

# Prozessentwicklung & Verlustanalysen für dünne monokristalline Siliziumsolarzellen und deren Prozessierung auf Modullevel

Von der Fakultät für Mathematik und Physik  
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover  
zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften

Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation  
von

**Dipl.-Phys. Jan Hendrik Petermann**

geboren am 05.08.1985 in Bielefeld

2014

Referent: Prof. Dr.-Ing. Rolf Brendel  
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Tobias Wietler  
Tag der Disputation: 10.12.2014



# Kurzzusammenfassung

Diese Arbeit stellt sowohl die Herstellung hocheffizienter monokristalliner Dünnschichtsolarzellen vor, als auch neuartige Prozessierungstechniken für deren integrierte Verschaltung und Prozessierung auf Modullevel. In der heutigen Produktion von Solarzellen und Modulen werden Siliziumwafer aus einem Siliziumkristall gesägt, einzeln zu Solarzellen prozessiert und anschließend im Modul verschaltet. Beim Sägen der Wafer gehen bis zu  $150\ \mu\text{m}$  Silizium verloren. In dieser Arbeit werden mit Hilfe des porösen Silizium (PSI) Prozesses  $43\ \mu\text{m}$  dünne Solarzellen hergestellt, die keinen Sägeverlust aufweisen und bei denen lediglich  $1 - 2\ \mu\text{m}$  an poröser Silizium Trennschicht verloren gehen. Durch eine Variation des Abstands der lokalen Rückseitenkontakte der Zellen werden mit der PSI Technik Wirkungsgrade bis zu unabhängig bestätigten  $19.1\ \%$  erreicht.

Die experimentelle Variation der Rückseitenkontaktabstände wird durch dreidimensionale Kennliniensimulationen mit Sentaurus Device nachgestellt. In Kombination mit Netzwerksimulationen zur Beschreibung der Zellmetallisierung wird so ein vollständiges Modell der Zellen erstellt, wodurch eine detaillierte Verlustanalyse möglich wird. Es wird erstmals für beidseitig kontaktierte PSI Solarzellen eine Freie Energie Verlustanalyse mit zusätzlicher Betrachtung der optischen und entropiebehafteten Leistungsverluste durchgeführt. Mit der neu entwickelten SEGA (Synergetische Effizienz-Gewinn-Analyse) wird in Zellsimulationen mit separat ausgeschalteten Verlustmechanismen zunächst der Einfluss des jeweiligen Mechanismus auf die Zelle und anschließend der Synergieeffekt durch gemeinsames Abschalten aller zuvor betrachteten Verlustmechanismen untersucht. Für die Zelle mit der für den Wirkungsgrad optimalen Rückseitenkontaktgeometrie mit einem Kontaktabstand von  $1000\ \mu\text{m}$  erweist sich die Rekombination an diesen Kontakten als größter Verlustmechanismus. Der Effizienzgewinn bei Abschaltung der Kontaktrekombination innerhalb der SEGA beträgt  $0.73\ \%$ -Punkte.

Um die sehr dünnen und damit bruchanfälligen PSI Solarzellen zukünftig in industrierelevanter Größe herstellen zu können, ist eine mechanische Unterstützung der Zellen während der Prozessierung notwendig. In dieser Arbeit wird versucht, aus diesem Hindernis einen Vorteil zu ziehen. Die heutzutage übliche getrennte Prozessierung von Zellen und Modul wird zu einem Prozess zusammengeführt, indem die Zellen bereits in einem sehr frühen Stadium mit dem späteren Modulglas verbunden und Zellen und Modul gemeinsam - auf Modullevel - fertig prozessiert und verschaltet werden.

Zu diesem Zwecke wird ein Laserschweißprozess entwickelt, der rückseitenpassivierte *p*-Typ Siliziumsolarzellen mit einem Aluminium beschichteten nasschemisch stabilen Glasträgersubstrat mechanisch und elektrisch verbindet. Es wird ein spezifischer Kontaktwiderstand, eine Abrissspannung beziehungsweise Kontaktrekombinationsgeschwindigkeit von  $1.65\ \text{m}\Omega\text{cm}^2$ ,  $32.7\ \text{kPa}$  beziehungsweise  $800\ \text{cm/s}$  erreicht. Mit Hilfe dieser sogenannten „Laser Fired and Bonding Contacts“ wird eine einzelne Zelle auf

Modullevel prozessiert. Das bedeutet, dass die Textur, die nasschemische Reinigung, die Vorderseitenpassivierung und Heterojunction mittels amorphem Silizium, sowie die Abscheidung von Indiumzinnoxid und die Vorderseitenmetallisierung nach dem Bonding Prozess durchgeführt werden. Der Zellwirkungsgrad beträgt 20.0 %. Der Prozess wird auf ein Minimodul aus fünf Zellstreifen übertragen, wobei die Zellen durch einen Siebdruckprozess gleichzeitig vorderseitenmetallisiert und verschaltet werden. Eine Kostenanalyse zeigt eine 18.7 %-ige Kostenersparnis dieser Modullevelprozessierung gegenüber konventionellen auf PERC Zellen basierenden Modulen. Die Ersparnis entsteht zum Großteil durch die reduzierten Waferkosten.

**Schlagwörter:** Monokristalline Siliziumsolarzellen, Freie Energie Verlustanalyse, Synergetische Effizienz-Gewinn-Analyse, Laser Fired and Bonding Contacts, Modullevelprozessierung

# Abstract

This work presents the fabrication of highly efficient monocrystalline thin-film solar cells as well as new process techniques for an integrated approach of cell processing at the module level. In current production of solar cells and modules silicon wafers are sawed out of ingots, are then processed to single solar cells and finally finished to a module. Due to the sawing up to 150  $\mu\text{m}$  of silicon are lost. This work uses the porous Silicon (PSI) process to fabricate 43  $\mu\text{m}$ -thin solar cells without kerf losses where only 1 – 2  $\mu\text{m}$  from the porous silicon separating layer are lost. Due to a variation of the local contact opening distance of the rear-side contacts of the solar cells, cell efficiencies of independently confirmed 19.1 % are reached.

This experimental variation of the rear contact distance is modeled by three-dimensional simulations using Sentaurus Device. Additionally, network simulation consider the front grid metallization of the cell and lead to a complete description of the cells. This enables a detailed loss analysis. A free energy loss analysis is performed for the first time for both-sides contacted PSI cells where additionally optical and entropic losses are considered. A new Synergetic Efficiency Gain Analysis (SEGA) studies the influence of separately deactivated loss mechanisms on the cell performance as well as the synergetic effect when all loss mechanisms are deactivated simultaneously. Regarding the cell efficiency a rear side contact geometry of 1000  $\mu\text{m}$  is optimal. At this cell type the recombination at the rear contacts is the main loss mechanism. The efficiency gain due to a deactivation of this recombination in the SEGA is 0.73 % points.

In order to be able to fabricate the thin and therefore brake-prone PSI solar cells on industrial scale it is necessary to mechanically support the cells during the process. This work tries to use this handicap as a feature. The conventionally separated cell and module process is combined to one in a way that the cells are bonded to the module glass in an early stage of production. Cells and module are then processed and interconnected simultaneously „at the module level“.

For this purpose a laser welding process is developed which mechanically and electrically connects rear-side passivated wafers to an aluminum coated glass carrier which is wet chemically resistant. A specific contact resistance of 1.65  $\text{m}\Omega\text{cm}^2$ , a tear-off stress of 32.7 kPa and a contact recombination velocity of 800  $\text{cm/s}$  are reached with this process. By using these so called „Laser Fired and Bonding Contacts“ single solar cells are processed at the module level. This means that process steps like texturization, wet chemical cleaning, front side passivation and junction formation using amorphous silicon, deposition of indium-tin-oxide and the front-side metallization are done after the bonding process. The cell efficiency is 20.0 %.

This process is transferred to a mini-module consisting of five cell stripes. The cells' front side metallization is combined with their interconnection by screen printing silver paste over the cell edge. A cost analysis shows a 18.7 % cost advantage for the module level processing in comparison to conventional PERC cell technology. The main part of this advantage is a result of reduced wafering costs.

