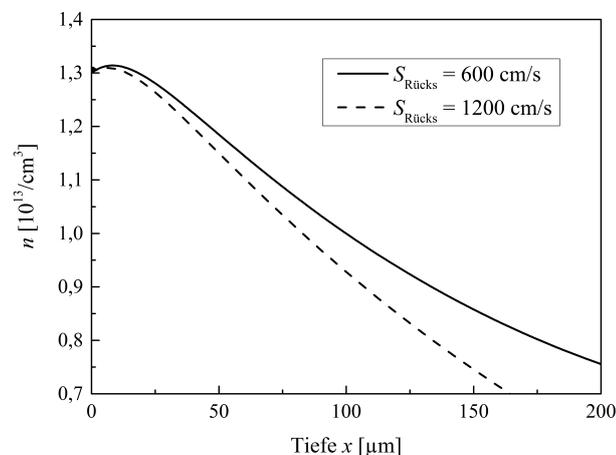


Abbildung 3.17: Tiefenabhängiges Überschussladungsträgerprofil simuliert für $S_{Rücks} = 600 \text{ cm/s}$ (durchgezogen) und $S_{Rücks} = 1200 \text{ cm/s}$ (gestrichelt) für die gleiche lokale Diodespannung.

nung übereinstimmt. Diese Simulation bestätigt zusätzlich, dass eine erhöhte Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit nicht die Ursache für die dunklen Körner ist, da diese sonst auch in den Kurzpass-gefilterten Lumineszenz-Aufnahmen erkennbar sein müssten. Bei den dunklen Körnern handelt es sich somit um optische Artefakte, die mit einer geeigneten Filterwahl verhindert bzw. vermindert werden müssen. Aufgrund der sehr hohen Messzeiten mit den 975 nm Kurzpass-Filtern werden im Rahmen dieser Dissertation die 950-1000 nm Bandpass-Filter als Kompromiss zwischen erhöhter Messzeit und Verringerung optischer Artefakte durch eine lokal inhomogene Rückseitenreflektivität für die Auswertung mit der nichtlinearen Fuyuki-Näherung verwendet.

Berücksichtigung des Vignetting-Effekts

In diesem Unterabschnitt wird der Einfluss des Vignetting-Effekts beschrieben. Dabei handelt es sich um eine Abnahme des Lumineszenzsignals hin zu den Rändern der Solarzelle. Abb. 3.18(a) zeigt das aus 0,1 und 0,2 Sonnenäquivalent unter V_{oc} -Bedingung nach Gl. (3.11) bestimmte PL- C_i . Der lokale Spannungsabfall über den Serienwiderstand ist durch den Nichtlinearitätsparameter $X = 0,86$ in Gl. (3.11) berücksichtigt. Die entsprechende PL-Aufnahme für 0,1 Sonnen ist in Abb. 3.16(b) dargestellt. Die Messungen werden mit den 950-1000 nm Bandpass-Filtern durchgeführt. Die Bildentfaltung zur Korrektur der Photonenstreuung im Detektor wird angewendet. In Abb. 3.18(a) ist der Einfluss des Vignetting-Effekts deutlich erkennbar. Für die Berechnung der lokalen Diodenspannung, die beispielsweise zur Berechnung der Laplace-basierten Auswertung genutzt wird, spielt das Vignetting keine Rolle. Der Grund ist, dass sowohl das Lumineszenz-Bild als auch der Skalierungsfaktor C_i das gleiche Vignetting aufweisen, was zu einer Aufhebung des Effekts führt. Für die weitere Auswertung des C_i ist eine Vignetting-Korrektur allerdings notwendig. Es ist zu erwähnen, dass der Vignetting-Effekt bei der späteren Berechnung von L_{eff} aus C_i mit Gl. (3.24) verstärkt wirkt. Der Grund ist das Sättigungsverhalten der $C_i(L_{eff})$ -Abhängigkeit. Eine kleine Änderung im C_i führt zu einer großen Änderung im L_{eff} . Theoretisch kann der Helligkeitsabfall hin zu den Rändern der Solarzelle durch das $\cos^4(\beta)$ Gesetz beschrieben werden [Kin83]. Der Bildwinkel β ergibt sich aus dem Bildausschnitt und dem Abstand zur Unterkante des Objektivs und ist in der Mitte des Bildes als Null definiert. Für die praktische Anwendung von gemessenen Lumineszenz-Aufnahmen erfolgt die Vignetting-Korrektur durch den Faktor $1/\cos^4(c\beta)$. Für einen maximalen Grad an Homogenität dient der zusätzlich eingeführte Anpassparameter c , der durch einen Wert um 1 beschrieben wird. Die zusätzliche Anpassung durch c bedeutet nicht, dass diese Korrektur ihre theoretische Gültigkeit verliert. Es ist zu erwähnen, dass das $\cos^4(\beta)$ Gesetz auf ideal vereinfachten Annahmen beruht, wie der Geometrie der verwendeten Optik. Das Objektiv hat einen endlichen Durchmesser und der Bildwinkel β hängt von der Position des Lichteinfalls ab. Weiterhin ist unklar, an genau welcher Stelle am Objektiv der Abstand zur Probenebene definiert ist. Da der Vignetting-Effekt auch von der Oberflächenbeschaffenheit der Solarzelle abhängt, kann der Wert von c für unterschiedliche Solarzellen variieren.

Der Vignetting-korrigierte PL-basierte Skalierungsfaktor ist in Abb. 3.18(b) in der gleichen Skalierung wie in (a) dargestellt. Der zusätzliche Anpassparameter c wird für die Lumineszenz-Aufnahmen dieser Solarzelle zu 0,85 bestimmt. Die Region mit erhöhtem R_s durch die unterbrochenen Gridfinger oben links ist in (a) zu erkennen. Allerdings ist der Effekt nur sehr gering ausgeprägt. Die lokale Spannungskorrektur zur Berücksichtigung des Serienwiderstands funktioniert an dieser Stelle nur bedingt. Alternativ ist in Abb. 3.18(c) das C_i aus den bei 0,1 und



Abbildung 3.18: Skalierungsfaktoren C_i der Lumineszenz aus (a) PL ohne Vignetting-Korrektur, (b) PL mit Vignetting-Korrektur und (c) EL mit Vignetting-Korrektur.

0,2 Sonnenäquivalent bestromten EL-Aufnahmen gezeigt. Der Nichtlinearitätsparameter X ist für diese Bedingung nicht durch Simulationsergebnisse verifiziert. Es wird vermutet, dass er sich von dem unter V_{oc} -Bedingung bestimmten X unterscheidet. Die Anpassung erfolgt so, dass der Bereich des erhöhten R_s an den gebrochenen Gridfingern verschwindet. Das ist der Fall für $X = 0,55$. Es wird die gleiche Vignetting-Korrektur wie in (b) durchgeführt. Die Bilder des Skalierungsfaktors für PL unter offener Klemmspannung und EL in (b) bzw. (c) sehen sehr ähnlich aus. Das zeigt, dass sowohl PL als auch EL zur Bestimmung von C_i geeignet sind. Es muss allerdings auf die leicht unterschiedliche Skalierung hingewiesen werden. Eine mögliche Ursache kann der unterschiedlich gewählte Nichtlinearitätsparameter sein. Zum Vergleich wurde auch für diese standardgefertigte Zelle der R_s -Korrekturfaktor wie in Kapitel 3.2.2 als Quotient des korrigierten Linear-Response C_i zu dem lediglich bei 0,1 Sonnenäquivalent bestimmten C_i berechnet. Der R_s -Korrekturfaktor für PL und EL sind nicht abgebildet. Für PL unter V_{oc} -Bedingung wird die maximale Korrektur zu -10 bis 20 % bestimmt. Das entspricht nach Gl. (2.14) einer maximalen lokalen Spannungskorrektur von 4,7 mV in Defektgebieten. Für das EL-Beispiel liegt der R_s -Korrekturfaktor zwischen 1 und 1,6, was einer maximalen Korrektur von +60 % (Korrektur nur in eine Richtung) und folglich 12 mV entspricht. Für eine bessere Vergleichbarkeit mit der PL-Auswertung wurde das Maß der Korrektur für die EL-Aufnahmen nachträglich mit einem X von 0,86 berechnet. Daraus ergibt sich die Korrektur im C_i zu maximal +33 %, das einer lokalen Spannung von 7,3 mV entspricht. Dieser Wert ist deutlich höher verglichen zu der C_i -Bestimmung mit PL. Daraus folgt, dass die Bestimmung des Skalierungsfaktors mit PL unter offener Klemmspannung zu einem zuverlässigeren Ergebnis führt. Der Grund ist ein geringerer Einfluss des Serienwiderstands bei gleicher Überschussladungsträgerinjektion.

3.3.3 Experimentelle Ergebnisse

Anpassung an das LBIC- L_{eff}

Die zuverlässige Bestimmung des Skalierungsfaktors C_i erlaubt die Berechnung der effektiven Diffusionslänge L_{eff} nach Gl. (3.24). Das PL- und EL-basierte L_{eff} ist in Abb. 3.19(a) bzw. (b) dargestellt. Die Anpassung mit den Parametern $L_\alpha \cos(\Theta_1)$ und C^{max} kann beispielsweise an das spektrale LBIC- L_{eff} erfolgen, das in (c) abgebildet ist. Für die Details zur Berechnung des LBIC- L_{eff} sei auf Kapitel 2.4 verwiesen. Das Produkt $L_\alpha \cos(\Theta_1)$ wird als 103 μm angenommen. Die Annahme basiert auf der Absorptionstiefe $L_\alpha = 126 \mu\text{m}$ für eine dominierende

Wellenlänge von 990 nm [Gre08] und einem angenommenen Einfallswinkel von $\Theta_1 = 35^\circ$. Das C^{max} wird für die PL- bzw. EL-Auswertung separat an den maximalen Wert des LBIC-basierten L_{eff} angepasst. Es muss erwähnt werden, dass diese Anpassparameter für die gesamte Solarzelle gelten. Es ist eine sehr gute quantitative Übereinstimmung zwischen dem Lumineszenz-basierten und dem spektralen LBIC- L_{eff} zu erkennen. Trotz der stärkeren Korrektur der lokalen Spannung führt die EL-Auswertung zu einem nahezu identischen Ergebnis. Das zeigt nochmals, dass PL und EL zur Berechnung der effektiven Diffusionslänge geeignet sind. Es ist zu erwähnen, dass die Messzeit der spektralen LBIC-Messung 6,5 Stunden beträgt, die der hier gezeigten Lumineszenz-Messungen betragen hingegen insgesamt nur 40 Minuten. Die Verwendung von PERC-Solarzellen mit höheren V_{oc} -Werten verringert die Integrationszeit zur Messung der Lumineszenz nochmals signifikant.

Die dunklen Körner sind in allen drei L_{eff} -Bildern noch zu erkennen. Der Grund bei der Lumineszenz-basierten Auswertung ist der Kompromiss zwischen erhöhter Messzeit und der Unterdrückung optischer Artefakte von der Rückseite. Die Verwendung der 950-1000 nm Bandpass-Filter gleicht einem Kurzpass-Limit von 1000 nm. Werden hingegen die Kurzpass-Filter der Wellenlänge 975 nm verwendet, verschwinden die dunklen Körner nahezu. Es wird vermutet, dass auch die dunklen Körner des spektralen LBIC- L_{eff} in Abb. 3.19(c) optische Artefakte der Rückseite sind. Dieses L_{eff} basiert auf spektralen LBIC-Messungen bis zu einer Wellenlänge von 980 nm, bei der Reflexionen an der Rückseite das Ergebnis beeinflussen. Das Lumineszenz-basierte L_{eff} in (a) und (b) weist zudem Defekte auf, die im Resultat der spektralen LBIC-Auswertung in (c) nicht sichtbar sind. Einige dieser Defekte sind in Abb. 3.19(a) mit weiß-gestrichelten Kreisen markiert. Aus spannungsabhängigen DLIT-Messungen und der Auswertung mit „Local I-V“ [Bre11a] ist bekannt, dass es sich bei den markierten Regionen um Risse bzw. Oberflächenkratzer und somit J_{02} -Typ Defekte handelt. Als Vergleich dient Abb. 3.7(h). Es ist bekannt, dass dieser Rekombinationsstrom der Raumladungszone nicht die Basis-Lebensdauer beeinflusst. Daher wird nicht erwartet, dass diese Bereiche den Skalierungsfaktor C_i und das L_{eff} beeinflussen. Dieser Raumladungsrekombinationsstrom führt zu einem zusätzlichen lokalen Spannungsabfall über den Serienwiderstand, auch wenn die Spannungsabhängigkeit deutlich geringer als die des J_{01} -Stroms ist. Es wird erwartet, dass die Korrektur des lokalen Spannungsabfalls nach Gl. (3.11) im Bereich erhöhter J_{02} -Typ-Defekte nur bedingt funktioniert. Der resultierende Kontrast im C_i führt dann zu einer fehlerhaften Interpretation des L_{eff} . Eine weitere Verringerung des Nichtlinearitätsparameters X hätte einen geringeren Kon-

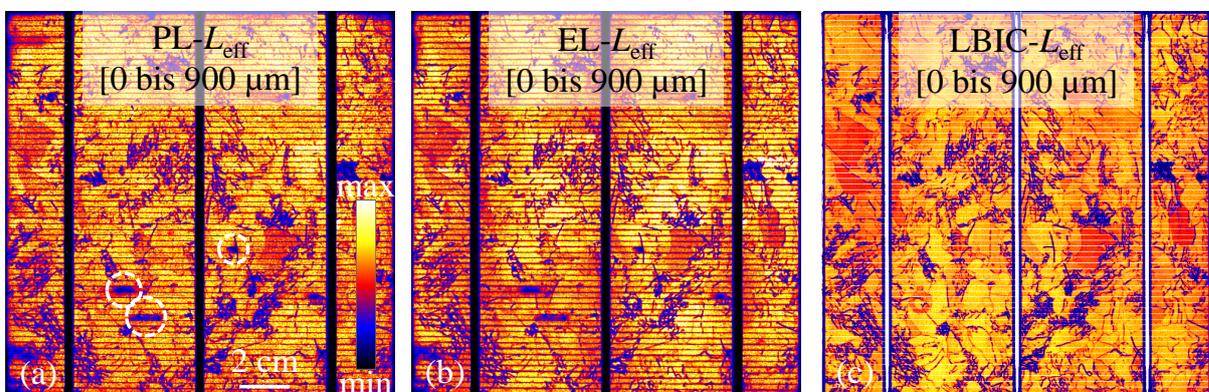


Abbildung 3.19: Effektive Diffusionslänge L_{eff} basierend auf (a) PL nach Gl. (3.24), (b) EL nach Gl. (3.24) und (c) spektraler LBIC-Messung.

trast im C_i in diesen J_{02} -Typ beeinflussten Bereichen zur Folge. Jedoch würden Regionen mit erhöhtem Serienwiderstand (z.B. unterbrochene Gridfinger) im C_i sichtbar, was folglich eine Fehlinterpretation im L_{eff} verursacht.

Anpassung an das DLIT- J_{01}

Die Berechnung von L_{eff} aus C_i nach der Näherungsgleichung (3.24) ermöglicht in einem Folgeschritt die Berechnung der Sperrsättigungsstromdichte J_{01} , unter Berücksichtigung der Anteile von Basis und Rückseite, nach Gl. (2.7). Als Beispiel wird im Folgenden erneut die multikristalline PERC-Solarzelle aus Unterkapitel 3.2.2 gezeigt. Der einzige freie Materialparameter in Gl. (2.7) ist die Akzeptordichte N_A . Diese ist vom Hersteller [Tri18] mit $N_A = 8,25 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ gegeben. Eine zweite Möglichkeit zur Bestimmung von L_{eff} aus C_i ist die Anpassung von $L_\alpha \cos(\Theta_1)$ und C^{max} , sodass das berechnete J_{01} mit dem gemessenen DLIT-basierten J_{01} übereinstimmt. Hierfür ist es notwendig, den Emitter-Anteil $J_{01}^{Emitter}$ zu berücksichtigen. Dieser ist vom Hersteller [Tri18] gegeben und beträgt $J_{01}^{Emitter} = 36 \text{ fA/cm}^2$. Folgend wird im Rahmen dieser Dissertation die nach den Gln. (3.24) und (2.7) berechnete Sperrsättigungsstromdichte unter Berücksichtigung des Emitter-Anteils als nichtlineares Fuyuki- J_{01} bezeichnet [Bre16b]. Es ist zu erwähnen, dass beim Laplace- J_{01} der Emitterbeitrag von Natur aus berücksichtigt ist. Der Grund ist, dass mit der Laplace-Methode der laterale Stromfluss im Emitter betrachtet wird. Bei der nichtlinearen Fuyuki-Näherung wird hingegen das C_i und somit das L_{eff} ausgewertet. Diese beiden Parameter beschreiben lediglich das Basis-Material ohne Emittereinfluss, aber einschließlich der Rückseite. Für eine bessere quantitative Vergleichbarkeit wird das nichtlineare Fuyuki- J_{01} mit einer thermischen Punktspreizfunktion gefaltet. Die thermische PSF entspricht der thermischen Verschmierung der DLIT-Messungen bei gegebener Lock-in Frequenz. Für Details zur Bestimmung der thermischen Punktspreizfunktion sei auf die Dissertation von Straube [Str11] verwiesen. Artefaktbehaftete Regionen, wie Bereiche der Gridfinger, des Busbars und des Randgebiets mit teilweise fehlender Rückseitenmetallisierung, müssen vor der Faltung mit der thermischen PSF durch Mittelwerte der benachbarten Umgebung ersetzt werden.

Abb. 3.20(a) zeigt das an DLIT angepasste und thermisch verschmierte nichtlineare Fuyuki- J_{01} . Als Vergleich dient das DLIT-basierte J_{01} in (d). Das Produkt $L_\alpha \cos(\Theta_1)$ beeinflusst primär die kleinen effektiven Diffusionslängen (großes J_{01}) und wird hier zu $82 \text{ }\mu\text{m}$ bestimmt. Das C^{max} wird so angepasst, dass die J_{01} -Werte guter Kristallqualität mit dem entsprechenden DLIT-basierten J_{01} bestmöglich übereinstimmen. Das führt zu einer sehr guten quantitativen Übereinstimmung dieser alternativen PL-Auswertung, ohne das zu einfache Modell unabhängiger Dioden, mit dem DLIT- J_{01} . Allerdings sind lokale Unterschiede zu erkennen. Beispielfhaft ist in (a) ein Defektbereich mit einem weiß-gestrichelten Kreis markiert. Dieser Defekt erscheint im nichtlinearen Fuyuki- J_{01} deutlich höher als mit DLIT gemessen. Mit spannungsabhängigen DLIT-Messungen kann in diesem Bereich ein zusätzlicher Rekombinationsstrom in der Raumladungszone detektiert werden, siehe Abb. 3.20(e) mit der DLIT- J_{02} -Verteilung (für $n_2=2$). Dieser J_{02} -Typ Defekt führt wie zuvor erwähnt zu einem lokalen Spannungsabfall, der in einem Kontrast im C_i resultiert. Die Auswertung mit der nichtlinearen Fuyuki-Näherung nach Gl. (3.23) führt in diesem Bereich zu einem effektiven J_{01} , das den J_{02} - und ohmschen Anteil in (f) mit beinhaltet. Als weiterer Vergleich sind in Abb. 3.23(b) und (c) das thermisch verschmierte Laplace- bzw. LBIC- J_{01} dargestellt. Zusammenfassend ist eine sehr gute quantitative Übereinstimmung aller drei Methoden PL, DLIT und LBIC erkennbar. Das Laplace- J_{01} weist die beste Übereinstimmung mit dem DLIT- J_{01} auf. Eine mögliche Ursache hierfür ist,

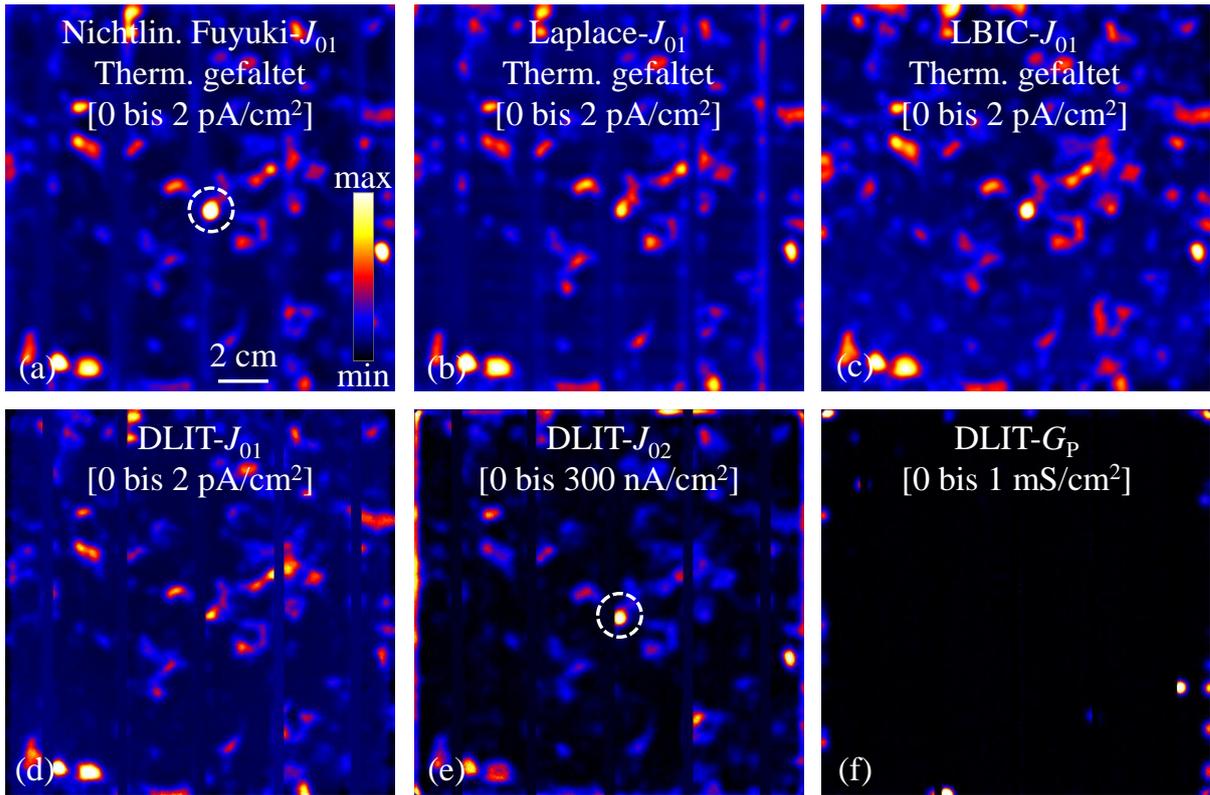


Abbildung 3.20: Thermisch gefaltete J_{01} -Verteilungen basierend auf (a) der nichtlinearen Fuyuki-Näherung nach Gleichung 3.23, (b) der Laplace-Methode und (c) spektralen LBIC-Messungen. DLIT-basiertes (d) J_{01} , (e) J_{02} (für $n_2=2$) und (f) G_p .

dass beide Messungen im Hochinjektions-Regime erfolgen. Die Übereinstimmung zeigt nicht nur die Genauigkeit der Laplace-Methode, sondern auch die der DLIT-basierten Auswertung. Es ist nochmals hervorzuheben, dass für die Laplace-Methode kein Anpassparameter nötig ist. Der einzige freie Parameter ist der Emitter-Schichtwiderstand, der eine bekannte bzw. messbare Größe darstellt. Weiterhin ist im LBIC- J_{01} der in (a) markierte J_{02} -Typ Defekt erkennbar. Das LBIC-Signal ist proportional zum generierten Photostrom und somit wie in Kapitel 2.4 beschrieben mit L_{eff} verknüpft. Der Rekombinationsstrom der Raumladungszone beeinflusst nicht die Materialqualität und somit auch nicht das L_{eff} . Eine mögliche Ursache, weshalb sich das DLIT- und LBIC- J_{01} in diesem Defektgebiet unterscheiden, kann eine Injektionsabhängigkeit sein. Während das DLIT- und Laplace- J_{01} nahe bzw. unter V_{oc} bestimmt werden, findet die Auswertung mit LBIC unter Kurzschlussbedingung bzw. mit der nichtlinearen Fuyuki-Näherung im Niedriginjektionsfall statt, bei der die Überschussladungsträgerkonzentration in der Basis gering ist. Das begründet zudem die starke Ähnlichkeit der LBIC- und nichtlinearen Fuyuki-Auswertung. Das LBIC- J_{01} weist insgesamt durchschnittlich einen leicht höheren J_{01} -Wert auf. Es ist zu erwähnen, dass DLIT in Bereichen kleiner J_{01} -Werte ein zuverlässigeres Resultat liefert als PL bzw. LBIC. Der Grund ist, dass die Lumineszenz für große Werte von L_{eff} ein Sättigungsverhalten zeigt, siehe Gl. (3.23) und die dazugehörige Abb. 3.15(a). Auch spektrale LBIC-Messungen sind darin limitiert, Bereiche guter bzw. sehr guter Kristallqualität zu differenzieren.

Die Anpassung der nichtlinearen Fuyuki-Näherung nach Gl. (3.23) an gemessene spektrale LBIC- L_{eff} Daten bzw. an das DLIT- J_{01} hat den Nachteil, dass die alternative Lumineszenz-

basierte Auswertung von messtechnisch sehr zeitintensiven Methoden abhängt. Daher wird im Rahmen dieser Dissertation vorgeschlagen, auf DLIT und LBIC zu verzichten und die Anpassung des thermisch verschmierten nichtlinearen Fuyuki- J_{01} an das mit der thermischen PSF gefaltete Laplace- J_{01} durchzuführen. Der Vorteil ist, dass die Laplace-Methode bei bekanntem Emitter-Schichtwiderstand selbstkalibrierend ist. Zudem beruhen die Laplace- und die nichtlineare Fuyuki-Auswertung auf nahezu den gleichen Lumineszenz-Eingangsbildern. Diese vorgeschlagene alternative Anpassungsmethode könnte automatisiert und in einer Software implementiert werden. Die Anpassung findet bisher manuell statt. Dieser Vorschlag konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr realisiert werden.

Vergleich hochauflösender J_{01} -Imaging Methoden

Der Vorteil der PL-basierten Auswertung gegenüber DLIT ist nicht nur die deutlich geringere Messzeit, sondern vor allem die höhere Ortsauflösung. Abb. 3.21(a) und (b) zeigen die hochauflösenden J_{01} -Verteilungen basierend auf PL. Diese Bilder wurden bereits thermisch verschmiert in Abb. 3.20(a) und (b) gezeigt. In den hochauflösenden PL- J_{01} Bildern sind die artefaktbehafteten Bereiche der Gridfinger durch den Mittelwert der benachbarten Regionen ersetzt. Vor dem thermischen Verschmieren werden zudem die Bereiche des Busbars und die Ränder der Solarzelle korrigiert. Zum besseren Vergleich sind in (d) und (e) vergrößerte Ausschnitte von (a) und (b) des in (a) markierten Bereichs gezeigt. Während das mit der thermischen PSF verschmierte

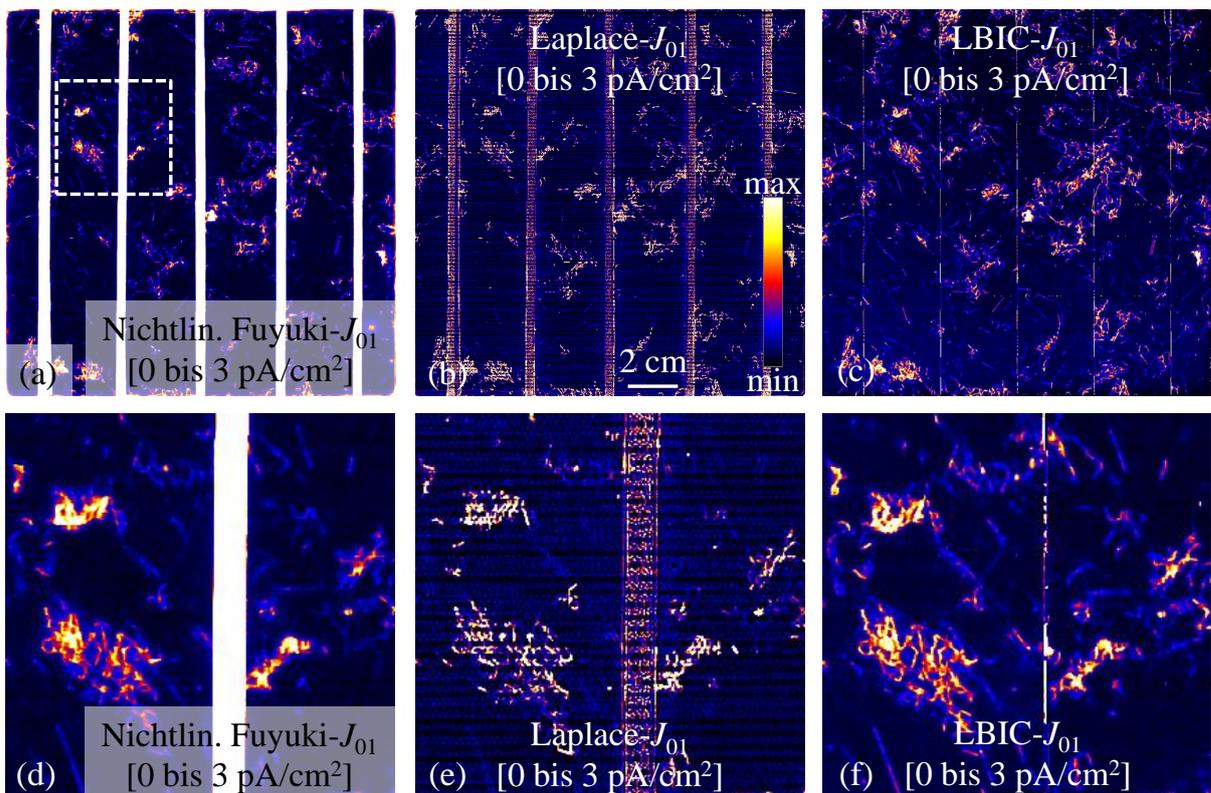


Abbildung 3.21: Hochauflösende J_{01} -Verteilungen basierend auf (a) der nichtlinearen Fuyuki-Näherung nach Gl. (3.23), (b) der Laplace-Methode und (c) spektralen LBIC-Messungen. Detailansicht der hochauflösenden J_{01} -Verteilungen basierend auf (a) der nichtlinearen Fuyuki-Näherung nach Gl. (3.23), (b) der Laplace-Methode und (c) spektralen LBIC-Messungen.

nichtlineare Fuyuki- und Laplace- J_{01} in Abb. 3.20(a) und (b) lokal eine gute Übereinstimmung zeigen, sind im vergrößerten Ausschnitt der hochauflösenden J_{01} -Verteilungen in Abb. 3.21(d) und (e) Unterschiede deutlich. Obwohl die Laplace-Auswertung für PERC-Solarzellen mit hohen V_{oc} -Werten und hohem Emitter-Schichtwiderstand zu einem deutlich verringerten Messrauschen führt, erscheint das Laplace- J_{01} in (d) dennoch verrauschter als das nichtlineare Fuyuki- J_{01} in (e). Die Laplace-Auswertung führt weiterhin zu lokal höheren J_{01} -Werten in den Positionen rekombinationsaktiver Korngrenzen. Die nichtlineare Fuyuki-Auswertung führt hingegen zu einer weniger scharfen J_{01} -Verteilung, die optisch verschmierter wirkt. Als Ursache wird die unterschiedliche Auswertung vermutet. Das Laplace- J_{01} wird aus der lokalen Diodenspannung berechnet, während das nichtlineare Fuyuki- J_{01} auf der Auswertung des Skalierungsfaktors beruht.

Eine mögliche Ursache für die Unschärfe bei der nichtlinearen Fuyuki- J_{01} -Auswertung ist, dass das C_i gegenüber der lokalen Diodenspannung eine physikalisch begründete Verschmierung aufweist. Da der Schmiereffekt sowohl in der Skalierungsmessung als auch in den gemessenen Lumineszenz-Aufnahmen auftritt, wird vermutet, dass sich dieser Effekt bei der Berechnung der lokalen Diodenspannung nach Gl. (2.14) kompensiert. Diese Verschmierung der Lumineszenz wäre dann vergleichbar mit Vignetting oder inhomogenen optischen Oberflächeneigenschaften, die auch das gemessene V_d nicht beeinflussen. Es werden zwei mögliche physikalische Ursachen für die Verschmierung vermutet. Eine ist die laterale Photonenstreuung in der Solarzelle, die bisher nur für PL an Wafern bei Phang et al. [Pha13] berücksichtigt wurde. Ein weiterer Effekt ist die laterale Diffusion von Überschussladungsträgern hin zu Korngrenzen. Auch das führt zu einer verminderten Lumineszenz, ausgedrückt durch C_i , in Bereichen nahe von rekombinationsaktiven Korngrenzen. Das führt zu einer zusätzlichen Verschmierung des Lumineszenzsignals.

Abb. 3.21(c) zeigt zusätzlich das gemessene J_{01} als Resultat der spektralen LBIC-Messungen. In (f) ist der vergrößerte Ausschnitt des gleichen Bereichs wie in (d) und (e) abgebildet. Die LBIC-basierte J_{01} -Verteilung in (f) wirkt nahezu identisch zu der nichtlinearen Fuyuki-Auswertung in (d). Auch das spektrale LBIC- J_{01} weist gegenüber dem Laplace- J_{01} eine Verschmierung auf. Beide zuvor benannten möglichen physikalischen Ursachen, die zu einem Schmiereffekt führen, sind auch für die LBIC-Messung gültig. Die eingestrahelten langwelligen Photonen (bis zu 980 nm) können lateral in der Probe gestreut werden, bevor sie absorbiert werden. Der Laserstrahl übersteigt zudem mit einem Strahldurchmesser von etwa $100 \mu\text{m}$ die nur einige μm ausgedehnten rekombinationsaktiven Strukturen. Die Diffusion photogenerierter Überschussladungsträger benachbarter Bereiche mit besserer Kristallqualität sind eine mögliche Ursache für die beobachtete Verschmierung.

Das Verschmieren mit der thermischen Punktspreizfunktion führt zu einer lokal guten quantitativen Übereinstimmung der beiden alternativen PL- J_{01} Methoden. Es ist bisher jedoch ungeklärt, ob die hochaufgelöste Laplace- oder nichtlineare Fuyuki-Auswertung zu einer realistischeren und zuverlässigeren J_{01} -Verteilung führt. Beide weisen zuvor benannte lokale Unterschiede auf. In den SPICE-Simulationen in Kapitel 3.2.3 wird ein Ausschnitt des nichtlinearen Fuyuki- J_{01} aus Abb. 3.21(a) als Eingangsgröße verwendet. Die resultierende V_d -Verteilung unter offener Klemmspannung und einer Beleuchtungsstärke von einer Sonne wurde bereits in Abb. 3.11(b) gezeigt. In Abb. 3.14(a) wurde die gemessene lokale Diodenspannung unter V_{oc} -Bedingung und 0,9 Sonnenäquivalent dargestellt. Die Beleuchtungsstärken unterscheiden sich, beeinflussen jedoch den folgenden Vergleich nicht. Die direkte Auswertung beider V_d -Verteilungen, unabhängig von der Berücksichtigung der lokalen Rückseitenspannung, führt zu

unterschiedlich scharfen Strukturen des Laplace- J_{01} . Es wird deutlich, dass die gemessene Di-odenspannung einen größeren Gradienten besitzt als das simulierte V_d basierend auf dem nicht-linearen Fuyuki- J_{01} . Dies deutet darauf hin, dass die Strukturen des nichtlinearen Fuyuki- J_{01} durch den bereits erwähnten Schmiereffekt beeinflusst werden und nicht scharf genug bestimmt werden können. Das Laplace- J_{01} hingegen weist eine deutlich schärfere J_{01} -Verteilung auf. Es wird daher vermutet, dass das aus der Laplace-Auswertung resultierende PL- J_{01} realistischer und somit zuverlässiger ist.

Einfluss von J_{02} -Typ Defekten

Zur Quantifizierung des Einflusses von J_{02} -Typ Defekten dient eine multikristalline PERC-Solarzelle mit lokal linienförmigen Rückseitenkontakten senkrecht zum Vorderseitengrid. Für einen ausführlichen Vergleich der unterschiedlich prozessierten PERC-Solarzellen sei auf [Bre17a, Bre17b] verwiesen. Abb. 3.22(a) und (d) zeigen das DLIT-basierte J_{02} (für $n_2=2$) bzw. das J_{01} . Es ist in (a) ein erhöhter Rekombinationsstrom der Raumladungszone an den Rändern und an einigen J_{01} -Typ Defekten erkennbar. Die Defekte am Rand sind an den Positionen durch Oberflächenzustände hervorgerufen, an denen der pn-Übergang die Oberfläche durchstößt. Der Idealitätsfaktor n_2 nimmt in diesen Bereichen Werte größer 2 (bis zu 4) an, was die Annahme eines lokalen J_{02} -Stroms festigt [Ste11]. In der „Local I-V“-Auswertung zeigen die J_{02} -Typ Defekte in der Zellfläche, die eine deutliche Korrelation zum J_{01} aufweisen, einen Idealitätsfaktor

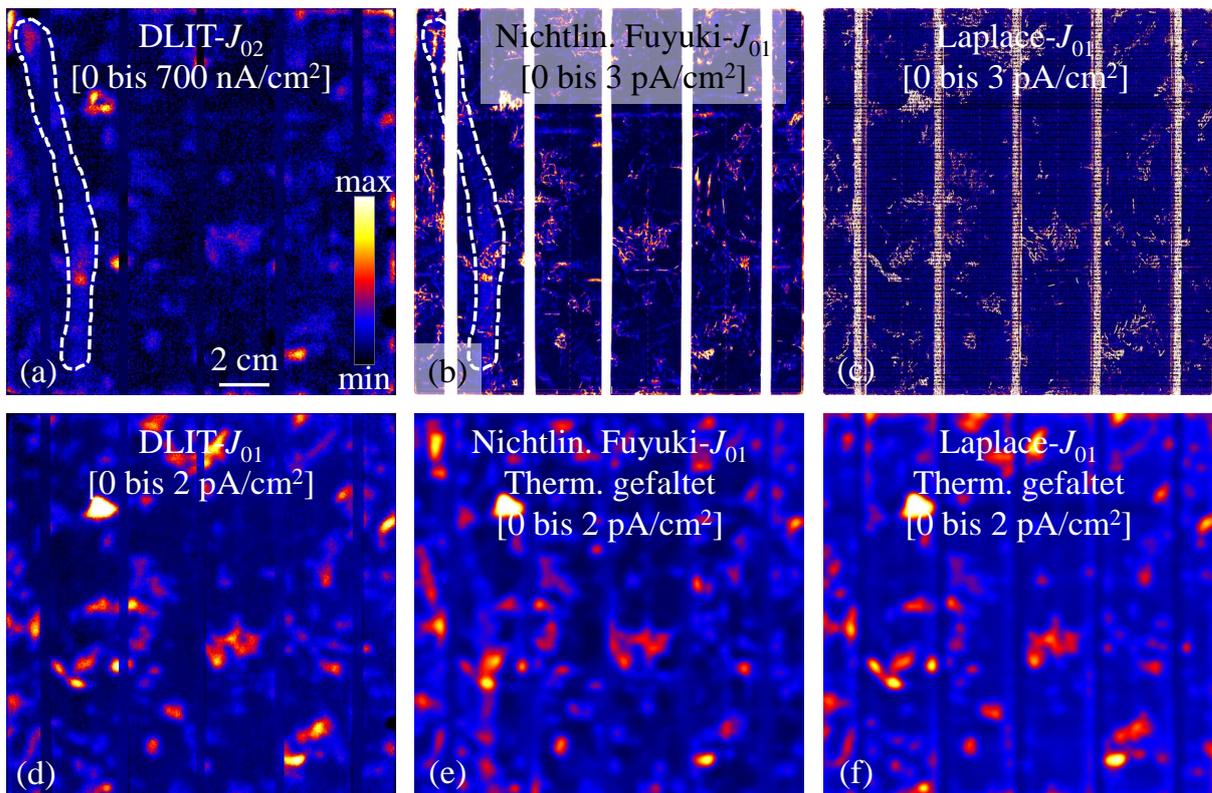


Abbildung 3.22: (a) DLIT-basiertes J_{02} (für $n_2=2$), hochauflösende J_{01} -Verteilungen basierend auf (b) der nicht-linearen Fuyuki-Näherung nach Gl. (3.23) und (c) der Laplace-Methode, (d) DLIT-basiertes J_{01} und thermisch gefaltete J_{01} -Verteilungen basierend auf (e) der nichtlinearen Fuyuki-Näherung nach Gl. (3.23) und (f) der Laplace-Methode.

von $n_2 = 2$ oder kleiner (nicht gezeigt). Das deutet darauf hin, dass die J_{02} -Maxima teilweise eine falsche Interpretation der „Local I-V“-Auswertung sind, vermutlich hervorgerufen durch die Annahme eines homogenen Idealitätsfaktors der ersten Diode n_1 . Dadurch ist es möglich, dass ein kleiner Anteil der Basis-Rekombination in diesen Defektgebieten, die vermutlich ein lokal erhöhtes n_1 aufweisen, fälschlicherweise der Raumladungsrekombination zugeschrieben wird. Eine zweite Möglichkeit für die nur bedingt richtige Trennung von J_{01} - und J_{02} -Anteilen ist das vereinfachte Modell unabhängiger Dioden mit einem effektiven Serienwiderstand in der Einheit Ωcm^2 , das in der „Local I-V“-Auswertung angenommen wird. Für stark inhomogene Dunkelstromanteile, wie es hier der Fall ist, ist die verwendete Beschreibung von R_s für den Fall ohne Beleuchtung falsch. Dies kann zu einer fehlerhaften Trennung der Dunkelstromanteile führen.