**Keywords:** Monocrystalline silicon solar cells, free energy loss analysis, synergetic efficiency gain analysis, laser fired and bonding contacts, module level processing

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Bandstruktur und Rekombinationspfade der n/p-c-Si PSI Solarzellen	5
2.2	Bandstruktur und Rekombinationspfade der n-a-Si:H/p-c-Si Solarzelle	8
2.3	Ortsaufgelöste dynamische/statische Infrarot Lebensdauerermessung . .	10
2.4	Dreidimensionale Finite-Element-Simulationen mit Sentaurus . . . . .	13
2.5	Netzwerksimulationen mit LTSpice . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Hocheffiziente Silizium Schichttransfersolarzellen mittels porösem Silizium</b>	<b>17</b>
3.1	Prozessierung von Solarzellen aus dem Porösen Silizium Prozess . . .	17
3.1.1	Poröser Silizium (PSI) Prozess . . . . .	18
3.1.2	Prozessabfolge der Zellherstellung . . . . .	19
3.2	Charakterisierung und experimentelle Ergebnisse . . . . .	22
3.2.1	Hellkennlinien und Solarzellenparameter . . . . .	22
3.2.2	Quanteneffizienz . . . . .	26
<b>4</b>	<b>Simulation von Dünnschichtsolarzellen</b>	<b>31</b>
4.1	Dreidimensionale Finite-Element-Simulationen . . . . .	31
4.1.1	Ermittlung der Randbedingungen und Eingabeparameter . . .	31
4.1.2	Simulationsdomänen . . . . .	44
4.2	Netzwerksimulation der vollständigen Solarzellen . . . . .	45
4.3	Vergleich Simulation - Experiment . . . . .	47
<b>5</b>	<b>Quantitative Verlustanalysen von Dünnschichtsolarzellen</b>	<b>51</b>
5.1	Optische Verlustanalyse . . . . .	51
5.2	Energie Verlustanalyse . . . . .	55
5.3	Synergetische Effizienz-Gewinn-Analyse . . . . .	63
5.4	Synergieanalyse . . . . .	68
5.5	Vergleich zwischen ELA und SEGA . . . . .	71
<b>6</b>	<b>Laser fired and bonding contacts - LFBC</b>	<b>77</b>
6.1	LFBCs mit aufgedampften Aluminium auf Glas . . . . .	77
6.1.1	Substrataufbau und LFBC Prozess . . . . .	78
6.1.2	Mechanische Stabilität . . . . .	79
6.1.3	Rekombination . . . . .	80

---

6.1.4	Kontaktwiderstand . . . . .	83
6.2	Vergleich zwischen LFBC und LCO Kontakten . . . . .	87
6.2.1	Zellaufbau . . . . .	87
6.2.2	Charakterisierung . . . . .	87
6.2.3	Zellsimulationen . . . . .	89
6.3	LFBC mit Alufolie auf EVA . . . . .	93
6.3.1	Probenaufbau und Prozess . . . . .	93
6.3.2	Rekombination . . . . .	94
6.3.3	Kontaktwiderstand . . . . .	96
6.3.4	Siebdrucksolarzellen mit LFBC . . . . .	99
<b>7</b>	<b>Modullevelprozessierung</b>	<b>103</b>
7.1	Einzelzellen . . . . .	103
7.2	Fünf Zellen Module . . . . .	109
7.3	Kostenanalyse . . . . .	113
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>119</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>123</b>
	<b>Liste der Publikationen</b>	<b>137</b>

# 1 Einleitung

Bei der heutigen Herstellung von siliziumbasierten Photovoltaikmodulen entfallen 32 % [1] der gesamten Modulkosten auf die Siliziumwafer. 15 %-Punkte davon entfallen anteilig auf Kosten für Polysilizium, welches das Ausgangsmaterial der Wafer darstellt und 17 %-Punkte auf die weiterführende Waferherstellung. Die Einsparung von Silizium (Si) sowie die Reduzierung der Prozessschritte der Waferherstellung sind daher wichtiger Faktoren, um die Kosten und den Energieaufwand der Photovoltaik insgesamt zu senken.

Heutzutage werden Si Kristalle mit einem Durchmesser von bis zu 200 mm aus der Schmelze gezogen und anschließend in einzelne Wafer zersägt. Durch den Sägeschnitt gehen je nach Verfahren 140 – 150  $\mu\text{m}$  an Si verloren [1]. Bei einer typischen Waferdicke von 180  $\mu\text{m}$  werden daher bis zu 330  $\mu\text{m}$  Silizium verbraucht, wovon 45 % Sägeverlust sind. Eine sägefreie Alternative dazu ist die in dieser Arbeit angewandte Schichttransfertechnik mittels porösem Silizium (PSI) [2, 3]. Dabei wird ein Substratwafer einseitig ca. 1 – 2  $\mu\text{m}$  tief elektrochemisch porösifiziert und darauf eine 30 – 50  $\mu\text{m}$  dünne Siliziumschicht (Epi) epitaktisch gewachsen. Die Epi kann nach der Epitaxie aufgrund der zuvor eingeführten porösen Separationsschicht zwischen Epi und Substrat vom Ursprungswafer abgelöst und zur Solarzellenherstellung benutzt werden.

Zu Beginn dieser Arbeit betrug der höchste unabhängig bestätigte Wirkungsgrad für Schichttransfersolarzellen 16.9 % [4]. Ein Ziel dieser Arbeit ist es daher aufzuzeigen, dass der PSI-Prozess zur Herstellung hocheffizienter Zellen mit Wirkungsgraden  $>19$  % geeignet ist. Dafür notwendige Zellprozesse wie die Oberflächenpassivierung mit Aluminiumoxid ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) [5–7] oder der Kontaktpassivierung [8] sind für Siliziumsolarzellen mit Dicken  $>150$   $\mu\text{m}$  bekannt. Die Machbarkeit der Übertragung auf PSI-Schichten ist zu zeigen. Dieser Problemstellung widmet sich Kapitel 3, in welchem die Solarzellenprozessierung von freistehenden PSI-Schichten und die Charakterisierung der fertigen Zellen mittels Kennlinien- und Quanteneffizienzmessungen behandelt werden.

Ausgehend von diesen Zellen ist es zur weiteren Wirkungsgradsteigerung nötig, die Verlustmechanismen der Zellen zu identifizieren, zu quantifizieren sowie Wege zum physikalisch maximal möglichen Wirkungsgrad aufzuzeigen. Dieser Aufgabe wird in Kapitel 4 und Kapitel 5 Rechnung getragen, indem die in Kapitel 3 gezeigten Solarzellen dreidimensional durch Finite Element Simulationen mit Sentaurus Device und LTSpice nachgestellt werden. Dafür werden die Eingabeparameter experimentell oder durch weitere Simulationen bestimmt und anschließend mit gleich bleibendem Parametersatz die experimentelle Variation der Rückseitenkontaktgeometrie beschrieben. Die Simulationen erlauben es eine Energieverlustanalyse der Zellen unter Berücksichtigung der Verluste an Freier Energie und der Entropieerzeugung durchzuführen. Des Weiteren wird die Synergetische Effizienz-Gewinn-Analyse (SEGA) eingeführt, bei der zunächst die Auswirkung einzelner Verlustkanäle auf den Wirkungsgrad durch deren separate Abschaltung analysiert wird. Anschließend werden die Synergieeffekte durch gleichzeitiges Ausschalten aller Verlustkanäle bestimmt.

Würde man die industrielle Handhabung der Wafer während der Zellherstellung auf freistehende Epitaxieschichten übertragen, wäre dies aufgrund der geringen Dicke der Epi und der daraus resultierenden verringerten mechanischen Stabilität mit hohen Bruchraten verbunden. Es ist daher nötig, die Epitaxieschichten nach dem Ablösen vom Substratwafer mechanisch zu unterstützen. Dies wurde bisher beispielsweise durch das Kleben der Epi auf Glas erreicht [9]. Aus prozesstechnischer Sicht wäre es jedoch sinnvoll, nicht einzelne Zellen auf Glas zu kleben, sondern alle Wafer eines Moduls mit dem späteren Modulglas zu verbinden und anschließend gleichzeitig - auf Modullevel - zum Modul zu prozessieren. Dies würde die Anzahl der Handlungsschritte einzelner Zellen verringern und die zuvor separaten Prozesse der Zell- und Modulherstellung miteinander verbinden, wodurch weitere Kosten eingespart würden [10, 11].

Herausforderungen, die mit dieser Art der Prozessierung einhergehen, sind unter anderem die durch die Verwendung von Glas limitierte Prozesstemperatur sowie die fehlende Möglichkeit einer Zellsortierung nach deren Kurzschlussstrom. Es sind daher großflächig homogene Abscheidemethoden bei Temperaturen unter ca. 250 °C notwendig. Diese sind aus der Silizium Dünnschicht-Photovoltaik bekannt, wo mehrere Quadratmeter große Module aus amorphem Silizium hergestellt werden. Das übergeordnete Ziel dieser Arbeit ist es daher Techniken sowohl aus der kristallinen als

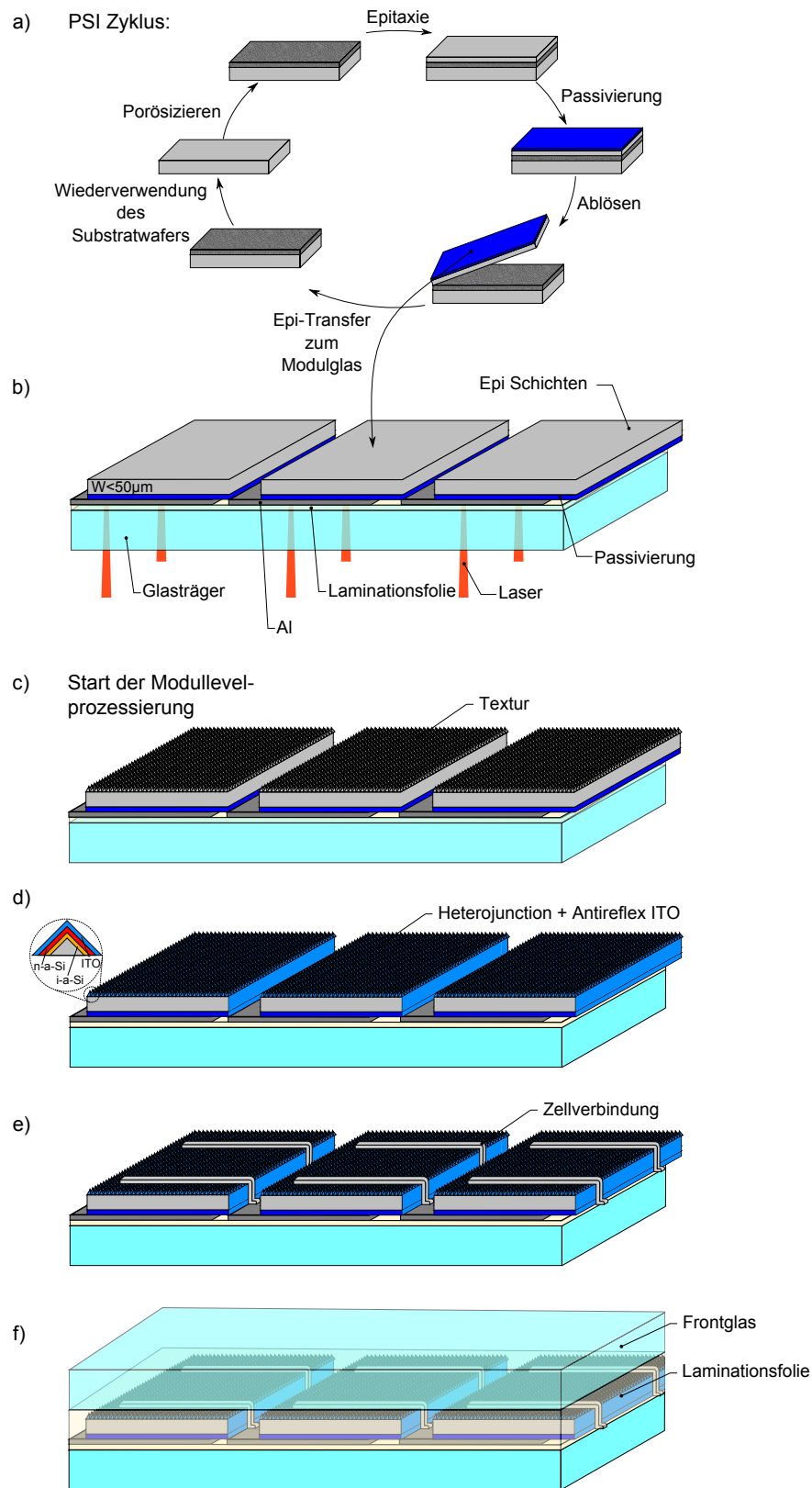


---

auch aus der Dünnschicht-Photovoltaik in einem hybriden Konzept - genannt HySi für Hybrid Silizium - zu kombinieren und auf Modullevel durchzuführen [12, 13]. Die konkreten Schritte hierzu sind in Abb. 1.1 dargestellt. Mit dem PSI-Prozess hergestellte Wafer werden passiviert und vom Substrat abgelöst [14] (Abb. 1.1 a)). Bereits danach beginnt die Prozessierung auf Modullevel und die Epi werden mittels Laserprozess an das spätere Modulglas gebondet, auf dem sich eine Schicht Aluminium zur Kontaktierung befindet (Abb. 1.1 b)). Dieser Laserprozess ist zu entwickeln und auf seine elektrischen und mechanischen Eigenschaften hin zu untersuchen. Dies wird in Kapitel 6 behandelt, wo es um die Entwicklung von sogenannten Laser Fired and Bonding Contacts (LFBC) geht, bei denen rückseitenpassivierte Zellen mit einem Glas/Aluminium- oder Glas/Ethylvenylacetat/Aluminiumfolie-Substrat mechanisch und elektrisch verbunden werden. Die elektrischen und mechanischen Eigenschaften dieser Kontakte werden analysiert und die LFBC auf Solarzellen angewendet.

Im HySi-Prozess folgt im Anschluss an das Waferbonden die Vorderseitenprozessierung der Zellen. Dazu gehören die nasschemische Vorderseitentextur (Abb. 1.1 c)), die passivierende und den pn-Übergang herstellende Abscheidung von amorphem Silizium sowie die Deposition eines transparenten leitfähigen Oxids als Antireflexschicht (Abb. 1.1 d)). Es folgt die Zellverbindung mittels Siebdruck (Abb. 1.1 e)) und die abschließende Einkapselung des Moduls (Abb. 1.1 f)). Es gilt daher, die dafür nötigen Prozesse zu entwickeln und an Prototypen zu demonstrieren. Mit dieser Thematik beschäftigt sich Kapitel 7. Es werden zunächst einzelne rückseitenpassivierte Wafer mittels LFBC Prozess mit einem nasschemisch stabilem Substrat verbunden und im Anschluss auf Modullevel prozessiert. Nach der erfolgreichen Implementierung dieses Prozesses werden 5-Zellen-Module entwickelt, die mittels Siebdruck verschaltet werden.

Letztendlich ist diese neue Art der Prozessierung auf seine Kosten hin zu untersuchen. Dazu wird eine Kostenanalyse durchgeführt, die den Kostenvorteil dieser Technik analysiert.



**Abb. 1.1:** Schematische Darstellung des HySi Konzepts: (a) Dünne Siliziumwafer ( $< 50 \mu\text{m}$ ) aus dem PSI Prozess werden rückseitenpassiviert, vom Trägersubstrat abgelöst und (b) anschließend mit einem Trägersubstrat mechanisch und elektrisch verbunden. Die weitere Prozessierung findet auf Modullevel statt: (c) Alle Zellen eines Moduls werden gleichzeitig texturiert, (d) erhalten ihre VS Passivierung, den pn-Heteroübergang sowie eine Antireflexschicht, werden (e) anschließend verschaltet und (f) eingekapselt.

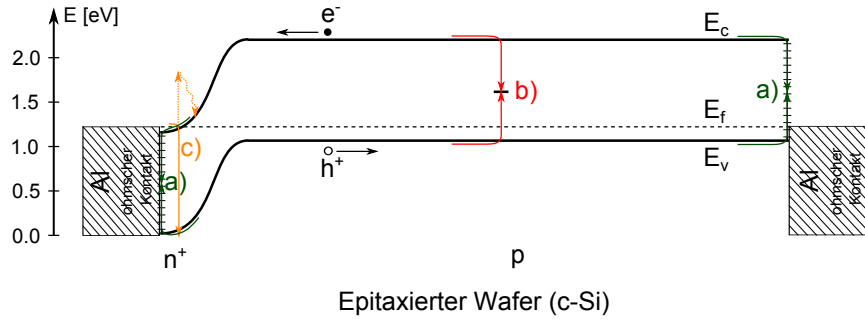
## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Bandstruktur und Rekombinationspfade der n/p-c-Si PSI Solarzellen

In dieser Arbeit werden Solarzellen aus epitaktisch gewachsenen  $p$ -Typ Wafern hergestellt, wobei der pn-Übergang der Zelle durch eine einseitige Phosphordiffusion hergestellt wird. Abbildung 2.1 zeigt schematisch den Bänderverlauf dieser Solarzellen mit den für diese Zellen relevanten Rekombinationsmechanismen. Durch die starke n-Dotierung des Emitters und dem damit verbundenen Unterschied der Ladungsträgerkonzentrationen zwischen den beiden unterschiedlich dotierten Gebieten kommt es zu einem Ladungsaustausch, bis sich die Fermi-niveaus angeglichen haben, beziehungsweise sich das chemische und elektrische Potential ausgleichen. Dabei kommt es zu einer Verbiegung von Valenz- und Leitungsband  $E_v$  beziehungsweise  $E_c$ .