Ein interessantes Ergebnis ist das erhöhte J_{02} vertikal im weiß-gestrichelt markierten Bereich in Abb. 3.22(a). Dieser Defekt ist nicht im DLIT- J_{01} zu erkennen, was auf einen reinen J_{02} -Typ Defekt hindeutet. Es wird vermutet, dass dieser durch das Transportband während der industriellen Prozessierung hervorgerufen wird. Es handelt sich dabei höchstwahrscheinlich um schwache Kratzer auf der Oberfläche. Zur Untersuchung des Einflusses von Rekombinationsströmen in der Raumladungszone auf die beiden alternativen PL-basierten J_{01} -Auswertungen sind in Abb. 3.22(b) und (c) die hochaufgelösten J_{01} -Verteilungen der nichtlinearen Fuyuki- bzw. Laplace-Methode dargestellt. Zur Vollständigkeit sind in (e) und (f) die jeweils thermisch verschmierten alternativen PL- J_{01} Verteilungen dargestellt. Die Anpassung zeigt eine gute quantitative Übereinstimmung mit dem DLIT- J_{01} . Es ist ersichtlich, dass in der nichtlinearen Fuyuki-Auswertung der schwache Kratzer der Oberfläche (J_{02} -Typ Defekt) als J_{01} interpretiert wird. Das Laplace- J_{01} in (c) zeigt hingegen keine Korrelation zum DLIT- J_{02} in (a). Der Grund ist, dass das C_i zur Auswertung mit der nichtlinearen Fuyuki-Näherung nach Gl. (3.23) bei geringen Intensitäten von 0,1 und 0,2 Sonnen bestimmt wird. Die Skalierungsmessung findet somit im Niedrigspannungsregime statt, in dem J_{02} -Typ Defekte dominieren bzw. einen starken Beitrag zum Dunkelstrom zeigen. Die Laplace-Methode hingegen wertet die lokale Diodespannung bei fast einem Sonnenäquivalent aus. In diesem Hochinjektionsfall dominiert der J_{01} -Beitrag. Die Berechnung von V_d ist unabhängig von einem leicht verringerten Lumineszenzsignal, hervorgerufen durch schwache Oberflächenkratzer oder optische Artefakte. Die nichtlineare Fuyuki-Näherung hingegen wertet das C_i aus. Wie bereits erwähnt, führen kleine Änderungen im C_i zu einer starken Abhängigkeit im L_{eff} . Das führt zu einem Signal im nichtlinearen Fuyuki- J_{01} , was als Artefakt angesehen werden muss. Die Kombination aus nichtlinearem Fuyuki- und Laplace- J_{01} kann zu einer Separation von J_{01} - und J_{02} -Dunkelstromanteilen führen. Eine weitere Möglichkeit ist eine injektionsabhängige Auswertung der Laplace-Methode mit einer lokalen Anpassung an ein Zwei-Dioden-Modell in Analogie zur „Local I-V“-Auswertung. Diese Untersuchungen konnten im Rahmen dieser Dissertation jedoch nicht mehr realisiert werden.

3.4 Funktionaler Zusammenhang zwischen J_{01} und J_{sc}

Der in dieser Dissertation weiterentwickelte funktionelle Zusammenhang zwischen der Sperrsättigungs- und Photostromdichte nach Breitenstein et al. [Bre15c] wird in diesem Kapitel ausführlich beschrieben [Bre16a]. Die zuverlässigste Bestimmung des J_{01} basiert auf der DLIT-Auswertung [Bre15a]. Jedoch sind die DLIT-Messungen sehr zeitaufwendig und führen durch die thermische Verschmierung nur zu einer bedingt guten Ortsauflösung. Die Photostromdichte wurde erstmals standardmäßig mit LBIC-Messungen bei genau einer Wellenlänge bestimmt [Mar84]. Mit wellenlängenabhängigen LBIC-Messungen kann hingegen das J_{sc} äquivalent zum AM1,5 Spektrum berechnet werden [Pad14]. In Fertig et al. [Fer14] und Breitenstein et al. [Bre15c] wurde gezeigt, dass auch ILIT bzw. DLIT geeignet sind, die Photostromdichte ortsaufgelöst darzustellen. Das DLIT-Verfahren basiert auf der Grundlage, dass die Sperrsättigungsstromdichte ein Maß für die Basis-Rekombination ist. Daher sollte J_{01} auch unter Kurzschlussbedingung die Basis-Rekombination bestimmen und zu einem lokal unterschiedlichen J_{sc} führen. Der im Folgenden ausführlich dargestellte direkte Zusammenhang zwischen J_{01} und J_{sc} hat den Vorteil, dass auch aus früher bestimmten J_{01} -Verteilungen das J_{sc} nachträglich bestimmt werden kann. Diese Methode ist eine geeignete Erweiterung für die „Local I-V“-Auswertung, die zum aktuellen Stand die zuverlässigste Methode zur Bestimmung des J_{01} und zur lokalen Wirkungsgradanalyse darstellt [Bre11a, Bre12, Bre15a]. Auch die vorherige, empirische Methode [Bre15c] basiert auf PC1D-Simulationen [Pcd18]. Aus diesen geht hervor, dass sich das J_{sc} mit steigendem J_{01} linear für kleine Werte von J_{01} verringert und für große Werte von J_{01} (geringere Basis-Ladungsträgerlebensdauer) ein Sättigungsverhalten aufweist. In [Bre15c] wurde mit PC1D-Simulationen [Pcd18] das J_{01} -abhängige J_{sc} empirisch bis zu einem maximalen Wert von $J_{01} = 5 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$ bestimmt. In dem verwendeten J_{01} -Wertebereich konnte die $J_{sc}(J_{01})$ -Abhängigkeit mit einem Polynom zweiter Ordnung angepasst werden. Die empirisch bestimmte Abhängigkeit nach [Bre15c] führte allerdings bei der späteren praktischen Anwendung mit lokalen J_{01} -Werten oberhalb von $5 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$ zu einem Anstieg von J_{sc} mit zunehmenden J_{01} , was physikalisch falsch ist. Im Rahmen dieser Dissertation wird eine physikalisch basierte empirische Beschreibung der $J_{sc}(J_{01})$ -Abhängigkeit eingeführt, die im gesamten Wertebereich von J_{01} zu einem zuverlässigen Ergebnis führt. Wie in [Bre15c] wird die hier vorgestellte Methode an PC1D-Simulationen einer multikristallinen Al-BSF bzw. PERC-Solarzelle angepasst. Weiterhin werden LBIC-basierte Messungen bei unterschiedlichen Wellenlängen bzw. äquivalent zum AM1,5 Sonnenspektrum mit dem DLIT- J_{01} verglichen, die zu einem realistischen Datensatz der Anpassparameter führen. Das Ziel ist es, mit den alternativen PL-Methoden zur Bestimmung des J_{01} einen Ansatz zu entwickeln und daraus ein hochauflösendes J_{sc} zu berechnen, das quantitativ vergleichbar mit dem LBIC-basierten J_{sc} ist. Es wird in diesem Kapitel gezeigt, dass die Laplace- und nichtlineare Fuyuki-Auswertung, neben der zuverlässigen J_{01} -Bestimmung, auch zu hochauflösenden und zuverlässigen Ergebnissen der lokalen Photostromdichte führen.

3.4.1 Empirische $J_{sc}(J_{01})$ -Abhängigkeit

In diesem Unterkapitel werden in einem ersten Schritt die J_{sc} - und J_{01} -Werte mit PC1D [Pcd18] für eine standardgefertigte BSF-Typ Solarzelle mit ganzflächigem Al-Rückseitenkontakt bzw. eine PERC-Solarzelle für einen großen Wertebereich der Basis-Ladungsträgerlebensdauer simuliert. Im zweiten Schritt erfolgt die Herleitung der $J_{sc}(J_{01})$ -Abhängigkeit und die Anpassung an die PC1D-Simulationen. Die verwendeten Parameter der Simulation entsprechen den Annah-

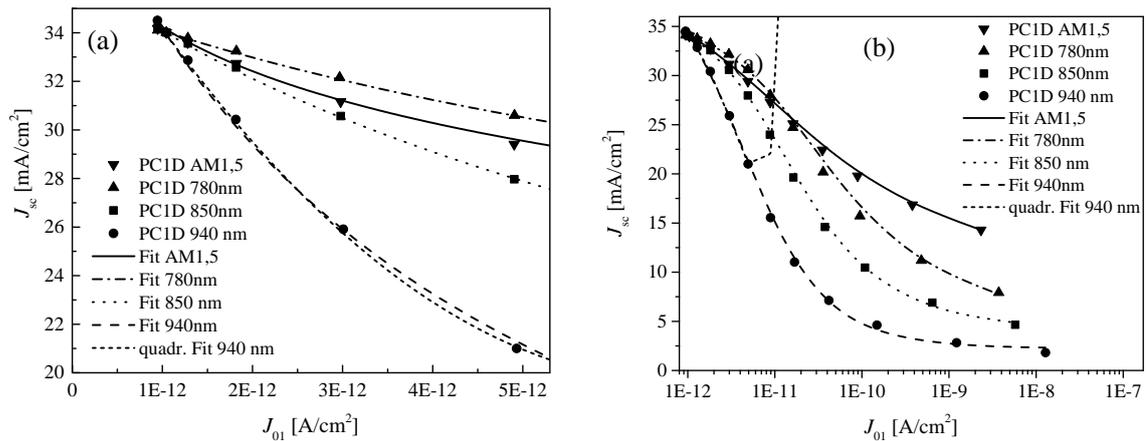


Abbildung 3.23: Abhängigkeit des J_{sc} von J_{01} der standardgefertigten BSF-Typ Solarzelle, (a) lineare Darstellung bis zu $J_{01} = 5 \cdot 10^{-12}$ A/cm², (b) lineare Darstellung über dem Logarithmus im gesamten simulierten J_{01} -Wertebereich. Symbole: PC1D-Simulationen, Linien: Anpassungen nach Gl. (3.29).

men aus [Bre15c]. Die Zelldicke d beträgt $200 \mu\text{m}$, $N_A = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $T = 25 \text{ }^\circ\text{C}$ für beide Zellmodelle. Für die Standard-Solarzelle wird $J_{01}^{Emitter} = 550 \text{ fA/cm}^2$ und $S_{Rücks} = 600 \text{ cm/s}$ angenommen, für die PERC-Zelle $J_{01}^{Emitter} = 90 \text{ fA/cm}^2$ und $S_{Rücks} = 10 \text{ cm/s}$. Während in den PC1D-Simulationen in [Bre15c] das τ_{eff} der Basis und Rückseite von 1 ms bis $1 \mu\text{s}$ variiert wurde, was einem maximalen J_{01} von $5 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$ entspricht, wird im Rahmen dieser Dissertation der Wertebereich von τ_{eff} von 10 ms auf 1 ns erweitert. Das entspricht einem maximalen Wert von $J_{01} = 1 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$. Wie in [Bre15c] werden $J_{01}^{Emitter}$ und $S_{Rücks}$ näherungsweise als unabhängig von τ_{eff} angenommen. Alle PC1D-Simulationen werden bei den Wellenlängen 780 , 850 und 940 nm und für das AM1,5 Sonnenspektrum (eine Sonne) durchgeführt. Die Intensität für die monochromatische Beleuchtung wird so gewählt, dass bei einer Basisladungsträgerlebensdauer τ_{eff} das monochromatische J_{sc} dem des AM1,5 äquivalenten Sonnenspektrums entspricht. Das J_{01} wird aus der offenen Klemmspannung V_{oc} und der generierten Photostromdichte J_{sc} mit einem Ein-Dioden-Modell vereinfacht nach Gl. (2.8) mit einem Idealitätsfaktor von eins berechnet. Diese vereinfachte Annahme ist für sehr kleine Ladungsträgerlebensdauern nur bedingt gültig, da die Rekombination der Raumladungszone einen entscheidenden Beitrag liefert. Für die experimentell bestimmten J_{01} -Werte von maximal $1,5 \cdot 10^{-11} \text{ A/cm}^2$ gilt die Vereinfachung hingegen in guter Näherung. Abb. 3.23 zeigt die PC1D-Simulationen der $J_{sc}(J_{01})$ -Abhängigkeit der Standard-Solarzelle als Symbole (a) mit einer linearen Skalierung bis zu $J_{01} = 5 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$ und (b) über den Logarithmus von J_{01} für den gesamten Wertebereich der angenommenen τ_{eff} . Die Ergebnisse der PERC-Solarzelle sehen qualitativ ähnlich aus (nicht gezeigt). Abb. 3.23(a) und (b) zeigen zusätzlich die quadratische Anpassung der 940 nm Daten nach [Bre15c] für J_{01} -Werte unterhalb von $5 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$. Es ist zu erkennen, dass die quadratische Anpassung (kurz-gestrichelte Linie) in (a) zu einer sehr guten Übereinstimmung der simulierten Daten führt. Für J_{01} -Werte oberhalb von $5 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$ steigt das J_{sc} mit zunehmender Basis-Rekombination, was bereits zuvor erwähnt wurde. Das wird in (b) verdeutlicht. Das Ziel dieser Arbeit ist es, einen geeigneteren empirischen Ansatz für die $J_{sc}(J_{01})$ -Abhängigkeit zu finden.

Die Photostromdichte J_{sc} repräsentiert die Quanteneffizienz der Solarzelle, wie es in Kapitel 2.4 beschrieben wurde, die wiederum mit der effektiven Diffusionslänge verknüpft ist. Auch die Sperrsättigungsstromdichte besitzt unter Berücksichtigung von Basis und Rückseite eine

direkte Proportionalität zu L_{eff} , siehe Gl. (2.7). Für die Herleitung der $J_{sc}(J_{01})$ -Abhängigkeit werden zunächst die beiden Grenzfälle für Zelldicken deutlich größer und viel kleiner als L_d bzw. L_α untersucht. Für die erste vereinfachte Betrachtung für Zelldicken deutlich größer als L_d und L_α gilt $L_d = L_{eff}$. Somit führen $J_{sc} \sim IQE = 1/(1 + L_\alpha/L_{eff})$ (siehe Gl. (2.6) für senkrechten Lichteinfall mit $\cos(\Theta_1) = 1$) und Gl. (2.7) zu:

$$J_{sc}(J_{01}) \sim \frac{1}{1 + \frac{J_{01}L_\alpha N_A}{eD_e n_i^2}} \quad (3.27)$$

Diese Abhängigkeit ist konstant für sehr kleine Werte von J_{01} und erreicht Null für ein unendlich hohes J_{01} . Es muss berücksichtigt werden, dass Ausdruck (3.27) nur den Beitrag der Basis und Rückseite berücksichtigt. Zusätzlich liefern auch der Emitter und die Raumladungszone Beiträge zur Photostromdichte, die nicht von τ_{eff} abhängen. Es wird für sehr große Werte von J_{01} (kleine τ_{eff}) erwartet, dass sich das J_{sc} auf einen endlichen Wert verringert. Dieser endliche Wert hängt von der Anregungswellenlänge ab, die L_α bestimmt. Im zweiten Grenzfall für Zelldicken kleiner als L_d und L_α wurde in [Bre15c] $J_{sc} \sim 1 - c_1/\tau_{eff}$ mit der Konstanten c_1 gefunden. Zusammen mit Gl. (2.4) führt dies zu:

$$J_{sc}(J_{01}) \sim 1 - c_2 J_{01} \quad (3.28)$$

Hier ist c_2 eine weitere Konstante. Dieser Ausdruck verringert sich linear für geringe Werte von J_{01} , in dem dieser seine Gültigkeit besitzt. Die Herleitung eines analytischen Ausdrucks für den Zusammenhang von J_{sc} und J_{01} , der für die Anwendung an echten Solarzellen geeignet ist und das Lichtspektrum, die Inhomogenität der Solarzelle, deren optische Eigenschaften und den Beitrag vom Emitter und der Raumladungszone berücksichtigt, wäre sehr komplex. Daher wird in dieser Dissertation ein phänomenologischer Ansatz vorgeschlagen, der vier freie Anpassparameter A_{sc} , B_{sc} , C_{sc} und n_{sc} besitzt und die numerischen und experimentellen Daten sehr gut repräsentiert [Bre16a]. Dies führt zu der folgenden empirisch bestimmten Abhängigkeit [Bre16a]:

$$J_{sc}(J_{01}) = C_{sc} - \frac{A_{sc}J_{01}}{\left[1 + \left(\frac{A_{sc}J_{01}}{B_{sc}}\right)^{n_{sc}}\right] \frac{1}{n_{sc}}} \quad (3.29)$$

Für kleine J_{01} -Werte verringert sich diese Abhängigkeit linear mit dem J_{01} , wie in Gl. (3.28), während für große Werte wie in Gl. (3.27) ein endliches J_{sc} erreicht wird. Der Anpassparameter A_{sc} (dimensionslos) beschreibt wie in [Bre15c] den Anstieg der linearen Abhängigkeit für kleine J_{01} -Werte. Dieser Parameter A_{sc} beschreibt den Grenzfall für kleine J_{01} nach Gl. (3.28), in dem es dem Parameter c_2 entspricht. Der Parameter B_{sc} (in der Einheit A/cm^2) beschreibt den endlichen Sättigungswert von J_{sc} für große Werte von J_{01} . Unter Berücksichtigung der Gln. (3.27) und (3.29) gilt $B_{sc} \sim eD_e n_i^2 / (L_\alpha N_A)$ für $n_{sc} = 1$. Der Faktor A_{sc} kürzt sich im Zähler und Nenner für große J_{01} . Das n_{sc} (dimensionslos) ist ein Maß dafür, wie schnell die Abhängigkeit (3.29) sättigt. Ein großes n_{sc} entspricht einer schnellen bzw. ein kleines n_{sc} einer langsamen Sättigung. Der Parameter C_{sc} (in der Einheit A/cm^2) beschreibt das maximale J_{sc} für ein angenommenes J_{01} von Null. Diese globalen Parameter sind für unterschiedliche Zelltypen (Standard Al-BSF oder PERC) und für unterschiedliche Beleuchtungsbedingungen gültig. Es

ist zu erwähnen, dass die Anpassparameter A_{sc} , B_{sc} und C_{sc} linear mit der Beleuchtungsintensität skalieren, n_{sc} jedoch nicht. Das wird für die Grenzfälle kleiner bzw. großer Werte von J_{01} deutlich, die mit Gl. (3.29) zu $J_{sc}^{max} = C_{sc}$ und $J_{sc}^{min} = C_{sc} - B_{sc}$ führen, die beide proportional zur Beleuchtungsstärke sein müssen. Auch der Anstiegsfaktor A_{sc} sollte proportional zum verringerten Wert B_{sc} sein. Als gute Näherung wird angenommen, dass diese Parameter mit dem globalen Mittelwert $\langle J_{sc} \rangle$ der Solarzelle skalieren. Die Linien in Abb. 3.23 stellen die Anpassungen nach Gl. (3.29) für alle Beleuchtungsbedingungen dar. In Tab. 3.1 sind die Parameter für die einzelnen Anpassungen der Standard- und PERC-Solarzelle dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die $J_{sc}(J_{01})$ -Anpassung nun über vier Größenordnungen bis zu einem maximalen $J_{01} = 10^{-8} \text{ A/cm}^2$ möglich ist [Bre16a].

Wie in [Bre15c] kann der Parameter C_{sc} durch den globalen Mittelwert der Photostromdichte $\langle J_{sc} \rangle$ ausgedrückt werden, falls dieser bekannt ist. Für den Mittelwert der Photostromdichte folgt aus Gl. (3.29):

$$\langle J_{sc} \rangle = C_{sc} - \sum_i \frac{A_{sc} J_{01,i}}{N \left[1 + \left(\frac{A_{sc} J_{01,i}}{B_{sc}} \right)^{n_{sc}} \right]^{1/n_{sc}}} \cdot \frac{1}{n_{sc}}. \quad (3.30)$$

Die Anzahl der Pixel wird mit N ausgedrückt. Das führt zusammen mit Gl. (3.29) zum Endergebnis [Bre16a]:

$$J_{sc,i} = \langle J_{sc} \rangle - \frac{A_{sc} J_{01,i}}{\left[1 + \left(\frac{A_{sc} J_{01,i}}{B_{sc}} \right)^{n_{sc}} \right]^{1/n_{sc}}} + \sum_i \frac{A_{sc} J_{01,i}}{N \left[1 + \left(\frac{A_{sc} J_{01,i}}{B_{sc}} \right)^{n_{sc}} \right]^{1/n_{sc}}} \cdot \frac{1}{n_{sc}}. \quad (3.31)$$

Mit bekanntem $\langle J_{sc} \rangle$ entfällt der Parameter C_{sc} in Ausdruck (3.31). Es verbleiben nur noch A_{sc} , B_{sc} und n_{sc} als Anpassparameter. Es wird im Folgenden gezeigt, dass für den interessanten J_{01} -Bereich einiger 10^{-11} A/cm^2 der Parameter n_{sc} einen vernachlässigbaren Einfluss besitzt. Es wird daher $n_{sc} = 1$ angenommen. Diese verbesserte Methode zur Bestimmung des lokalen J_{sc}

Methode, Zelltyp, Beleuchtungsbedingung	A_{sc}	$B_{sc} [\text{A/cm}^2]$	$C_{sc} [\text{A/cm}^2]$	n_{sc}
PC1D, BSF-Typ, AM1,5	$2,0 \cdot 10^{10}$	$2,7 \cdot 10^{-2}$	$3,87 \cdot 10^{-2}$	0,42
780 nm	$1,8 \cdot 10^9$	$2,9 \cdot 10^{-2}$	$3,55 \cdot 10^{-2}$	0,65
850 nm	$3,0 \cdot 10^9$	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$3,66 \cdot 10^{-2}$	0,8
940 nm	$9,0 \cdot 10^9$	$3,9 \cdot 10^{-2}$	$4,13 \cdot 10^{-2}$	0,95
LBIC, BSF-Typ, AM1,5	$1,0 \cdot 10^9$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$3,74 \cdot 10^{-2}$	1
780 nm	$8,0 \cdot 10^8$	$7,0 \cdot 10^{-3}$	$3,69 \cdot 10^{-2}$	1
960 nm	$3,9 \cdot 10^9$	$2,4 \cdot 10^{-2}$	$3,99 \cdot 10^{-2}$	1
PC1D, PERC, AM1,5	$2,7 \cdot 10^9$	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$3,50 \cdot 10^{-2}$	0,7
780 nm	$1,2 \cdot 10^9$	$2,7 \cdot 10^{-2}$	$3,55 \cdot 10^{-2}$	0,9
850 nm	$2,5 \cdot 10^9$	$3,0 \cdot 10^{-2}$	$3,58 \cdot 10^{-2}$	0,9
940 nm	$6,5 \cdot 10^9$	$3,4 \cdot 10^{-2}$	$3,66 \cdot 10^{-2}$	1
LBIC, PERC, AM1,5	$7,0 \cdot 10^9$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$4,12 \cdot 10^{-2}$	1
780 nm	$1,0 \cdot 10^9$	$6,0 \cdot 10^{-3}$	$4,01 \cdot 10^{-2}$	1
960 nm	$1,1 \cdot 10^{10}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$4,14 \cdot 10^{-2}$	1

Tabelle 3.1: Anpassparameter für unterschiedliche Methoden, Zelltypen und Anregungsspektren.

aus J_{01} benötigt auch nur zwei Anpassparameter A_{sc} und B_{sc} , wobei B_{sc} in dieser Dissertation und in [Bre16a] eine andere Bedeutung zukommt als in [Bre15c].

Es ist zu erwähnen, dass alle Ergebnisse der PC1D-Simulationen nur für homogene Solarzellen gelten. In echten multikristallinen Solarzellen wird das J_{01} durch rekombinationsaktive Korngrenzen dominiert, die eine Strukturgröße im μm -Bereich oder darunter aufweisen. Wenn ein abgebildetes Pixel eine solche rekombinationsaktive Korngrenze enthält, werden das J_{01} und J_{sc} über eine Region mit signifikant unterschiedlichen J_{01} -Werten gemittelt. Diese Mittelung wäre nur zulässig, wenn J_{sc} linear von J_{01} abhängen würde. Wie in Abb. 3.23 erkennbar, zeigt das J_{sc} nur für kleine J_{01} -Werte unterhalb $3 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$ eine lineare Abhängigkeit. Für größere Werte von J_{01} , wie es in rekombinationsaktiven Korngrenzen typisch ist, wird die $J_{sc}(J_{01})$ -Abhängigkeit stark sublinear bzw. nahezu logarithmisch bis zu einem J_{01} von 10^{-10} A/cm^2 . Für noch höhere J_{01} -Werte erfolgt eine Sättigung, siehe Abb. 3.23(b). Daraus folgt, wie es bereits in [Bre15c] diskutiert wurde, dass für stark inhomogene J_{01} -Verteilungen das J_{sc} und J_{01} unterschiedlich über einen Pixel gemittelt werden müssen. Das ist der Grund, warum nicht erwartet wird, dass die an die PC1D-Simulationen angepassten Parameter für den homogenen Fall auch für stark inhomogene Solarzellen gelten. Im folgenden Unterkapitel werden LBIC-basierte J_{sc} -Daten an das DLIT- J_{01} angepasst, um realistischere Anpassparameter für die praktische Anwendung zu erhalten.

3.4.2 Experimentelle LBIC- und DLIT-Anpassung

In diesem zweiten Unterkapitel erfolgt die Anpassung von LBIC-basierten J_{sc} -Daten an das DLIT- J_{01} . Für die Auswertung werden LBIC-Datensätze einer typischen multikristallinen BSF-Typ Solarzelle ($J_{sc} = 34 \text{ mA/cm}^2$) und einer p-Typ multikristallinen PERC-Solarzelle ($J_{sc} = 39,85 \text{ mA/cm}^2$) einer LOANA-Messung [Pvt18] bei den Wellenlängen 405, 532, 658, 780, 960 und 980 nm verwendet. Bei den beiden untersuchten Solarzellen handelt es sich um die erstmals in Abb. 3.7 gezeigte Standard-Solarzelle mit ganzflächigem Al-Rückseitenkontakt und um die PERC-Solarzelle aus Abb. 3.8. Aus den monochromatischen EQE-Aufnahmen werden jeweils J_{sc} -Bilder äquivalent zum AM1,5 Sonnenspektrum nach Padilla et al. [Pad14] berechnet. Die spannungsabhängigen DLIT-Messungen werden für die Standard- und PERC-Solarzelle bei einer Lock-in Frequenz von 50 bzw. 10 Hz durchgeführt. Die geringere Lock-in Frequenz bei der Messung der PERC-Solarzelle führt bei gleicher Dunkelstromdichte zu einem stärkeren DLIT-Signal und verringertem Messrauschen.

Für die Bestimmung der Anpassparameter zur Beschreibung der $J_{sc}(J_{01})$ -Abhängigkeit wird das in Abb. 3.24(a) gezeigte LBIC-basierte J_{sc} äquivalent zum AM1,5 Sonnenspektrum mit der thermischen Punktspreizfunktion entsprechend der Lock-in Frequenz von 50 Hz gefaltet. Das Resultat ist in (b) dargestellt. Die pixelweise Auftragung des LBIC- J_{sc} über dem DLIT- J_{01} aus (c) ermöglicht es, einen geeigneten Datensatz der Anpassparameter mit Gl. (3.29) zu bestimmen. Diese Parameter sind in Tab. 3.1 gelistet. Die in (c) abgebildeten weiß-gestrichelten Rechtecke markieren den Bereich, der für die Anpassung verwendet wird. Hierfür werden nur die freien Emitterflächen zwischen zwei benachbarten Gridfingern berücksichtigt. Der Bereich des Busbars wurde zusätzlich vernachlässigt. Für eine Übereinstimmung des in Gl. (3.30) bestimmten $\langle J_{sc} \rangle$ mit dem global gemessenen Wert muss der gemessene $\langle J_{sc} \rangle$ um einige Prozent erhöht werden. Das wurde bereits in [Bre15c] erwähnt. Der Grund ist die Berücksichtigung der Verschattung durch die Vorderseitenmetallisierung. Die Erhöhung des global gemessenen $\langle J_{sc} \rangle$ beträgt für diese Standard-Solarzelle 3,8 %.

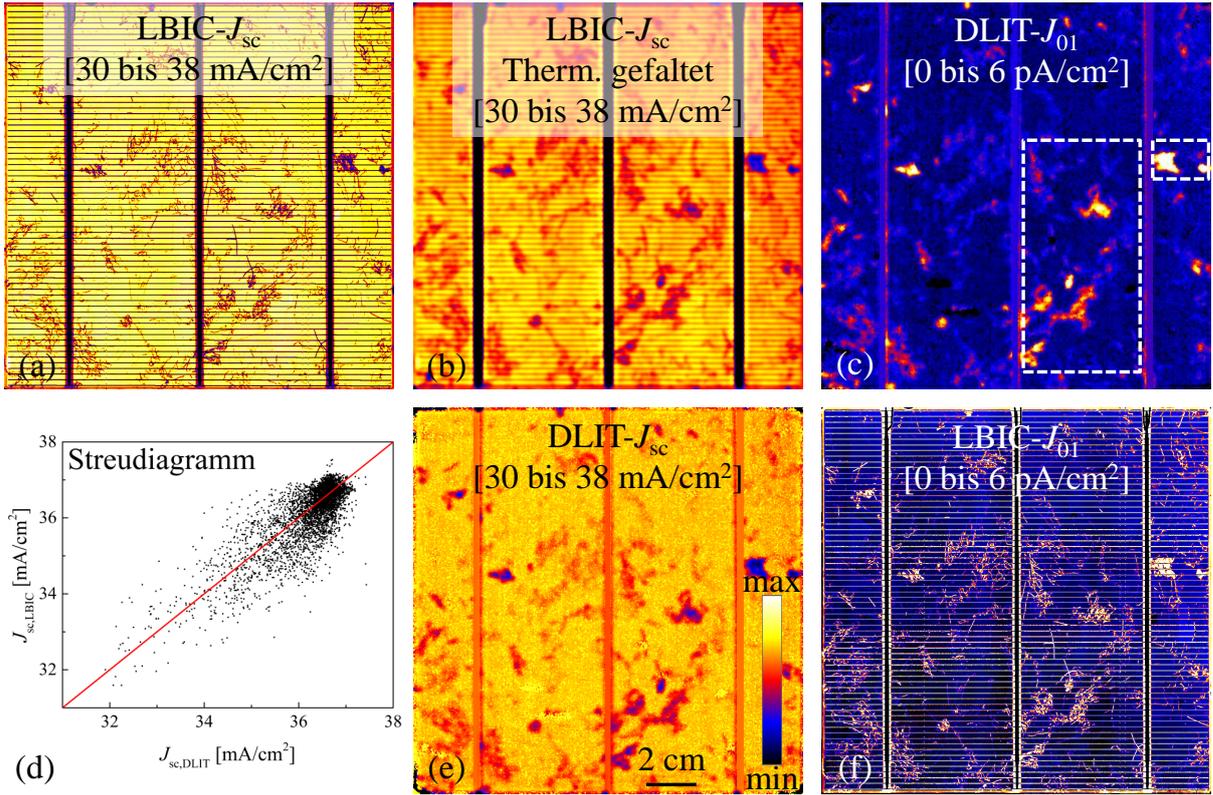


Abbildung 3.24: Angepasste Ergebnisse der BSF-Typ Solarzelle: (a) LBIC-basiertes AM1,5 J_{sc} , (b) thermisch gefaltetes LBIC-basiertes AM1,5 J_{sc} , (c) DLIT- J_{01} , (d) Streudiagramm der in (c) durch weiße Rechtecke markierte Bereiche, (e) DLIT-simuliertes J_{sc} und (f) LBIC-simuliertes J_{01} .

Der maximale experimentell bestimmte J_{01} -Wert dieser Standard-Solarzelle liegt bei $1,5 \cdot 10^{-11} \text{ A/cm}^2$. Der Einfluss des Parameters n_{sc} ist in diesem J_{01} Bereich vernachlässigbar klein. Daher wird für die Anpassung an die experimentellen LBIC-Daten die Annahme $n_{sc} = 1$ getroffen. Das nichtlineare Verhalten wird allein durch B_{sc} bestimmt. Tab. 3.1 beinhaltet zusätzlich die Parameter für die Anpassung an die monochromatischen LBIC-Messungen der Wellenlängen 780 und 960 nm. Abb. 3.24(d) zeigt als Ergebnis das Streudiagramm zwischen dem thermisch gefalteten LBIC- J_{sc} (AM1,5 Spektrum) und dem DLIT-simulierten J_{sc} für die weiß-gestrichelt markierte Bereiche in (c). Das Hauptergebnis ist das nach Gl. (3.31) simulierte DLIT- J_{sc} in Abb. 3.24(e), für das nur die Parameter A_{sc} und B_{sc} und das nur geringfügig erhöhte $\langle J_{sc} \rangle$ verwendet werden. Es ist eine sehr gute ortsaufgelöste Übereinstimmung zwischen der thermisch gefalteten LBIC- und der DLIT-simulierten Photostromdichte zu erkennen.

Mit der bekannten $J_{sc}(J_{01})$ -Abhängigkeit kann im Umkehrschritt aus einer bekannten J_{sc} -Verteilung das J_{01} berechnet werden. Die inverse Funktion von Gl. (3.29) für $n_{sc} = 1$ lautet:

$$J_{01} = \frac{B_{sc}C_{sc} - B_{sc}J_{sc,i}}{A_{sc}J_{sc,i} + A_{sc}B_{sc} - A_{sc}C_{sc}}. \quad (3.32)$$

Für die praktische Anwendung kann das C_{sc} aus den tabellarisch gelisteten Parametern A_{sc} und B_{sc} und der messbaren Größe $\langle J_{sc} \rangle$ nach Gl. (3.30) bestimmt werden. Abb. 3.24(f) zeigt das aus dem hochauflösenden LBIC- J_{sc} nach Gl. (3.32) bestimmte LBIC-basierte J_{01} . Die quantitative Übereinstimmung mit dem DLIT- J_{01} aus (c) ist sehr gut, aber die Ortsauflösung des LBIC-basierten J_{01} übersteigt die der DLIT-Auswertung um ein Vielfaches. Die Positionen der

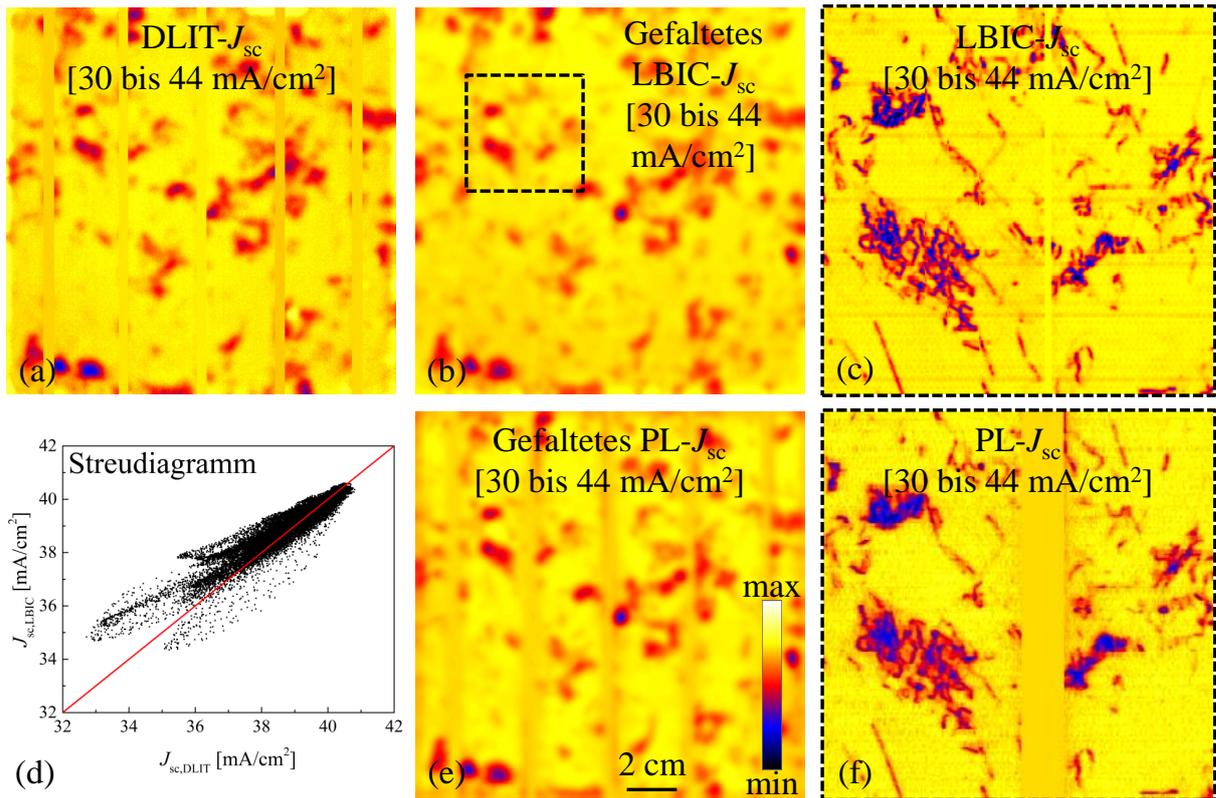


Abbildung 3.25: Angepasste Ergebnisse der PERC-Solarzelle: (a) DLIT- J_{sc} , (b) thermisch gefaltetes LBIC-basiertes AM1,5 J_{sc} , (c) vergrößerter Ausschnitt des hochauflösenden LBIC- J_{sc} , (d) Streudiagramm des in (b) schwarz markierten Bereichs, (e) thermisch gefaltetes PL- J_{sc} basierend auf dem nichtlinearen Fuyuki- J_{01} und (f) vergrößerter Ausschnitt des hochauflösenden PL- J_{sc} basierend auf dem nichtlinearen Fuyuki- J_{01} .