Werden im Halbleiter Elektronen-Loch-Paare durch Beleuchtung erzeugt und durch die Bandlücke energetisch getrennt, bleibt dieser Zustand eine gewisse Zeit  $\tau$  erhalten, bevor die Ladungsträger rekombinieren.  $\tau$  wird auch als Ladungsträgerlebensdauer bezeichnet. In den in dieser Arbeit hergestellten Solarzellen mit epitaktisch gewachsenem Wafer findet Rekombination im Wesentlichen an Störstellen mit Energieniveaus innerhalb der Bandlücke oder durch Auger Rekombination statt. Strahlende Rekombination spielt bei diesen Solarzellen nur eine untergeordnete Rolle. Störstellen werden durch Gitterfehler, Verunreinigungen oder offene Bindungen, wie sie an Grenz- und Oberflächen vorliegen, erzeugt. Die daraus resultierende Rekombination wird durch den Shockley-Read-Hall (SRH) Formalismus beschrieben. Danach lässt sich die Rekombinationsrate  $R_{\text{SRH}}$  im Volumen beschreiben als [15, 16]

$$R_{\text{SRH}} = \frac{(np - n_i^2)}{\tau_{n,0}(p + p_1) + \tau_{p,0}(n + n_1)}, \quad (2.1)$$



**Abb. 2.1:** Schematischer Bänderverlauf im unbeleuchteten Gleichgewichtszustand mit den wichtigsten Rekombinationspfaden der in dieser Arbeit hergestellten PSI Solarzellen. a) Oberflächendefektrekombination an den Rückseitenkontakten und der Oberfläche des Emitters, b) Shockley-Read-Hall Rekombination der Basis, c) Auger Rekombination im hochdotierten Emitter.

wobei

$$\tau_{n,0} = \frac{1}{N_t \sigma_n v_{th}} \quad \text{und} \quad \tau_{p,0} = \frac{1}{N_t \sigma_p v_{th}} \quad (2.2)$$

die Einfangszeiten für Elektronen beziehungsweise Löcher des Defekts sind.  $N_t$  ist dabei die Defektdichte,  $v_{th}$  die thermische Geschwindigkeit,  $\sigma_{n,p}$  die Einfangsquerschnitte von Elektronen beziehungsweise Löchern,  $n_i$  die intrinsische Ladungsträgerdichte,  $n$  beziehungsweise  $p$  die Elektronen beziehungsweise Löcherkonzentration und

$$n_1 = n_i \exp\left(\frac{E_t - E_f}{kT}\right) \quad \text{und} \quad p_1 = n_i \exp\left(\frac{E_f - E_t}{kT}\right) \quad (2.3)$$

die Dichte der besetzten Defektzustände, wobei  $E_f$  die Fermienergie,  $k$  die Boltzmann-Konstante und  $T$  die Temperatur ist. In Kapitel 4 werden zwei verschiedene Defekte mit je unterschiedlichen  $\tau_{n,0}$  beziehungsweise  $\tau_{p,0}$  benutzt, um die Rekombination im Volumen zu beschreiben.

Die Rekombination an Grenzflächen kann ebenfalls mit dem SRH Formalismus berechnet werden. An Grenzflächen liegt jedoch meist eine kontinuierliche Verteilung von Defektzuständen innerhalb der Bandlücke vor, sodass die Einzelraten zu jedem

Defekt über die Bandlücke integriert werden

$$R_{\text{surf}} = (np - n_i^2) \int_{E_v}^{E_c} dE \frac{v_{\text{th}} D(E)}{\sigma_p^{-1}(E)(n + n_1(E)) + \sigma_n^{-1}(E)(p + p_1(E))}. \quad (2.4)$$

Dabei ist  $D(E)$  die Zustandsdichte pro Energieintervall und  $n$  und  $p$  die Elektronen beziehungsweise Löcherkonzentration an der Grenzfläche. Als Randbedingung in Zellsimulation werden Rekombinationsgeschwindigkeiten  $S$  verwendet, die mit  $R_{\text{surf}}$  über den Zusammenhang

$$S = \frac{R_{\text{surf}}}{\Delta n} \quad (2.5)$$

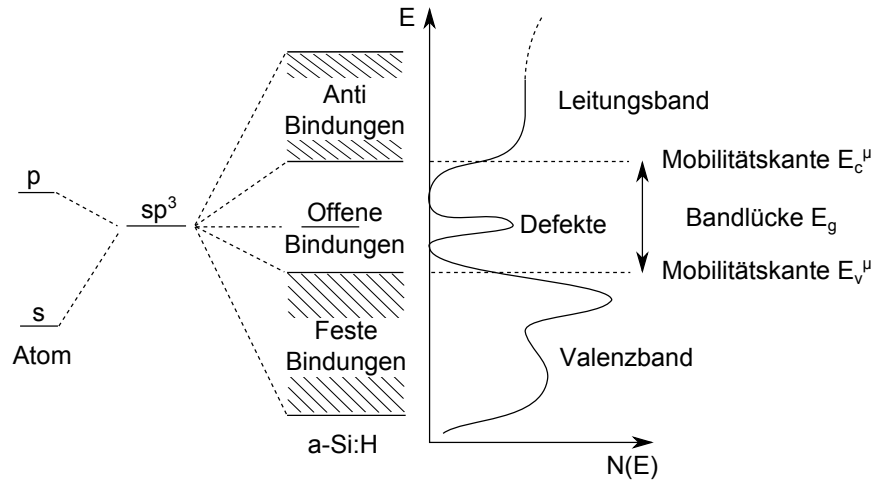
verknüpft sind, wobei  $\Delta n$  die vom Gleichgewichtszustand im Dunkeln abweichende Überschussladungsträgerkonzentration an der Grenzfläche ist.

Der zweite erwähnte relevante Rekombinationsmechanismus, die Augerrekombination, ist ein Dreiteilchenprozess. Ein Elektron-Loch-Paar rekombiniert direkt von Bandkante zu Bandkante und gibt die frei werdende Energie an ein weiteres Elektron oder Loch ab, welches anschließend an die Bandkante thermalisiert und die Energie an das Kristallgitter in Form von Wärme abgibt. Eine Beschreibung durch physikalische Größen wie im Falle der SRH Rekombination ist durch Coulomb Anziehungen zwischen Elektronen und Löchern sowie Abschirmungseffekte schwierig, weshalb zur Beschreibung experimentelle Parametrisierungen verwendet werden. Die neuste Parametrisierung zur Beschreibung der Augerrekombinationsrate stammt von Richter et al. [17]. Darin ist ebenfalls strahlende Rekombination [18] enthalten, die für die im nächsten Abschnitt beschriebenen Solarzellen an Bedeutung gewinnt. Die Gesamtrekombinationsrate  $R_{\text{Aug+Rad}}$  lässt sich durch

$$R_{\text{Aug+Rad}} = (np - n_i^2) (2.5 \times 10^{-31} g_{\text{eeh}} n_0 + 8.5 \times 10^{-32} g_{\text{ehh}} p_0 + 3.0 \times 10^{-29} \Delta n^{0.92} + B_{\text{Rad}}), \quad (2.6)$$

mit den Coulombverstärkungsfaktoren

$$g_{\text{eeh}} = 1 + 13 \left( 1 - \tanh \left[ \left( \frac{n_0}{N_{0,\text{eeh}}} \right)^{0.66} \right] \right) \quad (2.7)$$



**Abb. 2.2:** Schematische Darstellung des Molekularorbitals und elektronischer Struktur von a-Si:H mit der zugehörigen Zustandsdichte  $N(E)$  nach [19].

und

$$g_{\text{ehh}} = 1 + 7.5 \left( 1 - \tanh \left[ \left( \frac{p_0}{N_{0,\text{ehh}}} \right)^{0.63} \right] \right), \quad (2.8)$$

mit  $N_{0,\text{eeh}} = 3.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_{0,\text{ehh}} = 7.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  und  $B_{\text{Rad}} = 4.73 \times 10^{-15} \text{ cm}^3/\text{s}$  beschreiben.

## 2.2 Bandstruktur und Rekombinationspfade der n-a-Si:H/p-c-Si Solarzelle

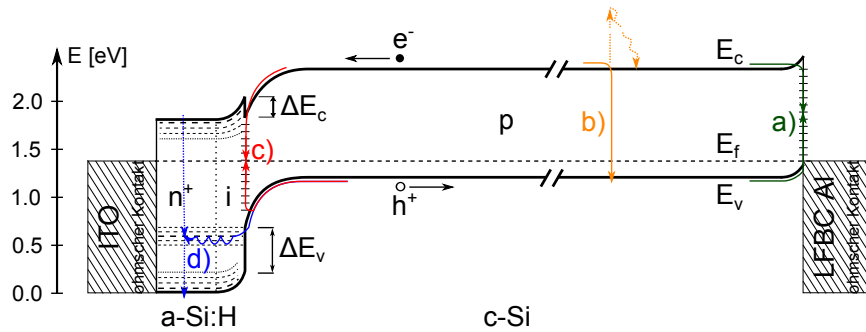
In Kapitel 7.1 werden sogenannte Heterojunction Solarzellen hergestellt. Dabei wird der Emitter eines  $p$ -dotierten kristallinen Silizium (Si) Wafers nicht konventionell durch eine Phosphordiffusion hergestellt. Stattdessen wird mittels plasmaunterstützter Gasphasenabscheidung (PECVD für eng. plasma enhanced chemical vapour deposition) ein Schichtstapel aus wasserstoffgesättigten, intrinsischen, amorphen Silizium (i-a-Si:H) und wasserstoffgesättigten,  $n$ -dotierten, amorphen Silizium (n-a-Si:H) auf dem kristallinen Si Wafer abgeschieden und so ein hetero-pn-Übergang zwischen zwei verschiedenen Materialien erzeugt (eng. Heterojunction).

Amorphes Silizium (a-Si:H) unterscheidet sich durch seine amorphe ungeordnete

Struktur in seinen elektrischen und optischen Eigenschaften wesentlich von kristallinem Silizium (c-Si). Abbildung 2.2 zeigt die  $sp^3$ -Hybridisierung der Atomorbitale für Si und die daraus resultierende Zustandsdichte für a-Si:H. Im Gegensatz zu einem perfekt reinem Si Kristall liegen bei a-Si:H immer auch Zustände innerhalb der Bandlücke  $E_g$  vor, erzeugt durch beispielsweise offene Siliziumbindungen (eng. Dangling Bonds). Die Bandlücke  $E_g$  im amorphen Silizium ist wie folgt definiert. Durch die amorphe Struktur ist die Kohärenzlänge der Blochwellen [20] auf wenige Atomabstände begrenzt [19]. Dadurch wird die Delokalisierung der Elektronen beziehungsweise Löcher teilweise aufgehoben, sodass lokalisierte Zustände energetisch unterhalb beziehungsweise überhalb der Leitungsbandmobilitätskante  $E_c^\mu$  beziehungsweise Valenzbandmobilitätskante  $E_v^\mu$  entstehen [21]. Die lokalisierten Zustände werden „Band Tails“ genannt und tragen bei einer Temperatur von 0 K nicht zum Drift- Diffusionsstrom bei. Die Bandkanten  $E_c^\mu$  und  $E_v^\mu$  sind durch die Grenzen zwischen lokalisierten und delokalisierten Zuständen definiert. Die Differenz  $E_g$  zwischen  $E_c^\mu$  und  $E_v^\mu$  beträgt bei a-Si:H typischerweise zwischen 1.75 – 1.8 eV [22] und hängt vom Depositionsprozess ab. Durch die Band Tails absorbiert a-Si:H bereits Licht bei Wellenlängen mit einer Energie kleiner als  $E_g$ , sodass in optischen Messungen ein kleineres  $E_g$  gemessen wird.

Abbildung 2.3 zeigt schematisch den Bänderverlauf der in dieser Arbeit hergestellten Heterojunction Solarzellen. Auf der Zellvorderseite bildet mit Silber (Ag) kontaktiertes Indium-Zinn-Oxid (ITO für eng. indium-tin-oxide) einen ohmschen Kontakt zum n-a-Si:H/i-a-Si:H Schichtstapel, der auf dem  $p$ -dotierten kristallinen Silizium abgeschlossen ist. Den Rückseitenkontakt bildet ein lasergefeuerter Aluminiumkontakt (LFBC für eng. Laser Fired and Bonding Contacts) wie er im Abschnitt 6.1.1 vorgestellt wird. Durch das Zusammenbringen der Materialien a-Si:H und p-c-Si mit deren unterschiedlichen Ladungsträgerdichten kommt es zu einem Ladungsaustausch mit entsprechenden Bandverbiegungen, bis ein Gleichgewicht zwischen chemischen und elektrischen Potential herrscht, beziehungsweise sich die Fermienergien  $E_f$  angeglichen haben. Durch die unterschiedlichen Bandlücken vom amorphen und kristallinen Si entstehen Bandoffsets  $\Delta E_c \approx 0.15$  eV beziehungsweise  $\Delta E_v \approx 0.45$  eV am Leitungs- beziehungsweise Valenzbandübergang an der a-Si:H/c-Si Grenzfläche [22].

In der in dieser Arbeit verwendeten Zellstruktur kommt es zu vier wesentlichen



**Abb. 2.3:** Schematischer Bänderverlauf im unbeleuchteten Gleichgewichtszustand mit den wichtigsten Rekombinationspfaden der in dieser Arbeit hergestellten Heterojunction Solarzellen. a) Oberflächendefektrekombination an den Rückseitenkontakten, b) Strahlende und Auger Rekombination der Basis, c) Defektrekombination an der i-a-Si:H/c-Si Grenzfläche, d) Multitunneln in Defektzuständen im a-Si:H mit anschließender Rekombination oder Reemission.

Rekombinationspfaden. Die in Abb. 2.3 gezeigten Rekombinationspfade a) und c) stellen Rekombination an Grenz- beziehungsweise Oberflächenzuständen wie in Gleichung 2.4 beschrieben dar. Da es sich bei dem hier verwendeten Wafermaterial um qualitativ hochwertiges Float Zone (FZ) Wafermaterial handelt, ist SRH Rekombination im Volumen vernachlässigbar, sodass Rekombinationspfad b) Strahlende und Auger Band-zu-Band-Rekombination symbolisiert und durch Gleichung 2.6 beschrieben wird. Der vierte Rekombinationspfad d) ist ein Multitunneln von Löchern aus dem p-c-Si in Dangling Bond Zuständen im a-Si:H mit anschließender Rekombination oder Reemission des Lochs [22, 23].

## 2.3 Ortsaufgelöste dynamische/statische Infrarot Lebensdauermessung

Die Messung der effektiven Ladungsträgerlebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  eines Siliziumwafers ist eine wichtige Charakterisierungsmethode, um die Qualität des Volumens und der Oberflächen eines Wafers zu bestimmen. Am weitesten verbreitet ist die Methode der quasi-statischen Photoleitfähigkeitsmessung (QSSPC) [24], bei der  $\tau_{\text{eff}}$  über die Messung der zeitabhängigen Leitfähigkeit nach erzeugter Überschussladungsträgerkonzentration gemessen wird. Diese Methode bietet jedoch nur einen über die Spulenfläche gemittelten Wert von  $\tau_{\text{eff}}$  und erlaubt keine Messung von metallisierten Proben.



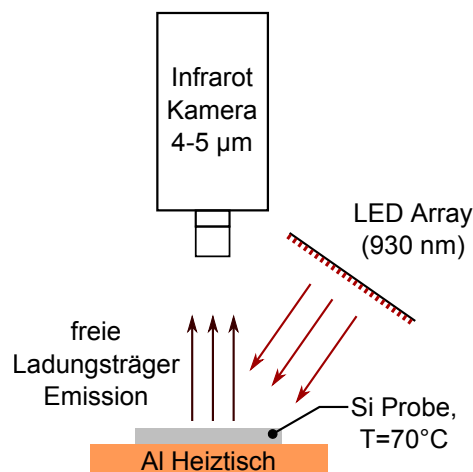
Eine kalibrierfreie und ortsaufgelöste Methode, die außerdem die Messung von  $\tau_{\text{eff}}$  an metallisierten Proben erlaubt, ist die von Ramspeck et al. eingeführte ortsaufgelöste dynamische Infrarot Lebensdauermessung (ILM für eng. infrared lifetime mapping) [25].