Gridfinger und die Bereiche des Busbars müssen als Artefakt betrachtet werden. Der Mittelwert im linken markierten Rechteck in (c) ist unter Vernachlässigung der artefaktbehafteten Bereiche in den Positionen der Gridfinger nur 9 % höher als bei der DLIT-Auswertung.

Die Anpassung für die PERC-Solarzelle erfolgt exakt wie bei der Standard-Solarzelle. Die Parameter zur Anpassung des LBIC- J_{sc} an das DLIT- J_{01} bei 10 Hz sind für das AM1,5 Sonnenspektrum und für die monochromatischen LBIC-basierten Auswertungen für die Wellenlängen 780 und 960 nm in Tab. 3.1 gegeben. Abb. 3.25(a) zeigt als Ergebnis das DLIT-simulierte J_{sc} . Als Vergleich dient das mit der thermischen PSF gefaltete LBIC- J_{sc} für das AM1,5 Spektrum in (b). Die gute quantitative Übereinstimmung von (a) und (b) ist auch im Streudiagramm in (d) erkennbar. Wie bereits in Abb. 3.24(d) gezeigt, handelt es sich hierbei um die Auftragung des thermisch verschmierten LBIC- J_{sc} über dem DLIT-simulierten J_{sc} . Der in (b) markierte schwarz-gestrichelte Bereich dient als Grundlage für das Streudiagramm in (d). Die artefaktbehafteten Bereiche der Vorderseitenmetallisierung werden vor der Verschmierung mit der thermischen Punktspreizfunktion durch Mittelwerte der benachbarten Umgebung ersetzt. Auch im resultierenden DLIT- J_{sc} sind die Busbar-Bereiche korrigiert. Abb. 3.25(a) und (b) sind beide auf das global gemessene $\langle J_{sc} \rangle$ skaliert.

Mit PC1D-Simulationen konnte im Rahmen dieser Dissertation ein empirischer, aber physikalisch begründeter Zusammenhang zwischen der Photo- und Sperrsättigungsstromdichte hergestellt werden. Die zuverlässigen Messungen des J_{sc} mit LBIC und J_{01} mit DLIT führen

zu allgemeingültigen Anpassparametern der eingeführten $J_{sc}(J_{01})$ -Abhängigkeit für die praktische Anwendung unterschiedlicher Zelltypen. Bisherige Versuche, die Photostromdichte aus Lumineszenz-Messungen zu bestimmen, führten zu keiner quantitativen Übereinstimmung mit LBIC- und DLIT-basierten Auswertungen [Bre14, Fer15]. Die Ursache ist, wie bei der herkömmlichen J_{01} -Bestimmung, die Annahme des vereinfachten Modells unabhängiger Dioden. Abb. 3.25(e) zeigt das mit der thermischen PSF gefaltete PL- J_{sc} . Dieses PL- J_{sc} basiert auf dem nichtlinearen Fuyuki- J_{01} aus Abb. 3.21(a) und wird mit Gl. (3.31) berechnet. Die Übereinstimmung der orts aufgelösten Photostromdichte basierend auf LBIC, DLIT und PL ist sehr gut. Der Vorteil des PL- J_{sc} gegenüber der DLIT- bzw. LBIC-Auswertung ist die hohe Ortsauflösung bei gleichzeitig geringer Messzeit. Abb. 3.25(c) und (f) zeigen die hochauflösenden Photostromdichten basierend auf LBIC bzw. der alternativen PL-Auswertung nach der nichtlinearen Fuyuki-Näherung. Im Rahmen dieser Dissertation kann erstmals ein Lumineszenz-basiertes J_{sc} gezeigt werden, das quantitativ mit der hochorts aufgelösten LBIC-Auswertung übereinstimmt [Bre17a]. Zudem wird gezeigt, dass die Anpassparameter sowohl für die thermisch verschmierten als auch für die hoch aufgelösten J_{sc} -Verteilungen Gültigkeit besitzen. Die Übereinstimmung von (c) und (f) zeigt nochmals die Äquivalenz zwischen LBIC- und Lumineszenz-basierten Methoden.

4 Lokale Wirkungsgradanalyse auf Zellebene

In diesem Kapitel wird die lokale Wirkungsgradanalyse auf Zellebene behandelt. In einem ersten Unterkapitel werden die verwendeten Methoden und Modelle vorgestellt. Darauf folgt die Modellierung inhomogener Solarzellen mit Griddler basierend auf DLIT- und Lumineszenz-Messungen. Abschließend erfolgt ein Vergleich der unterschiedlichen Methoden zur orts aufgelösten Darstellung des Wirkungsgrads.

4.1 Methoden und Modelle

Multikristalline Solarzellen weisen lokal stark unterschiedliche Parameter des Zwei-Dioden-Modells auf. Die Basis-Lebensdauer τ , die die Photostromdichte J_{sc} , die Sperrsättigungsstromdichte J_{01} und die Diffusionslänge der Basis L_d stark beeinflusst, kann lokal um mehrere Größenordnungen variieren [Tru06, Bre11a, Bre16b, Bre16d]. Im Folgenden wird der Einfluss einzelner Defekte auf den globalen Zellwirkungsgrad untersucht. Hierfür ist es wichtig zu wissen, in welchem Maß die unterschiedlichen Regionen einer Solarzelle zum Wirkungsgrad beitragen. Diese Betrachtung wird im Folgenden als lokale Wirkungsgradanalyse bezeichnet. Häufig verwendete Methoden zur orts aufgelösten Darstellung des Wirkungsgrads basieren auf DLIT [Bre11a, Bre12] bzw. PL [Gla10b, She13, Mic12]. Diese Methoden beruhen jedoch auf dem Modell unabhängiger Dioden. Es wird erwartet, dass die herkömmlich PL-basierte Wirkungsgradanalyse [Gla10b, She13] zu keinem zuverlässigen Ergebnis führt. Daher ist im ersten Teil dieses Kapitels die PL-basierte Auswertung nicht enthalten. Auch die PL-basierte ELBA-Methode [Mic12] wird nicht untersucht, da diese nur die materialbedingten Eigenschaften der Basis berücksichtigt. Defekte in der Raumladungszone, die zum J_{02} -Typ und ohmschen Shunts führen, können hingegen nicht berücksichtigt werden. Weiterhin beruht auch die ELBA-Methode auf dem Modell unabhängiger Dioden unter der Annahme eines konstanten Serienwiderstands [Bre16d, Mic12]. In Breitenstein et al. [Bre15a] konnte hingegen gezeigt werden, dass die DLIT-Auswertung nach [Bre11a] zu einer quantitativ richtigen Verteilung der Sperrsättigungsstromdichte führt. Es muss im Rahmen dieser Arbeit jedoch geklärt werden, ob die DLIT-basierte lokale Effizienzanalyse [Bre12] trotz des vereinfachten Modells unabhängiger Dioden zu einem zuverlässigen lokalen Wirkungsgrad führt.

Bereits 2008 hatten Ramspeck et al. [Ram08] eine Methode zur Darstellung der orts aufgelösten Effizienz basierend auf ILIT publiziert. Diese Methode beruht auf der Grundidee, dass die elektrisch generierte und über einen externen Verbraucher abgeführte Leistung einer Solarzelle die beleuchtungsinduzierte Erwärmung der Solarzelle lokal verringert. Diese Auswertung in [Ram08] ist physikalisch sehr zielgerichtet und beruht auf keinem expliziten Zellmodell. Dennoch, in der in [Ram08] publizierten Form kann nur der interne Wirkungsgrad der monochromatischen Beleuchtung berechnet werden, der sich von der Effizienz des AM1,5 Spektrums

unterscheidet. Im Rahmen dieser Dissertation wird eine Möglichkeit erarbeitet, die monochromatische Effizienz in die für das AM1,5 Spektrum umzurechnen. In dieser Arbeit wird weiterhin eine Methode eingeführt, mit der ILIT-Aufnahmen in den externen Wirkungsgrad für AM1,5 äquivalente Beleuchtung umgerechnet werden können. Die ILIT-basierten Resultate eignen sich folglich zum Vergleich mit den DLIT-Ergebnissen nach [Bre12], die auch zum orts aufgelösten externen Wirkungsgrad führen.

Abschließend dient die im folgenden Kapitel 4.2 ausführlich beschriebene Modellierung von gemessenen Solarzellen mit Griddler [Won13] dazu, den Einfluss des verteilten Serienwiderstands zu berücksichtigen und diesen mit der „Local I-V“-Auswertung, basierend auf dem Modell unabhängiger Dioden, zu vergleichen. In diesem Kapitel soll ein ausführlicher Vergleich zwischen DLIT- [Bre11a, Bre12], ILIT- [Ram08] und Finite-Element-basierter [Won13] lokaler Wirkungsgradanalyse gegeben werden.

Es existieren zwei unterschiedliche Definitionen des lokalen Wirkungsgrads, die in der Vergangenheit parallel verwendet wurden. Um jegliche Konfusion zu vermeiden, werden im Folgenden beide Definitionen beschrieben, da auch beide in dieser Arbeit verwendet werden. Eine Definition ist der „in-circuit“ Wirkungsgrad $\eta_{ic}(x, y)$, der den lokalen Beitrag einer bestimmten Position zur Effizienz der Solarzelle am Punkt maximaler Leistung beschreibt. Da die angelegte Spannung unter dieser Bedingung V_{mpp} beträgt und alle Positionen (x, y) zum globalen Zellstrom mit ihrer jeweilig lokalen Diodenstromdichte $J_d(x, y)$ beitragen, ist der lokale „in-circuit“ Wirkungsgrad $\eta_{ic}(x, y)$ wie folgt definiert (p_{bel} = Leistungsdichte der Beleuchtung):

$$\eta_{ic}(x, y) = -\frac{J_d(x, y)V_{mpp}}{p_{bel}}. \quad (4.1)$$

Diese Definition ist allgemeingültig und unabhängig vom verwendeten Zellmodell. Das negative Vorzeichen in Gl. (4.1) ist durch die negative Definition der Photostromdichte im Zwei-Dioden-Modell in Gl. (2.3) gegeben und führt zu einem positiven Wirkungsgrad, wenn die Photostromdichte den Dunkelstrom übersteigt. Der Wirkungsgrad-Vergleich wird beispielhaft an einer stark ohmsch geschunteten Solarzelle durchgeführt. Ohmsche Verluste (G_p) sind wie J_{02} -Typ Shunts meist lokale Phänomene [Bre11a, Bre12, Bre11b]. An diesen lokalen Positionen kann der Dunkelstrom den Photostrom übersteigen, was zu einem negativen Wert des in-circuit Wirkungsgrads nach Gl. (4.1) führt. Das bedeutet, diese Positionen verbrauchen Leistung anstelle diese zu generieren. Es ist zudem zu erwähnen, dass Gl. (4.1) den externen Wirkungsgrad definiert, da an dieser Stelle die externe Beleuchtungsintensität als Referenz dient. Wenn hingegen die absorbierte Beleuchtungsintensität als Referenz verwendet wird, die durch Reflexion und Abschattung verringert ist, definiert Gl. (4.1) die interne Effizienz, analog zur externen und internen Quanteneffizienz.

Die zweite Definition des lokalen Wirkungsgrads ist das Potential $\eta_p(x, y)$. Dieses Wirkungsgrad-Potential benötigt eine Modellbeschreibung der Solarzelle. Im Zwei-Dioden-Modell wird dieses Potential aus den lokalen Diodenparametern (J_{01} , J_{sc} , J_{02} , n_2 und G_p) unter Berücksichtigung eines effektiven Serienwiderstands $R_s(x, y)$ im Modell unabhängiger Dioden berechnet. Es wird angenommen, dass jedes Pixel elektrisch isoliert voneinander und individuell am jeweiligen Punkt maximaler Leistung betrieben wird. Die lokalen $V_{mpp}(x, y)$ unterscheiden sich hierbei vom globalen V_{mpp} der Zelle. Die Darstellung des Potentials ist die gewöhnliche Definition des Wirkungsgrads einer Solarzelle. Die physikalische Bedeutung des Effizienzpotentials, wie auch des lokalen V_{oc} bzw. Füllfaktor FF Potentials, ist die Folgende: Eine Solarzelle mit homogenen Eigenschaften der Position (x, y) und einem Serienwiderstand R_s

besitzt die Werte η , V_{oc} und FF . In [Bre11a] wurde die Definition des Potentials zur Beschreibung der lokalen Zellparameter verwendet, in [Bre12] hingegen wurde von in-circuit Werten von η , V_{oc} und FF berichtet. Der Unterschied zwischen in-circuit und Potential-Werten wurde bereits in [She14, Bre13c] beschrieben. Wie dort gezeigt, sind lokale $V_{oc}(x,y)$ Variationen in der Potential-Repräsentation größer als in der in-circuit Darstellung, bei gleichem Mittelwert. Der Grund für diesen Unterschied sind horizontale (laterale) Ausgleichsströme im Emitter und der Metallisierung, die zu einer Angleichung der lokalen Diodenspannung in einer Solarzelle führen. Der lokale Wirkungsgrad ist generell höher in der Potential- als in der in-circuit-Repräsentation. Der Grund ist, dass beim Potential jedes Pixel am individuellen Punkt maximaler Leistung betrieben wird, was das Optimum darstellt. Daher ist das Effizienzpotential stets positiv, der in-circuit Wirkungsgrad kann hingegen, wie zuvor beschrieben, auch negative Werte annehmen. Im Folgenden werden beide Definitionen berücksichtigt und miteinander verglichen.

Die DLIT-basierte „Local I-V“-Methode wurde in Kapitel 2.3 ausführlich beschrieben. Für weitere Details sei auf [Bre11a, Bre12] verwiesen. Die „Local I-V“-Methode beruht auf dem Modell unabhängiger Dioden. Es wird ein effektiver Serienwiderstand angenommen. Die Modellierung mit Griddler [Won13] hingegen kann den verteilten Charakter des Serienwiderstands berücksichtigen. Als Eingangsgrößen für die folgende Griddler-Simulation dienen die DLIT-basierten Diodenparameter der „Local I-V“-Auswertung, die im folgenden Unterkapitel gezeigt sind. Ein Ergebnis der Griddler-Simulation am Punkt maximaler Leistung ist die lokale Stromdichte-Verteilung $J_{d,mp}(x,y)$, mit der nach Gl. (4.1) lokal der externe in-circuit Wirkungsgrad berechnet werden kann. Die Berechnung der lokalen Potential-Effizienz mit Griddler ist bedeutungslos, da die Annahme eines effektiven Serienwiderstands für jede elementare Diode (Pixel) in einem zweidimensionalen Widerstandsnetzwerk nicht sinnvoll ist [Frü16c, Frü16d]. Der grundlegende Unterschied zwischen der Griddler-Simulation und der „Local I-V“-Auswertung ist, dass Erstere den verteilten Charakter des Serienwiderstands berücksichtigt, die Zweite nicht.

Erweiterung der ILIT-Auswertung

Die ILIT-basierte lokale Effizienzanalyse nach [Ram08] beruht auf keinem Zellmodell. Zur Auswertung dienen zwei -90° ILIT-Aufnahmen, beide mit gepulster Beleuchtung, eins unter Kurzschlussbedingung und das andere am Punkt maximaler Leistung. Gleichzeitiges Pulsen von Beleuchtung und Spannung kann elektronisch oder durch einen geeigneten Lastwiderstand realisiert werden. Die grundlegende Idee hinter dieser Methode ist, dass die dissipierte Leistungsdichte in einer beleuchteten Solarzelle bei einer angelegten Spannung V der Differenz der strahlenden (absorbierten) Beleuchtungsleistungsdichte und der elektrisch generierten abgeführten Leistungsdichte entspricht [Bre05b]. Daraus folgt, dass unter Kurzschlussbedingung bzw. unter offener Klemmspannung, bei der keine elektrische Leistung durch die Solarzelle generiert wird, die dissipierte Leistungsdichte der eingestrahlten Leistungsdichte gleicht. Das resultierende ILIT-Signal eignet sich somit als Referenz zur Quantifizierung. Von den beiden möglichen Referenzen ist allerdings das ILIT-Signal unter Kurzschlussbedingung besser geeignet, da unter offener Klemmspannung ein erheblicher Anteil an Energie lateral in inhomogenen Solarzellen transportiert wird. Der Grund sind die bereits erwähnten horizontalen Ausgleichsströme. Es ist zu erwähnen, dass unter Kurzschlussbedingung der Solarzelle die einzelnen lokalen Diodenspannungen nicht exakt 0 V betragen, was von einem endlichen Serienwiderstand herrührt. Daher funktioniert diese Methode am besten für Solarzellen mit geringem

Serienwiderstand. In Serienwiderstands-dominierten Solarzellen hingegen wird die Auswertung ungenau. Idealerweise ist die Differenz zwischen J_{sc} - und mpp-ILIT Signal proportional zur elektrisch generierten Leistungsdichte und das J_{sc} -ILIT-Signal proportional zur absorbierten Beleuchtungsleistungsdichte. Somit gleicht der interne in-circuit-Wirkungsgrad (ohne Berücksichtigung der Reflektivität) [Ram08]:

$$\eta_{ic,int} = \frac{ILIT_{sc} - ILIT_{mpp}}{ILIT_{sc}} \quad (4.2)$$

Der Zähler in Gl. (4.2) sollte proportional zur extern abgeführten elektrischen Leistungsdichte bzw. der Nenner zur gesamt absorbierten Lichtintensität sein. Daraus folgt, dass aus dem Zähler auch der externe in-circuit Wirkungsgrad berechnet werden kann. Hierfür wird der Proportionalitätsfaktor G_{LIT} zwischen ILIT-Signal und dissipierter Leistungsdichte $p = G_{LIT} \cdot ILIT$ benötigt, der äquivalent zu DLIT-Experimenten sein sollte. Daher kann G_{LIT} aus dem Mittelwert einer zusätzlichen DLIT-Messung $\langle DLIT(V) \rangle$ berechnet werden, bei der die Spannung V und der Strom I einer Solarzelle der Fläche A_Z bekannt sind:

$$G_{LIT} = \frac{IV}{A_Z \langle DLIT(V) \rangle} \quad (4.3)$$

Alternativ kann $\langle DLIT(V) \rangle$ in Gl. (4.3) mit dem Mittelwert vom Zähler aus Gl. (4.2) mit $I = I_{mpp}$ und $V = V_{mpp}$ ersetzt werden. Für die folgende Beispielzelle unterscheiden sich die beiden Werte von G_{LIT} für DLIT bzw. ILIT um nur 5 %. Das führt zum externen Wirkungsgrad:

$$\eta_{ic,ext} = \frac{G_{LIT}(ILIT_{sc} - ILIT_{mpp})}{p_{bel}} \quad (4.4)$$

Wenn an dieser Stelle für p_{bel} der Wert für das AM1,5 Spektrum von 100 mW/cm^2 eingesetzt wird, führt Gl. (4.4) zum externen AM1,5 Wirkungsgrad, auch wenn die ILIT-Messung monochromatisch durchgeführt wird. Die unterschiedlichen Thermalisierungsverluste zwischen monochromatischer und AM1,5 Beleuchtung kompensieren sich in der Differenz des Zählers in Gl. (4.4). Für geringere Beleuchtungsintensitäten, gemessen am I_{sc} der Solarzelle, muss anstelle der 100 mW/cm^2 ein Wert von $p_{bel} = 100 \text{ mW/cm}^2 \cdot \text{Sonnen}$ ($\text{Sonnen} = \text{Beleuchtungsintensität in der Einheit Sonnenäquivalent}$) in Gl. (4.4) verwendet werden. Gl. (4.2) führt, für monochromatische Beleuchtung, zum internen monochromatischen Wirkungsgrad. Diese Effizienz beinhaltet die Beleuchtungsintensität nicht explizit, da diese den Zähler und den Nenner von Gl. (4.2) beeinflusst. Die monochromatische Effizienz ist deutlich größer als die AM1,5 Effizienz. Beide unterscheiden sich durch einen konstanten Faktor. Der Grund ist, dass für die monochromatische Beleuchtung gegenüber dem AM1,5 Spektrum eine geringere Intensität nötig ist, um das gleiche nominelle J_{sc} zu erreichen. Um diesen Faktor zu berechnen, wird der Mittelwert vom ILIT-Signal unter Kurzschlussbedingung und der nach Gl. (4.3) bestimmte Proportionalitätsfaktor G_{LIT} verwendet. Unter Berücksichtigung, dass die absorbierte Leistungsdichte der eingestrahnten Leistung, multipliziert mit $(1 - R)$ mit R der Reflektivität (einschließlich der Verschattung durch die Gridfinger) entspricht, führt das zur eingestrahnten monochromatischen Beleuchtungsintensität (bevor das Licht auf die Solarzelle trifft):

$$p_{bel} = \frac{G}{1 - R} \langle ILIT_{sc} \rangle \quad (4.5)$$

Die Umrechnung des monochromatischen internen Wirkungsgrads nach Gl. (4.2) für das AM1,5 Spektrum erfolgt durch den Faktor $p_{bel}/100 \text{ mW/cm}^2$. Auch an dieser Stelle muss für eine monochromatische Beleuchtungsintensität kleiner als ein Sonnenäquivalent der Faktor *Sonnen* berücksichtigt werden. Das führt letztlich mit Gl. (4.3) zum AM1,5 äquivalenten internen Wirkungsgrad für eine beliebige Beleuchtungsintensität:

$$\eta_{ic,int}^{AM1,5} = \frac{G_{LIT} \langle ILIT_{sc} \rangle (ILIT_{sc} - ILIT_{mpp})}{100 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2} \text{Sonnen} (1 - R) ILIT_{sc}} \quad (4.6)$$

Abschließend ist zu erwähnen, dass Gl. (4.6) für $R = 0$ zum externen AM1,5 Wirkungsgrad führt. Das ergibt sich aus Gl. (4.4) unter Berücksichtigung einer inhomogenen Beleuchtung proportional zum ILIT-Signal unter Kurzschlussbedingung, für:

$$p_{bel} = \frac{ILIT_{sc}}{\langle ILIT_{sc} \rangle} \cdot 100 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2} \cdot \text{Sonnen} \quad (4.7)$$

Für die experimentell verwendete 850 nm Beleuchtung ergibt sich der Korrekturfaktor zwischen Gln. (4.6) und (4.2) zu 0,649 für $R = 0,079$ (siehe Unterkapitel 4.3.3). Dieser Wert stimmt zu 9,8 % mit einer PC1D Simulation [Pcd18] für eine äquivalente Solarzelle überein, um das gleiche nominelle J_{sc} für monochromatische Beleuchtung (850 nm) und für das AM1,5 Spektrum zu erhalten. Es ist zu erwähnen, dass die Regionen der Busbars bzw. der Stromschienen zum gemessenen Mittelwert des ILIT-Signals in Gln. (4.3) und (4.5) beitragen, obwohl das Signal dort verschattet ist. Weiterhin wird die eingestrahlte Leistungsdichte, die nicht absorbiert wird, nicht vollständig reflektiert. Ein Teil wird möglicherweise von den Gridfingern absorbiert, was zusätzlich zu einem Fehler bei der Berechnung von p_{bel} führt. Ein mögliches Argument gegen diese ILIT-Methode zur Berechnung des lokalen Wirkungsgrads ist, dass während der mpp-ILIT-Messung die lokalen Dioden durch den Serienwiderstand eine größere Diodenspannung aufweisen als das V_{mpp} der Solarzelle. Das bedeutet, dass die Wärme, die intern durch den Stromfluss über den pn-Übergang dissipiert wird, etwas größer als $J \cdot V_{mpp}$ ist. Dies scheint Gl. (4.1) zu widersprechen, in der der Wirkungsgrad basierend auf dem V_{mpp} der Solarzelle definiert ist. Dennoch, so lange die lokale Stromdichte J_{mpp} nicht signifikant kleiner als J_{sc} ist, wird lokal ein ähnlicher Spannungsabfall am Punkt maximaler Leistung und unter Kurzschlussbedingung erwartet. Die zusätzliche Erwärmung durch die etwas höhere Diodenspannung gegenüber dem V_{mpp} der Solarzelle unter beiden Bedingungen kompensiert sich nahezu durch die Subtraktion in den Gln. (4.2) und (4.4). Das gleiche Argument wurde in Fertig et al. [Fer14] zur Berechnung des ILIT-basierten J_{sc} genutzt, das auf ILIT-Messungen unter Kurzschlussbedingung bzw. auf einer angelegten Spannung in Sperrrichtung beruht. Es ist zu erwähnen, dass die ILIT-basierte Wirkungsgradanalyse zu keinen Effizienz-Potentialen führt, da der Auswertung kein Zellmodell zugrunde liegt. Dennoch kann die ILIT-Methode als Vergleich für die Zuverlässigkeit der DLIT-basierten „Local I-V“-Methode verwendet werden, da bei ILIT reale mpp-Bedingungen verwendet werden. Zudem sind bei der ILIT-Auswertung keine Annahmen und Vereinfachungen, wie das Zwei-Dioden-Modell bzw. das Modell unabhängiger Dioden, notwendig.

4.2 Modellierung inhomogener Solarzellen

In diesem Kapitel werden basierend auf Lock-in Thermographie und Elektro- und Photolumineszenz-Messungen stark inhomogene multikristalline Silizium-Solarzellen modelliert. In einem ersten Schritt werden die lokalen Parameter des Zwei-Dioden-Modells und die vertikalen bzw. horizontalen Widerstandsdaten bestimmt. Diese dienen als Eingangsdaten für die Modellierung mit der Software „Griddler“ [Won13, Ser18]. Griddler ist ein in MATLAB [Mat18] programmierter Finite-Element-Methoden (FEM) basierter Solarzellen-Simulator, der die Zellebene als verteiltes Netzwerk von Widerständen und Dioden modelliert. Die Software besitzt eine Benutzeroberfläche mit integriertem Grid-Design, eine Importfunktion für die Metallisierung im AUTOCAD Format [Aut18], eine effiziente Vermaschung der Netzwerkknoten und einen Algorithmus zur Lösung der Stromsammlung an der Metall-Halbleiter-Oberfläche. Griddler wurde ursprünglich zur Optimierung der Vorderseitenmetallisierung entwickelt. Inhomogenitäten der Solarzelle können beispielsweise durch Gridfinger-Unterbrechungen oder orts aufgelöste Diodenparameter und Widerstände definiert werden. Ergebnisse der Griddler-Simulation sind orts aufgelöste Spannungs- und Stromverteilungen. Im Rahmen dieser Dissertation wird das inverse Problem gelöst. Das Ziel ist es, einen Datensatz von Diodenparametern und lokalen Widerständen zu finden, die zu einer Übereinstimmung zwischen Griddler-simulierten und gemessenen Spannungsverteilungen für beliebig gewählte Arbeitspunkte führt [Frü16c, Frü16d]. Es ist zu erwähnen, dass die Widerstandsparameter in vertikale und horizontale Komponenten mit nachweisbarem physikalischen Ursprung aufgeteilt werden. Dabei handelt es sich um den Metall-Schichtwiderstand der Gridfinger, den Gridfinger-Kontaktwiderstand und den Emitter-Schichtwiderstand. Diese Widerstandsbetrachtung steht im Gegensatz zum herkömmlich definierten Serienwiderstand R_s in Ωcm^2 als effektiver Parameter des Modells unabhängiger Dioden, der den verteilten Charakter des R_s nicht berücksichtigt und zu unterschiedlichen Verteilungen im Dunkeln und unter Beleuchtung führt [Bre15a].

Die Modellierung wird im Folgenden ausführlich am Beispiel der standardgefertigten multikristallinen Solarzelle mit ganzflächigem Al-Rückseitenkontakt beschrieben. Die lokalen Diodenparameter werden, wie in Kapitel 2.3 ausführlich beschrieben, mit „Local I-V“ berechnet. Bei den Parametern handelt es sich um J_{01} , J_{02} , n_2 und G_p ($G_p = 1/R_p$). Die Photostromdichte wird nach der empirischen Gl. (3.31) bestimmt [Bre16a]. Die Grundidee zur Berechnung der vertikalen und horizontalen Widerstände basiert auf einem vereinfachten Ersatzschaltbild einer Solarzelle. Dieses Ersatzschaltbild ist in Abb. 4.1 gezeigt und stellt eine Vereinfachung gegenüber Abb. 3.10 bzw. dem in Griddler implementierten Zellmodell [Won13] dar. Das

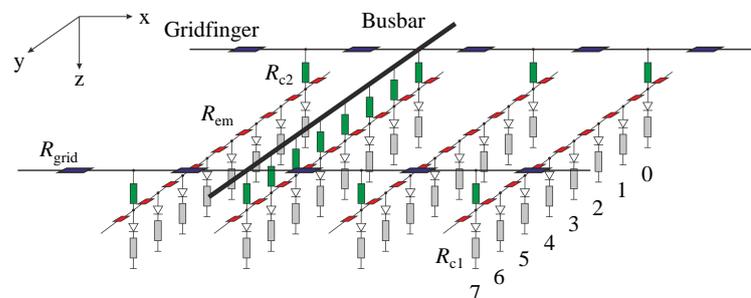


Abbildung 4.1: Vereinfachtes Ersatzschaltbild einer Solarzelle, das der Berechnung der Widerstandsdaten zugrunde liegt. Die Indizierung der Dioden ist angegeben [Frü16d].

im Rahmen dieser Dissertation verwendete Ersatzschaltbild berücksichtigt nur laterale Widerstände in Hauptstromflussrichtung. Das bedeutet, horizontale Emitterwiderstände R_{em} sind nur in y -Richtung zwischen zwei benachbarten Gridfingern, und horizontale Gridfingerwiderstände R_{grid} in x -Richtung zwischen zwei benachbarten Busbars bzw. zwischen Busbar und Zellrand definiert. Laterale Widerstände der Basis werden vollständig vernachlässigt. Da im Folgenden DLIT-basierte Stromdichte-Verteilungen geringer Ortsauflösung verwendet werden, die im Emitter keinen starken Gradienten in x -Richtung aufweisen, ist die vereinfachte Annahme der linearen Ketten aus Widerständen und Dioden eine gute Näherung. Es wird allerdings erwartet, dass diese Näherung nahe des Busbars bzw. in der Nähe von Gridfinger-Unterbrechungen, an denen signifikante laterale Stromflüsse in x -Richtung auftreten, zu fehlerhaften Ergebnissen führt. Die in Abb. 4.1 gezeigte elektrische Schaltung berücksichtigt sechs Dioden zwischen zwei benachbarten Gridfingern und eine unterhalb des Gridfingers. Dies führt bei einem Gridfingerabstand von 2,29 mm und 68 Gridfingern bei der untersuchten Solarzelle zu einer Ortsauflösung (Diodengröße) von $328 \times 328 \mu\text{m}^2$. Die gemessenen DLIT-Aufnahmen weisen eine Ortsauflösung von 512×512 Pixeln (Pixelbreite $304 \mu\text{m}$) und die Lumineszenz-Messungen 1024×1024 Pixel (Pixelbreite $152 \mu\text{m}$) auf. Alle experimentell bestimmten Aufnahmen werden auf die Pixelbreite von $328 \mu\text{m}$ umgerechnet. Die Widerstände des Busbars und Rückseitenkontakts werden als vernachlässigbar klein angenommen. Das gilt in guter Näherung für eine ganzflächig rückseitig auf einen Messinghalter durch Vakuum angesaugte Solarzelle. Die niederohmige Kontaktierung des Busbars ist vorderseitig durch massive Kupfer-Stromschienen mit mehreren gefederten Kontaktstiften gewährleistet. Der Widerstand R_{c1} berücksichtigt den vertikalen Anteil des Basismaterials und den Rückseitenkontakt und wird in der folgenden Auswertung als homogen für die gesamte Solarzelle angenommen.

4.2.1 Idealitätsfaktor der Lumineszenz

Für die Modellierung der Solarzelle werden Lumineszenz-Aufnahmen bei zwei unterschiedlichen Arbeitspunkten verwendet. Der erste ist die Elektrolumineszenz-Messung bei einer angelegten Spannung von 600 mV. Das resultierende lokale Diodenspannungsbild wird in der „Local I-V“-Auswertung berücksichtigt. Der zweite Betriebszustand der Solarzelle ist unter Beleuchtung bei einem Sonnenäquivalent. Die Messung findet am Punkt maximaler Leistung (engl. maximum power point - mpp) unter Stromextraktion statt. Die resultierende Spannung der Photolumineszenz-Messung beträgt 518 mV. Bei der Berechnung der lokalen Diodenspannung nach den Gln. (2.14) und (3.11) für die EL-Messung wird systematisch ein lokal um bis zu 2 mV zu hohes V_d berechnet. Dabei handelt es sich um eine geringe, aber messbare Abweichung. Ein lokales V_d größer als die angelegte Spannung ist physikalisch nicht erklärbar. Abb. 4.2(a) zeigt beispielhaft das nach Gl. (2.14) gemessene V_d eines Zellausschnitts. Der betrachtete Zellbereich ist in Abb. 4.7(a) mit einem schwarz-gestrichelten Rechteck markiert. Einige lokale V_d -Werte oberhalb der angelegten Spannung von 600 mV sind mit schwarzen Pfeilen markiert.

Gl. (2.14) gilt nur für eine injektionsunabhängige Lebensdauer bzw. Diffusionslänge. Es wird vermutet, dass die effektive Ladungsträgerlebensdauer der Solarzelle nahe dem Arbeitspunkt maximaler Leistung nicht konstant ist. Alle intensitätsabhängigen Lebensdauer-Untersuchungen unter Beleuchtung weisen auf einen Anstieg der Lebensdauer zwischen 0,5 und 0,6 V hin. Das ist beispielhaft in den Kurvenverläufen in [Bre16d] verdeutlicht. Unterschiede für Spannungen oberhalb von 0,55 V zwischen intensitätsabhängigen V_{oc} -Messungen (engl. „Suns-

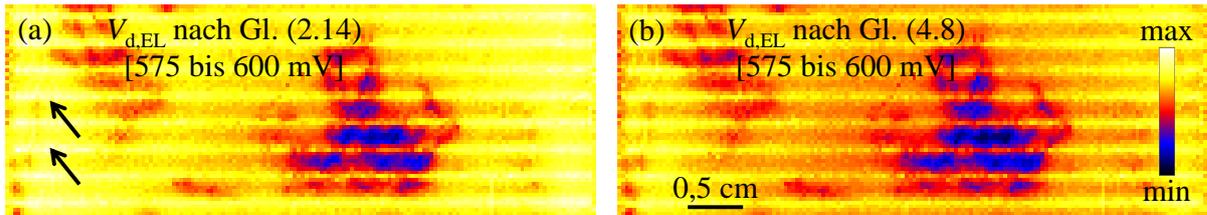


Abbildung 4.2: Gemessene $V_{d,EL}$ -Verteilungen für (a) $n_{lum} = 1$ und (b) $n_{lum} = 0,97$.

V_{oc} “) und mit PL nach Gl. (2.14) berechneten V_{oc} -Werten deuten auf eine injektionsabhängige Lebensdauer hin. In [Won15, Dum17] wurden diese Abweichungen mit internen Serienwiderstandsverlusten durch metallinduzierte Rekombination und Verschattung der Vorderseitenmetallisierung begründet. Dieser Effekt dominiert allerdings erst bei einer optischen Anregung einiger Vielfache des Sonnenäquivalents (Hochinjektion). Es ist nochmals zu erwähnen, dass die für die Auswertung verwendeten Lumineszenz-Aufnahmen auf der Skalierungsmessung bei 0,1 Sonnen beruhen. Es wird erwartet, dass bei dieser geringen Intensität der metallinduzierte Rekombinationsstrom gering ist und die lateral strominduzierten lokalen Spannungsabfälle (einschließlich die der Busbars) durch die Extrapolationsmethode hin zu null Sonnen nach Gl. (3.11) kompensiert werden. Es wird in dieser Arbeit vermutet, dass der Spannungsfehler in einer ladungsträgerabhängigen Lebensdauer für das experimentell verwendete Spannungsregime begründet ist, die das Tiefenprofil der Überschussladungsträger beeinflusst. In Frühauf et al. [Frü18a] wird im Detail gezeigt, dass in einem begrenzten Spannungsbereich eine solche Injektionsabhängigkeit formal durch einen Idealitätsfaktor der Lumineszenz n_{lum} beschrieben werden kann. Es wird erwartet, dass die Lebensdauer mit zunehmender Ladungsträgerdichte steigt und somit auch die Lumineszenzintensität pro generiertem Überschussladungsträger für eine steigende lokale Spannung zunimmt. Das entspricht einem Idealitätsfaktor $n_{lum} < 1$ [Frü18a] und führt zu:

$$\Phi_i = C_i^* \exp\left(\frac{V_{d,i}}{n_{lum} V_T}\right) + \Phi_{i,sc} \quad (4.8)$$

Die Injektionsabhängigkeit des Lumineszenzsignals unter Beleuchtung und Kurzschlussbedingung $\Phi_{i,sc}$ wird im Folgenden vernachlässigt. Der Skalierungsfaktor C_i^* unterscheidet sich für die Annahme einer injektionsabhängigen Lebensdauer von dem nach Gl. (2.14) berechneten C_i . Wenn ein Idealitätsfaktor n_{lum} kleiner als eins angenommen wird, muss auch Gl. (3.11) zur Berücksichtigung des lokalen Spannungsabfalls modifiziert werden:

$$C_i^* = \frac{\Phi^{(1)} \exp\left(\frac{-V_{oc}^{(1)}}{n_{lum} V_T}\right)}{\left(\frac{\Phi^{(2)}}{\Phi^{(1)}} \exp\left(\frac{V_{oc}^{(1)} - V_{oc}^{(2)}}{n_{lum} V_T}\right)\right)^{\bar{X}}} \quad (4.9)$$

Als einfachste Näherung folgt, den Lumineszenz-Idealitätsfaktor homogen für die gesamte Solarzelle anzunehmen. Für ein gewähltes n_{lum} von 0,97 resultieren lokale $V_{d,EL}$ -Werte, die maximal der angelegten Spannung entsprechen. Die resultierende $V_{d,EL}$ -Verteilung ist in Abb. 4.2(b) gezeigt. Die Änderung der PL-basierten lokalen Diodenspannung hingegen ist unter Berücksichtigung von n_{lum} nicht signifikant. Der Grund ist, dass die PL-Messung bei einer Spannung

durchgeführt wird, die näher an der Skalierungsmessung (hier 554 mV unter V_{oc} -Bedingung bei 0,1 Sonnenäquivalent) und bei der n_{lum} einen vernachlässigbar kleinen Einfluss aufweist.