Der Messaufbau ist in Abb. 2.4 zu sehen. Die zu messende Si Probe liegt auf einem auf 70 °C aufgeheizten Tisch aus Aluminium. Die erhöhte Temperatur erlaubt ein höheres Signal zu Rausch Verhältnis. Mit einem LED Array wird die Probe mit Licht der Wellenlänge 930 nm beleuchtet, wodurch Überschussladungsträger  $\Delta n$  innerhalb des Si generiert werden. Die physikalische Messgröße der ILM Messung ist die vom Wafer emittierte Infrarotstrahlung im Bereich von 4 – 5  $\mu\text{m}$ , die mittels Infrarotkamera gemessen wird. Die Infrarotemission und damit das gemessene Signal  $S(\Delta n)$  ist eine monoton wachsende Funktion der Überschussladungsträgerkonzentration  $\Delta n$  im Si Wafer [26, 27]. Die Zeitabhängigkeit von  $\Delta n$  nach Einschalten des Lichts ist [25]

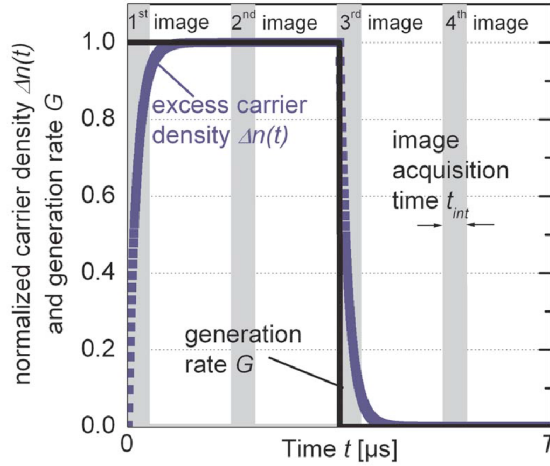
$$\frac{d\Delta n}{dt} = G - \frac{\Delta n}{\tau_{\text{eff}}} \quad \text{und} \quad \Delta n(t) = G\tau_{\text{eff}} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) \right], \quad (2.9)$$

wobei  $G$  die Generationsrate und  $t$  die Zeit ist.

Abbildung 2.5 veranschaulicht den Zyklus der Lock-in Technik ILM. Die Lock-In Frequenz, mit der die Beleuchtung an- und ausgeschaltet wird (Rechteckform), beträgt



**Abb. 2.4:** Schematischer Aufbau der ILM Messung. Die auf 70 °C aufgeheizte Si Probe wird mittels LED Array beleuchtet (930 nm). Die freie Ladungsträger Emission wird mit einer Infrarotkamera aufgenommen.



**Abb. 2.5:** Schematische Darstellung der Generationsrate  $G$ , der Überschussladungsträgerkonzentration  $\Delta n$  und der Bildaufnahmezeitpunkte mit Integrationszeit  $\tau_{\text{int}}$  eines Lock-In Zyklus (Originalabbildung aus [25] entnommen).

$f = 40$  Hz. In der entsprechenden Zykluszeit  $T = 25$  ms werden vier Aufnahmen  $S_n$  mit einer Integrationszeit  $\tau_{\text{int}}$  gemacht.  $S_1$  wird mit Anschalten des Lichts aufgenommen,  $S_2$  im stationären Beleuchtungsfall,  $S_3$  mit Ausschalten des Lichts und  $S_4$  im stationären Dunkelfall. Aus den Aufnahmen werden die sogenannten Sinus und Cosinus Signale ( $S_{\text{sin}} = S_2 - S_4$ ,  $S_{\text{cos}} = S_1 - S_3$ ) bestimmt, wodurch aus dem Zusammenhang [25]

$$\frac{S_{\text{cos}}}{S_{\text{sin}}} = \frac{\tau_{\text{int}} - 2\tau_{\text{eff}} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\tau_{\text{int}}}{\tau_{\text{eff}}}\right) \right]}{\tau_{\text{int}} - 2\tau_{\text{eff}} \left[ \exp\left(-\frac{T}{4\tau_{\text{eff}}}\right) - \exp\left(-\frac{T + 4\tau_{\text{int}}}{4\tau_{\text{eff}}}\right) \right]} \quad (2.10)$$

bei bekanntem  $T$  und  $\tau_{\text{int}}$ ,  $\tau_{\text{eff}}$  bestimmt werden kann.

Die Auswertung stark lateral inhomogener Lebensdauern führt zur Unter- beziehungsweise Überschätzung der lokalen Lebensdauer. Bei lokal niedrigen Lebensdauern, wie etwa an Kontaktbereichen (siehe Kapitel 6.1.3), kommt es bei den transienten Aufnahmen  $S_1$  und  $S_3$  zu folgendem Effekt. Nach Gleichung 2.9 steigt  $\Delta n(t)$  in Bereichen mit niedrigem  $\tau_{\text{eff}}$  schnell an. Auf Grund des dort relativ kleinen  $\Delta n$  diffundieren Ladungsträger aus Gebieten höherer Lebensdauer nach und führen zu einem weiter steigendem  $\Delta n(t)$ , wodurch das Signal erhöht wird und das Lebensdauermapping unscharf wird [27]. Der Effekt kann mit einer statischen Messung vermieden werden. Um

den Vorteil der kalibrierfreien Messung der dynamischen ILM beizubehalten, werden beide Messmethoden kombiniert. Die statische Messung liegt mit  $S_{\text{sin}} = S_2 - S_4$  bereits vor. Als Kalibrierung dient ein Bereich mit homogener hoher Lebensdauer der dynamischen Messung [27]. Man spricht in diesem Zusammenhang von dynamisch kalibrierter statischer ILM.

## 2.4 Dreidimensionale Finite-Element-Simulationen mit Sentaurus

Sentaurus Device der Firma Synopsis [28] wird in dieser Arbeit dazu verwendet, um hergestellte Solarzellen virtuell zwei- beziehungsweise dreidimensional nachzubauen und die Verlustmechanismen zu identifizieren und quantifizieren.

Für die Simulation einer Solarzelle ist es nötig, die gekoppelten Halbleiterdifferentialgleichungen numerisch zu lösen [29]. Diese bestehen aus der Poisson-Gleichung,

$$\Delta\psi = -\frac{q}{\epsilon\epsilon_0} (p - n + N_D - N_A) \quad (2.11)$$

und je einer Kontinuitätsgleichung für Elektronen und Löcher,

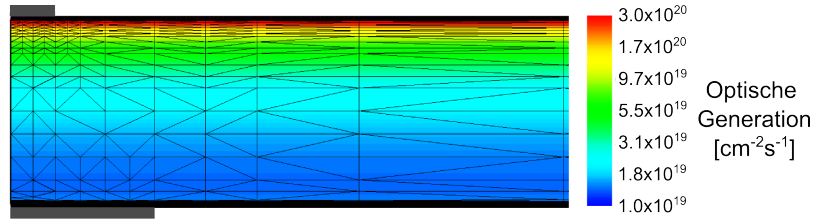
$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla \vec{J}_n + G - R \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \nabla \vec{J}_p + G - R, \quad (2.13)$$

wobei mit dem sogenannten Drift-Diffusionsansatz gilt:

$$\vec{J}_n = -q\mu_n n \nabla \psi + qD_n \nabla n \quad (2.14)$$

$$\vec{J}_p = -q\mu_p p \nabla \psi - qD_p \nabla p. \quad (2.15)$$



**Abb. 2.6:** Ausschnitt einer Simulationsdomäne mit eingezeichnetem Mesh. An der Zellvorderseite (starke Änderung in der Generationsrate und Dotierung) und an den Kontakten (starke Änderung der Stromdichte) ist eine sehr hohe Meshauflösung gewählt. Dies ist sowohl für die Modellierung der starken Gradienten in der Simulationen, als auch für deren Konvergenz notwendig.

In den Gleichungen ist  $\psi$  das elektrostatische Potential,  $q$  die Elementarladung,  $\epsilon$  die Dielektrizitätskonstante,  $N_D$  beziehungsweise  $N_A$  die Donator- beziehungsweise Akzeptorkonzentration,  $\vec{J}_{n,p}$  die Elektronen beziehungsweise Löcherstromdichte,  $G$  die Generationsrate,  $R$  die Rekombinationsrate,  $\mu_{n,p}$  die Beweglichkeiten und  $D_{n,p}$  die Diffusionskonstante der Elektronen beziehungsweise Löcher. Das Lösungsproblem wird diskretisiert und in endlich viele Elemente eingeteilt. Man spricht daher auch von Finiten-Element-Simulationen. Die Elementgröße wird auch Mesh genannt und muss innerhalb der Solarzelle ortsabhängig fein gewählt werden. Stellen der Zelle an denen Eingangsgrößen wie Dotierung oder Ladungsträgergenerationsrate mit dem Ort stark variieren, benötigen ein feineres Mesh. Abb. 2.6 zeigt einen Ausschnitt einer Simulationsdomäne mit eingezeichnetem Mesh und der farbig kodierten Generationsrate, die Richtung Zelloberfläche stark ansteigt. Eine Richtlinie für die Meshauflösung, sowie eine Aufarbeitung der aktuellen und historischen Simulationsmodelle ist in [30] zu finden.

Da die Rechendauer der Simulationen überlinear mit der Anzahl der Meshpunkte steigt, wird nicht die ganze Solarzellen simuliert. Stattdessen nutzt man vorhandene Symmetrien und Periodizitäten aus, um Einheitszellen zu definieren, die je nach Strukturgrößen nur wenige Millimeter groß sind. Die Eingabeparameter wie Dotierungen, Generationsprofil, Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten, Geometrie oder Ladungsträgerlebensdauern werden experimentell bestimmt, modelliert oder simuliert. Die genauen Modelle werden in Abschnitt 4.1.1 angegeben.

## 2.5 Netzwerksimulationen mit LTSpice

Zur makroskopischen Beschreibung und Simulation von experimentell erstellten Proben, wie einzelne oder verschaltete Solarzellen oder andere elektrische Bauteile, werden in dieser Arbeit Netzwerksimulationen benutzt. Dazu wird das kostenlose Simulationsprogramm LTSpice [31] verwendet. Für die benutzerfreundliche Anwendung wird die grafische Benutzeroberfläche von Eidelloth et al. verwendet [32].

Für jedes Bauteil werden entsprechende Ersatzschaltbilder erstellt. Eingabeparameter in der Benutzeroberfläche sind flächenbezogen und werden mit dem im Bauteil real vorliegenden Größen in totale Widerstandswerte umgerechnet, wodurch das Bauteil anschließend in seiner tatsächlichen Größe beschrieben wird. Die Ersatzschaltbilder bestehen aus Widerständen oder im Falle von Solarzellen aus definierten Sonderbauteilen deren Eigenschaft gerade der Charakteristik der Solarzelle entspricht. So werden beispielsweise gemessene oder mit Sentaurus simulierte Strom-Spannungskennlinien zur Bauteildefinition benutzt.

Nach Erstellung des Ersatzschaltbildes löst LTSpice numerisch das sich aus den Kirchhoffschen Regeln [33] ergebene Gleichungssystem. Für jeden Knotenpunkt muss danach die Summe aller Ströme  $I_n$  verschwinden

$$\sum_n I_n = 0, \quad (2.16)$$

sowie die über alle Einzelkomponenten summierten Spannungen  $U_k$  gleich der an definierten Kontaktpunkten von außen anliegenden Spannung  $U_A$  sein

$$\sum_k U_k = U_A. \quad (2.17)$$

**Kurzzusammenfassung:** In diesem Kapitel wurden zum besseren Hintergrundverständnis der späteren Abschnitte wichtige Rekombinationsmechanismen in verschiedenen Zellarten mit den entsprechenden Bandschemata sowie mit der ILM eine in dieser Arbeit häufiger verwendete orts aufgelöste Messmethode zur Bestimmung der Ladungsträgerlebensdauer  $\tau$  vorgestellt. Des Weiteren wurden die zu Grunde liegenden physikalischen Gleichungen für Zell- und Netzwerksimulationen eingeführt.

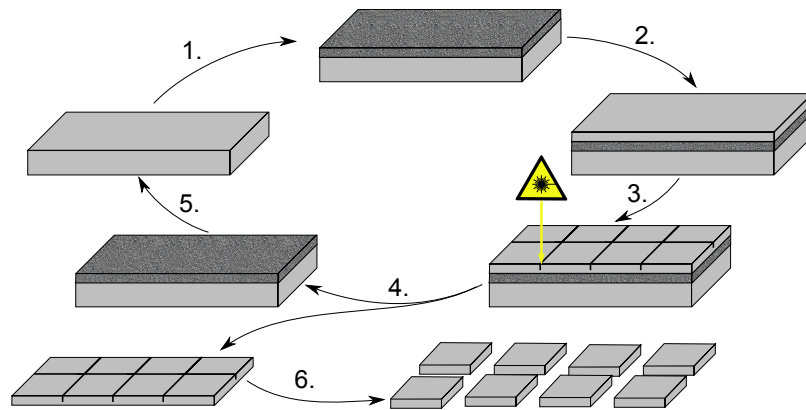


# 3 Hocheffiziente Silizium Schichttransfersolarzellen mittels porösem Silizium

## 3.1 Prozessierung von Solarzellen aus dem Porösen Silizium Prozess

Der Poröse Silizium (PSI)-Prozess [2, 3] besteht im Wesentlichen aus drei Schritten: Zunächst werden mit Hilfe von Flußsäure (HF) elektrochemisch Poren in einen Silizium Substratwafer geätzt. Im zweiten Schritt wird ein 5 bis 50  $\mu\text{m}$  dicker monokristalliner Siliziumfilm (Epi) auf das poröse Silizium epitaktisch aufgewachsen. Im dritten Schritt wird die Epi vom Substratwafer mechanisch abgelöst und zur Solarzellenherstellung genutzt.

Kurz nach der Einführung des Prozesses [2, 3] wurde von Tayanaka et al. schon ein Zellwirkungsgrad von 12.5 % [34] demonstriert, der danach von verschiedenen Gruppen verbessert wurde. In 2009 erreichten Reuter et al. eine unabhängig bestätigte Zelleffizienz von 16.9 % [4] bei einer Schichttransferzelle, die auf Glas geklebt war. Die Fläche dieser Zelle betrug 2  $\text{cm}^2$ . Reuter et al. stellten fest, dass das Ankleben der Zelle auf Glas mit Absorptionsverlusten im Kleber einhergeht. Aus diesem Grund stellten sie eine freistehende Zelle her, wie von Solanki et al. eingeführt [35]. Reuters in-house Messung ergab eine Effizienz von 17.0 % [4] auf einer Fläche von 2.2  $\text{cm}^2$ . Im Zuge dieser Doktorarbeit wurde der Wirkungsgrad um 2.1 %-Punkte auf unabhängig bestätigte  $19.1 \pm 0.4$  % erhöht [36]. Die Fläche betrug 4  $\text{cm}^2$ . Hiermit wurde zum ersten Mal gezeigt, dass sich der PSI Prozess zum Herstellen hocheffizienter Solarzellen mit einem Wirkungsgrad  $>19$  % eignet. Dieser Rekord hielt von Februar 2011 bis Oktober 2012 und wurde zu diesem Zeitpunkt von dem amerikanischen Start-Up Unternehmen Solexel mit  $20.1 \pm 0.4$  % [37] auf einer Fläche von 242.6  $\text{cm}^2$  übertroffen.



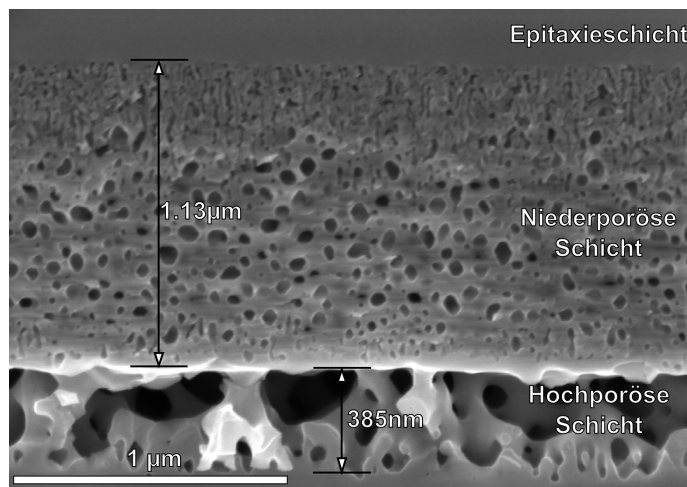
**Abb. 3.1:** Zyklischer Schichttransfer Prozess: 1) Ein Substratwafer wird elektrochemisch porösifiziert. 2) Auf der porösen Schicht wird eine Siliziumschicht epitaxial aufgewachsen. 3) Laserbearbeitung. 4) Ablösen der Epi. 5) Wiederverwendung des Substratwafers. 6) Brechen der Epi in Einzelproben [38].

### 3.1.1 Poröser Silizium (PSI) Prozess

Abbildung 3.1 zeigt den PSI Prozess, wie er in dieser Arbeit verwendet wird. Als Ausgangsmaterial dient ein mittels Czochralski Verfahren hergestellter, [100]-orientierter, monokristalliner und 6"-großer *p*-Typ Wafer mit einem spezifischen Widerstand von  $11.5 \pm 0.1 \text{ m}\Omega\text{cm}$ . In diesen Wafer wird elektrochemisch eine mesoporöse Doppelschicht geätzt [39] (Schritt 1). Die obere Schicht hat eine Porosität von 20 %, während die darunter befindliche eine Porosität von 55 % aufweist. Die geätzten Wafer kommen anschließend in einen Epitaxiereaktor und werden unter Wasserstoffatmosphäre bei  $1100 \text{ }^\circ\text{C}$  temperaturbehandelt. Durch die hohen Temperaturen formt sich das poröse Silizium um (Energieminimierung). Es schließt sich die Oberfläche der niederporösen Schicht, während sich in der hochporösen Schicht die Poren zu größeren Kavitäten umwandeln, bis nur noch 100 – 200 nm dünne und ca. 385 nm lange Siliziumstege überbleiben (siehe Abb. 3.2). Man erhält so eine für eine Epitaxie (Schritt 2) geeignete Saatschicht und eine vordefinierte Sollbruchstelle in der hochporösen Schicht. Im gleichen Reaktor wird auf der porösen Schicht eine 55  $\mu\text{m}$  dicke Siliziumschicht mit einem spezifischen Widerstand von  $0.5 \Omega\text{cm}$  aufgewachsen. Diese chemische Gasphasenabscheidung findet bei einer Temperatur von  $1100 \text{ }^\circ\text{C}$  durch Zugabe von  $\text{SiHCl}_3$  statt. Die Aufwachsrate beträgt  $1 \mu\text{m}/\text{min}$ .