Die Berücksichtigung der Injektionsabhängigkeit mit dem Idealitätsfaktor der Lumineszenz n_{lum} hat eine nur leichte Korrektur von V_d zur Folge. Das führt zu einem sehr geringen Einfluss auf die lokalen Diodenparameter der „Local I-V“-Auswertung. Das leicht verringerte V_d resultiert in einem geringfügig erhöhten effektiven RESI- R_s [Ram07]. Der Einfluss auf die lokal gemessene Dunkelstromdichte ist kaum messbar, daher hat die Berücksichtigung von n_{lum} einen nur sehr geringen Einfluss auf die im folgenden Unterkapitel 4.2.2 vorgestellte Berechnung der orts aufgelösten Widerstandsdaten.

Die Auswertung mit „Local I-V“ liefert die separierten Dunkelstrom-Anteile und die Photostromdichte. Aus einer gegebenen V_d -Verteilung, mit oder ohne Beleuchtung, wird die Stromdichte berechnet. Im Folgenden ist die Methodik zur Bestimmung der V_d -Bilder im Dunkeln und unter Beleuchtung nochmals zusammengefasst:

- i. Messung von PL-Aufnahmen bei 0,1 und 0,2 Sonnen unter offener Klemmspannung und Kurzschlussbedingung, Konvertierung dieser in EL-äquivalente PL-Bilder, Bildentfaltung zur Berücksichtigung der Photonenstreuung im Detektor und Berechnung des Skalierungsfaktors C_i nach Gl. (4.9).
- ii. Messung von PL-Aufnahmen bei einer Sonne am Punkt maximaler Leistung und unter Kurzschlussbedingung und Konvertierung in Netto-PL Bilder, Bildentfaltung zur Berücksichtigung der Photonenstreuung im Detektor und Berechnung der lokalen Diodenspannung $V_{d,mpp}$ mit bekanntem C_i nach Gl. (4.8).
- iii. Messung einer EL-Aufnahme (hier bei einer Spannung von 0,6 V) unter Berücksichtigung des Bildes bei 0 V, Bildentfaltung zur Berücksichtigung der Photonenstreuung im Detektor und Berechnung der lokalen Diodenspannung $V_{d,EL}$ mit bekanntem C_i nach Gl. (4.8).

4.2.2 Separation der lokalen Widerstandsdaten

Die Grundidee zur Separation und Berechnung der vertikalen und horizontalen Widerstände basiert auf den vereinfachten Annahmen von linearen Ketten aus Widerständen und Dioden und von Konstantstromquellen, die aus den DLIT-Messungen resultieren. Mit den linearen Ketten aus Widerständen und Dioden kann das zweidimensionale Netzwerk aus Abb. 4.1 als eindimensionales Problem betrachtet werden. Aus den Lumineszenz-basierten Spannungsprofilen und dem bekannten vertikalen Stromfluss der Dioden werden im Folgenden die lokalen Widerstandsdaten bestimmt. Während in einem ersten Versuch ein homogener Emitter-Schichtwiderstand angenommen wurde [Frü16c], wird in dieser Dissertation wie in [Frü16d] R_{Sh}^{em} individuell für jede Diodenkette zwischen zwei benachbarten Gridfingern berechnet. Es wird angenommen, dass alle lokalen Stromdichten von DLIT und die lokalen Diodenspannungen der Lumineszenz-Messungen für die EL- bzw. mpp-PL Bedingung bekannt sind.

Zur Erklärung der zerstörungsfreien Methodik soll folgend ein eindimensionales Modell verwendet werden. Hierfür dienen Abb. 4.3(a) und (b), die vereinfacht den eindimensionalen Stromfluss für den Fall A im Emitter zwischen zwei benachbarten Gridfingern bzw. für den Fall

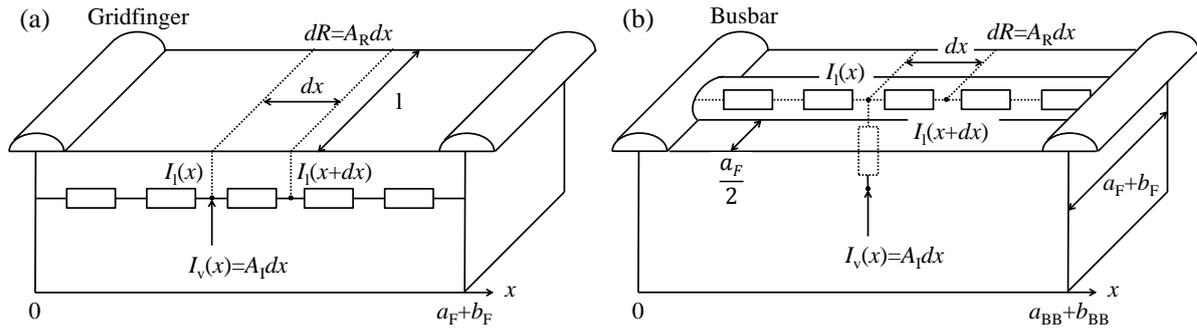


Abbildung 4.3: Vereinfachtes Ersatzschaltbild für den Stromfluss entlang des Emitters in (a) und entlang eines Gridfingers in (b).

B im Gridfinger zwischen zwei benachbarten Busbars verdeutlicht. Für die beiden Fälle wird mit der Kontinuitätsgleichung und dem Ohmschen Gesetz ein analytischer Ausdruck für die Spannungsverteilung $V(x)$ in x -Richtung entlang des Emitters bzw. des Gridfingers hergeleitet. Allgemein gilt für jede Position x :

$$\frac{\partial I_l(x)}{\partial x} = A_I \quad (4.10a)$$

$$\frac{\partial V(x)}{\partial x} = I_l(x) A_R \quad (4.10b)$$

mit $dR = A_R dx$ bzw. $I_v(x) = A_I dx$ und der Fallunterscheidung

$$A_I = \begin{cases} J_v(x) \cdot l & \text{für Fall A} \\ J_v(x) \cdot (a_F + b_F) & \text{für Fall B} \end{cases} \quad A_R = \begin{cases} \frac{R_{Sh}^{em}}{l} & \text{für Fall A} \\ \frac{R_{Sh}^{grid}}{b_F} & \text{für Fall B} \end{cases} \quad (4.11)$$

An dieser Stelle sind A_I und A_R allgemeine Parameter für den Strom bzw. den Widerstand, I_v der vertikale Stromfluss, I_l der laterale Stromfluss, a_F der Gridfingerabstand, b_F die Gridfingerbreite, a_{BB} der Abstand zwischen zwei benachbarten Busbars, b_{BB} die Busbarbreite und l die Pixellänge. Mit den beiden Randbedingungen $I_l(0) = I_0$ und $V(0) = V_0$ ergibt sich das Spannungsprofil in x -Richtung wie folgt:

$$V(x) = A_R \iint_0^x A_I d^2x + I_0 A_R x + V_0 \quad (4.12)$$

Für die Annahme einer homogenen vertikalen Stromdichte J_v vereinfacht sich Gl. (4.12) mit $A_I \neq f(x)$ zu einer parabolischen Funktion der allgemeinen Form:

$$V(x) = \frac{1}{2} A_R A_I x^2 + I_0 A_R x + V_0 \quad (4.13)$$

Berechnung des Emitter-Schichtwiderstands

Für die Berechnung des Emitter-Schichtwiderstands wird Gl. (4.13) für den Fall A aus Abb. 4.3(a) herangezogen. Die lokale Emitterspannung ergibt sich zwischen zwei benachbarten Gridfingern unter der Annahme eines homogenen vertikalen Stromflusses zu:

$$V_{em}(x) = \frac{1}{2}R_{Sh}^{em}J_v x^2 + I_0 \frac{R_{Sh}^{em}}{l} x + V_0 \quad (4.14)$$

Die vereinfachte Annahme eines homogenen Stromflusses führt zusätzlich dazu, dass die Auswertung von V_d äquivalent zu V_{em} ist, da der Spannungsabfall über den als homogen angenommenen vertikalen Basis- und Rückseitenkontakt-Widerstand R_{c1} in der Diodenkette überall gleich ist. Diese Vereinfachung ist zudem damit begründet, dass die Ortsauflösung der DLIT-Ergebnisse bei der verwendeten Lock-in Frequenz von 50 Hz etwa 0,8 mm beträgt, was nicht deutlich unter dem hier vorliegenden Gridfingerabstand von 2,29 mm liegt.

Um Gl. (4.14) auf Abb. 4.1 zu übertragen, wird x mit dem Produkt aus Pixellänge und -index $l \cdot i$ substituiert, was zu quadratischen Pixeln führt. Die Indizierung der Dioden ist in Abb. 4.1 gezeigt. Die Dioden mit $i = 0$ und $i = 7$ liegen jeweils unter einem Gridfinger. Die parabolische Anpassung von $V_{d,i}$ von $i = 1$ bis 6 führt in der folgenden Gl. zu den Anpassparametern a_1 , a_2 und a_3 mit jeweils der Einheit „V“:

$$V_{d,i} = a_1 i^2 + a_2 i + a_3. \quad (4.15)$$

Die Mittelung des vertikalen Stromflusses I_d in jeder Diodenkette von $i = 1$ bis 6 führt zu $\langle I_d \rangle$ und ermöglicht die Berechnung von R_{Sh}^{em} :

$$R_{Sh}^{em} = \frac{2a_1}{\langle I_d \rangle}. \quad (4.16)$$

Gl. (4.16) findet für EL und PL separat Anwendung. Die resultierenden orts aufgelösten Emitter-Schichtwiderstände von EL und PL werden gemittelt.

Berechnung des Gridfinger-Schichtwiderstands

Die Berechnung des Gridfinger-Schichtwiderstands findet analog zum Schichtwiderstand des Emitters statt und ist im eindimensionalen Modell in Abb. 4.3(b) veranschaulicht. Als vertikaler Stromfluss wird der lokale Strom I_{c2} durch den Kontaktwiderstand R_{c2} als die Summe des vertikalen Diodenstroms unterhalb des Gridfingers und den horizontalen Strom-Anteilen, die lateral entlang des Emitters zum Gridfinger fließen, definiert. Emitterstrom-Anteile parallel zum Grid werden vernachlässigt, siehe Abb. 4.1. Der Diodenstrom, der sich lateral im Emitter aufsummiert, wird nicht durch den zuvor definierten $\langle I_d \rangle$ in jeder Diodenkette angegeben, sondern lokal nach dem Zwei-Dioden-Modell berechnet. Die Berechnung des Stromflusses durch R_{c2} findet separat für EL und PL statt. Die lokalen V_d -Werte in den Positionen der Gridfinger sind durch teilweise Abschattung artefaktbehaftet. Es wurde versucht, das V_d unterhalb der Gridfinger durch Extrapolation der bekannten V_d -Werte zwischen zwei benachbarten Gridfingern mit einem Polynom 2. Ordnung zu bestimmen [Frü16c]. Es hat sich herausgestellt, dass diese Extrapolation zu keiner signifikanten Verbesserung der späteren Auswertung führt. Im Gegenteil: Die Extrapolation führt zu einem erhöhten Rauschen der V_d Daten in Gridfinger-Position. Deshalb werden im Folgenden die gemessenen V_d -Daten der Gridfinger verwendet. Es ist zu erwähnen, dass die zur Auswertung verwendeten quadratischen Pixel mit 328 μm Kantenlänge signifikant größer als die Gridfingerbreite sind. Die Gridfingerbreite wird mit EBIC (engl. elec-

tron beam-induced current) Aufnahmen bestimmt und beträgt $120 \pm 10 \mu\text{m}$. Dies führt zu einer Mittelung des Gridfingers und zwei nahezu gleich großen Bereichen links und rechts von der Vorderseitenmetallisierung.

Der laterale Emitterstrom wurde in einem ersten Versuch aus dem Anstieg einer Anpassung an die drei benachbarten V_d Daten eines Gridfingers mit einem Polynom 2. Ordnung und der Annahme eines homogenen R_{em} berechnet [Frü16c]. Eine geeignetere Möglichkeit, den horizontalen Stromfluss im Emitter zu berechnen, ist die Anpassung aller sechs V_d Werte zwischen zwei benachbarten Gridfingern an ein Polynom 3. Ordnung. Der resultierende Index $i_{min/max}$ für das Minimum (im Dunkeln) bzw. das Maximum (unter Beleuchtung) des angepassten V_d -Profils wird als Grenze definiert. Alle lokalen Diodenströme für $i > i_{min/max}$ fließen zum unteren Gridfinger ($i = 7$) und der restliche Diodenstrom der jeweiligen Diodenkette mit $i < i_{min/max}$ zum oberen Gridfinger ($i = 0$). Die Anpassung mit einem Polynom 3. Ordnung ist damit begründet, dass diese das gemessene V_d -Profil besonders in Positionen unterbrochener Gridfinger besser als eine parabolische Funktion beschreibt. Für nicht ganzzahlige Werte von $i_{min/max}$ wird der Diodenstrom im betroffenen Pixel entsprechend gewichtet aufgeteilt.

Für die Berechnung des Gridfinger-Schichtwiderstands wird Gl. (4.13) für den Fall B aus Abb. 4.3(b) verwendet. Die lokale Spannung entlang des Gridfingers in x -Richtung ergibt sich zwischen zwei benachbarten Gridfingern unter der Annahme eines homogenen vertikalen Stromflusses durch den Kontaktwiderstand zu:

$$V_{grid}(x) = \frac{1}{2} \frac{R_{Sh}^{grid}}{b_F} J_v (a_F + b_F) x^2 + I_0 \frac{R_{Sh}^{grid}}{b_F} x + V_0 \quad (4.17)$$

An dieser Stelle ist die Annahme eines homogenen vertikalen Stromflusses eine starke Vereinfachung. Dennoch wird diese Methodik für die Berechnung des Schichtwiderstands jedes Gridfingers verwendet. Das Ziel ist es, lokale Inhomogenitäten zwischen den einzelnen Gridleitungen aufzulösen, die beispielsweise durch Dickenvariationen hervorgerufen sein können. Es wird nicht erwartet, dass die auf diese Weise bestimmten Gridfinger-Schichtwiderstände mit dem messbaren Busbar-zu-Busbar Widerstand genau übereinstimmen. Daher wird der später bestimmte Finger-Schichtwiderstand auf den gemessenen Busbar-zu-Busbar Widerstand skaliert.

Um Gl. (4.17) auf Abb. 4.1 zu übertragen, müsste x mit dem Produkt aus Pixellänge und -index $l \cdot i$ mit $l = \frac{a_F + b_F}{7}$ substituiert werden. Das würde zu Pixeln führen, die ein Seitenverhältnis von 1:7 aufweisen. Um bei der späteren Berechnung des Kontaktwiderstands den Einfluss des Messrauschens zu reduzieren, werden 7×7 Elementardioden (Pixel) aus Abb. 4.1 zu einem im Folgenden als „Makropixel“ bezeichneten quadratischen Pixel der Länge $l = a_F + b_F$ zusammengefasst. Daher wird das x aus Gl. (4.17) mit dem Produkt aus Länge des Makropixels und Pixelindex $(a_F + b_F) \cdot i$ substituiert. Unter Berücksichtigung der lokalen Rückseitenspannung werden aus den lokalen $V_{d,i}$ -Werten entlang einer Gridleitung in x -Richtung die entsprechenden Emitterpotentiale $V_{em,i}$ berechnet. Die lokale Rückseitenspannung wird aus dem vertikalen Stromfluss durch R_{c1} berechnet. Der Rückseitenkontaktwiderstand R_{c1} wird als $25 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ ($20 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ Basis-Widerstand + $5 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ Kontaktwiderstand zur Rückseite) angenommen. Da der Potentialverlauf des Gridfingers $V_{grid,i}$ nicht bekannt ist, wird lediglich an dieser Stelle zur Berechnung des Gridfinger-Schichtwiderstands in einer weiteren Näherung ein homogen verteilter Kontaktwiderstand R_{c2} angenommen. Zusammen mit der zuvor getroffenen Vereinfachung eines homogenen Stromflusses über den vertikalen Kontaktwiderstand ergibt das einen konstanten Spannungsabfall über R_{c2} . Die Auswertung von V_{em} ist damit äquivalent zu V_{grid} .

Die parabolische Anpassung von $V_{em,i}$ entlang des Gridfingers der folgenden Gleichung führt zu den Anpassparametern a_1 , a_2 und a_3 mit jeweils der Einheit „V“:

$$V_{em,i} = a_1 i^2 + a_2 i + a_3. \quad (4.18)$$

Die Mittelung des vertikalen Stromflusses I_{c2} über alle Kontaktwiderstände entlang einer Gridleitung führt zu $\langle I_{c2} \rangle$ und ermöglicht die Berechnung von R_{Sh}^{grid} :

$$R_{Sh}^{grid} = \frac{2a_1 \cdot b_F}{\langle I_{c2} \rangle (a_F + b_F)}. \quad (4.19)$$

Am Punkt maximaler Leistung überwiegt der photogenerierte Strom. Dies hat eine deutlich homogenere Stromverteilung unter Beleuchtung zur Folge. Die Stromverteilung im Dunkeln hingegen ist stark von einer inhomogenen Materialqualität beeinflusst, was zu einer stärkeren Abweichung von der als ideal parabolisch angenommenen Spannungsverteilung entlang der Gridfinger führt. Daher wird R_{Sh}^{grid} nur für die mpp-PL Bedingung bestimmt. Aus den mit dieser Methode bestimmten Gridfinger-Schichtwiderständen wird der resultierende Busbar-zu-Busbar Widerstand R_{bb} berechnet. Der Zusammenhang ist in folgender Gl. mit der Fingeranzahl N_{fin} gegeben:

$$\frac{1}{R_{bb}} = \sum_{i=1}^{N_{fin}} \frac{b_F}{R_{Sh,i}^{grid} \cdot a_{bb}} \quad (4.20)$$

Weicht R_{bb} vom gemessenen Wert ab, so werden alle $R_{Sh,i}^{grid}$ durch einen Proportionalitätsfaktor auf den experimentell bestimmtem Wert skaliert. Es ist zu erwähnen, dass die Bestimmung von R_{Sh}^{grid} für den Bereich zwischen Busbar und Zellrand zu unzuverlässigen Ergebnissen führt. Ein Grund hierfür ist die teilweise Verschattung durch die Kontaktiereinheit. Zudem dient nur eine deutlich kleinere Fläche zur Auswertung der Widerstandsdaten. Da für diesen Bereich am Zellrand experimentell kein Widerstand bestimmt werden kann, wird vereinfacht angenommen, dass der Gridfinger-Schichtwiderstand lokal dem angrenzenden Wert (zwischen zwei benachbarten Busbars) entspricht. Das wird dahingehend als legitim angesehen, da der Bereich zwischen Busbar und Zellrand mit steigender Busbaranzahl, wie es bei der aktuellen PERC-Technologie der Fall ist, einen immer geringeren Flächenanteil einnimmt.

Berechnung des Kontaktwiderstands

Nachdem der Gridfinger-Schichtwiderstand für jede Gridleitung separiert wurde, wird unter Berücksichtigung des bekannten Stromflusses durch den Kontakwiderstand I_{c2} und des bekannten Emitter-Potentials unterhalb des Gridfingers der Kontaktwiderstand berechnet. Abb. 4.4 zeigt ein vereinfachtes Ersatzschaltbild eines Gridfingers zwischen zwei benachbarten Busbars. Die Darstellung ist beispielhaft für N Dioden abgebildet. Bei der gemessenen Standard-Solarzelle besteht diese Kette aus bis zu 161 Dioden zwischen zwei benachbarten Busbars. Eine Diode symbolisiert an dieser Stelle alle Dioden, die zum vertikalen Stromfluss durch R_{c2} beitragen. Das Potential $V_{em}^{(i)}$ in Abb. 4.4 ist die Emitterspannung, die der Summe aus Diodenspannung und dem Spannungsabfall über R_{c1} gleicht. Die lokale Rückseitenspannung wird aus dem bekannten vertikalen Stromfluss durch R_{c1} berechnet. Der Schaltkreis zeigt die für zwei Arbeitspunkte (EL und mpp-PL) bekannten Größen $I_{c2}^{(i)}$ und $V_{em}^{(i)}$. Der Gridfinger-Widerstand wurde im

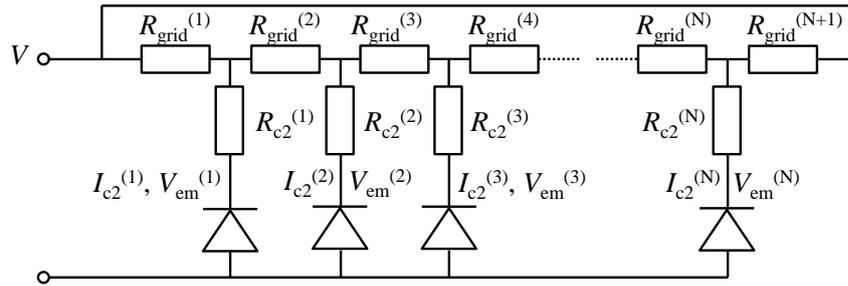


Abbildung 4.4: Vereinfachtes Ersatzschaltbild für einen Gridfinger.

vorherigen Unterkapitel bestimmt und wird für jeweils einen Gridfinger als konstant angenommen. Zur Analyse dieses Ersatzschaltbildes wird mit dem horizontalen Stromfluss I_{grid} durch die Gridfinger begonnen. Der Strom $I_{grid}^{(1)}$, der durch $R_{grid}^{(1)}$ fließt, wird als erste unbekannte Variable angenommen. Da alle Kontaktströme $I_{c2}^{(i)}$ bekannt sind, kann der jeweilige horizontale Stromfluss durch alle weiteren $R_{grid}^{(i)}$ berechnet werden:

$$I_{grid}^{(i+1)} = I_{grid}^{(i)} + I_{c2}^{(i)} \quad (4.21)$$

Daraus folgt die Gl. für den Spannungsabfall über $R_{grid}^{(1)}$ für die linke Masche:

$$R_{grid}^{(1)} I_{grid}^{(1)} = V - V_{em}^{(1)} - I_{c2}^{(1)} R_{c2}^{(1)} \quad (4.22)$$

Die entsprechende Gl. für die nächste Masche lautet:

$$R_{grid}^{(2)} I_{grid}^{(2)} = V_{em}^{(1)} - I_{c2}^{(1)} R_{c2}^{(1)} - V_{em}^{(2)} - I_{c2}^{(2)} R_{c2}^{(2)} \quad (4.23)$$

Für die weiteren Maschen können Gln. äquivalent zu (4.23) definiert werden. Die Gl. für die letzte rechte Masche lautet:

$$R_{grid}^{(N+1)} I_{grid}^{(N+1)} = V_{em}^{(N)} + I_{c2}^{(N)} R_{c2}^{(N)} - V \quad (4.24)$$

Das Resultat sind jeweils $N + 1$ Gln. für jeden Arbeitspunkt (EL und PL). Diesen $2 \cdot (N + 1)$ Gln. stehen $N + 2$ unbekannte Variablen gegenüber (N Werte von $R_{c2}^{(i)}$ und jeweils ein $I_{grid}^{(i)}$ für EL bzw. PL). Der Kontaktwiderstand wird durch die Lösung der Gln. (4.21) bis (4.24) mit dem Gleichungslöser von MATLAB [Mat18] selbstkonsistent an die beiden Arbeitspunkte EL und mpp-PL angepasst. Dieser Kontaktwiderstand ist in der Einheit Ω gegeben und wird durch Multiplikation mit der stromdurchflossenen Fläche des Gridfingers in die Einheit Ωcm^2 umgerechnet. Die Fläche des Makropixels beträgt $7 \cdot 328 \mu\text{m} \times 120 \mu\text{m} = 2,75 \cdot 10^{-3} \text{cm}^2$. Das V in den Gln. (4.22) und (4.24) repräsentiert die an die Zelle angelegte Spannung. Im nächsten Unterkapitel wird der Einfluss des Emitters diskutiert. Ein zusätzlicher Spannungsabfall über den Emitter muss in V berücksichtigt werden.

An dieser Stelle ist zu erwähnen, dass die selbstkonsistente Bestimmung des Gridfinger-Schichtwiderstands und Kontaktwiderstands basierend auf dem Ersatzschaltbild aus Abb. 4.4 nicht praktikabel ist. Es hat sich herausgestellt, dass Mehrfachlösungen von $R_{c2}^{(i)}$ und $R_{grid}^{(i)}$ existieren, die das lineare Gleichungssystem erfüllen. Zudem ist eine starke Antikorrelation zwischen dem horizontalen und vertikalen Widerstand erkennbar. Für weitere Details sei auf Früh-

auf et al. [Frü16d] verwiesen. Die in dieser Dissertation getroffene Annahme eines konstanten Schichtwiderstands entlang eines Gridfingers stellt eine deutliche Weiterentwicklung gegenüber der in [Frü16c] getroffenen Vereinfachung eines über die gesamte Solarzelle homogenen Schichtwiderstands der Metallisierung dar.

Das Verfahren ist für Gridfinger zwischen Busbar und Zellrand grundlegend ähnlich. Die Indizierung beginnt hier am Zellrand. Der Widerstand $R_{grid}^{(1)}$ wird ausgelassen und die Auswertung beginnt mit Gl. (4.21) mit $I_{grid}^{(2)} = I_{c2}^{(1)}$, der bekannt ist. Die Variable $I_{grid}^{(1)}$ entfällt. Gl. (4.22) gilt auch für die Auswertung zwischen Busbar und Zellrand. Die Annahme eines konstanten R_{grid} für jeden Gridfinger berücksichtigt bisher keine unterbrochene Vorderseitenmetallisierung. Die Positionen gebrochener Gridfinger sind sehr gut in den Lumineszenz-basierten V_d -Verteilungen detektierbar. Es wird nicht erwartet, dass die Widerstandsberechnung in den Positionen unterbrochener Gridfinger zu einem zuverlässigen Ergebnis führt. Daher werden im Folgenden in diesen Bereichen die Widerstandsdaten von R_{grid} und R_{em} mit den Mittelwerten der benachbarten Umgebung lokal ersetzt. Die Gridfingerunterbrechungen werden in der Griddler-Simulation mit einer eigens in AUTOCAD [Aut18] erstellten Struktur der Vorderseitenmetallisierung berücksichtigt. Alternativ ist in Griddler die Option zum Einfügen von lokalen Fingerunterbrechungen implementiert.

Einfluss des Emitters auf die Kontaktwiderstandsbestimmung

Wie bereits erwähnt, ist im Bereich des Gridfingers das Emitter-Potential teilweise durch Verschattung beeinflusst. Zudem weisen die Gridfinger eine deutlich geringere Breite als die zur Auswertung verwendete Pixellänge auf. Weiterhin kann ein Versatz bei der Ausrichtung der Vorderseitenmetallisierung auf das Modell in Abb. 4.1 entstehen. Dies führt dazu, dass das in den Gln. (4.21) bis (4.24) berücksichtigte Emitter-Potential unterhalb der Gridfinger durch

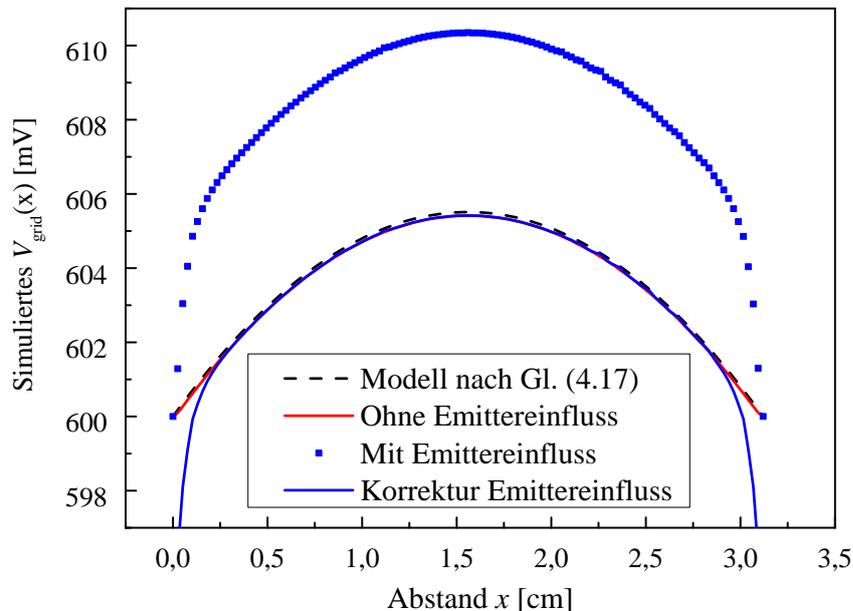


Abbildung 4.5: Potentialverläufe entlang eines Gridfingers zwischen zwei benachbarten Busbars. (a) $V_{grid}(x)$ nach Gl. (4.17), (b) Griddler simuliertes $V_{grid}(x)$, (c) Mittelung des Griddler-simulierten $V(x)$ über die Breite $a_F + b_F$ und (d) Verschiebung von (c) unter Berücksichtigung des Spannungsabfalls über den Emitter.

benachbarte Bereiche der metallisierungsfreien Emitterfläche beeinflusst wird. Dieser Einfluss soll durch eine Griddler-Simulation quantifiziert werden.

Die Pixel-Auflösung der Griddler-Simulation beträgt 600 x 600 Pixel. Die Busbarbreite wird als 260 μm angenommen, was exakt einer Pixellänge entspricht. Es werden zudem 100 Gridfinger mit einer Breite von 50 μm und einem Gridfinger-Schichtwiderstand von 5 $\text{m}\Omega_{\square}$, ein Emitter-Schichtwiderstand von 100 Ω_{\square} und eine konstante photogenerierte Stromdichte von 30 mA/cm^2 angenommen. Der Kontakt- und Basiswiderstand sowie die Dunkelstromdichten werden vernachlässigt und als Null angenommen.

Abb. 4.5 zeigt eine sehr gute Übereinstimmung der Potentiale $V_{grid}(x)$, berechnet nach Gl. (4.17) (schwarz-gestrichelt) bzw. mit Griddler simuliert (rot). Weiterhin ist der über die effektive Breite $a_F + b_F$ gemittelte Potentialverlauf $V(x)$ (blaue Punkte) abgebildet, der den Einfluss der benachbarten metallisierungsfreien Emitterfläche auf das Emitter-Potential unterhalb der Gridfinger beispielhaft darstellen soll. Es ist zu erkennen, dass dieses Spannungsprofil dem Gridpotential qualitativ gleicht, jedoch eine Verschiebung um ein bestimmtes ΔV_{em} aufweist. Zudem sind Unterschiede direkt am Busbar deutlich. Der Grund ist, dass die als homogen angenommene Stromdichte in der Nähe des Busbars nicht über die Gridfinger, sondern über den Emitter direkt zum Busbar fließt. Der Spannungsabfall, hervorgerufen durch den Emitter, ist durch folgende Gl. gegeben:

$$\Delta V_{em} = R \cdot I = \frac{1}{3} R_{Sh}^{em} \frac{L_{char}}{a_F} \cdot J_v L_{char} a_F = \frac{1}{3} R_{Sh}^{em} J_v L_{char}^2 \quad (4.25)$$

Der Faktor 1/3 vor dem Emitter-Schichtwiderstand berücksichtigt den verteilten Charakter des effektiv nach außen wirksamen Serienwiderstands [Bre13e]. Es wird gezeigt, dass ΔV_{em} unabhängig vom Gridfingerabstand a_F ist. Der zusätzliche Spannungsabfall ist proportional zum Quadrat der charakteristischen Länge L_{char} . Der zusätzliche Spannungsabfall von 4,93 mV resultiert in einer charakteristischen Länge von etwa 0,7 mm, was dem 2,7-fachen der hier verwendeten Pixellänge entspricht. Der um ΔV_{em} korrigierte Potentialverlauf ist in Abb. 4.5 als blaue Linie dargestellt.

Es ist ersichtlich, dass der mit den Gln. (4.21) bis (4.24) zu berechnende Kontaktwiderstand stark vom Emitter beeinflusst wird. Die angelegte Spannung V in den Gln. (4.22) und (4.24) muss um den zuvor eingeführten Spannungsabfall ΔV_{em} korrigiert werden. Da ΔV_{em} beispielsweise von der Gridfingerbreite und durch einen möglichen Versatz bei der Ausrichtung der Vorderseitenmetallisierung auf das Modell in Abb. 4.1 beeinflusst wird, dient die charakteristische Länge L_{char} im Folgenden als Anpassparameter.

Resultat der Widerstandsbestimmung

Aus den lokalen Diodenparametern (DLIT) und den gemessenen lokalen Spannungsverteilungen V_d (EL bzw. PL) werden, wie zuvor ausführlich beschrieben, zwei Datensätze von $V_{em}^{(i)}$ und $I_{c2}^{(i)}$ für die zwei Arbeitspunkte (EL und PL) unter Berücksichtigung des Spannungsabfalls von Basis und Rückseite berechnet. Diese standardgefertigte Solarzelle besitzt 68 Gridfinger, was nach dem vereinfachten Ersatzschaltbild aus Abb. 4.1 zu einer Auflösung von 476 x 476 Pixeln führt. Im Folgeschritt wird für jede Gridleitung das lineare Gleichungssystem der Gln. (4.22) bis (4.24) gelöst. Es hat sich herausgestellt, dass die Berechnung der lokalen Widerstandsdaten robuster gegen Messrauschen und genauer ist, wenn $V_{em}^{(i)}$ und $I_{c2}^{(i)}$ jeweils über sieben benachbarte Elementardioden unterhalb der Gridfinger zusammengefasst werden. Dies führt bei dieser Stan-

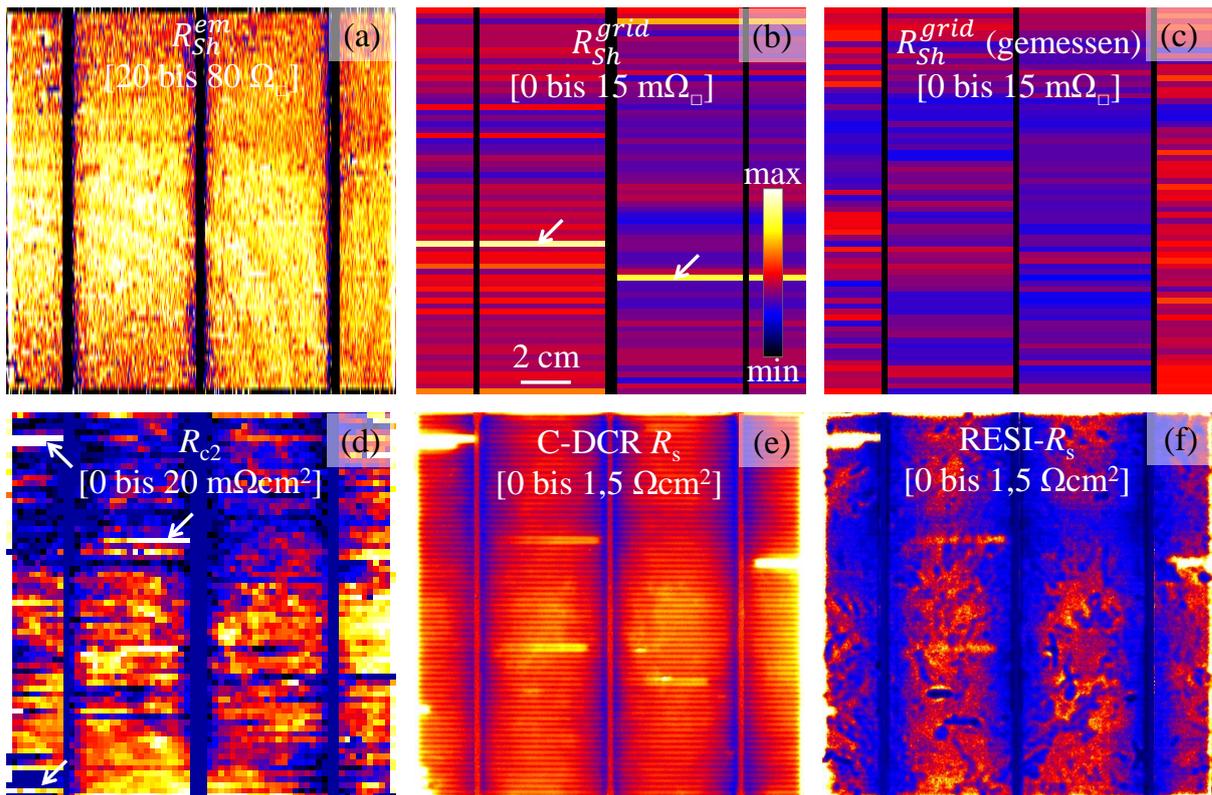


Abbildung 4.6: Berechnete lokal orts aufgelöste Widerstandsverteilungen vom (a) R_{Sh}^{em} , (b) berechneter und (c) gemessener R_{Sh}^{grid} , (d) Kontaktwiderstand R_{c2} , (e) C-DCR PL- R_s [Gla10b] und (f) RESI- R_s [Ram07].

andardzelle beispielhaft zu einer Verringerung der auszuwertenden Elementardioden von 161 auf 23 zwischen zwei benachbarten Busbars. Da der Kontaktwiderstand R_{c2} ohnehin nur unterhalb der Gridfinger, die untereinander einen Abstand von sieben Elementardioden aufweisen, definiert ist, führt die Pixelzusammenfassung (Makropixel) zu einem R_{c2} mit quadratischen Pixeln und einer Ortsauflösung von hier 68 x 68 Pixeln.

Das Resultat der vertikalen und horizontalen Widerstandsbestimmung ist in Abb. 4.6 dargestellt. Der Emitter-Schichtwiderstand in (a) resultiert aus den Gln. (4.15) und (4.16). Wie bereits erwähnt führt die Auswertung von R_{Sh}^{em} in den Bereichen nahe des Busbars, am Zellrand und bei Gridfingerunterbrechungen zu fehlerbehafteten Werten. Der Grund ist, dass R_{em} in x -Richtung der Abb. 4.1 vernachlässigt wird. Diese Artefakte werden für die im folgenden Unterkapitel durchgeführte Griddler-Simulation durch Mittelwerte der umliegenden Pixel ersetzt. Der Mittelwert von R_{Sh}^{em} beträgt nach der Korrektur fehlerbehafteter Bereiche $61,7 \Omega_{\square}$, was einem realistischen Wert für diesen Standardzelltyp entspricht. Es ist unklar, ob die Inhomogenitäten des Emitter-Schichtwiderstands echt oder möglicherweise durch eine inhomogene Beleuchtung hervorgerufen werden. Eine alternative Methode zur Bestimmung des lokalen R_{Sh}^{em} stand im Rahmen dieser Dissertation nicht zur Verfügung. Eine interessante Beobachtung ist, dass lokale Inhomogenitäten der Dunkelstromdichte R_{Sh}^{em} scheinbar nur geringfügig beeinflussen.

R_{Sh}^{grid} wird nach den Gln. (4.18) und (4.19) berechnet und nachträglich mit einem Faktor dahingehend skaliert, dass der aus Gl. (4.20) resultierende R_{bb} mit dem gemessenen Busbar-zu-Busbar-Widerstand von hier $37,7 \text{ m}\Omega$ übereinstimmt. Der Gridfinger-Schichtwiderstand ist in Abb. 4.6(b) dargestellt. Der Skalierungsfaktor beträgt an dieser Stelle $0,7$. Das bedeutet, dass

der Gridfinger-Schichtwiderstand mit der in dieser Dissertation vorgestellten zerstörungsfreien Methodik ohne Skalierungsfaktor überschätzt wird. Einige lokal erhöhte Widerstandsdaten sind das Resultat von Gridfingerunterbrechungen. Einige sind beispielhaft in Abb. 4.6(b) mit weißen Pfeilen markiert. Als Vergleich dienen die für jede Gridleitung separat durch 4-Punkt-Messung direkt gemessenen und in Abb. 4.6(c) gezeigten R_{Sh}^{grid} -Werte. Die Messungen fanden jeweils in der Mitte einer jeden Gridleitung statt und repräsentieren nur 5 mm der hier 5 cm langen Gridleitungen. Es ist zu erwähnen, dass die Gridfinger zwischen zwei benachbarten Busbars bei dieser Messung nicht isoliert voneinander sind. Das führt dazu, dass ein Teil des eingepprägten Stroms aus der zu messenden Gridleitung in benachbarte Gridfinger fließt. Da die äußeren Elektroden der 4-Punkt-Messung einen Abstand von 5 mm aufweisen und die Länge der Gridfinger zwischen zwei Busbars 5 cm beträgt, wird der gemessene Gridfingerwiderstand (unter Vernachlässigung des Busbar-Widerstands) um 11 % unterschätzt. Dieser messbedingte Fehler ist in Abb. 4.6(c) berücksichtigt. Der gemessene Gridfinger-Schichtwiderstand führt mit Gl. (4.20) zu einem R_{bb} von 31,3 m Ω , was einer Abweichung von etwa 17 % vom experimentell bestimmten Wert entspricht. Die lokal unterschiedlichen R_{Sh}^{grid} -Werte sind auf Inhomogenitäten der Gridfingerbreite und -höhe zurückzuführen. Die experimentell bestimmte Widerstandsverteilung zeigt zudem höhere Werte zwischen Busbar und Zellrand.

Der Kontaktwiderstand R_{c2} basiert auf der Lösung des linearen Gleichungssystems der Gln. (4.22) bis (4.24) nach [Frü16d] mit dem zuvor bestimmten Gridfinger-Schichtwiderstand. Die angelegte Spannung V in den Gln. (4.22) und (4.24) wird um den Spannungsabfall über den Emitter korrigiert. Das ΔV_{em} wird für die Arbeitspunkte EL und mpp-PL separat mit Gl. (4.25) berechnet. Der mittlere Emitter-Schichtwiderstand wurde zuvor zu 61.7 Ω_{\square} bestimmt. Die charakteristische Länge in Gl. (4.25) wird so angepasst, dass der resultierende Kontaktwiderstand in Bereichen mit geringen Werten nicht negativ wird. An dieser Stelle wird $L_{char} = 0,52$ mm angenommen. Die Vernachlässigung des Spannungsabfalls über den Emitter würde in einem Kontaktwiderstand resultieren, der um einen Faktor zwei bis drei größer wäre. Das verdeutlicht den Einfluss des zusätzlichen Spannungsabfalls über den Emitter. Der Kontaktwiderstand ist in Abb. 4.6(d) gezeigt. Artefakte sind beispielsweise in Bereichen mit Gridfingerunterbrechungen erkennbar, die zu sehr hohen Werten von R_{c2} führen. Einige dieser Bereiche sind durch weiße Pfeile in (d) markiert. Für die im nächsten Kapitel folgende Griddler-Simulation werden diese Regionen mit den Mittelwerten benachbarter Widerstandsdaten ersetzt.

Die im Rahmen dieser Dissertation erarbeitete Methodik zur selbstkonsistenten Bestimmung von lokalen Widerstandsdaten stellt eine zerstörungsfreie Alternative zu der herkömmlichen Bestimmung von Widerstandsdaten dar. An dieser Stelle ist die Transferlängen-Methode TLM (engl. transmission line method) [Sch84] zur Messung des Kontaktwiderstands zu nennen. Wie bei der TLM-Methode ist auch die herkömmliche Bestimmung von R_{Sh}^{grid} jeder Gridleitung nicht zerstörungsfrei. Durch eine Laserseparierung werden die Gridleitungen voneinander isoliert. Danach erfolgt eine direkte Messung der einzelnen Gridfinger-Schichtwiderstände für jede Gridleitung.

Abb. 4.6(e) zeigt als Vergleich den konventionell verwendeten PL- R_s nach der C-DCR Methode [Gla10b]. Bei dieser Darstellung des Serienwiderstands wird die Einheit Ωcm^2 verwendet, die sich auf die gesamte Zellfläche bezieht. Der Kontaktwiderstand R_{c2} bezieht sich hingegen nur auf die Fläche des Gridfingers. Das in Abb. 4.6(d) dargestellte Maximum von 20 m Ωcm^2 entspricht, auf die gesamte Fläche des Makropixels bezogen, einem Wert von 0,38 Ωcm^2 . Der Umrechnungsfaktor ergibt sich unter Berücksichtigung der Makropixel, der

Pixellänge l und der Gridfingerbreite b_F zu $7 \cdot l/b_F = 19,12$. Der konventionelle PL- R_s in (e) weist einen parabelförmigen Verlauf zwischen zwei benachbarten Busbars auf. Der Grund ist der Spannungsabfall über den Serienwiderstand der Vorderseitenmetallisierung. Diese Darstellung des Serienwiderstands beruht auf dem vereinfachten Modell unabhängiger Dioden, das den verteilten Charakter von R_s nicht berücksichtigt. Der Kontaktwiderstand in (d) hingegen zeigt dieses Verhalten erwartungsgemäß nicht, da es sich hier um einen vertikalen Widerstand handelt. Laterale Ausgleichsströme werden hier korrekt berücksichtigt. Als zweiter Vergleich der herkömmlichen R_s -Darstellung dient der RESI- R_s [Ram07] dieser Solarzelle in Abb. 4.6(f). Dieser Serienwiderstand wird im Dunkeln bestimmt und entspricht dem Quotienten aus lokalem Spannungsabfall und lokaler Stromdichte. Lokal erhöhte Dunkelstromdichten werden im R_s daher als Minima interpretiert. Auch das RESI- R_s beruht auf dem Modell unabhängiger Dioden und muss als falsch angesehen werden, wenn es auch formal im Dunkeln den lokalen Spannungsabfall richtig beschreibt. Der herkömmlich bestimmte Serienwiderstand unterscheidet sich für die Auswertung im Dunkeln und unter Beleuchtung. Der in diesem Kapitel eingeführte Ansatz zur selbstkonsistenten Bestimmung der vertikalen und horizontalen Widerstandsdaten hingegen gilt für jeden Arbeitspunkt der Solarzelle mit und ohne Beleuchtung. Wie gut diese lokalen Widerstandsdaten die gemessene Standard-Solarzelle beschreiben, wird im folgenden Unterkapitel untersucht. Hierfür werden die lokalen Widerstandsdaten zusammen mit den lokal bestimmten Diodenparametern in einer Griddler-Simulation verwendet. Es folgt ein Vergleich der lokal simulierten V_d -Verteilungen mit den beiden unter EL- und mpp-PL-Bedingungen gemessenen Diodenpotentialen.

4.2.3 Resultat der Griddler-Simulation

DLIT- und Lumineszenz-basierte Zellparameter

Für die folgende Modellierung der Standard-Solarzelle dienen die lokalen DLIT-basierten Diodenparameter J_{01} , J_{02} , G_p bzw. J_{sc} und die vertikal und horizontal separierten Widerstandsdaten R_{grid} , R_{c2} bzw. R_{em} , basierend auf der Auswertung von DLIT- und Lumineszenz-Messungen. Die Diodenparameter sind teilweise in den Abb. 3.7 bzw. 3.24 gezeigt. Für weitere Details sei auf [Frü16d] verwiesen. Für R_{grid} und R_{c2} werden die Verteilungen aus Abb. 4.6(b) und (d), und für R_{em} die lokalen Werte aus Abb. 4.6(a) verwendet. Es ist zu erwähnen, dass die Widerstandsdaten am Rand und in der Position der Busbars durch die Mittelwerte der benachbarten Pixel für die Griddler-Simulation ersetzt werden. Der Widerstand R_{c1} der Basis und des Rückseitenkontakts wird als homogen und mit einem Wert von $25 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ angenommen. Die Positionen von Gridfingerunterbrechungen sind in der mit AUTOCAD [Aut18] erstellten Geometrie der Vorderseitenmetallisierung berücksichtigt. Die geometrische Weite dieser Metallisierungsunterbrechung bestimmt dabei den lokalen Widerstandswert und wird auf die beste Übereinstimmung zwischen simulierten und gemessenen V_d optimiert. Abb. 4.7(a) und (d) zeigen die gemessenen V_d -Verteilungen unter EL bzw. mpp-PL Bedingung, und in (b) und (e) als Resultat der Griddler-Modellierung die simulierten V_d -Daten für EL bzw. PL in der gleichen Skalierung. Zur besseren Quantifizierung der Ergebnisse ist in (c) und (f) die lokale Differenz der gemessenen und simulierten V_d -Verteilung für EL bzw. PL abgebildet.

Es ist in Abb. 4.7 zu erkennen, dass die simulierten und gemessenen V_d -Verteilungen für EL bzw. mpp-PL für den Großteil der Fläche eine gute Übereinstimmung aufzeigen. Während in Frühauf et al. [Frü16c] in der simulierten Spannung für die mpp-PL Bedingung die lokale Defektstruktur noch deutlich wurde, die in der gemessenen Verteilung (d) nicht erkennbar ist,

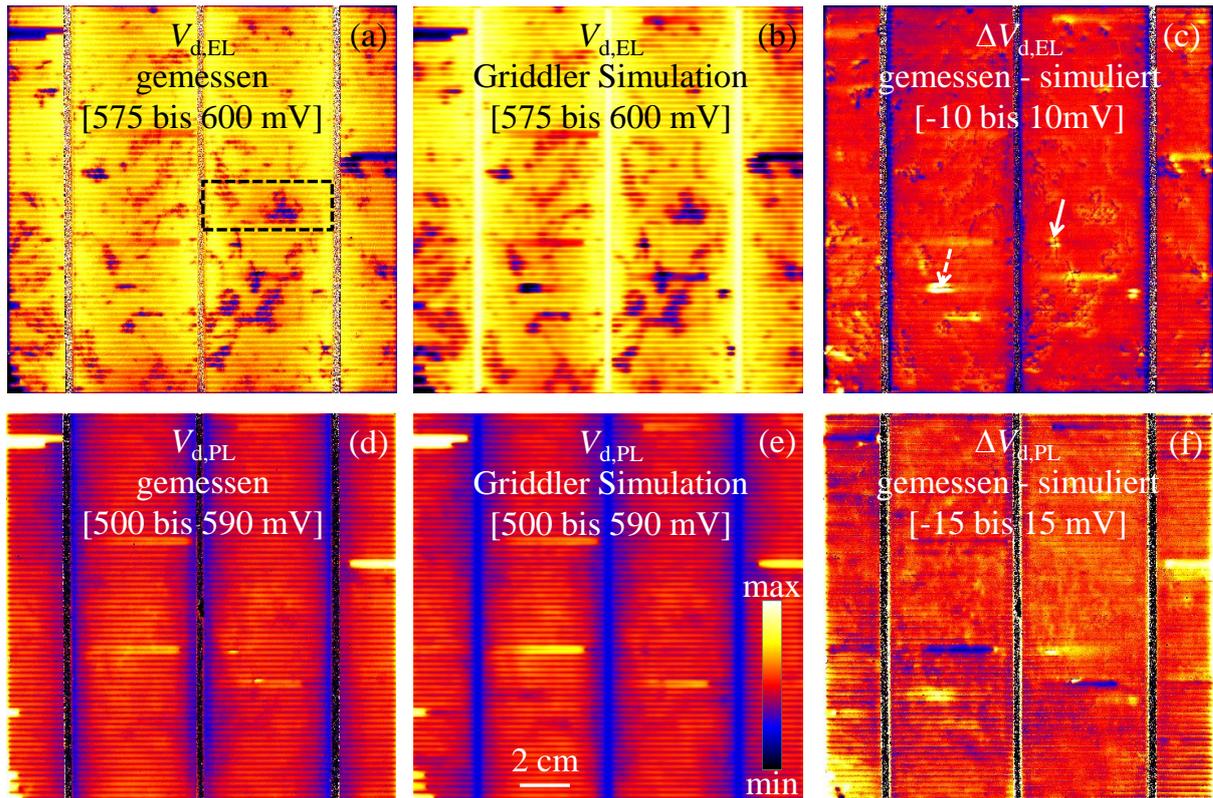


Abbildung 4.7: Lumineszenz-basierte V_d Bilder unter (a) EL bzw. (d) mpp-PL Bedingung. Griddler-simulierte V_d -Verteilung für (b) EL und (e) mpp-PL. V_d -Differenzbilder zwischen gemessener und simulierter Verteilung für (c) EL und (f) mpp-PL.

zeigt das Simulationsergebnis (e) im Rahmen dieser Dissertation keinen signifikanten Einfluss der inhomogenen Dunkelstromdichte [Frü16d]. Der Grund ist die Annahme eines homogenen R_{grid} in [Frü16c], was dort zu einem zu großen Kontaktwiderstand R_{c2} führte. Zudem fand die Auswertung der Widerstandsdaten in [Frü16c] nur für den unbeleuchteten Arbeitspunkt (EL) statt. Der größte Unterschied zwischen den gemessenen und simulierten Diodenspannungen ist in den Bereichen des Busbars zu erkennen. Es ist nochmals zu erwähnen, dass die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Methodik zur Modellierung einer echten Solarzelle die Busbar-Region vernachlässigt und nur die freie Emittierfläche mit Gridleitungen berücksichtigt. Der Grund ist, dass die Stromschiene zur Kontaktierung des Busbars bzw. der metallisierte Busbar selbst keine Auswertung der lokalen Spannung erlaubt. In der Griddler-Simulation hingegen wird der Busbar als Region mit sehr geringem Kontaktwiderstand berücksichtigt. In einigen Defektgebieten zeigt das EL-basierte V_d -Differenzbild in Abb. 4.7(c) einen scharfen Hell-Dunkel-Kontrast, siehe dem weißem Pfeil in (c). Das deutet auf eine bessere Ortsauflösung der gemessenen Diodenspannungen im Vergleich zur Simulierten hin. Das wird auch im Vergleich von (a) und (b) deutlich. Es ist zu erwähnen, dass für die Griddler-Simulation messtechnisch bedingt thermisch verschmierte DLIT-basierte Diodenparameter und lokale Widerstandsdaten, basierend auf Makropixeln, mit jeweils geringer lokaler Ortsauflösung als Eingangsdaten zu Grunde liegen. Es ist deutlich, dass J_{01} -Typ Defekte in der Griddler-Simulation zu einem um einige mV größeren lokalen Spannungsabfall führen. Regionen mit lokal erhöhtem Rekombinationsstrom der Raumladungszone zeigen ein gegensätzliches Verhalten auf. Beispielhaft ist ein J_{02} -Typ dominierter Bereich in (c) mit einem weiß-gestrichelten Pfeil gekennzeichnet. Der Grund hierfür ist

	J_{sc} $\left[\frac{mA}{cm^2}\right]$	V_{oc} [mV]	FF [%]	η [%]	V_{mpp} [mV]	J_{mpp} $\left[\frac{mA}{cm^2}\right]$
Zelltester	34	619	78,29	16,5	517,5	31,84
Griddler	34	618,9	78,14	16,46	516,1	31,88

Tabelle 4.1: Vergleich der gemessenen und simulierten Zellkennwerte.

bisher nicht bekannt und bedarf weiterer Untersuchungen.

Während in [Frü16d] das mit der 4-Punkt-Methode gemessene R_{grid} für die Griddler-Simulation verwendet wurde, basiert das an dieser Stelle simulierte V_d auf der selbstkonsistenten Berechnung. Wie bereits erwähnt, funktioniert die R_{grid} -Bestimmung zwischen Busbar und Zellrand nur bedingt gut. Daher werden in diesem Bereich die berechneten Gridwiderstände des jeweils anliegenden Bereichs (zwischen zwei benachbarten Busbars) verwendet, siehe R_{grid} in Abb. 4.6(b). Aus der 4-Punkt-Messungen geht hervor, dass die Gridwiderstände zwischen rechtem Busbar und rechtem Zellrand bei dieser Standard-Solarzelle höher sind. Die selbstkonsistente Berechnung der Widerstandsdaten führt zu einem Unterschätzen von R_{grid} . Daraus resultiert ein zu geringer Spannungsabfall zwischen Busbar und Zellrand. Diese fehlerhafte Widerstandsbestimmung wirkt sich besonders auf die Spannungsdaten der Griddler-Simulation unter mpp-PL Bedingung aus. Der Grund ist der höhere Gesamtstromfluss am Punkt maximaler Leistung im Gegensatz zum gewählten Arbeitspunkt unter EL Bedingung, der durch die Gridfinger getragen wird. Der geringere Spannungsabfall der Griddler-Simulation ist im Differenzbild in Abb. 4.7(f) durch überwiegend positive Werte erkennbar. Besonders die Bereiche zwischen Busbar und Zellrand der Solarzelle sind durch den zu klein abgeschätzten R_{grid} stärker beeinflusst.

Die Simulationen der unbeleuchteten und beleuchteten Strom-Spannungs-Charakteristik mit Griddler führen zu einer sehr guten Übereinstimmung mit den gemessenen Ergebnissen (nicht gezeigt). Tab. 4.1 fasst die mit einem Zelltester der Firma Sinton Instruments FCT-400 Series [Sin18] gemessenen und die mit Griddler simulierten globalen Zelldaten zusammen. Die sehr gute Übereinstimmung dieser globalen Kennwerte weist auf ein repräsentatives Griddler-Modell der untersuchten Standard-Solarzelle hin. Es ist darauf hinzuweisen, dass diese Modellierung mit Griddler eine markante Verbesserung gegenüber bisheriger Methoden basierend auf DLIT-Messungen darstellt, bei denen der Füllfaktor FF oftmals überschätzt wurde [Bre12, Bre13d]. Der Grund ist das Modell unabhängiger Dioden, das den verteilten Charakter des R_s nicht berücksichtigt. Die Modellierung mit Griddler berücksichtigt hingegen die separierten vertikalen und horizontalen Widerstandsanteile sowie laterale Ausgleichsströme.

Lumineszenz-basierte Zellparameter

In diesem zweiten Unterkapitel wird eine multikristalline PERC-Solarzelle modelliert. Das methodische Vorgehen ist das Gleiche wie bei der zuvor gezeigten Standard-Solarzelle. Es soll in einem ersten Schritt gezeigt werden, dass die Methode zur Separierung der vertikalen und horizontalen Widerstände auch zur Modellierung moderner Zellkonzepte verwendet werden kann. Das Ziel ist es, die lokalen Stromdichten basierend auf Lumineszenz-Messungen zu bestimmen und somit auf DLIT zu verzichten. Das hat den Vorteil von kürzeren Messzeiten und resultiert simultan in einer besseren Ortsauflösung. Für die Bestimmung der J_{01} -Verteilung werden die beiden in Kapitel 3.2 und 3.3 eingeführten alternativen Lumineszenz-Methoden verwendet. Die

Ergebnisse sind teilweise in Frühauf et al. [Frü18c] publiziert.

Der maximale Gesamtstrom der Zelle sollte bei der „Local I-V“-Auswertung für eine Standard-Solarzelle der Größe $15,6 \times 15,6 \text{ cm}^2$ bei typischerweise 3 A liegen. Bei kleinerem Maximalstrom werden die DLIT-Signale zu klein und bei größerem führt die Anwendung vom RESI- R_s zu größeren Fehlern. Bei PERC-Solarzellen sind hierfür etwa 30 mV höhere Spannungen (hier 628 mV) gegenüber der Standard-Solarzelle (600 mV) nötig. Die spannungsabhängigen DLIT-Messungen und eine EL-Aufnahme bei der höchsten bei DLIT angelegten Spannung führen mit der „Local I-V“-Auswertung zu den lokalen Diodenparametern. Für das resultierende DLIT- J_{01} sei auf Abb. 3(f) in [Bre17b] verwiesen. Aus der EL-Aufnahme und dem Netto-PL Signal am Punkt maximaler Leistung bei einer angelegten Spannung von 547 mV unter Stromextraktion werden die lokalen Diodenspannungen berechnet. Hierfür wird der lokale Skalierungsfaktor C_i benötigt. Dieser wird aus zwei PL-Messungen unter offener Klemmspannung bei 0,1 und 0,2 Sonnen nach Gl. (4.9) mit $X = 0,86$ berechnet. Der Idealitätsfaktor der Lumineszenz n_{lum} wird zu 0,96 bestimmt. Erst ab diesem Wert und kleiner liegt die bei der EL-Messung bestimmte lokale Diodenspannung unterhalb der angelegten Spannung. Für weitere Details sei auf das Unterkapitel 4.2.1 verwiesen.

Die PERC-Solarzelle ist vorderseitig mit einer Anzahl von 106 Gridfingern mit einer Breite von $50 \mu\text{m}$ gefertigt. Der daraus resultierende geringe Abstand zwischen zwei benachbarten Gridleitungen und der Einfluss der lokalen Rückseitenkontakte führen nach Gl. (4.16) zu einer verrauschten Verteilung des Emitter-Schichtwiderstands. Daher wird in der folgenden Modellierung homogen der vom Produzenten gegebene Wert von $130 \Omega_{\square}$ verwendet. Die Summe aus Basis- und Rückseitenkontaktwiderstand wird als $R_{c1} = 40 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ angenommen. Der Gridwiderstand wird nach den Gln. (4.18) und (4.19) berechnet und nachträglich mit einem Faktor so skaliert, dass der aus Gl. (4.20) resultierende R_{bb} mit dem gemessenen Busbar-zu-Busbar Widerstand übereinstimmt. Bei dieser PERC-Solarzelle wird der R_{bb} zwischen allen Busbars separat gemessen. Entsprechend wird die Skalierung auf den experimentell bestimmten R_{bb} für alle Bereiche zwischen zwei benachbarten Busbars einzeln durchgeführt. Der Gridfinger-Schichtwiderstand ist in Abb. 4.8(a) dargestellt.

Zusammen mit dem nun bekannten R_{Sh}^{grid} und unter Berücksichtigung des Spannungsabfalls über den Emitter, führt die Lösung des linearen Gleichungssystems der Gln. (4.22) bis (4.24) zum lokalen Kontaktwiderstand R_{c2} , der in (b) abgebildet ist. Der Kontaktwiderstand korreliert nicht mit der lokalen Dunkelstromverteilung, siehe Abb. 3(f) in [Bre17b]. Der Bereich zwischen dem rechten Busbar und dem Zellrand ist durch eine optische Abschattung der Stromschiene (siehe weißer Pfeil in Abb. 4.8(g)) nicht auswertbar. Es wird ein Wert von $R_{c2} = 2 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ angenommen. Für die Griddler-Simulation werden die zuvor bestimmten bzw. als homogen angenommenen vertikalen und horizontalen Widerstände zusammen mit den DLIT-basierten Diodenparametern J_{01} , J_{02} , J_{sc} und G_p verwendet. Die Griddler-simulierten Diodenspannungen bei 628 mV ohne Beleuchtung bzw. bei 547 mV mit Beleuchtung und Stromextraktion sind in Abb. 4.8(e) bzw. (h) gezeigt. Die Skalierung stimmt jeweils mit der gemessenen V_d -Verteilung in (d) bzw. (g) überein. V_d -Differenzbilder zwischen den gemessenen und simulierten Verteilungen weisen einen ähnlichen Fehlerbereich wie die in Abb. 4.7(c) bzw. (f) und somit eine gute Übereinstimmung auf (nicht gezeigt). Die V_d -Verteilungen der Griddler-Simulation in Abb. 4.8(e) bzw. (h) weisen gegenüber der gemessenen Verteilungen in (d) bzw. (g) weniger scharfe Strukturen in Bereichen erhöhter Dunkelstromdichten auf. Der Grund ist die geringe Ortsauflösung der DLIT-basierten Diodenparameter.

Für die in dieser Dissertation erarbeitete Methodik zur Modellierung von gemessenen So-

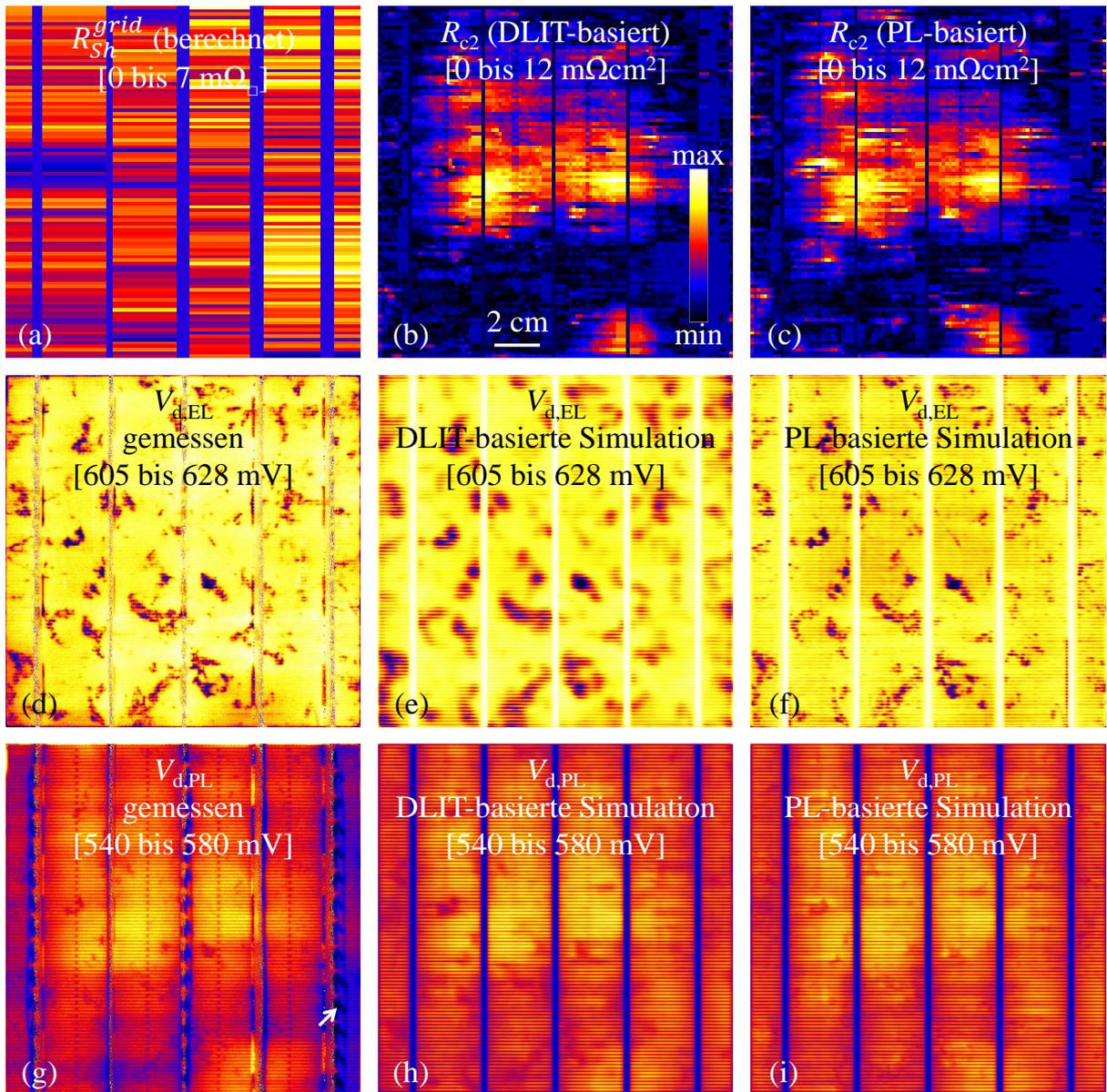


Abbildung 4.8: (a) Berechnetes R_{grid} und (b) daraus resultierendes R_{c2} , (c) nur auf Lumineszenz-basiertes R_{c2} . Gemessene V_d -Verteilung unter (d) EL- bzw. (g) PL-Bedingung, Griddler-simulierte V_d -Verteilung unter (e) EL- bzw. (h) PL-Bedingung basierend auf DLIT und Lumineszenz-Messungen und Griddler-simulierte V_d -Verteilung unter (f) EL- bzw. (i) PL-Bedingung allein auf Lumineszenz-basierter Auswertung.

larzellen waren bisher DLIT- und Lumineszenz-Messungen notwendig. Im Weiteren wird untersucht, ob das Ersetzen der DLIT-Messungen mit Lumineszenz-Messungen zu vergleichbaren Resultaten führt. Das hätte deutlich verkürzte Messzeiten und eine bessere Ortsauflösung zur Folge. Zur Berechnung der Dunkelstromdichte wird im Folgenden das Laplace- J_{01} nach Kapitel 3.2 verwendet. Alternativ kann auch das nichtlineare Fuyuki- J_{01} verwendet werden. Eine leichte, vermutlich durch das Transportband verursachte Oberflächenschädigung dieser PERC-Solarzelle führt zu einem lokal erhöhten Raumladungsrekombinationsstrom. Dieser J_{02} -Typ Defekt wird mit der nichtlinearen Fuyuki-Methode als ein J_{01} -Rekombinationspfad interpretiert. Für weitere Details sei auf Abb. 3(d)-(f) in [Bre17b] verwiesen. Die Photostromdichte J_{sc}

	J_{sc} $\left[\frac{mA}{cm^2}\right]$	V_{oc} [mV]	FF [%]	η [%]	V_{mpp} [mV]	J_{mpp} $\left[\frac{mA}{cm^2}\right]$
Hersteller	37,79	648,6	79,46	19,48	544,7	35,9
Griddler DLIT	37,79	649,1	78,71	19,31	546,9	35,3
Griddler PL (Laplace)	37,79	648,4	78,83	19,32	546,3	35,36
Griddler PL (nichtlin. Fuy.)	37,79	648,5	78,89	19,33	546,8	35,36

Tabelle 4.2: Vergleich der globalen Zellkennwerte, gemessen vom Hersteller und simuliert mit Griddler basierend auf DLIT bzw. PL.

wird aus dem Laplace- J_{01} nach Gl. (3.31) mit den Parametern $A_{sc} = 7 \cdot 10^9$, $B_{sc} = 0,013$ und $\langle J_{sc} \rangle = 37,79$ mA/cm² berechnet. Mit dem Laplace- J_{01} wird nur die Basis- und Emitterkombination berücksichtigt. Eine Griddler-Simulation basierend auf einem Ein-Dioden-Modell würde zu einem zu geringen Gesamtstromfluss gegenüber der gemessenen I-V-Kennlinie führen. Daher wird entgegen der Erkenntnis, dass J_{02} -Typ Defekte und ohmsche Verluste lokale Phänomene sind, nur für die Lumineszenz-basierte Griddler-Modellierung ein homogenes J_{02} und G_p angenommen. Hierfür werden äquivalent zur „Local I-V“-Auswertung vier Arbeitspunkte der Dunkelkennlinie zur Anpassung an ein Zwei-Dioden-Modell verwendet. Das iterative Verfahren ist im Detail in [Brel1a] beschrieben. Der global flächenbezogene Serienwiderstand wird mit $0,51 \Omega\text{cm}^2$ so angenommen, dass das global resultierende J_{01} des Zwei-Dioden-Modells mit dem Mittelwert vom Laplace- J_{01} von 343 fA/cm^2 übereinstimmt. Das Resultat ist ein globales J_{02} von $25,3 \text{ nA/cm}^2$ und ein G_p von $4,1 \mu\text{S/cm}^2$. Zum Vergleich beträgt das mittlere DLIT- J_{01} 325 fA/cm^2 , das DLIT- J_{02} $27,3 \text{ nA/cm}^2$ und das DLIT- G_p $4,1 \mu\text{S/cm}^2$.

Mit den orts aufgelösten Verteilungen des Laplace- J_{01} und $-J_{sc}$ und den homogenen Anteilen von J_{02} und G_p wird mit den gemessenen Diodenspannungen in Abb. 4.8(d) und (g) jeweils die lokale Stromdichteverteilung berechnet. Die Berechnung der lokalen Widerstände erfolgt exakt nach der zuvor ausführlich beschriebenen Methodik. Der resultierende Lumineszenz-basierte Gridwiderstand unterscheidet sich nur unwesentlich vom DLIT-basierten in Abb. 4.8(a) und wird daher nicht extra abgebildet. Die selbstkonsistente Berechnung vom Kontaktwiderstand R_{c2} führt zu der in (c) abgebildeten Verteilung. Das allein aus Lumineszenz-Messungen resultierende R_{c2} ist von dem zuvor bestimmten Kontaktwiderstand in (b) kaum zu unterscheiden. Das zeigt, dass die DLIT- bzw. Lumineszenz-basierten Widerstandsauswertungen näherungsweise äquivalent sind. Die folgende Griddler-Simulation erfolgt auf der Grundlage dieser Widerstandsdaten und der aus der Laplace-Methode bestimmten Sperr sättigungs- und Photostromdichte. Die Simulationsergebnisse sind in Abb. 4.8(f) und (i) für die EL- bzw. mpp-PL Bedingung dargestellt. Die Verwendung der hochauflösenden Lumineszenz-basierten Stromdichte führt gegenüber den DLIT-basierten Resultaten besonders in Bereichen erhöhter Dunkelstromdichten zu einer besseren Übereinstimmung von gemessenen und simulierten Diodenspannungen. Darüber hinaus weist die Diodenspannungsverteilung in (f) gegenüber den gemessenen Daten eine ähnlich gute Ortsauflösung auf. An dieser Stelle sei nochmals erwähnt, dass die Modellierung dieser PERC-Solarzelle auf Basis von Lumineszenz-Messungen ohne DLIT zu einem sehr guten Resultat führt.

Tab. 4.2 zeigt die Zusammenfassung der global gemessenen bzw. simulierten Zellparameter dieser PERC-Solarzelle. Die gemessenen Zellparameter sind vom Hersteller gegeben. Weiterhin sind die Griddler-simulierten Zellparameter der DLIT- bzw. Lumineszenz-basierten Modellierung aufgeführt. Zudem wird bei den mit Lumineszenz bestimmten Dioden- und Widerstands-

daten basierten Griddler-Simulation zwischen der Laplace- bzw. nichtlinearen Fuyuki-Methode unterschieden. Es wird deutlich, dass die Auswertung von DLIT- und Lumineszenz-basierten Widerstands- und Diodenparametern zu einer ähnlich guten Übereinstimmung mit dem vom Hersteller gegebenen globalen Zellparametern führt.

4.3 Ergebnis der lokalen Wirkungsgradanalyse

Im folgenden Unterkapitel werden die Resultate unterschiedlicher Methoden zur lokalen Wirkungsgradanalyse nacheinander vorgestellt. Hierfür dient in einem ersten Beispiel eine stark ohmsch geschuntete Solarzelle. In einem zweiten Beispiel erfolgt die Anwendung der lokalen Wirkungsgradberechnung an einer PERC-Solarzelle. Weiterführend wird beispielhaft eine Lumineszenz-basierte Auswertung vorgestellt. Die Vorteile sind eine höhere lokale Ortsauflösung und eine deutlich geringere Messzeit im Vergleich zu LIT-Messungen.

4.3.1 DLIT

Die Funktionsweise der „Local I-V“-Auswertung wurde in Kapitel 2.3 gegeben. Für weitere Details sei auf [Bre11a, Bre12] verwiesen. Für die Auswertung der DLIT-Daten wird eine Korrektur der Messdaten in den Positionen der Busbars verwendet. Diese Bereiche werden durch die Stromschienen verschattet und führen zu artefaktbehafteten Werten. Es werden die Mittelwerte der benachbarten Pixel verwendet. Das lokale J_{sc} wird in „Local I-V“ aus der J_{01} -Verteilung nach [Bre16a] berechnet. Der globale Kurzschlussstrom ist aus einer Zelltestermessung bekannt. Die „Local I-V“-Auswertung berücksichtigt jedoch keine Verschattung. Da die Gridleitungen und Busbars etwa 7,9 % der Fläche verschatten, siehe Unterkapitel 4.3.3, wird in dieser „Local I-V“-Auswertung das J_{sc} künstlich um 7,9 % erhöht, um das korrekte J_{sc} in den nicht-verschatteten Regionen zu gewährleisten. Die lokale V_d -Verteilung bei einer angelegten Spannung von 0,6 V, das für die Berechnung des RESI- R_s [Ram07] in „Local I-V“ benötigt wird, wird aus zwei EL-Bildern bei 0,55 und 0,6 V mit der „EL-Fit“ Software [Bre10b] berechnet. Die Messung der EL-Bilder erfolgt mit zwei 950-1000 nm Bandpass-Filtern, die eine Photonenstreuung im Si-Detektor signifikant verringern. Für die Verwendung in „Local I-V“ wird die V_d -Verteilung künstlich mit der thermischen Punktspreizfunktion, äquivalent zu der verwendeten Lock-in Frequenz der DLIT-Messungen, gefaltet. Der Grund ist die Vermeidung von Artefakten im J_{01} , die durch eine unterschiedliche Auflösung von DLIT- und EL-Messungen hervorgerufen werden. Daher ist es nicht notwendig die Photonenstreuung der Lumineszenz-Aufnahmen für die Verwendung von „Local I-V“ zu korrigieren. Es ist zu erwähnen, dass die Lumineszenz-basierte Berechnung der lokalen Diodenspannung auf einem Ein-Dioden-Modell beruht, das in Bereichen ohmscher Shunts zu einer fehlerhaften Auswertung führt. Das wird in Unterkapitel 4.3.3 gezeigt. Die folgenden Ergebnisse zeigen dennoch, dass die DLIT-basierte Auswertung die Bereiche ohmscher Shunts recht gut beschreibt.

Die „Local I-V“-Methode separiert in einem ersten Schritt die Dunkelstromanteile. Für Details sei auf die Dunkelstromdichten in den Abb. 4.9(a)-(c) verwiesen. Die drei Dunkelstromanteile weisen keine Ähnlichkeit auf, was auf die Zuverlässigkeit der Separation der „Local I-V“-Methode hindeutet. Abb. 4.9 (i) zeigt den effektiven R_s , der aus DLIT und EL nach der RESI-Methode [Ram07] bestimmt wird. Wie bereits erwähnt, weist dieser RESI- R_s Minima in den Positionen mit erhöhter Dunkelstromdichte auf. Das muss als Artefakt betrachtet werden, beschreibt aber den lokalen Spannungsabfall im Modell unabhängiger Dioden korrekt. Da

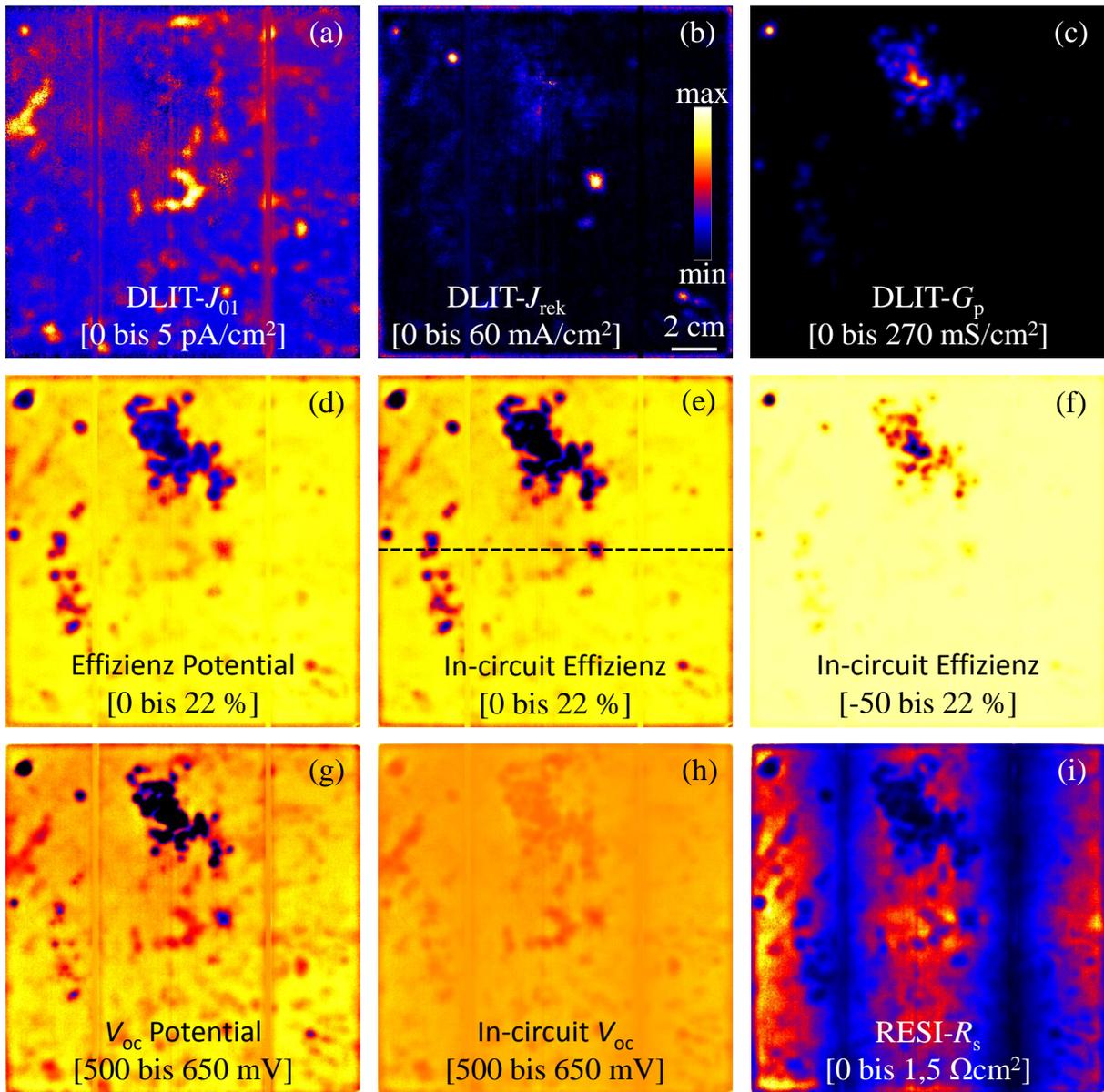


Abbildung 4.9: Ergebnisse der „Local I-V“-Auswertung, (a) DLIT- J_{01} , (b) DLIT- J_{rek} (J_{02} -Typ) bei 600 mV, (c) DLIT- G_p , (d) Wirkungsgrad-Potential, (e) in-circuit Wirkungsgrad, (f) in-circuit Wirkungsgrad negativ skaliert, (g) V_{oc} Potential, (h) in-circuit V_{oc} und (i) RESI- R_s .

der verwendete ILIT-Aufbau maximal nur ein 0,8 Sonnenäquivalent liefert (gemessen am J_{sc} verglichen mit Zelltesterdaten), wird in der folgenden Wirkungsgrad-Simulation die Intensität von 0,8 Sonnen berücksichtigt. Abb. 4.9(d)-(h) zeigen die Simulationsergebnisse der Wirkungsgradanalyse mit „Local I-V“. Es ist zu erwähnen, dass für die LIT-Aufnahmen die lokale Emissivitäts-Korrektur verwendet wird, die durch das PV-LIT System von InfraTec zur Verfügung gestellt ist. Das führt dazu, dass die Gridleitungen in den DLIT-Effizienz Bildern nicht sichtbar sind. In den ILIT-Wirkungsgrad Bildern hingegen sind die Gridleitungen leicht sichtbar, da ihre Verschattung zu einem geringeren in-circuit Wirkungsgrad führen. Abb. 4.9(d) und (g) zeigen das Potential von η bzw. V_{oc} , und (e) und (h) bilden die dazugehörigen in-circuit Bilder von η bzw. V_{oc} in der gleichen Skalierung ab. Der vorhergesagte Unterschied der bei-

den unterschiedlichen Repräsentationen ist ersichtlich. Besonders der Kontrast des V_{oc} in der in-circuit Darstellung ist deutlich geringer im Vergleich zur Annahme isolierter Dioden, siehe auch [She14, Bre13c]. Das Wirkungsgrad-Potential in (d) zeigt leicht höhere Werte als die in-circuit Darstellung in (e). Besonders in den Positionen ohmscher Shunts liegt der minimale Wirkungsgrad bei +0,63 % im Effizienz-Potential, aber erreicht einen Wert von -82 % am dominierenden Shunt in der oberen linken Ecke im in-circuit Wirkungsgrad in (e). Das wird aus Abb. 4.9(f) ersichtlich, das die gleichen Daten wie (e) zeigt, aber von -50 bis +20 % skaliert ist. Die globalen Zelldaten, die aus der „Local I-V“-Auswertung resultieren, werden am Ende dieses Kapitel als Vergleich aller Methoden zusammengefasst. Es ist nochmals zu erwähnen, dass sich die gezeigten Daten auf eine Beleuchtungsintensität äquivalent zu 0,8 Sonnen des AM1,5 Spektrums beziehen.

4.3.2 ILIT

Die ILIT-Messungen sind in den Abb. 4.10(a) und (b) unter Kurzschlussbedingung bzw. am Punkt maximaler Leistung dargestellt. Das mit 10 Hz Lock-in Frequenz gepulste V_{mpp} dieser Solarzelle beträgt 502 mV. Die Stromschienen führen im Bereich der Busbars zu einem Verschattungseffekt der monochromatischen Beleuchtung und zusätzlich zu einer von den Stromschienen stark beeinflussten Temperatur-Modulation hin zum IR-Detektor. Es ist zu erkennen, dass die J_{sc} -ILIT Aufnahme bis auf die Busbar-Region sehr homogen wirkt. Links und rechts der Busbars sind Bereiche mit verringertem ILIT-Signal erkennbar, deutlich weiter ausgedehnt

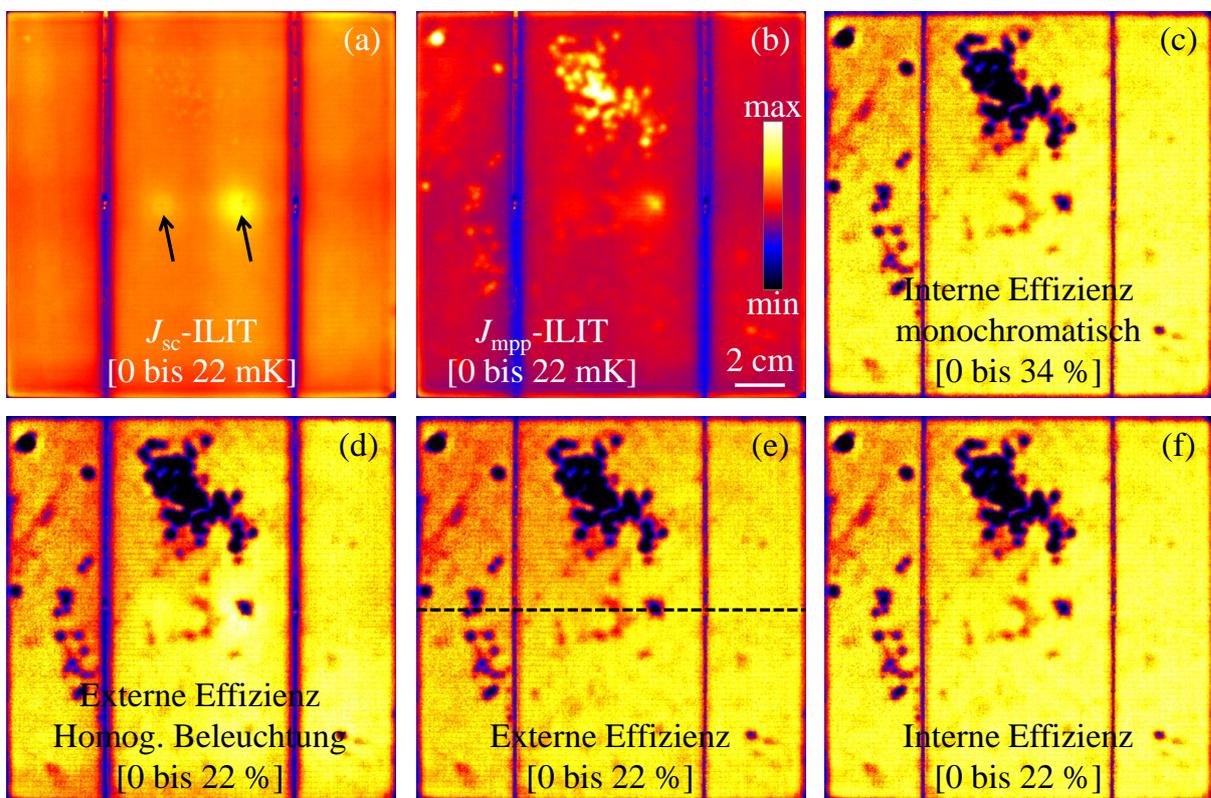


Abbildung 4.10: (a) J_{sc} -ILIT, (b) J_{mpp} -ILIT, (c) interne monochromatische Effizienz für 850 nm, (d) externe Effizienz mit der Annahme einer homogenen Beleuchtung, (e) externe Effizienz und (f) interne Effizienz.

als die Breite der Stromschienen. Dieser Effekt kann auch beobachtet werden, wenn eine auf der Oberfläche schwarz gefärbte Solarzelle untersucht wird. Die Ursache ist die Verschattung der Stromschienen. Es ist zu erwähnen, dass die Beleuchtung im reflektierenden Lichtgehäuse nicht parallel auf die Oberfläche der Solarzelle trifft, sondern stark diffuse Lichtkomponenten besitzt. Das führt dazu, dass die Bereiche nahe der Stromschienen, die etwa eine Höhe von 1 cm aufweisen, nur einseitig beleuchtet werden, was zum beobachteten Signal-Verlust führt. Wenn an dieser Stelle hochgradig paralleles Laserlicht verwendet werden würde, könnte dieser Verschattungseffekt deutlich reduziert werden. Die beiden hellen Punkte in in der Mitte von (a) sind die Positionen des rückseitigen Sense-Kontakts bzw. des Temperatur-Sensors (siehe schwarze Pfeile). Der Rechte dieser beiden Punkte weist einen kleinen Riss auf, der zu einer erhöhten Dunkelstromdichte führt. Das wird aus den DLIT- und Wirkungsgrad-Bildern ersichtlich. Dabei handelt es sich um einen J_{02} -Typ Shunt, siehe Abb. 4.9(b). Es konnte im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht vollständig geklärt werden, warum dieser Bereich hell erscheint. Als mögliche Ursache wird eine Verringerung des thermischen Widerstands durch die Aussparung im gewebten Metallnetz zwischen Probenhalter und Solarzelle vermutet. Das Metallnetz wurde ursprünglich zur Erhöhung des thermischen Widerstands eingeführt, um erfolgreich den Einfluss der Vakuum-Nut unterhalb der Solarzelle auf das ILIT-Signal zu verringern. Die ohmschen Shunts im oberen Teil der Solarzelle erscheinen in der J_{sc} -ILIT Aufnahme nur sehr schwach, aber dominieren erwartungsgemäß die mpp-ILIT Messung. Wie erwartet zeigt der Rest der Solarzelle eine geringere Erwärmung am Punkt maximaler Leistung im Vergleich zur Kurzschlussbedingung. Regionen geringer Materialqualität (hohes J_{01} , siehe Abb. 4.9(a)) sind im J_{sc} -ILIT Bild nicht sichtbar und erscheinen in der mpp-ILIT Aufnahme dunkel, da diese Bereiche weniger elektrische Leistung generieren.

Abb. 4.10(c) zeigt den ILIT-gemessenen monochromatischen internen in-circuit Wirkungsgrad für 850 nm nach Gl. (4.2) [Ram08]. Dieser weist, wie bereits erwähnt, eine um einen konstanten Faktor höhere Effizienz als der nach Gl. (4.6) berechnete interne in-circuit Wirkungsgrad des AM1,5 Spektrums für ein 0,8 Sonnenäquivalent in (f) auf. Der mit Gl. (4.3) berechnete Proportionalitätsfaktor G_{LIT} basiert auf der DLIT-Messung bei 0,55 V der „Local I-V“-Auswertung. Abb. 4.10(d) und (e) zeigen zusätzlich die externen in-circuit Wirkungsgrad-Verteilungen unter der Annahme einer homogenen Beleuchtung nach Gl. (4.4) bzw. unter Berücksichtigung der inhomogenen Beleuchtungsleistungsdichte p_{bel} nach Gl. (4.6) für $R = 0$. Beide lokalen externen Wirkungsgrad-Darstellungen sind unter Berücksichtigung des AM1,5 Spektrums und eines 0,8 Sonnenäquivalents berechnet. Der Verschattungseffekt der Stromschienen ist nur in der externen in-circuit Wirkungsgrad-Verteilung unter der Annahme einer homogenen Beleuchtung erkennbar. In den anderen Wirkungsgrad-Darstellungen wird dieser Effekt berücksichtigt. Der externe in-circuit Wirkungsgrad in Abb. 4.10(e) stimmt optisch mit dem DLIT-basierten in-circuit Wirkungsgrad in Abb. 4.9(e) sehr gut überein. Das zeigt, dass beide Effizienzanalyse-Methoden grundsätzlich äquivalent sind. Verbleibende quantitative Unterschiede werden im Anschluss dieses Unterkapitels diskutiert.

Abschließend ist zu erwähnen, dass die „Local I-V“-Methode auch bei injektionsabhängigen ILIT-Messungen Anwendung findet. In Kwopil et al. [Kwa18] wird gezeigt, dass die aus DLIT bzw. ILIT resultierenden lokalen Diodenparameter wie J_{01} und J_{02} in sehr guter Näherung äquivalent sind. ILIT bietet zudem den Vorteil von kontaktlosen Messungen bzw. von Proben ohne Metallisierung.

4.3.3 Griddler

Die in Unterkapitel 4.3.1 gezeigten DLIT-Ergebnisse werden an dieser Stelle verwendet, um die stark ohmsch geshuntete Solarzelle mit Griddler wie in Kapitel 4.2 zu modellieren. Da in Griddler nur das J_{02} für $n_2 = 2$ eingeladen werden kann, wird die Rekombinationsstromdichte der Raumladungszone für ein variables n_2 bei 500 mV, was nah am V_{mpp} der Solarzelle liegt, verwendet, um daraus J_{02} für $n_2 = 2$ zu berechnen. Es ist zu erwähnen, dass im Gegensatz zur „Local I-V“-Auswertung in der Griddler-Simulation die Verschattung der Vorderseitenmetallisierung berücksichtigt wird (Gridfinger und Busbars). Daher muss der über die Solarzelle gemittelte J_{sc} , der aus einer Zelltester-Messung bekannt ist (hier 25,3 mA/cm² für 0,8 Sonnen des AM1,5 Spektrums), mit dem Faktor $1/(1-R)$ multipliziert werden, um das korrekte J_{sc} für den nicht verschatteten Bereich zu berechnen. An dieser Stelle wird das inhomogene J_{sc} nach [Bre16a] aus der „Local I-V“-Auswertung verwendet und mit dem erwähnten Faktor multipliziert. Für eine Übereinstimmung vom J_{sc} zwischen Zelltester-Messung und Griddler-Simulation ergibt sich die Reflektivität zu $R = 7,9 \%$. Dieser Wert ist kompatibel mit der Breite der Gridfinger (hier 120 μm), der Anzahl an Gridfingern (hier 69) und der Busbarbreite (hier 2 mm). Die an dieser Stelle bestimmte Reflektivität wurde bereits im Unterkapitel 4.3.1 verwendet, um ein realistisches J_{sc} der nicht-verschatteten Regionen zu erhalten. Die Griddler-Simulation soll hauptsächlich folgende Frage beantworten: Führt die Annahme eines lokal effektiven Serienwiderstands im vereinfachten Modell unabhängiger Dioden, wie es in der „Local I-V“-Methode in Unterkapitel 4.3.1 verwendet wird, zu signifikanten Fehlern in der Berechnung des lokalen in-circuit Wirkungsgrads? Für diesen Fall sollte sich die berechnete lokale Effizienz von „Local I-V“ und Griddler signifikant unterscheiden.

Abb. 4.11 zeigt die Hauptergebnisse der Griddler-Simulation zusammen mit der EL-gemessenen V_d -Verteilung in Abb. 4.11(a). Dieses lokale V_d -Bild basiert auf EL-Messungen, die hinsichtlich der Photonenstreuung im Detektor korrigiert sind. In Bereichen ohmscher Shunts liegt die Griddler-simulierte Diodespannung (b) deutlich unterhalb der EL-gemessenen (a). Der Grund hierfür wurde bereits im Unterkapitel 4.3.1 erläutert. Für die EL-Auswertung wird lediglich ein Ein-Dioden-Modell verwendet, das zu Fehlern in Bereichen ohmscher Shunts führt. Es ist zu erkennen, dass die Ortsauflösung der EL-gemessenen V_d -Verteilung besser ist als das Griddler-simulierte V_d . Der Grund ist die geringere Ortsauflösung der DLIT-basierten Diodenparameter, die als Eingangsgrößen für die Griddler-Simulation dienen. Die Anpassung mit

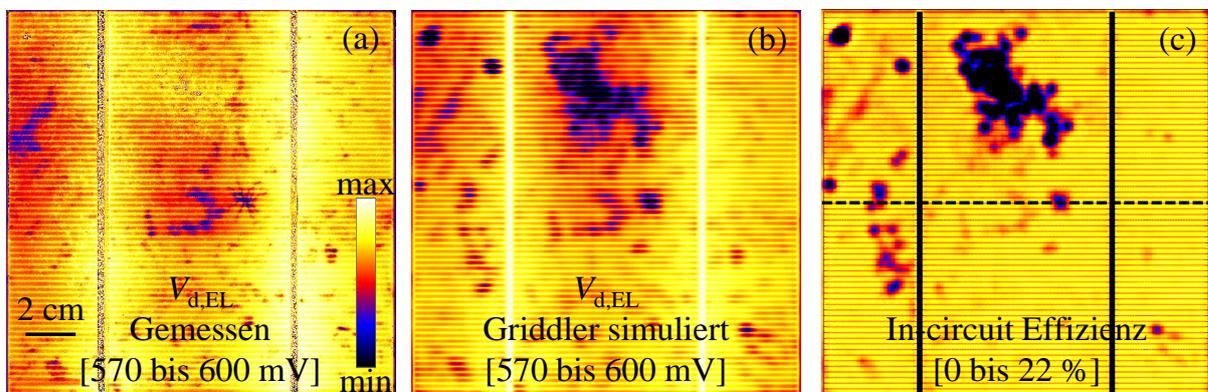


Abbildung 4.11: (a) EL-gemessene lokale V_d -Verteilung für 600 mV, (b) Griddler-simulierte lokale V_d -Verteilung für 600 mV und (c) Griddler-simulierter und nach Gl. (4.1) berechneter in-circuit Wirkungsgrad (0,8 Sonnen AM1,5).

Griddler führt unter Vernachlässigung der Bereiche mit ohmschen Shunts zu einem Fehler von ± 2 mV. Der externe in-circuit Wirkungsgrad in Abb. 4.11(c) berechnet sich aus der lokalen Stromdichteverteilung am Punkt maximaler Leistung nach Gl. (4.1) mit $V_{mpp} = 498$ mV (siehe Tab. 4.3 in nachfolgender Zusammenfassung) und $p_{bel} = 80$ mW/cm² für 0,8 Sonnen und AM1,5 Beleuchtung. Die Griddler-simulierte lokale Wirkungsgrad-Verteilung in (c) unterscheidet sich nicht signifikant vom „Local I-V“-basierten Resultat in Abb. 4.9(b). Ausgenommen sind hier die dunkel abgebildeten Gridfinger und Busbars, die nur in der Griddler-Simulation vorkommen. Damit konnte für den Fall einer Solarzelle mit geringem Serienwiderstands-Einfluss gezeigt werden, dass die lokale Wirkungsgradanalyse mit „Local I-V“ als zuverlässig angesehen werden kann, trotz der Verwendung des vereinfachten Modells unabhängiger Dioden.

4.3.4 Zusammenfassung

In diesem Unterkapitel sollen die zuvor gezeigten lokalen Wirkungsgrad-Verteilungen, basierend auf unterschiedlichen Messmethoden, miteinander verglichen werden. Für eine bessere quantitative Übersicht zeigt Abb. 4.12 Linien-Scans der in den Abb. 4.9 bis 4.11 markierten gestrichelten Linien. Dieser gewählte Linien-Scan ist dahingehend repräsentativ, da er Informationen einiger ohmscher Shunts links, eines J_{01} -Typ Defekts mittig, eines J_{02} -Typ Defekts rechts davon und der beiden Busbars besitzt. Als Referenz sei auf die Abb. 4.9(a) bis (c) verwiesen. Es ist zu erkennen, dass das in-circuit DLIT-Resultat nahezu identisch mit dem Griddler-simulierten Ergebnis ist. Ausgenommen ist der Bereich des Busbars, dessen Verschattungseffekt in Griddler, im Gegensatz zur „Local I-V“-Auswertung, berücksichtigt wird. Der ILIT-basierte Wirkungsgrad zeigt ein lokales Minimum im Bereich des Busbars und einen höheren Kontrast zwischen guten und schlechten Bereichen. Letzteres wird später diskutiert. Das Signal-Rausch-Verhältnis der ILIT-Ergebnisse ist deutlich schlechter als bei der DLIT-basierten Auswertung. Der Grund ist, dass die ILIT-Auswertung primär auf der Differenz zweier ILIT-Aufnahmen (J_{sc} -minus mpp-Signal) beruht, siehe Gl. (4.6).

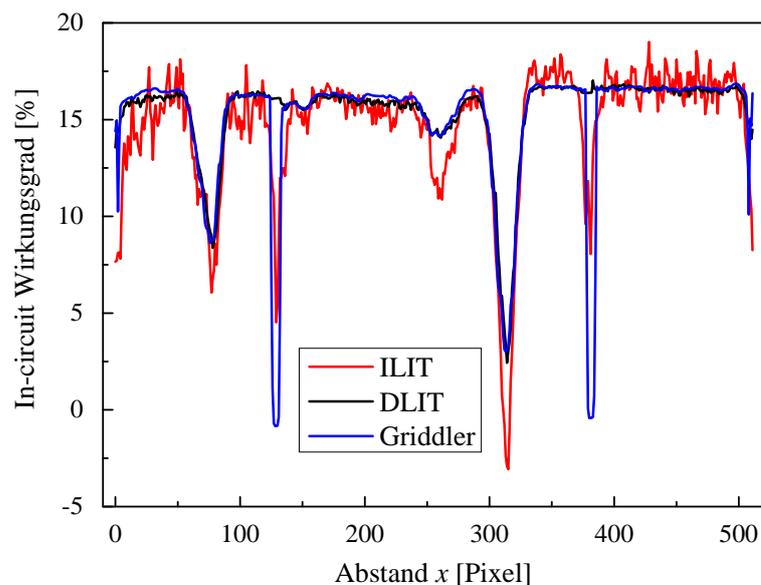


Abbildung 4.12: Linien-Scans unterschiedlicher lokaler Wirkungsgrad-Verteilungen der in den Abbildungen 4.9 bis 4.11 markierten schwarz-gestrichelten Linien.

Der Vergleich der externen in-circuit Wirkungsgrad-Bilder bei 0,8 Sonnen in Abb. 4.12 der unterschiedlichen Messmethoden zeigt ein hohes Maß an quantitativer Übereinstimmung. Daraus folgt, dass alle diese Methoden geeignet sind, die Homogenität der Solarzelle zu untersuchen. Dennoch sind auch einige Unterschiede sichtbar. Beispielsweise wird die Verschattung der Gridfinger und Busbars nur bei der ILIT- und Griddler-Auswertung berücksichtigt. Um die korrekte Beleuchtungsintensität der nicht-verschatteten Bereiche für die Simulationen mit „Local I-V“ und Griddler zu erhalten, wird der aus einer Zelltester-Messung bestimmte J_{sc} durch den Faktor $1/(1-R)$ erhöht. Während in Griddler der Verschattungseffekt der Vorderseitenmetallisierung berücksichtigt wird, ist das in „Local I-V“ nicht möglich. Die Erhöhung des J_{sc} bei „Local I-V“, wie im Unterkapitel 4.3.1, führt zum korrekten lokalen Wirkungsgrad für die Bereiche zwischen den Gridfingern. Für die Berechnung der globalen Effizienz der gesamten Solarzelle ist es jedoch nötig, das J_{sc} des Zelltesters zu verwenden. Daher wird die „Local I-V“-Auswertung für die Berechnung der globalen Zellparameter mit dem nominellen J_{sc} wiederholt.

Der Vergleich der unterschiedlichen Methoden zur Bestimmung der Effizienz zeigt eine gute Übereinstimmung. Die globalen Werte der untersuchten Solarzelle ergeben sich zu 14,16 % für den externen bzw. zu 15,38 % für den internen in-circuit ILIT-Wirkungsgrad. Letztgenannter ist erwartungsgemäß höher. Der DLIT-basierte „Local I-V“-Wirkungsgrad beträgt 13,93 % (unter Berücksichtigung des nominell gemessenen J_{sc}) und die Griddler-simulierte Effizienz 13,85 %. Der mit dem Zelltester gemessene Wirkungsgrad bei 0,8 Sonnen beträgt 13,81 %, der am besten von der „Local I-V“- und Griddler-Simulation beschrieben wird. Es ist zu erwähnen, dass die Bereiche der Busbars bei der ILIT- und DLIT-Auswertung nicht zur berechneten globalen Effizienz beitragen, da die Abschattung durch die Kontaktierereinheit zu keinen zuverlässigen Ergebnissen führt. Offensichtlich wird in der ILIT-Auswertung der Wirkungsgrad etwas überschätzt. Zudem ist der Kontrast der ILIT-Effizienz etwas höher. Während „Local I-V“ und Griddler einen Wirkungsgrad von 16,8 % in der besten Region und etwa 14 % in der Position des J_{01} -Typ Defekts in der Mitte des Linien-Scans prognostiziert, betragen die entsprechenden Effizienzen bei ILIT 18,9 % bzw. 10,8 %. Das bedeutet, dass entweder ILIT den relativen Einfluss lokaler Defekte etwas überschätzt oder DLIT ihn unterschätzt. Ein möglicher Grund hierfür kann sein, dass die ILIT-Messung mit einer monochromatischen Beleuchtung von 850 nm durchgeführt wird, währenddessen bei der Berechnung des lokalen J_{sc} nach [Bre16a] Parameter für das AM1,5 Spektrum zugrunde liegen. Zudem ist zu erwähnen, dass bei der ILIT-basierten Wirkungsgradanalyse auch einige Annahmen und Vereinfachungen gelten. Die ILIT-Auswertung beruht zwar explizit auf keinem Zellmodell, nimmt aber beispielsweise an, dass das J_{sc} -ILIT Signal für eine optisch homogene Solarzelle homogen ist. Wie in Abb. 4.10(b) erkennbar, ist das nicht zwingend der Fall. Eine weitere mögliche Untersuchung könnte sein, ob eine laterale Überschussladungsträger-Diffusion in der Basis von Bereichen hoher zu niedriger Lebensdauer unter Beleuchtung zu einer höher als erwarteten Wärmedissipation in Regionen geringer Lebensdauer führt. Das würde den höheren gemessenen Wirkungsgrad-Kontrast bei ILIT erklären.

In Tab. 4.3 sind die gemessenen und simulierten globalen Wirkungsgrade der Solarzelle zusammengefasst. Die ILIT-basierte Wirkungsgradanalyse wird am Punkt maximaler Leistung durchgeführt, erlaubt aber keine Aussage über die Parameter V_{oc} und FF . Zusammenfassend wird eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Zelltester-Werten und den DLIT-basierten Resultaten von „Local I-V“ bzw. Griddler festgestellt.

Zusammenfassend wird die Aussage getroffen, dass die DLIT-basierte Wirkungsgradanalyse mit der „Local I-V“-Methode zu realistischen Werten führt. Weiterhin stellt die DLIT-

	Zelltester	Local I-V	ILIT	Griddler
Externer Wirkungsgrad [%]	13,81	13,94	14,16	13,85
V_{oc} [mV]	597	598	-	596
FF [%]	73,18	73,6	-	73,68
J_{mpp} [mA/cm ²]	22,2	22,2	22,2	22,3
V_{mpp} [mV]	497	502	498	498

Tabelle 4.3: Gemessene und simulierte globale Zellparameter der unterschiedlichen Methoden für eine Beleuchtung von 0,8 Sonnen.

Auswertung ein unteres Limit des negativen Einflusses lokaler Defekte auf den globalen Wirkungsgrad inhomogener Solarzellen dar. Die sehr gute Übereinstimmung zwischen „Local I-V“ und Griddler-Simulation beweist, dass die Annahme des vereinfachten Modells unabhängiger Dioden in der „Local I-V“-Methode zu keinen signifikanten Abweichungen in der lokalen Wirkungsgrad-Verteilung führt. Steht ein ILIT-Messaufbau zur Verfügung, bietet sich der Vorteil ohne weiteren Aufwand und Modellannahmen eine lokale Wirkungsgradanalyse durchzuführen. Effekte einer inhomogenen Beleuchtung werden bei der ILIT-Auswertung berücksichtigt. Die DLIT-basierte „Local I-V“-Methode hingegen erlaubt eine Simulation, die den Einfluss der Beleuchtungsintensität und lokaler Defekte quantifiziert. Daher ergänzen sich die ILIT- und DLIT-basierte lokale Wirkungsgradanalyse.

4.3.5 Ausblick - Hochauflösende Wirkungsgradanalyse

Im vorangegangenen Unterkapitel wurden die Vor- und Nachteile der unterschiedlichen Analysemethoden diskutiert. Ein weiterer Vorteil der Griddler-Simulation bietet sich, wenn hochauflösende Wirkungsgrad-Verteilungen notwendig sind. LIT-basierte Effizienzanalysen sind durch die messtechnisch bedingte thermische Verschmierung limitiert. Es wurde im Rahmen dieser Dissertation eine hochauflösende Alternative zur Diodenparameter- und Widerstandsbestimmung eingeführt. Im Folgenden werden Simulationen mit Griddler und SPICE durchgeführt, um das Potential hochauflösender Wirkungsgradanalysen aufzuzeigen. Als Vergleich dient der ILIT-gemessene externe in-circuit Wirkungsgrad umgerechnet für das AM1,5 Spektrum mit einer optischen Anregung äquivalent zu 0,63 Sonnen, siehe Abb. 4.13(f). Es ist zu erwähnen, dass der durch die erhöhte Busbaranzahl hervorgerufene Verschattungseffekt die maximale Intensität des ILIT-Aufbaus bei der untersuchten PERC-Solarzelle auf 0,63 Sonnen limitiert.

Die DLIT-basierten Diodenparameter dieser PERC-Solarzelle wurden bereits in den Abb. 3.20(d) bis (f) und in Abb. 3.25(a) gezeigt. Anschließend wird für die Solarzelle, wie in Kapitel 4.2 ausführlich beschrieben, ein Griddler-Modell erstellt. Die Modellierung mit Griddler erlaubt die Simulation für jeden beliebigen Arbeitspunkt. Anschließend wird die PERC-Solarzelle mit Griddler bei 0,63 Sonnen am Punkt maximaler Leistung simuliert. Mit der simulierten lokalen Stromdichte und dem V_{mpp} von hier 543 mV wird mit Gl. (4.1) der in-circuit Wirkungsgrad berechnet. Das Resultat ist in Abb. 4.13(d) dargestellt. Wie zuvor diskutiert, ist auch bei dieser PERC-Solarzelle der ILIT-gemessene externe in-circuit Wirkungsgrad in (f) geringfügig höher und weist geringfügig höhere Kontraste zwischen unterschiedlich guten Zellbereichen auf als der aus der Griddler-Simulation Resultierende.

In einem zweiten Schritt wird mit dem Ziel einer besseren Ortsauflösung die PERC-Solarzelle mit Lumineszenz-basierten Diodenparametern nachgebildet. Hierfür dienen das nichtlineare

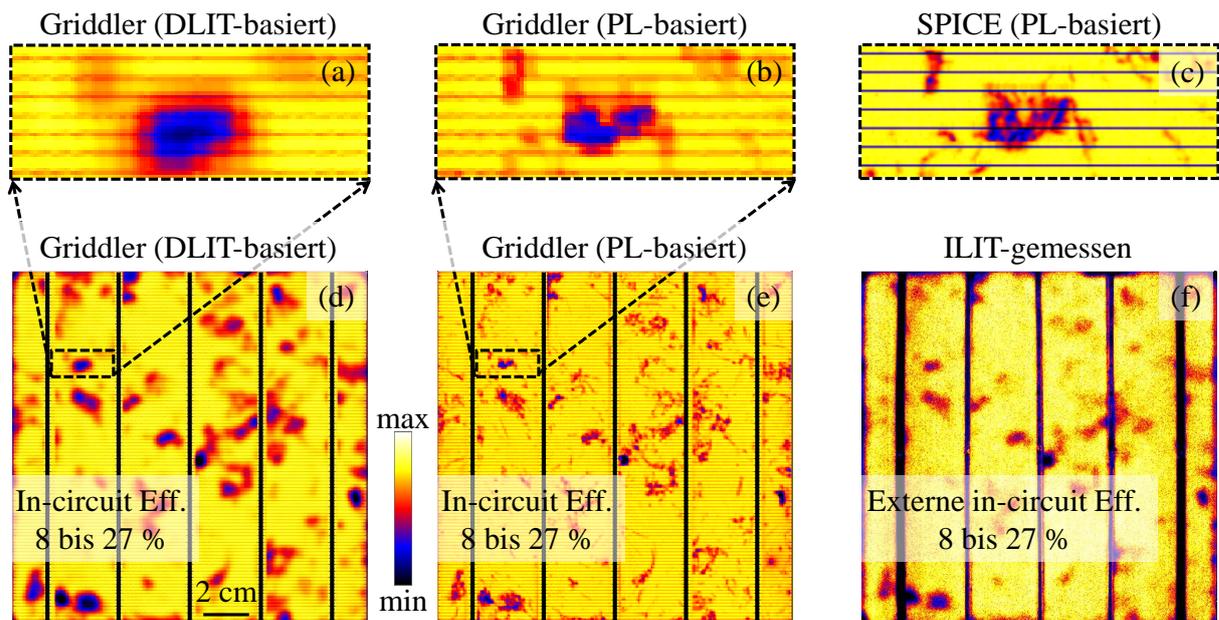


Abbildung 4.13: In-circuit Wirkungsgrad-Verteilungen einer PERC-Solarzelle: Simulation mit Griddler basierend auf (a) und (d) DLIT bzw. (b) und (e) PL. (a) und (d) sind jeweils die Vergrößerung der schwarzgestrichelten Markierung. (c) SPICE Simulation des in (a) und (b) gezeigten Zellbereichs mit den gleichen Diodenparametern und Widerstandsdaten basierend auf PL wie (b). (f) ILIT-gemessener externer in-circuit Wirkungsgrad für das AM1,5 Spektrum.

Fuyuki- J_{01} aus Abb. 3.21(a) und das daraus berechnete J_{sc} , das für einen vergrößerten Bereich in Abb. 3.25(f) dargestellt ist. Zusätzlich werden ganzflächig ein homogenes J_{02} von 21 nA/cm^2 und ein G_p von $0,037 \text{ mS/cm}^2$ angenommen, um die gemessene Dunkelstromdichte zu gewährleisten. Der lokale in-circuit Wirkungsgrad wird wie zuvor mit Gl. (4.1) am simulierten Punkt maximaler Leistung berechnet. Das Resultat ist in gleicher Skalierung in Abb. 4.13(e) gezeigt.

Für eine bessere quantitative Vergleichbarkeit ist ein vergrößerter Bereich, der in (d) und (e) durch ein schwarz-gestricheltes Rechteck markiert ist, in den Abb. 4.13(a) und (b) dargestellt. Das Simulationsergebnis auf Basis von Lumineszenz-berechneten Diodenparametern in (e) weist eine deutlich bessere Ortsauflösung gegenüber dem DLIT-basierten Resultat in (d) auf, das wie (f) durch die thermische Verschmierung der LIT-Messmethode limitiert ist. Aber auch Griddler ist mit dem Kompromiss zwischen Simulationszeit und Meshing-Qualität in der Ortsauflösung begrenzt. Um die gesamte Ortsauflösung der Lumineszenzmessungen zu nutzen, wird der gleiche Zellbereich mit SPICE simuliert. Als Grundlage für die SPICE-Simulation dienen die gleichen lokalen Diodenparameter und Widerstandsdaten, wie in der Griddler-Simulation in Abb. 4.13(e) bzw. (b). Es wird das elektrische Ersatzschaltbild aus Abb. 3.10 verwendet. Der in Abb. 4.13(c) gezeigte SPICE-simulierte in-circuit Wirkungsgrad besitzt eine nochmals bessere Ortsauflösung im Vergleich zur Lumineszenz-basierten Griddler-Simulation in (b). Dennoch, die aufgebrauchte Simulationszeit dieses Zellausschnitts beträgt mit SPICE etwa 20 Minuten, währenddessen mit Griddler die gesamte Solarzelle in wenigen Sekunden simuliert wird. Die Lumineszenz-basierte Griddler-Simulation stellt somit einen sehr guten Kompromiss zwischen Rechenzeit und Ortsauflösung dar.

5 Lokale Wirkungsgradanalyse an Solarzellen in Modulen

Das fünfte Kapitel behandelt die lokale Wirkungsgradanalyse von einzelnen Solarzellen im Modulverbund. Es wird eine Analyseverfahren vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit in einer Software implementiert wurde.

In diesem Kapitel soll eine zerstörungsfreie Methode entwickelt werden, mit der eine quantitative und orts aufgelöste Wirkungsgradanalyse von Solarzellen auf Modulebene durchgeführt wird. Hierfür wird die bereits auf Zellebene verwendete „Local I-V“-Methode, die auf der Auswertung spannungsabhängiger DLIT-Messungen beruht, auf Einzelzellen im Solarmodul übertragen. Die Serienschaltung einzelner Solarzellen führt dazu, dass nur die Gesamtspannung eine messbare Größe darstellt. Besonders Module, die von Potentialinduzierter Degradation (PID) oder Lichtinduzierter Degradation (LID) beeinflusst sind, weisen im degradierten Zustand eine stark inhomogene Verteilung der einzelnen Zellspannungen auf. Qualitativ ist die unterschiedliche Zellspannung mit Elektrolumineszenz detektierbar, was sich bei stark degradierten Zellen in einem dunklen Lumineszenzsignal äußert [Koe16]. Für eine quantitative Auswertung hingegen ist es von essentieller Bedeutung, die einzelnen Zellspannungen zerstörungsfrei zu bestimmen. Zudem ist es von Interesse, Inhomogenitäten jeder einzelnen Solarzelle auf Modulebene zu untersuchen, so wie es bei „Local I-V“ der Fall ist. Die im Rahmen dieser Dissertation entwickelte „SCAM“ (engl. single cell analysis in modules) Methode [Bau17] wird im Folgenden für eine quantitative lokale Wirkungsgradanalyse von Einzelzellen im Modul verwendet. Nachfolgend wird die SCAM-Methode erläutert. Für weitere Details sei auf Bauer et al. [Bau17] verwiesen.

Um in der in SCAM implementierten „Local I-V“-Auswertung korrekte Resultate zu erhalten, muss die Zellspannung einer jeden Solarzelle im Modul bekannt sein. Mit dem Ansatz von Köntges et al. [Koe09] und Potthoff et al. [Pot10] kann aus Elektrolumineszenz-Messungen des gesamten Moduls die Einzelzellspannung in guter Näherung berechnet werden. Das Lumineszenzsignal ist wie in Kapitel 2.5 beschrieben proportional zum Produkt der Elektronen- und Löcherkonzentration über die Tiefe der Solarzelle. Dieses Produkt hängt allgemein exponentiell von der Zellspannung ab, die durch den Serienwiderstand bzw. von der Basislebensdauer verringert wird. Oberhalb einer bestimmten Basislebensdauer ist die Lumineszenz-Intensität unabhängig von dieser und zeigt ein Sättigungsverhalten, wie durch Abb. 3.15 bereits gezeigt wurde. Die Idee von Köntges et al. [Koe09] und Potthoff et al. [Pot10] beruht darauf, dass jede Solarzelle in einem Modul mindestens einen guten Bereich (Pixel im EL-Bild) besitzt, in dem die Lebensdauer im Sättigungsbereich der Lumineszenz und der Serienwiderstand vernachlässigbar klein ist und der daraus resultierende Spannungsabfall vernachlässigt werden kann. Dieser Bereich wird durch das maximale Lumineszenzsignal einer jeden Solarzelle beschrieben. Der Skalierungsfaktor der Lumineszenz C aus Gl. (2.14), der generell von der Lebensdauer abhängt, sollte der Gleiche für alle Zellen im Modul sein, wenn nur das maximale Lumineszenzsignal

jeder Zelle berücksichtigt wird. Für die Berechnung von C wird eine Skalierungsmessung bei einem geringen Modulstrom I_{mod} kleiner 10 % des Modulkurzschlussstroms durchgeführt, bei der der Einfluss des Serienwiderstands vernachlässigt werden kann und die lokale Diodenspannung $V_{d,i}$ einer jeden Solarzelle i der Zellspannung V_i näherungsweise gleich. Das Produkt der gemessenen maximalen Lumineszenzsignale aller Zellen liefert folgenden Zusammenhang (N =Anzahl der Zellen im Modul, V_{mod} Modulspannung):

$$\prod_{i=1}^N \Phi_i(V_i) = C^N \exp\left(\sum_{i=1}^N \frac{eV_i}{kT}\right) = C^N \exp\left(\frac{eV_{mod}}{kT}\right) \quad (5.1)$$

Das führt zum Skalierungsfaktor C :

$$C = \sqrt[N]{\frac{\prod_{i=1}^N \Phi_i}{\exp\left(\frac{eV_{mod}}{kT}\right)}} \quad (5.2)$$

Falls sich die Skalierungsfaktoren der Einzelzellen nicht exakt gleichen sollten, führt Gl. (5.2) zu einem Mittelwert. Es ist zu erwähnen, dass V_i logarithmisch von C_i abhängt, und daher kleine Abweichungen im C_i zu noch kleineren relativen Fehlern von V_i führen. Weiterhin ist zu erwähnen, dass der Skalierungsfaktor stark temperaturabhängig ist. Da C mit dem Produkt aus Elektronen- und Löcherkonzentration skaliert, ist der Skalierungsfaktor proportional zum Quadrat der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration n_i^2 , die sich für Silizium nach Misiakos et al. [Mis93] folgendermaßen berechnen lässt:

$$n_i(T_{mod}) = 5,29 \cdot 10^{19} \left(\frac{T_{mod}}{300}\right)^{2,54} \exp\left(\frac{-6726}{T_{mod}}\right) \quad (5.3)$$

Die Temperaturabhängigkeit von C ist somit gegeben durch:

$$C(T_{mod}) = n_i^2 B_{str} \quad (5.4)$$

Hier ist T_{mod} die Modultemperatur. Der temperaturunabhängige strahlende Rekombinationskoeffizient B_{str} wird aus der Skalierungsmessung bei geringer Ladungsträgerinjektion und mit bekannter T_{mod} bestimmt und dient zur Korrektur des Skalierungsfaktors bei höheren Temperaturen.

Bei Messungen höherer Strominjektion kann der Einfluss des Serienwiderstands nicht vernachlässigt werden. Dabei muss zwischen zwei Widerstandsbeiträgen unterschieden werden. Zum einen der Serienwiderstand R_s der Solarzelle in der Einheit Ωcm^2 , der sich aus vertikalen und horizontalen Beiträgen zusammensetzt, siehe Kapitel 4.2.2. Zum anderen der externe Anteil durch den seriellen Widerstand, hervorgerufen durch den Stromfluss über die Zellverbinder im Modul. Der individuelle Serienwiderstand der Einzelzellen ist im Modul nicht bekannt und muss daher in der SCAM-Methode in der Einheit Ωcm^2 als homogen angenommen werden. Die individuelle Zellspannung wird mit folgender Gl. berechnet (mit der Zellfläche A_Z):

$$V_i = V_{d,i} + I_{mod} \frac{R_s}{A_Z} \quad (5.5)$$

Es ist nochmals zu erwähnen, dass an dieser Stelle das $V_{d,i}$ die lokale Diodenspannung in der

Position (Pixel) maximaler Lumineszenz ist, wo die Annahme des vernachlässigbar kleinen lokalen Serienwiderstands gilt. Köntges et al. [Koe09] und Potthoff et al. [Pot10] haben die Modultemperatur in der Mitte des Moduls an einem Kontaktpunkt gemessen und angenommen, dass diese für alle Zellen gilt. Es konnte beobachtet werden, dass sich die Temperaturen, vorallem von stark unterschiedlichen Zellen, signifikant unterscheiden. In der SCAM-Methode wird deshalb vorgeschlagen, die individuelle Temperatur jeder Solarzelle für die EL-Aufnahmen zu bestimmen. Da DLIT-Messungen durchgeführt werden, bietet es sich an, Thermografie-Aufnahmen für die Temperaturbestimmung zu verwenden. Dabei wird die lokal gemessene Temperatur für jede einzelne Zelle gemittelt. Für Glas-Backsheet Solarmodule wird empfohlen, die IR- und LIT-Messungen von der Rückseite des Moduls durchzuführen. Die Schichtfolge aus Back-sheet und EVA verringert die Dämpfung der thermischen Wellen weniger als Glas und EVA. Die IR-Emissivität ist zudem nahe 1. Dennoch dämpft auch der Stapel aus Backsheet und EVA die thermischen Wellen deutlich. Daher wird eine geringe Lock-in Frequenz von 1 Hz oder darunter empfohlen. Die EL-Messungen werden hingegen mit konstantem Strom von der Modulvorderseite durchgeführt. Daher ist es notwendig, die IR-Thermografie und LIT-Messungen horizontal zu spiegeln. Zudem wird die Ortsauflösung der EL-Aufnahmen an die der Thermografie-Kamera angepasst, um eine möglichst exakte Übereinstimmung zu erhalten. Dies und die automatische Detektion der individuellen Zellen im Modul ist in der SCAM-Software implementiert.

Wie erwähnt, erfolgen die EL-Messungen im Konstantstrom-Betrieb, die LIT-Messungen hingegen bei gepulster Spannung. Dies führt dazu, dass bei gleichem Modulstrom die Wärmeleistung bei DLIT exakt halb so groß ist wie bei EL. Das resultiert in einer geringeren lokalen Temperaturerhöhung gegenüber der Temperatur im Messlabor T_{Lab} . Es kann in guter Näherung angenommen werden, dass die Temperaturerhöhung proportional zur dissipierten Leistung ist. Daraus folgt der Zusammenhang:

$$T_i^{DLIT} = T_{Lab} + \frac{T_i^{EL} - T_{Lab}}{2} \quad (5.6)$$

Es wird empfohlen T_{Lab} mit Thermografie-Imaging des unbestromten Moduls von der Modulrückseite im thermischen Gleichgewicht zu bestimmen. Das führt dazu, dass T_{Lab} die gleichen möglichen systematischen Fehler aufweist, wie die folgenden Thermografie-Aufnahmen unter EL-Bedingung. Es ist somit nicht nötig die Zelltemperaturen für DLIT separat zu messen. Mit Gl. (5.5) kann für jeden beliebigen Modulstrom mit EL die individuelle Zellspannung gemessen werden. Die Zellspannung für die DLIT-Auswertung bei dem jeweils gleichen Modulstrom ergibt sich dann zu:

$$V_i^{DLIT} = V_i^{EL} + TC_V (T_i^{DLIT} - T_i^{EL}) \quad (5.7)$$

Hier ist TC_V der Temperaturkoeffizient der Spannung für eine in Durchlassrichtung betriebene Solarzelle bei konstantem Stromfluss. Der Wert von TC_V wird mit $-2,2$ mV/K im Temperaturbereich von 20 bis 30 °C als konstant angenommen [Dup15]. Dieser Temperaturbereich ist konsistent mit den experimentellen Temperaturwerten.

Das zu untersuchende Modul liefert einen Kurzschlussstrom von 9,3 A. Die Modulströme für die EL-Skalierungsmessung und die drei DLIT- bzw. EL-Messungen betragen $I_0=0,62$ A, $I_1=1,6$ A, $I_2=3,8$ A und $I_3=6,7$ A. Das entspricht etwa 0,06, 0,17, 0,4 und 0,72 I_{sc} [Bau17]. Um reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten, müssen die Messungen in einem klimatisierten Labor durchgeführt werden. Um temperaturabhängige Stromdrifts zu vermeiden, wird empfohlen, die Messung für einen konstant vorgegebene Strom durchzuführen, bis sich eine Modulspannung im thermischen Gleichgewicht einstellt. Eine typische Wartezeit bis sich ein thermisches

Gleichgewicht einstellt beträgt einige zehn Minuten.

Die in der SCAM-Methode verfolgte Strategie ist die Folgende: Das Ziel ist es, für jede Solarzelle drei DLIT-Messungen bei drei unterschiedlichen Modulströmen I_1 , I_2 und I_3 bzw. -spannungen V_1 , V_2 und V_3 durchzuführen, um die lokalen Zellparameter J_{01} , J_{02} , n_2 und die potentiellen Werte von V_{oc} und der Effizienz zu bestimmen. Da es nicht möglich ist, einzelne Zellen im Modul unter Sperrspannung zu betreiben, kann das lokale R_p bzw. G_p nicht bestimmt werden. Für den Fall, dass im Modul Zellen mit ohmschen Shunts enthalten sind (wie es für PID-degradierte Module charakteristisch ist [Koen16]), resultieren höhere Werte von J_{02} und n_2 . Wie in „Local I-V“ kann auch in SCAM die Option $n_2 = 2$ gewählt werden, was dazu führt, dass die Messung bei I_1 vernachlässigt und der experimentelle Aufwand verringert wird. Die Zellspannungen werden anschließend für I_1 , I_2 und I_3 mit EL nach Gl. (5.5) berechnet. Zusätzlich dient eine vierte EL-Messung bei I_0 kleiner als $0,1 I_{sc}$, um den Skalierungsfaktor C und den temperaturunabhängigen strahlenden Rekombinationskoeffizienten B_{str} bei gemessener Temperatur zu ermitteln. Anschließend werden mit den Gln. (5.6) und (5.7) die Temperaturen und Zellspannungen der DLIT-Messungen berechnet. Mit bekanntem Zellstrom, der dem Modulstrom gleicht, wird die in SCAM implementierte „Local I-V“-Methode für jede Einzelzelle im Modul angewandt. In „Local I-V“ wird standardmäßig eine Temperatur zur Separation der Dunkelstromdichte-Beiträge verwendet. In SCAM hingegen wird für jeden Arbeitspunkt die für DLIT bestimmte Spannung und Temperatur einer jeden Solarzelle verwendet. Das Resultat sind orts aufgelöste Verteilungen von J_{01} , J_{02} und n_2 aller Zellen. Anschließend berechnet die Software für jedes Pixel einer Solarzelle potentielle Werte von V_{oc} und dem Wirkungsgrad bei 25 °C . Eine orts aufgelöste Verteilung des Füllfaktors könnte auch berechnet werden. Durch die stark vereinfachte Annahme eines homogenen Serienwiderstands jeder Zelle wäre der resultierende FF jedoch bedeutungslos. Weiterhin besteht die Möglichkeit, eine Solarzelle auszuwählen und die Dunkel- und Hellkennlinie der gesamten oder eines beliebigen Bereichs der Solarzelle zu simulieren. Zudem resultieren potentielle Werte des Wirkungsgrads, des Füllfaktors, des V_{oc} und vom J_{mpp} und V_{mpp} , die zusätzlich zur I-V Charakteristik abgebildet werden. Die Simulation findet bei einer vorgegebenen Beleuchtungsstärke von standardmäßig einer Sonne und einer als homogen angenommenen Photostromdichte statt, was eine weitere Vereinfachung darstellt, um quantitative Ergebnisse zu erhalten.

Zusammenfassend müssen folgende Messungen durchgeführt werden, um die SCAM-Methode anzuwenden:

1. Vier EL-Messungen, durchgeführt im Konstantstrom-Modus bei einer Modulspannung V_0 (Skalierungsmessung) und bei Modulströmen I_1 , I_2 und I_3 . Die Werte dienen als Eingangsdaten für die SCAM Software.
2. Vier Standard Thermografie-Messungen von der Rückseite, aufgenommen unter den gleichen in 1. genannten Bedingungen und zusätzlich eine Aufnahme des unbestromten Moduls, das zur Messung von T_{Lab} dient. Alternativ kann T_{Lab} manuell eingegeben werden.
3. Drei DLIT-Messungen von der Rückseite im gepulsten Konstantstrom-Modus für I_1 , I_2 und I_3 . Die resultierenden Modulspannungen im thermischen Gleichgewicht sind geringfügig höher als bei EL, werden aber für die Auswertung mit SCAM nicht benötigt.

Zusätzlich zu V_0 und I_1 bis I_3 müssen in der Software Werte des effektiven Serienwiderstands der Zelle (in der Einheit Ωcm^2) und von J_{sc} (I_{sc} des Moduls dividiert durch Zellfläche A_Z in mA/cm^2) angenommen werden. Für die automatische Zellerkennung werden zudem Parameter für die Kantenerkennung (engl. edge detection factor - EDF) für die EL- und DLIT-Aufnahmen benötigt. Dabei handelt es sich um das Verhältnis aus abgebildeter Modullänge und Bildhöhe. Für den Fall $\text{EDF}=1$ würde die abgebildete Modullänge der gesamten Bildhöhe entsprechen. Es sind folglich Werte für EDF kleiner gleich 1 zu wählen. Abschließend muss die Anzahl der Zellen in x - und y -Richtung, die maximale lokal auftretende Spannung (typischerweise 0,8 V), die Beleuchtungsintensität in Sonnen zur Effizienzanalyse, die Zellfläche A_Z in cm^2 , die Labortemperatur T_{Lab} (in $^\circ\text{C}$) und ein angenommener Wert für den Idealitätsfaktor der ersten Diode im Dioden-Modell $n(J_{\text{diff}}) = n_1$ eingegeben werden.

Abb. 5.1 zeigt die Benutzeroberfläche der SCAM-Software. Im linken „Parameter“-Fenster sind die zuvor genannten Parameter einzutragen. Zusätzlich werden die Summen der Einzelspannungen bei den Modulströmen I_1 bis I_3 angezeigt. Diese sollten kleiner als die gemessenen Modulspannungen V_1 bis V_3 der EL-Messungen sein. Der Unterschied besteht im Spannungsabfall über den Zellverbindern. Ist die Summe der Einzelspannungen deutlich unterhalb der Modulspannung, wird der Serienwiderstand R_s vermutlich als zu gering angenommen. Ist die Summe hingegen größer, deutet das auf ein zu hohes R_s oder einen Idealitätsfaktor des Diffusionsstroms n_1 leicht größer als 1 hin. Im „Module“-Fenster werden die eingeladenen und berechneten Bilder des Moduls abgebildet. Das Menü darunter erlaubt die Auswahl der Bilder. Im oberen rechten „Cell“-Fenster wird eine im „Module“-Fenster ausgewählte Zelle gezeigt. Wenn eine Zelle des Moduls markiert ist, kann für die gesamte Zelle oder einen Teil dieser, die I-V Charakteristik simuliert werden. Diese wird im unteren rechten „Cell I-V Curve“-Fenster

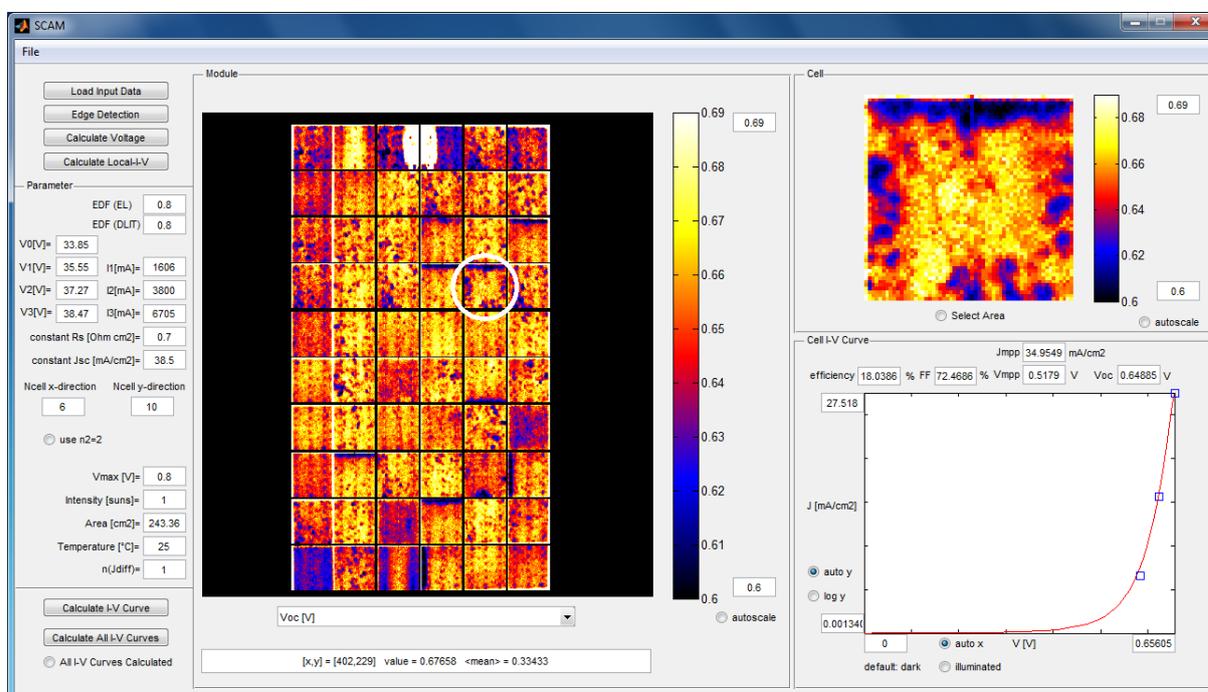


Abbildung 5.1: Benutzeroberfläche der „SCAM“-Software. Beispielhaft dargestellt ist das simulierte Potential von V_{oc} und die unbeleuchtete I-V Charakteristik einer ausgewählten Solarzelle. Die Zelle ist durch einen weißen Kreis in der Modulaufnahme hervorgehoben. Die blauen Symbole in der Dunkelkennlinie repräsentieren die gemessenen Arbeitspunkte.

abgebildet. Dieses Fenster zeigt zusätzlich den Wirkungsgrad, Füllfaktor, J_{mpp} , V_{mpp} und V_{oc} der simulierten Solarzelle oder des ausgewählten Bereichs. Es besteht zudem die Möglichkeit, die I-V-Kennlinien aller Zellen zu berechnen. Anschließend aktualisieren sich die I-V-Kennlinien und die Zellparameter automatisch. Das bietet den Vorteil einer besseren Vergleichbarkeit der Zellen untereinander. Die Software steht für einen wissenschaftlichen Verwendungszweck von den Autoren aus [Bau17] zur Verfügung.

Es ist zu erwähnen, dass die aktuellste Version von der SCAM-Software die Option bietet, nur EL-Aufnahmen auszuwerten. Dies hat den Vorteil, dass SCAM auch Anwendung finden kann, wenn kein LIT-System zur Verfügung steht. Für diesen Fall wird eine Modultemperatur angegeben, die beispielsweise rückseitig in der Mitte des Moduls mit einem Sensor gemessen wird. Die vereinfachte Annahme einer homogenen Zelltemperatur aller Zellen im Modul wurde bereits von Köntges et al. [Koe09] und Potthoff et al. [Pot10] getroffen. Die Limitierung besteht darin, dass keine orts aufgelösten Parameter der individuellen Zellen berechnet werden können. Die „Local I-V“-Methode wird global mit der aus EL berechneten Zellspannung und dem gemessenen Modulstrom durchgeführt. Diese Variante von SCAM ist ähnlich zur der EL-basierten quantitativen Analyse von I-V-Kennlinien einzelner Zellen im Modulverbund von Guo et al. [Guo16]. Bereits dort wurde die individuelle Zellspannung mit der Methode von Köntges et al. [Koe09] und Potthoff et al. [Pot10] basierend auf EL-Aufnahmen berechnet. Im Gegensatz zu der allein auf EL-basierten SCAM-Methode wurde für die I-V-Analyse mit der Methode von Guo [Guo16] ein Ein-Dioden-Modell verwendet, das zusätzlich einen Parallel- und Serienwiderstand annimmt.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Dissertation wurden Methoden und Modelle entwickelt bzw. weiterentwickelt, mit denen der Wirkungsgrad orts aufgelöst abgebildet werden kann. Besonders multikristalline Solarzelle weisen durch Korngrenzen und Defektansammlungen eine stark inhomogene Materialqualität auf. Bereits in Kapitel 2 wurde die Bedeutung der Sperrsättigungsstromdichte J_{01} und der direkte Zusammenhang mit L_{eff} hervorgehoben. Über das J_{01} -Imaging können unterschiedliche Messmethoden zur Charakterisierung von Solarzellen miteinander verknüpft werden. Zu Beginn dieser Arbeit waren DLIT- und Lumineszenz-basierte J_{01} -Verteilungen quantitativ nicht vergleichbar. Der Kontrast in der Lumineszenz-basierten Auswertung zwischen guten und schlechten Zellgebieten war zu gering. Die Ursache ist das vereinfachte Modell unabhängiger Dioden [Bre15a], das den verteilten Charakter des Serienwiderstands und laterale Ausgleichsströme nicht berücksichtigt. Alle Lumineszenz-Methoden, die auf dem Modell unabhängiger Dioden beruhen, führen unvermeidlich zu einer falschen Stromdichteverteilung.

In Kapitel 3 wurden zwei Alternativen zur Lumineszenz-basierten Auswertung von J_{01} entwickelt. Zu Beginn dieser Dissertation führte die von Glatthaar et al. [Gla09, Gla10a] vorgeschlagene und von Breitenstein et al. [Bre15b] weiterentwickelte Laplace-Methode zu keiner quantitativen Übereinstimmung mit dem DLIT- J_{01} . Es konnte gezeigt werden, dass neben dem bereits in [Bre15b] berücksichtigten lokalen Spannungsabfall über den lateralen Serienwiderstand, weitere Korrekturen nötig sind. Die entscheidende Korrektur der Laplace-Methode ist die erstmals in [Frü16a] verwendete Bildentfaltung zur Korrektur der Verschmierung im Silizium-Detektor. Hierfür wurden im ersten Abschnitt von Kapitel 3 ausführlich zwei mögliche Mechanismen diskutiert, die zu einem Verschmieren im Si-Detektor führen können. Die untersuchte Wellenlängenabhängigkeit führte zu der Erkenntnis, dass es sich primär um eine Photonenstreuung handelt, vermutlich hervorgerufen durch die Aufrauung der Rückseite der Verarmungszone im CCD-Detektor. Die Diffusion von Elektronen in der nicht-verarmten Zone hat hingegen nur einen geringen Anteil am Verschmierungseffekt. Die Verwendung von Bandpass-Filtern ohne den langwelligen Anteil der NIR-Strahlung verringerte zudem die Photonenstreuung in der Solarzelle, die bisher nicht durch einen Algorithmus berücksichtigt werden kann. Erstmals führte die Laplace-Methode zu J_{01} -Werten, die das DLIT- J_{01} teilweise lokal überstieg. Die Ursache war die Vernachlässigung der Dioden-Rückseitenspannung. Es konnte im Rahmen dieser Arbeit eine iterative Methode entwickelt werden, die den lokalen Spannungsabfall über der Basis und dem Rückseitenkontakt berücksichtigt [Frü18b].

Die zweite in dieser Arbeit entwickelte alternative Lumineszenz-Methodik beruht auf der Theorie von Fuyuki et al. [Fuy07]. Es konnte ein Ausdruck erarbeitet werden, der den Zusammenhang zwischen L_{eff} und dem Skalierungsfaktor C_i beschreibt [Bre16b]. Diese entwickelte Näherungsgleichung gilt im kurzwelligen Spektralbereich für beliebig große effektive Diffusionslängen im Bezug auf die Zelldicke. Zudem wird das Sättigungsverhalten von C_i für sehr große Werte von L_{eff} gegenüber der in [Hau09] postulierten linearen „Fuyuki-Näherung“ berücksichtigt. Die aus L_{eff} resultierende Sperrsättigungsstromdichte wird als nichtlineares Fuyuki- J_{01} bezeichnet.

Der nichtlinearen Fuyuki-Methode liegen die gleichen Lumineszenz-Aufnahmen wie der Laplace-Auswertung zu Grunde. Beide Lumineszenz-basierten alternativen Methoden ergänzen sich gegenseitig. Unvermeidliche Messartefakte und Unterschiede, hervorgerufen durch unterschiedliche Modellvorstellungen, wurden ausführlich diskutiert.

Im letzten Abschnitt von Kapitel 3 wurde der empirische, aber physikalisch fundierte Zusammenhang zwischen der Sperrsättigungs- und Photostromdichte von [Bre15c] weiter verbessert [Bre16a]. Der in dieser Arbeit entwickelte Ansatz erlaubt die beliebige Umrechnung von J_{01} in J_{sc} und umgekehrt. Dabei wurden die zwei unterschiedliche Zellkonzepte, Standard Al-BSF und die PERC-Technologie, simuliert und anschließend experimentell untersucht. Die wellenlängenabhängigen Parameter resultieren aus der Anpassung von DLIT- und bei gleicher Lock-in Frequenz thermisch gefalteter LBIC-Messungen. Anschließend konnte gezeigt werden, dass die Anpassparameter auch für hochaufgelöste Lumineszenz-Aufnahmen gültig sind. Als Vergleich dienten LBIC-Messungen gleicher Ortsauflösung. Die Berechnung von J_{sc} aus der J_{01} -Verteilung wurde erfolgreich in der Software „Local I-V 2“ [Bre12] implementiert.

Im vierten Kapitel wurden unterschiedliche Methoden und Modelle zur lokalen Wirkungsgradanalyse eingeführt. Im Rahmen dieser Dissertation wurde die herkömmliche ILIT-Auswertung erweitert. Es wurde ein Ausdruck angegeben, wie der externe ILIT-Wirkungsgrad bei monochromatischer Anregung, äquivalent zum AM1,5 Spektrum, berechnet werden kann. Das war die Grundlage für einen direkten Vergleich zur DLIT- und Griddler-simulierten Wirkungsgrad-Verteilung, die am Ende von Kapitel 4 erfolgte. Im darauf folgenden zweiten Abschnitt wurde detailliert beschrieben, wie experimentell untersuchte Solarzellen mit der FEM-basierten Software Griddler modelliert und für jeden beliebigen Arbeitspunkt simuliert werden können. Dabei wurde ein zweidimensionales Netzwerk aus Dioden und Widerständen unter der Annahme von Konstantstromquellen linearisiert. Diese Linearisierung ermöglichte die Separation der horizontalen und vertikalen Widerstände. Dabei handelt es sich um eine zerstörungsfreie Alternative zu denen an entsprechender Stelle erwähnten herkömmlichen Messmethoden. Die Modellierung mit Griddler erfolgte zunächst auf DLIT- und Lumineszenz-basierten Dioden- und Widerstandsdaten. Lumineszenz-Aufnahmen benötigen eine deutlich geringere Messzeit bei gleichzeitig höherer Ortsauflösung gegenüber DLIT-Messungen, die messtechnisch bedingt thermisch verschmiert sind. Deshalb wurde das Ziel verfolgt, bei der Modellierung mit Griddler auf DLIT zu verzichten. Die lokalen Stromdichten wurden mit denen in Kapitel 3 entwickelten alternativen Lumineszenz-Methoden berechnet. Das Resultat waren nahezu identische Widerstandsverteilungen zwischen der DLIT- und Lumineszenz-basierten Auswertung. Die Lumineszenz-basierten Diodenparameter boten jedoch eine deutlich höhere Ortsauflösung in den durchgeführten Griddler-Simulationen.

Im letzten Abschnitt von Kapitel 4 wurden lokal berechnete Wirkungsgrad-Verteilungen unterschiedlicher Messmethoden verglichen. Die „Local I-V“-Auswertung führt trotz des vereinfachten Modells unabhängiger Dioden zu realistischen Wirkungsgradwerten. Eine auf DLIT-basierten Diodenparametern durchgeführte Griddler-Simulation zeigte eine sehr gute Übereinstimmung mit „Local I-V“ und experimentell bestimmten Zelltesterdaten. Es konnte geschlossen werden, dass bei der „Local I-V“-Auswertung keine signifikanten Abweichungen in der lokalen Wirkungsgrad-Verteilung auftreten. Die Effizienzanalyse mit ILIT bietet den Vorteil einer direkten Messung ohne der Annahme eines bestimmten Zellmodells. Es konnte ein etwas höherer Kontrast zwischen guten und schlechten Zellbereichen bei der ILIT-Auswertung beobachtet werden. Als mögliche Ursache wurde eine bisher unterschätzte Wärmedissipation von lateralen Ausgleichsströmen unter Beleuchtung vermutet. Für die Klärung bedarf es weitere

Untersuchungen.

Als Ausblick wurde abschließend eine hochauflösende Wirkungsgradanalyse an einer PERC-Solarzelle durchgeführt. Griddler bietet in Kombination mit Lumineszenz-basierten Parametern eine gute Ortsauflösung. Bei Griddler ist dabei der Kompromiss zwischen Meshing-Qualität und Simulationszeit gegeben. Eine zusätzliche SPICE-Simulation eines etwa nur $2,6 \text{ cm}^2$ großen Zellbereichs stellte das Limit für eine maximale Ortsauflösung dar. Für die Untersuchung nur sehr kleiner Zellbereiche ist der deutlich erhöhte Simulationsaufwand vertretbar.

Im fünften Kapitel wurde die „Local I-V“-Methode erfolgreich von Zell- auf Modulebene übertragen. Dabei findet die Berechnung der einzelnen Zellspannungen durch Modul-EL mit der Methode von Köntges et al. [Koe09] und Potthoff et al. [Pot10] unter Berücksichtigung der individuellen Zelltemperaturen statt. Spannungsabhängige DLIT-Messungen des Moduls liefern lokale Informationen der einzelnen Zellen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Software „SCAM“ entwickelt. In dieser Software ist beispielsweise eine automatische Zellerkennung der EL- und DLIT Modulaufnahmen, die Berechnung der individuellen Zellspannungen und die „Local I-V“-Auswertung implementiert.

Literaturverzeichnis

- [Alt18] P.P. Altermatt, Z. Xiong, Q. He, W. Deng, F. Ye, Y. Yang, Y. Chen, Z. Feng, P.J. Verlinden, A. Liu, D.H. Macdonald, T. Luka, D. Lausch, M. Turek, C. Hagendorf, H. Wagner-Mohnsen, J. Schön, W. Kwapil, F. Frühauf, O. Breitenstein, E.E. Looney, T. Buonassisi, D.B. Needleman, C.M. Jackson, A.R. Arehart, S.A. Ringel, K.R. McIntosh, M.D. Abbott, B.A. Sudbury, A. Zuschlag, C. Winter, D. Skorka, G. Hahn, D. Chung, B. Mitchell, P. Geelan-Small, T. Trupke, High-performance p-type multicrystalline silicon (mc-Si): Its characterization and projected performance in PERC solar cells, *Solar Energy Materials & Solar Cells*, online, <https://doi.org/10.1016/j.solener.2018.01.073> (2018).
- [And18a] Datenblatt siehe <http://www.andor.com/pdfs/specifications/Andor_iKonM_PV_Specifications.pdf> (Mai 2018).
- [And18b] Technical Article, Low dark current deep-depletion (LDC-DD) technology, siehe <[http://www.andor.com/learning-academy/low-dark-current-deep-depletion-\(ldc-dd\)-technology-a-new-standard-for-low-light-nir-spectroscopy](http://www.andor.com/learning-academy/low-dark-current-deep-depletion-(ldc-dd)-technology-a-new-standard-for-low-light-nir-spectroscopy)> (Mai 2018).
- [And18c] Technical Article, Optical etaloning in charge coupled devices, siehe <<http://www.andor.com/learning-academy/optical-etaloning-in-charge-coupled-devices-technical-article>> (Mai 2018).
- [Aut18] Siehe <<https://www.autodesk.de/products/autocad/overview>> (Mai 2018).
- [Bas93] P.A. Basore, Extended spectral analysis of internal quantum efficiency, in Proc. 23rd IEEE Photovoltaic Spec. Conf., Louisville, KY, USA, 147-152 (1993).
- [Bau07] J. Bauer, O. Breitenstein, J.P. Rakotoniaina, Electronic activity of SiC precipitates in multicrystalline solar silicon, *Physica Status Solidi A* **204**, 2190-2195 (2007).
- [Bau17] J. Bauer, F. Frühauf, O. Breitenstein, Quantitative local current-voltage analysis and calculation of performance parameters of single solar cells in modules, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **159**, 8-19 (2017).
- [Bla89] A.W. Balkers, A. Wang, A.M. Milne, J. Zhao, and M.A. Green, 22.8% efficient silicon solar cell, *Applied Physics Letters* **55**, 1363 (1989).
- [Bot13] K. Bothe and D. Hinken, Quantitative luminescence characterization of crystalline silicon solar cells, in „Advances in Photovoltaics, Volume 2“ (ed. G.P. Willeke and E.R. Weber), Academic Press (Burlington), Elsevier, 259-339 (2013).
- [Bre01] O. Breitenstein, M. Langenkamp, O. Lang, A. Schirmacher, Shunts due to laser scribing of solar cells evaluated by highly sensitive lock-in thermography, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **65**, 55 (2001).

- [Bre05a] O. Breitenstein, J.P. Rakotoniaina, A.S.H. van der Heide, and J. Carstensen, Series resistance imaging in solar cells by lock-in thermography, *Prog. Photovolt: Res. Appl.* **13**, 645 (2005).
- [Bre05b] O. Breitenstein, J.P. Rakotoniaina, Electrothermal simulation of a defect in a solar cell, *Journal Applied Physics* **97**, 074905 (2005).
- [Bre08] O. Breitenstein, J. Bauer, J.-M. Wagner, and A. Lotnyk, Imaging physical parameters of pre-breakdown sites by lock-in thermography techniques, *Prog. Photovolt: Res. Appl.* **16**, 679 (2008).
- [Bre10a] O. Breitenstein, W. Warta, M. Langenkamp, *Lock-in Thermography: Basics and use for evaluating electronic devices and materials*, Springer Series in Advanced Microelectronics, 2. Auflage, Springer, Berlin (2010).
- [Bre10b] O. Breitenstein, A. Khanna, Y. Augarten, J. Bauer, J.M. Wagner, K. Iwig, Quantitative evaluation of electroluminescence images of solar cells, *Physica Status Solidi RRL* **4**(1), 7-9 (2010).
- [Bre11a] O. Breitenstein, Non-destructive local analysis of current-voltage characteristics of solar cells by lock-in thermography, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **95**, 2933-2936 (2011).
- [Bre11b] O. Breitenstein, J. Bauer, K. Bothe, D. Hinken, J. Müller, W. Kwapil, M.C. Schubert, W. Warta, Can luminescence imaging replace lock-in thermography on solar cells?, *IEEE Journal of Photovoltaics*, vol. **1**, no. 2, 159-167 (2011).
- [Bre12] O. Breitenstein, Local efficiency analysis of solar cells based on lock-in thermography, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **107**, 381-389 (2012).
- [Bre13a] O. Breitenstein, The physics of industrial crystalline silicon solar cells, in „Advances in Photovoltaics, Volume 2“ (ed. G.P. Willeke and E.R. Weber), Academic Press (Burlington), Elsevier, 1-75 (2013).
- [Bre13b] O. Breitenstein, Understanding the current-voltage characteristic of industrial crystalline silicon solar cells by considering inhomogeneous current distributions, *Opto-Electronic Review* **21**, 259-282 (2013).
- [Bre13c] O. Breitenstein, C. Shen, H. Kampwerth, M.A. Green, Comparison of DLIT- and PL-based local solar cell efficiency analysis, *Energy Procedia* **38**, 2-12 (2013).
- [Bre13d] O. Breitenstein, J. Carstensen, A. Schütt, J.-M. Wagner, Comparison of solar cell efficiency analysis performed by DLIT and CELLO, in: *Proceedings of the 28th EU-PVSEC, Paris*, 1538-1544 (2013).
- [Bre13e] O. Breitenstein, S. Rißland, A two-diode model regarding the distributed series resistance, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **110**, 77-86 (2013).
- [Bre14] O. Breitenstein, H. Höffler, J. Haunschild, Photoluminescence image evaluation of solar cells based on implied voltage distribution, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **128**, 296-299 (2014).

- [Bre15a] O. Breitenstein, J. Bauer, D. Hinken, K. Bothe, The reliability of thermography- and luminescence-based series resistance and saturation current density imaging, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **137**, 50-60 (2015).
- [Bre15b] O. Breitenstein, J. Bauer, D. Hinken, K. Bothe, Towards an improved Laplacian-based photoluminescence image evaluation method, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **142**, 92-101 (2015).
- [Bre15c] O. Breitenstein, F. Fertig, J. Bauer, An empirical method for imaging the short circuit current density in silicon solar cells based on dark lock-in thermography, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **143**, 406-410 (2015).
- [Bre16a] O. Breitenstein, F. Frühauf, M. Turek, Improved empirical method for calculating short circuit current density images of silicon solar cells from saturation current density images and vice versa, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **154**, 99-103 (2016).
- [Bre16b] O. Breitenstein, F. Frühauf, D. Hinken, K. Bothe, Effective diffusion length and bulk saturation current density imaging in solar cells by spectrally filtered luminescence imaging, *IEEE Journal of Photovoltaics*, vol. **6**, no. 5, 1243-1254 (2016).
- [Bre16c] O. Breitenstein, F. Frühauf, A. Teal, An improved method to measure the point spread function of cameras used for electro- and photoluminescence imaging of silicon solar cells, *IEEE Journal of Photovoltaics*, vol. **6**, no. 2, 522-527 (2016).
- [Bre16d] O. Breitenstein, F. Frühauf, J. Bauer, F. Schindler, B. Michl, Local solar cell efficiency analysis performed by injection-dependent PL imaging (ELBA) and voltage-dependent lock-in thermography (local I-V), *Energy Procedia* **92**, 10-15 (2016).
- [Bre17a] O. Breitenstein, F. Frühauf, J. Bauer, Advanced local characterization of silicon solar cells, *Physica Status Solidi A*, 1700611 (2017).
- [Bre17b] O. Breitenstein, F. Frühauf, Alternative luminescence image evaluation - comparison with lock-in thermography, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **173**, 72-79 (2017).
- [Bur05] B. Burke, P. Jorden, and P. Vu, CCD Technology, *Experimental Astronomy* **19**, 69-102 (2005).
- [Car14] J. Carstensen, J.-M. Wagner, A. Schütt, A. Krudopp, H. Föll, Ohmic loss analysis for lateral balancing currents by CELLO and photoluminescence measurements, in *Proc. 29th Eur. Photovoltaic Sol. Energy Conf.*, Amsterdam, Netherlands, 433-440 (2014).
- [Car15] J. Carstensen, J.-M. Wagner, A. Schütt, R. Adlung, Solving the code of series resistance on large area solar cells: Average and local power losses of external and lateral balancing currents, in *Proc. 31st Eur. Photovoltaic Sol. Energy Conf.*, Hamburg, Germany, 838-844 (2015).
- [Dum17] R. Dumbrell, M.K. Juhl, T. Trupke, Z. Hameiri, Comparison of terminal and implied open-circuit voltage measurements, *IEEE Journal of Photovoltaics*, vol. **7**, no. 5, 1376-1383 (2017).

- [Dup15] O. Dupré, R. Vaillon, and M.A. Green, Physics of the Temperature Coefficients of Solar Cells, *Solar Energy Mat. & Solar Cells* **140**, 92-100 (2015).
- [Fer14] F. Fertig, J. Greulich, and S. Rein, Spatially resolved determination of the short-circuit current density of silicon solar cells via lock-in thermography, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 201111 (2014).
- [Fer15] F. Fertig, M. Padilla, O. Breitenstein, H. Höffler, I. Geisemeyer, M.C. Schubert, S. Rein, Short-circuit current density imaging methods for silicon solar cells, *Energy Procedia* **77**, 43-56 (2015).
- [Frü16a] F. Frühauf, O. Breitenstein, Laplacian photoluminescence image evaluation employing image deconvolution, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **146**, 87-90 (2016).
- [Frü16b] F. Frühauf, O. Breitenstein, Laplacian PL image evaluation implying correction of photon scattering in the luminescence detector, *Energy Procedia* **92**, 24-28 (2016).
- [Frü16c] F. Frühauf, Y. Sayad, O. Breitenstein, Description of the local series resistance of real solar cells by separate horizontal and vertical components, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **154**, 23-34 (2016).
- [Frü16d] F. Frühauf, J. Wong, J. Bauer, O. Breitenstein, Finite element simulation of inhomogeneous solar cells based on lock-in thermography and luminescence imaging, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **162**, 103-113 (2016).
- [Frü17a] F. Frühauf and O. Breitenstein, DLIT- versus ILIT-based efficiency imaging of solar cells, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **169**, 195-202 (2017).
- [Frü17b] F. Frühauf, J. Bauer, and O. Breitenstein, Correcting lateral photon scattering in an InSb infrared detector, *Physica Status Solidi RRL* **11**, no. 1, 1600346 (2017).
- [Frü18a] F. Frühauf, P.P. Altermatt, T. Luka, T. Mehl, H. Deniz, O. Breitenstein, Injection intensity-dependent recombination at various grain boundary types in multicrystalline silicon solar cells, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **180**, 130-137 (2018).
- [Frü18b] F. Frühauf, O. Breitenstein, Improved laplacian photoluminescence image evaluation regarding the local diode back voltage distribution, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **174**, 277-282 (2018).
- [Frü18c] F. Frühauf, J. Wong, and O. Breitenstein, Luminescence based high resolution finite element simulation of inhomogeneous solar cells, *Solar Energy Materials & Solar Cells*, eingereicht (2018).
- [Fuy05] T. Fuyuki, H. Kondo, T. Yamazaki, Y. Takahashi, and Y. Uraoka, Photographic surveying of minority carrier diffusion length in polycrystalline silicon solar cells by electroluminescence, *Applied Physics Letters*, vol. **86**, no. 262108 (2005).
- [Fuy07] T. Fuyuki, H. Kondo, Y. Kaji, A. Ogane, and Y. Takahashi, Analytic findings in the electroluminescence characterization of crystalline silicon solar cells, *Journal of Applied Physics* **101**, no. 023711 (2007).

- [Fuy09] T. Fuyuki, A. Kitiyanan, Photographic diagnosis of crystalline silicon solar cells utilizing electroluminescence, *Appl. Phys. A*, vol. **96**, 189-196 (2009).
- [Gla09] M. Glatthaar, J. Giesecke, M. Kasemann, J. Haunschild, M. The, W. Warta, S. Rein, Spatially resolved determination of the dark saturation current of silicon solar cells from electroluminescence images, *Journal of Applied Physics* **105**, 113110 (2009).
- [Gla10a] M. Glatthaar, J. Haunschild, R. Zeidler, M. Demant, J. Greulich, B. Michl, W. Warta, S. Rein, R. Preu, Evaluating luminescence based voltage images of silicon solar cells, *Journal of Applied Physics* **108**, 014501 (2010).
- [Gla10b] M. Glatthaar, J. Haunschild, M. Kasemann, J. Giesecke, W. Warta, S. Rein, Spatially resolved determination of the dark saturation current and series resistance of silicon solar cells, *Physica Status Solidi RRL* **4**, no. 1-2, 13-15 (2010).
- [Gre82] M.A. Green, *Solar cells: operating principles, technology and system applications*, Bd. 1, Englewood Cliffs, Prentice-Hall, Inc. (1982).
- [Gre08] M.A. Green, Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300 K including temperature coefficients, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **92**, 1305-1310 (2008).
- [Gun99] S.R. Gunn, On the discrete representation of the Laplacian of Gaussian, in „Pattern Recognition, Volume 32, Issue 8“, Elsevier, 1463-1472 (1999).
- [Guo16] S. Guo, E. Schneller, K.O. Davis, W.V. Schoenfeld, Quantitative Analysis of Crystalline Silicon Wafer PV Modules by Electroluminescence Imaging, 43rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference, Portland, 3688-3692 (2016).
- [Hal52] R.N. Hall, Electron-hole recombination in germanium, *Physical Review* **87**, 387 (1952).
- [Han16] H. Hannebauer, T. Falcon, J. Cunnusamy, T. Dullweber, Single print metal stencils for high-efficiency PERC solar cells, *Energy Procedia* **98**, 40-45 (2016).
- [Hau09] J. Haunschild, M. Glatthaar, M. Kasemann, S. Rein, and E.R. Weber, Fast series resistance imaging for silicon solar cells using electroluminescence, *Phys. Status Solidi RRL*, vol. **3**, 227-229 (2009).
- [Hin12] D. Hinken, Luminescence-based characterization of crystalline silicon solar cells, Dissertation, Gottfried Wilhelm Leibnitz Universität, Hannover (2012).
- [Inf18] InfraTec GmbH Dresden, Germany, <<http://www.infratec-infrared.com>> (Mai 2018).
- [Joh73] W.D. Johnston Jr. and B.I. Miller, Degradation characteristics of cw optically pumped Al_xGa_{1-x}As heterostructure lasers, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 192 (1973).
- [Juh16] M.K. Juhl, T. Trupke, The impact of voltage independent carriers on implied voltage measurements on silicon devices, *Journal of Applied Physics* **120**, 165702 (2016).
- [Kel05] A. Kelt, A. Harris, P. Jorden, and S. Tulloch, Optimised CCD anti-reflection coating, SDW2005 Proceedings, Springer, Netherlands, 369-374 (2005).

- [Kin83] R. Kingslake, *Optical Systems Design*, Academic Press, New York (1983).
- [Kir09] T. Kirchartz, A. Helbig, W. Reetz, M. Reuter, J.H. Werner, and U. Rau, Reciprocity between electroluminescence and quantum efficiency used for the characterization of silicon solar cells, *Prog. Photovolt: Res. Appl.* **17**, 394 (2009).
- [Koe09] M. Köntges, M. Siebert, D. Hinken, U. Eitner, K. Bothe, T. Potthoff, Quantitative analysis of PV-modules by electroluminescence images for quality control, in: *Proceedings of the 24th EUPVSEC*, Hamburg, Germany, 3226-3231 (2009).
- [Koen16] M.B. Koentopp, M. Kröber, and C. Taubitz, Toward a PID Test Standard: Understanding and Modeling of Laboratory Tests and Field Progression, *IEEE Journal of Photovoltaics* **6**, 252 (2016).
- [Kuo88] P.K. Kuo, T. Ahmed, H.Jin, R.L. Thomas, Phase-locked image acquisition in thermography, *SPIE* **1004**, 41 (1988).
- [Kwa18] W. Kwapil, S. Wasmer, A. Fell, J.M. Greulich, and M.C. Schubert, Suns-ILIT: Contact-less determination of local solar cell current-voltage characteristics, *Solar Energy Materials & Solar Cells*, eingereicht (2018).
- [Lan15] D. Lan, M.A. Green, Extended spectral response analysis of conventional and front surface field solar cells, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **134**, 346-350 (2015).
- [Mac00] D. MacDonald, A. Cuevas, Reduced fill factors in multicrystalline silicon solar cells due to injection-level dependent bulk recombination lifetimes, *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* **8**, 363-375 (2000).
- [Mar84] J. Marek, Light beam-induced current characterization of grain boundaries, *Journal Applied Physics* **55**, 318-326 (1984).
- [Mar04] J. Martin, C. Fernández-Lorenzo, J.A. Poce-Fatou, and R. Alcántara, A versatile computer-controlled high-resolution LBIC system, *Prog. Photovolt: Res. Appl.* **12**, 283 (2004).
- [Mat18] Siehe <<https://de.mathworks.com/products/matlab.html>> (Mai 2018).
- [Max18] Max Planck Innovation GmbH, siehe <<http://www.maxplanckinnovation.de/en>> (Mai 2018).
- [Mic12] B. Michl, M. Rüdiger, J.A. Giesecke, M. Hermle, W. Warta, M.C. Schubert, Efficiency limiting bulk recombination in multicrystalline silicon solar cells, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **98**, 441-447 (2012).
- [Min94] P.E. Mijnders, G.J.M. Janssen, and W.C. Sinke, The effect of material inhomogeneities on the characteristics of semicrystalline silicon solar cells: the second diode, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **33**, 345 (1994).
- [Mis93] K. Misiakos and D. Tsamakis, Accurate Measurements of the Silicon Intrinsic Carrier Density from 78 to 340 K, *Journal Applied Physics* **74**, 3293 (1993).

- [Mit12] B. Mitchell, J.W Weber, D. Walter, D. MacDonald, T. Trupke, On the method of photoluminescence spectral intensity ratio imaging of silicon bricks: Advances and limitations, *Journal of Applied Physics*, vol. **112**, 063116 (2012).
- [Mue06] A. Müller, M. Ghosh, R. Sonnenschein, P. Woditsch, Silicon for photovoltaic applications, *Mater. Sci. Eng. B* **134**, 257-262 (2006).
- [Nen14] P. Nenzi, NgSpice Circuit Simulator Release 26 (2014), siehe <<http://ngspice.sourceforge.net/>> (Mai 2018).
- [Pad14] M. Padilla, B. Michl, B. Thaidigsmann, W. Warta, M.C. Schubert, Short-circuit current density mapping for solar cells, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **120**, 282-288 (2014).
- [Pay17] D.N.R. Payne, C. Vargas, Z. Hameiri, S.R. Wenham, D.M. Bagnall, An advanced software suite for the processing and analysis of silicon luminescence images, *Computer Physics Communications* **215**, 223-234 (2017).
- [Pcd18] PC1D, Version 5.9, siehe <<https://www.engineering.unsw.edu.au/energy-engineering/research/software-data-links/pc1d-software-for-modelling-a-solar-cell>> (Mai 2018).
- [Pot10] T. Potthoff, K. Bothe, U. Eitner, D. Hinken, M. Köntges, Detection of the voltage distribution in photovoltaic modules by electroluminescence imaging, *Prog. Photovolt: Res Appl.* **18**, 100-106, (2010).
- [Pvt18] siehe <<http://www.pv-tools.de/products/loana-system/loana-start.html>> (Mai 2018).
- [Ram07] K. Ramspeck, K. Bothe, D. Hinken, B. Fischer, J. Schmidt, R. Brendel, Recombination current and series resistance imaging of solar cells by combined luminescence and lock-in thermography, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 153502 (2007).
- [Ram08] K. Ramspeck, K. Bothe, J. Schmidt, and R. Brendel, Correlation between spatially resolved solar cell efficiency and carrier lifetime of multicrystalline silicon, *J. Mater. Sci: Mater. Electron.* **19**, S4-S8 (2008).
- [Rau07] U. Rau, Reciprocity relation between photovoltaic quantum efficiency and electroluminescent emission of solar cells, *Physical Review B* **76**, 085303 (2007).
- [Rau12] U. Rau, Superposition and reciprocity in the electroluminescence and photoluminescence of solar cells, *IEEE Journal of Photovoltaics*, vol. **2**, no. 2 (2012).
- [Pha13] S.P. Phang, H.C. Sio, D. Macdonald, Carrier de-smearing of photoluminescence images on silicon wafers using the continuity equation, *Applied Physics Letters* **103**, 192112 (2013).
- [Ris12] S. Rißland, O. Breitenstein, High resolution saturation current density imaging at grain boundaries by lock-in thermography, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **104**, 121-124 (2012).

- [Sah57] C.T. Sah, R.N. Noyce, and W. Shockley, Carrier generation and recombination in p-n junctions and p-n junction characteristics, *Proc. IRE* **45**, 1228-1243 (1957).
- [Sai12] P. Saint-Cast, Passivation of Si surfaces by PECVD aluminum oxide, Dissertation, Universität Konstanz, Konstanz (2012).
- [Sch84] D.K. Schroder, D.L. Meier, Solar cell contact resistance - a review, *IEEE Transactions on Electron Devices* **31**, 637-647 (1984).
- [Sch17] K. Schneider, Fraunhofer ISE steigert Weltrekord für multikristalline Siliciumsolarzelle auf 22,3 Prozent, Presseinformation, Fraunhofer-Institut für Solare Energiesysteme ISE (2017).
- [Ser18] Siehe <<http://www.seris.nus.edu.sg/activities/griddler-2.5.html>> (Mai 2018).
- [She13] C. Shen, H. Kampwerth, M.A. Green, T. Trupke, J. Carstensen, Spatially resolved photoluminescence imaging of essential silicon solar cell parameters and comparison with CELLO measurements, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **109**, 77-81 (2013).
- [She14] C. Shen, H. Kampwerth, M.A. Green, Photoluminescence based open circuit voltage and effective lifetime images re-interpretation for solar cells: the influence of horizontal balancing currents, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **130**, 393-396 (2014).
- [Sho49] W. Shockley, The theory of p-n junctions in semiconductors and p-n junction transistors, *Bell System Technical Journal* **28**, 435-489 (1949).
- [Sho52] W. Shockley und W.T. Read, Statistics of the recombination of holes and electrons, *Physical Review* **87**, 835-842 (1952).
- [Sin18] Sinton Instruments, USA, <<https://www.sintoninstruments.com/products/>> (Mai 2018).
- [Spi00] M. Spiegel, B. Fischer, S. Keller, and E. Bucher, Separation of bulk diffusion length and back surface recombination velocity by improved IQE analysis, in *Proc. 28th IEEE Photovoltaic Spec. Conf.*, Anchorage, AK, USA, 311-314 (2000).
- [Ste11] S. Steingrube, O. Breitenstein, K. Ramspeck, S. Glunz, A. Schenk, P.P. Altermatt, Explanation of commonly observed shunt currents in c-Si solar cells by means of recombination statistics beyond the Shockley-Read-Hall approximation, *Journal of Applied Physics* **110**(1), 014515 (2011).
- [Str11] H. Straube, Quantitatives Verständnis von Lock-in-Thermographie an Dünnschicht-Solarmodulen, Dissertation, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg (2011).
- [Sze07] S.M. Sze, K.K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices*, Hoboken, NJ, USA: Wiley-Interscience (2007).
- [Szed80] J.R. Szedon, T.A. Temofonte, and T.W. O'Keeffe, Scanned laser response studies of metal-insulator silicon solar cells in polycrystalline Czochralski silicon, *Solar Cells* **1**, 251 (1980).

- [Tea15] A. Teal, M. Juhl, Correcting the inherent distortion in luminescence images of silicon solar cells, in Proc. 42nd IEEE Photovoltaic Spec. Conf., New Orleans, LA, USA, 1-5 (2015).
- [Tre10] M. Trempa, C. Reimann, J. Friedrich, G. Müller, The influence of growth rate on the formation and avoidance of C and N related precipitates during directional solidification of multi crystalline silicon, J. Cryst. Growth 312, 1517-1524 (2010).
- [Tri18] siehe <<http://www.trinasolar.com/>> (Mai 2018).
- [Tru05] T. Trupke, R.A. Bardos, M.D. Abbott, J.E. Cotter, Suns-photoluminescence: contactless determination of current-voltage characteristics of silicon wafers, Applied Physics Letters **87**, 093503 (2005).
- [Tru06] T. Trupke, R.A. Bardos, M.C. Schubert, and W. Warta, Photoluminescence imaging of silicon wafers, Appl. Phys. Lett. **89**, 044107 (2006).
- [Tru07] T. Trupke, E. Pink, R.A. Bardos, and M.D. Abbott, Spatially resolved series resistance of silicon solar cells obtained from luminescence imaging, Appl. Phys. Lett. **90**, 093506 (2007).
- [Wag11] J.-M. Wagner, J. Carstensen, A. Berhane, A. Schütt, H. Föll, Serial resistance analysis with the shaded luminescence technique, in Proc. 26th Eur. Photovoltaic Sol. Energy Conf., Hamburg, Germany, 1569-1575 (2011).
- [Wag13] J.-M. Wagner, M. Hoppe, A. Schütt, J. Carstensen, H. Föll, Injection-level dependent series resistance: Comparison of CELLO and photoluminescence-based measurements, Energy Procedia vol. **38**, 199-208 (2013).
- [Wag16] J.-M. Wagner, A. Schütt, J. Carstensen, and R. Adelung, Linear-response description of the series resistance of large-area silicon solar cells: Resolving the difference between dark and illuminated behavior, Energy Procedia **92**, 255 (2016).
- [Wal12] D. Walter, A. Liu, E. Franklin, D. Macdonald, B. Mitchell, T. Trupke, Contrast enhancement of luminescence images via point-spread deconvolution, in Proc. 38th IEEE Photovoltaic Specialist Conference (PVSC), Austin, TX, USA, 307-312 (2012).
- [Wal14] D. Walter, A. Fell, E. Franklin, D. Macdonald, B. Mitchell, T. Trupke, The impact of silicon CCD photon spread on quantitative analyses of luminescence images, IEEE J. Photovolt. **4**, 368-373 (2014).
- [Wie49] N. Wiener, The interpolation, extrapolation, and smoothing of stationary time series, Wiley, New York (1949).
- [Wir18] H. Wirth, *Aktuelle Fakten zur Photovoltaik in Deutschland*, Fraunhofer-Institut für Solare Energiesysteme ISE, Fassung vom 21.02.2018 (2018).
- [Won13] J. Wong, Griddler: intelligent computer aided design of complex solar cells, in: Proceedings of the 39th IEEE PVSC, Tampa, USA, 933-938 (2013).

-
- [Won15] J. Wong, S. Duttagupta, R. Stangl, B. Hoex, A.G. Aberle, A systematic loss analysis method for rear-passivated silicon solar cells, *IEEE Journal of Photovoltaics*, vol. **5**, no. 2, 619-626 (2015).
- [Wür05] P. Würfel, *Physics of Solar Cells, From Principles to New Concepts*, Weinheim: Wiley-VCH (2005).
- [Wür07] P. Würfel, T. Trupke, T. Puzzer, E. Schäffer, W. Warta, S.W. Glunz, Diffusion length of silicon solar cells from luminescence images, *Journal of Applied Physics* **101**, 123110 (2007).
- [Yos17] K. Yoshikawa, H. Kawasaki, W. Yoshida, T. Irie, K. Konishi, K. Nakano, T. Uto, D. Adachi, M. Kanematsu, H. Uzu and K. Yamamoto, Silicon heterojunction solar cell with interdigitated back contacts for a photoconversion efficiency over 26%, *nature energy*, vol. **2**, no. 17032 (2017).

Verzeichnis verwendeter Symbole und Indizes

α	Absorptionskoeffizient
β	Bildwinkel
Δ	Differenz
ε	Emissivität
η	Wirkungsgrad
η_{ic}	in-circuit Wirkungsgrad
Θ_1	Einfalls- bzw. Ausfallswinkel des Lichts
Λ	Thermische Diffusionslänge
σ	Standardabweichung
τ	Ladungsträgerlebensdauer
τ_{Basis}	Basisladungsträgerlebensdauer
τ_{eff}	Effektive Ladungsträgerlebensdauer
φ_{LIT}	Phase
Φ_i	Lumineszenzsignal
$\Phi_{i,sc}$	Lumineszenzsignal unter Kurzschlussbedingung
∇^2	Laplace-Operator
A_{LIT}	Amplitude
a_{BB}	Busbarabstand
a_F	Gridfingerabstand
a_1, a_2, a_3	Parameter für quadratische Anpassung
A_I	Parameter für den Strom zur Fallunterscheidung
A_R	Parameter für den Widerstand zur Fallunterscheidung
A_{sc}	Anpassparameter zur Berechnung der Kurzschlussstromdichte
A_{SF}	Korrekturfaktor der Spreizfunktionen
A_Z	Fläche der Solarzelle
b_{BB}	Busbarbreite
b_F	Gridfingerbreite
B_{str}	Strahlender Rekombinationskoeffizient
B_{sc}	Anpassparameter zur Berechnung der Kurzschlussstromdichte
c	Korrekturfaktor der Vignettierung
c_1	Konstante zur Berechnung der Kurzschlussstromdichte
c_2	Konstante zur Berechnung der Kurzschlussstromdichte
C_i	Skalierungsfaktor der Lumineszenz
C_{sc}	Anpassparameter zur Berechnung der Kurzschlussstromdichte
d	Zelldicke

D_e	Diffusionskoeffizient für Elektronen
e	Elementarladung von Elektronen
f	Skalierungsfaktor „EL-Fit“
F	Einzelbilder (Frames)
F_{ent}	Entfaltete Bildaufnahme
F_{korr}	Korrigierte Bildaufnahme
FF	Füllfaktor
f_{Frame}	Abtastfrequenz
$f_{Lock-in}$	Lock-in Frequenz
G	Thermische Generationsrate
G_{LIT}	Proportionalitätsfaktor der Lock-in Thermographie
G_p	Ohmsche Leitfähigkeit
i	Indizierung
I_{c2}	Strom durch den Rückseitenkontaktwiderstand
I_{grid}	Strom entlang des Gridfingers
I_l	Lateraler Stromfluss
i_{min}, i_{max}	minimale bzw. maximale Indizierung
I_{mod}	Modulstrom
I_{sc}	Kurzschlussstrom
I_v	Vertikaler Stromfluss
J_d	Diodenstromdichte
J_{01}	Sperrsättigungsstromdichte der ersten Diode im Zwei-Dioden-Modell
J_{01}^{Basis}	Basis-Anteil der Sperrsättigungsstromdichte
$J_{01}^{Emitter}$	Emitter-Anteil der Sperrsättigungsstromdichte
$J_{01}^{Rücks}$	Rückseiten-Anteil der Sperrsättigungsstromdichte
J_{02}	Sperrsättigungsstromdichte der zweiten Diode im Zwei-Dioden-Modell
J_{diff}	Diffusionsstromdichte der ersten Diode
J_{rek}	Rekombinationsstromdichte der zweiten Diode
J_{sc}	Kurzschlussstromdichte
k	Boltzmannkonstante
K	Wichtungsfaktor der Lock-in Korrelation
l	Pixellänge
L_α	Eindringtiefe von Licht (inverser Absorptionskoeffizient)
L_{char}	Charakteristische Länge
L_d	Ladungsträgerdiffusionslänge
L_{eff}	Effektive Ladungsträgerdiffusionslänge
m	Konvergenzfaktor
n	Anzahl z.B. Abtastungen, Iterationen
N	Anzahl z.B. Lock-in Perioden, Dioden
n_1	Idealitätsfaktor der ersten Diode im Zwei-Dioden-Modell
n_2	Idealitätsfaktor der zweiten Diode im Zwei-Dioden-Modell
N_A	Akzeptordichte

N_D	Donatordichte
N_{fin}	Anzahl Gridfinger
n_i	Intrinsische Ladungsträgerdichte
n_{lum}	Idealitätsfaktor der Lumineszenz
n_{sc}	Anpassparameter zur Berechnung der Kurzschlussstromdichte
O	Korrekturfaktor der Bildentfaltung
p	Leistungsdichte
p_{bel}	Leistungsdichte der Beleuchtung
R	Widerstand, Reflexion, Radius
R_{Basis}	Basiswiderstand
R_{c1}	Rückseitenkontaktwiderstand
R_{c2}	Vorderseitenkontaktwiderstand
R_{em}	Emitterwiderstand
R_{grid}	Gridfingerwiderstand
R_s	Serienwiderstand
R_{Sh}^{em}	Emitter-Schichtwiderstand
R_{Sh}^{grid}	Gridfinger-Schichtwiderstand
$S_{Rücks}$	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der Rückseite
$S^{0^\circ}, S^{-90^\circ}$	LIT-Signal unterschiedlicher Phasen
T	Temperatur
T_i^{DLIT}	Einzelzelltemperatur der DLIT-Messung
T_i^{EL}	Einzelzelltemperatur der EL-Messung
T_{Lab}	Labortemperatur
T_{mod}	Modultemperatur
TC_V	Temperaturkoeffizient der Spannung
V	Spannung
V_d	Diodenspannung
V_{em}	Emitterspannung
V_{grid}	Gridfingerspannung
V_{mod}	Modulspannung
$V_{Rücks}$	Rückseitenspannung
V_{oc}	Leerlaufspannung
V_i^{DLIT}	Einzelzellspannung im Modul der DLIT-Messung
V_i^{EL}	Einzelzellspannung im Modul der EL-Messung
X	Nichtlinearitätsparameter

Erklärungen

Erklärung zum Wahrheitsgehalt der Angaben

Ich erkläre, die Angaben wahrheitsgemäß gemacht und die wissenschaftliche Arbeit an keiner anderen wissenschaftlichen Einrichtung zur Erlangung eines akademischen Grades eingereicht zu haben.

Erklärung über Vorstrafen und Ermittlungsverfahren

Hiermit erkläre ich, dass gegen mich keine Vorstrafen vorliegen und kein Ermittlungsverfahren eingeleitet ist.

Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die Arbeit selbstständig und ohne fremde Hilfe verfasst, keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt und die den benutzten Werken wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Felix Frühauf
Halle (Saale), den 28.05.2018

Liste eigener Publikationen

Fachzeitschriften (peer-reviewed)

1. F. Frühauf, M. Turek, Quantification of electroluminescence measurements on modules, *Energy Procedia* **77**, 63-68 (2015).
2. F. Frühauf, O. Breitenstein, Laplacian photoluminescence image evaluation employing image deconvolution, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **146**, 87-90 (2016).
3. F. Frühauf, O. Breitenstein, Laplacian PL image evaluation implying correction of photon scattering in the luminescence detector, *Energy Procedia* **92**, 24-28 (2016).
4. F. Frühauf, Y. Sayad, O. Breitenstein, Description of the local series resistance of real solar cells by separate horizontal and vertical components, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **154**, 23-34 (2016).
5. F. Frühauf, J. Wong, J. Bauer, O. Breitenstein, Finite element simulation of inhomogeneous solar cells based on lock-in thermography and luminescence imaging, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **162**, 103-113 (2016).
6. F. Frühauf and O. Breitenstein, DLIT- versus ILIT-based efficiency imaging of solar cells, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **169**, 195-202 (2017).
7. F. Frühauf, J. Bauer, and O. Breitenstein, Correcting lateral photon scattering in an InSb infrared detector, *Physica Status Solidi RRL* **11**, no. 1, 1600346 (2017).
8. F. Frühauf, P.P. Altermatt, T. Luka, T. Mehl, H. Deniz, O. Breitenstein, Injection intensity-dependent recombination at various grain boundary types in multicrystalline silicon solar cells, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **180**, 130-137 (2018).
9. F. Frühauf, O. Breitenstein, Improved laplacian photoluminescence image evaluation regarding the local diode back voltage distribution, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **174**, 277-282 (2018).
10. F. Frühauf, J. Wong, and O. Breitenstein, Luminescence based high resolution finite element simulation of inhomogeneous solar cells, *Solar Energy Materials & Solar Cells*, eingereicht (2018).

11. O. Breitenstein, F. Frühauf, M. Turek, Improved empirical method for calculating short circuit current density images of silicon solar cells from saturation current density images and vice versa, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **154**, 99-103 (2016).
12. O. Breitenstein, F. Frühauf, D. Hinken, K. Bothe, Effective diffusion length and bulk saturation current density imaging in solar cells by spectrally filtered luminescence imaging, *IEEE Journal of Photovoltaics*, vol. **6**, no. 5, 1243-1254 (2016).
13. O. Breitenstein, F. Frühauf, A. Teal, An improved method to measure the point spread function of cameras used for electro- and photoluminescence imaging of silicon solar cells, *IEEE Journal of Photovoltaics*, vol. **6**, no. 2, 522-527 (2016).
14. O. Breitenstein, F. Frühauf, J. Bauer, F. Schindler, B. Michl, Local solar cell efficiency analysis performed by injection-dependent PL imaging (ELBA) and voltage-dependent lock-in thermography (local I-V), *Energy Procedia* **92**, 10-15 (2016).
15. O. Breitenstein, F. Frühauf, J. Bauer, Advanced local characterization of silicon solar cells, *Physica Status Solidi A*, 1700611 (2017).
16. O. Breitenstein, F. Frühauf, Alternative luminescence image evaluation - comparison with lock-in thermography, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **173**, 72-79 (2017).
17. P.P. Altermatt, Z. Xiong, Q. He, W. Deng, F. Ye, Y. Yang, Y. Chen, Z. Feng, P.J. Verlinden, A. Liu, D.H. Macdonald, T. Luka, D. Lausch, M. Turek, C. Hagendorf, H. Wagner-Mohnsen, J. Schön, W. Kwapil, F. Frühauf, O. Breitenstein, E.E. Looney, T. Buonassisi, D.B. Needleman, C.M. Jackson, A.R. Arehart, S.A. Ringel, K.R. McIntosh, M.D. Abbott, B.A. Sudbury, A. Zuschlag, C. Winter, D. Skorka, G. Hahn, D. Chung, B. Mitchell, P. Geelan-Small, T. Trupke, High-performance p-type multicrystalline silicon (mc-Si): Its characterization and projected performance in PERC solar cells, *Solar Energy Materials & Solar Cells*, online, <https://doi.org/10.1016/j.solener.2018.01.073> (2018).

Vorträge auf Konferenzen und Workshops

1. F. Frühauf, Quantifizierung von Zellparametern durch Elektrolumineszenz-Messungen auf Modulebene, Workshop SiliconFOREST 2015: Fortschritte in der Entwicklung von Solarzellen-Strukturen und Technologien, Falkau, Deutschland(2015).
2. F. Frühauf, PL-basiertes J_{01} -Imaging mit lokaler Bildentfaltung, Workshop SiliconFOREST 2016: Fortschritte in der Entwicklung von Solarzellen-Strukturen und Technologien, Falkau, Deutschland (2016).
3. F. Frühauf, O. Breitenstein, J. Bauer, Laplacian PL image evaluation implying correction of photon scattering in the luminescence detector, 6th Silicon PV, Chambéry, Frankreich (2016).
4. F. Frühauf, Vergleich zwischen DLIT-, ILIT- und Griddler-basierter Wirkungsgrad-Analyse, Workshop SiliconFOREST 2017: Fortschritte in der Entwicklung von Solarzellen-Strukturen und Technologien, Falkau, Deutschland (2017).

5. F. Frühauf, O. Breitenstein, J. Bauer, Quantitative evaluation of luminescence for high resolution J_{01} images, 27th Annual NREL Silicon Workshop, Breckenridge, CO, USA (2017).

Software

- Die Weiterentwicklung des funktionellen Zusammenhangs der Sperr sättigungs- und Photostromdichte aus Kapitel 3.4 wurde in der Software „Local I-V 2“ implementiert.
- Die im Rahmen dieser Dissertation erarbeitete „SCAM“-Methode aus Kapitel 5 wurde in der gleichnamigen Software „SCAM“ automatisiert. Die Software steht für einen wissenschaftlichen Verwendungszweck von den Autoren aus [[Bau17](#)] zur Verfügung.

Kurzer wissenschaftlicher Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Felix Frühauf
Geburtsdatum: 03.11.1990
Geburtsort: Aschersleben
Familienstand: ledig
Staatsangehörigkeit: Deutsch
Anschrift: Pfälzer Straße 24
D-06108 Halle (Saale)
E-Mail: felixfruehauf@gmx.de

Akademischer Lebenslauf

Seit 04/2015 Doktorand Max-Planck-Institut, Halle (Saale)
04/2013 - 03/2015 Masterstudium Nachhaltige Energiesysteme
Otto-von-Guericke Universität, Magdeburg
Abschluss: Master of Science (M. Sc.)
10/2009 - 03/2013 Bachelorstudium Solartechnik (dual)
Hochschule Anhalt, Standort Köthen
Abschluss: Bachelor of Engineering (B. Eng.)

Berufstätigkeit

Seit 09/2017 Mitarbeiter Hanwha Q CELLS GmbH, Bitterfeld-Wolfen
04/2015 - 08/2017 Wissenschaftlicher Mitarbeiter Max-Planck-Institut, Halle (Saale)
10/2009 - 03/2015 Wissenschaftliche Hilfskraft Fraunhofer CSP, Halle (Saale)
09/2009 Praktikant Fraunhofer CSP, Halle (Saale)

Schulbildung

07/2009 Gymnasium Stephaneum Aschersleben
Abschluss: Allgemeine Hochschulreife (Abitur)

Danksagung

Der letzte Teil dieser Dissertation ist den Personen gewidmet, die mich während meiner Doktorandenzeit unterstützt haben.

- Mein größter Dank gilt Dr. Otwin „Otto“ Breitenstein, der mich in seine Arbeitsgruppe am MPI aufgenommen und mich in jeglich vollstellbarer Art unterstützt hat. Der Name „Doktorvater“ steht bei Otto nicht nur auf dem Papier. Seine geduldige Art jede Frage zu beantworten oder Diskussionen zu führen sind die Grundlage für das Gelingen einer Doktorarbeit. Neben vielen Konferenzen und Workshops, an denen ich teilnehmen durfte, möchte ich mich besonders für den Aufenthalt am SERIS in Singapur und die Teilnahme am NREL Silicon Workshop in Breckenridge bedanken.
- Für die Unterstützung bei den experimentellen Aufbauten sei Dr. Jan Bauer gedankt. Wenn es mal kleine Probleme gab, stand mir Jan stets zur Hilfe bereit. Für seine Hilfsbereitschaft, Diskussionen über Fussball und den tägliche Gang zur Mensa möchte ich mich nochmals bedanken.
- Den Kollegen vom Fraunhofer CSP möchte ich für die Durchführungen der LBIC-Messungen bedanken. Besonderer Dank gilt hier Marko Turek, Tabea Luka und Stefan Eiternick.
- Für die Unterstützung und die vielen Unternehmungen während des Aufenthalts am SERIS in Singapur möchte ich besonders Dr. Johnson Wong danken.
- Für das mehrfache Korrekturlesen möchte ich mich neben Otto und Jan speziell bei Torsten Büchner, Kevin Meyer und Susanne Krull bedanken.
- Zu guter Letzt gilt ein riesiger Dank meinen Eltern und meiner Schwester für die fortwährende Unterstützung in allen Lebenslagen, ohne die ich es nicht so weit geschafft hätte: Danke!

Die Finanzierung dieser Arbeit erfolgte über das Bundesministerium für Wirtschaft und Energie und die Industriepartner im Forschungsverbund SolarLIFE (Förderzeichen 0325763 D).