Mit einem Frequenz verdreifachten Nd:YVO<sub>4</sub> Laser mit einer Wellenlänge von 355 nm und einer Pulsdauer von 30 ns werden in der Epi 16 Proben mit einer Größe von je





**Abb. 3.2:** Rasterelektronenmikroskopaufnahme einer porösen Doppelschicht des PSI Prozesses nach Umformungsschritt und Epitaxie. Die niederporöse Schicht dient als Saatschicht für die Epitaxie, während die hochporöse Schicht als spätere Sollbruchstelle zum Ablösen des epitaxierten Wafers dient.

$2.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$  definiert (Schritt 3). Dabei wird das Si der Epi bis zur Hälfte ihrer Dicke ablatiert. Nur an den äußeren Kanten wird die Epi vollständig durchtrennt. Anschließend wird per Vakuumschaukel die Epi vom Substratwafer getrennt (Schritt 4) [14]. Der Substratwafer steht nun zur erneuten Benutzung zur Verfügung, sodass bei jedem Zyklus nur wenige  $\mu\text{m}$  Si verloren gehen (Schritt 5) [40]. Die abgelöste Epi wird in die Einzelproben gebrochen (Schritt 6), die anschließend zur freitragenden Prozessierung zur Verfügung stehen.

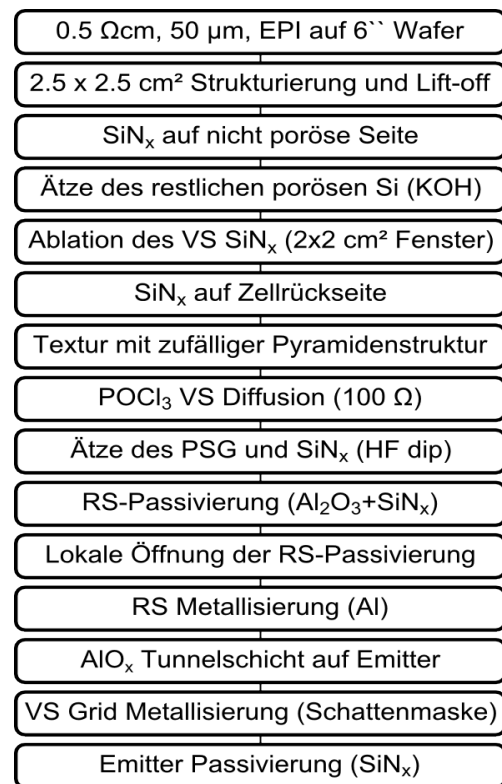
### 3.1.2 Prozessabfolge der Zellherstellung

Der gesamte Prozessfluss ist in Abb. 3.3, der Zellaufbau in Abb. 3.4 abgebildet. Der Herstellungsprozess startet mit dem in Abschnitt 3.1.1 beschriebenen PSI-Prozess und wird mit den freistehenden  $2.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$  großen und  $55 \mu\text{m}$  dicken Epi Wafern fortgesetzt. Die Proben werden zunächst nasschemisch mit einer sogenannten RCA [41] gereinigt, bevor eine  $100 \text{ nm}$  dicke Schicht aus Silizium Nitrid ( $\text{SiN}_x$ ) auf der nicht porösen Seite mittels PECVD Prozess abgeschieden wird. Das auf der Epi zurückgebliebene poröse Silizium wird anschließend in KOH bei  $40 \text{ }^\circ\text{C}$  abgeätzt. Durch die niedrige Temperatur der Lösung sind die Ätzraten des kompakten Si sehr klein, sodass effektiv nur das poröse Si mit seiner großen Oberfläche geätzt wird. Die andere Seite ist durch das  $\text{SiN}_x$  geschützt.

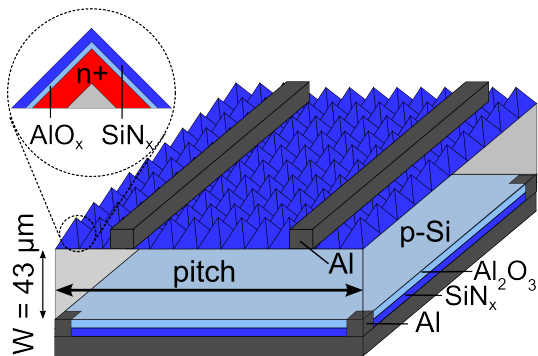
Nach diesem Schritt wird die  $\text{SiN}_x$  Schicht auf einer Fläche von  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  mit einem frequenzverdoppelten  $\text{Nd:YVO}_4$  mit einer Wellenlänge von 532 nm und einer Pulsdauer von 9 ps ganzflächig ablatiert. Diese Öffnung dient später zur örtlich begrenzten Diffusion des Emitters. Diese Seite wird ab jetzt als Vorderseite (VS) bezeichnet, die entgegengesetzte entsprechend als Rückseite (RS). Die RS erhält ein 80 nm dickes  $\text{SiN}_x$ , bevor das Silizium innerhalb des geöffneten Fensters in einer KOH/Isopropanol Lösung texturiert wird. Die Dicke des Siliziums beträgt nach der Textur 43  $\mu\text{m}$  (siehe Abb. 3.5).

Nach einer erneuten RCA Reinigung wird ein Phosphoremitter mit einem Schichtwiderstand von 100  $\Omega$  in einem Quarz-Ofen bei 850  $^\circ\text{C}$  eindiffundiert. Die  $\text{SiN}_x$  Schichten sowie das durch die Diffusion entstandene Phosphorsilikatglas werden in einem HF Ätzschritt entfernt. Die RS der Zelle wird nun mit ein Schichtstapel aus  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiN}_x$  passiviert. Der  $\text{Al}_2\text{O}_3$  Film ist 30 nm dick und wird mittels Atomlagenabscheidung (ALD für eng. atomic layer deposition) in einem Reaktor bei 200  $^\circ\text{C}$  aufgebracht, während die 100 nm  $\text{SiN}_x$  mit einem Remote-PECVD Reaktor bei 400  $^\circ\text{C}$  abgeschieden werden [5–7]. Die RS Passivierung wird mittels Laserablation (LCO für eng. laser contact opening) lokal geöffnet, um eine spätere Kontaktierung zu ermöglichen [42]. Der Öffnungsgrad liegt konstant bei  $5.9 \pm 0.5 \%$ . Die rechteckigen Kontaktöffnungen bestehen aus vielen einzelnen Laserspots. Abbildung 3.6 zeigt dies beispielhaft für einen Öffnungsabstand (Pitch) von 1000  $\mu\text{m}$ . In einer Versuchsreihe wird der Pitch von 250  $\mu\text{m}$  bis 1500  $\mu\text{m}$  variiert, um das Optimum für diesen Zelltyp zu evaluieren.

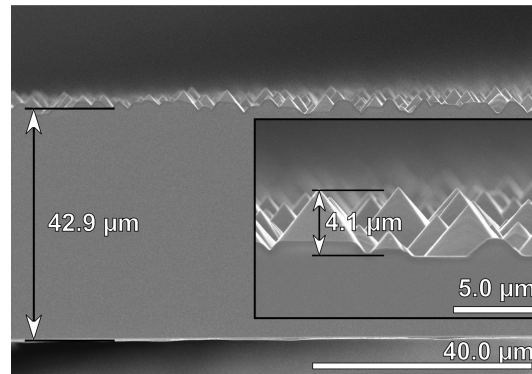
Nach dem Öffnungsschritt werden die Zellen erneut RCA gereinigt und unmittelbar danach die Rückseite unter Vakuum mittels Elektronenstrahlverdampfung ganzflä-



**Abb. 3.3:** Prozessfluss der Schichttransfersolarzellen wie sie in dieser Arbeit angefertigt wurden.



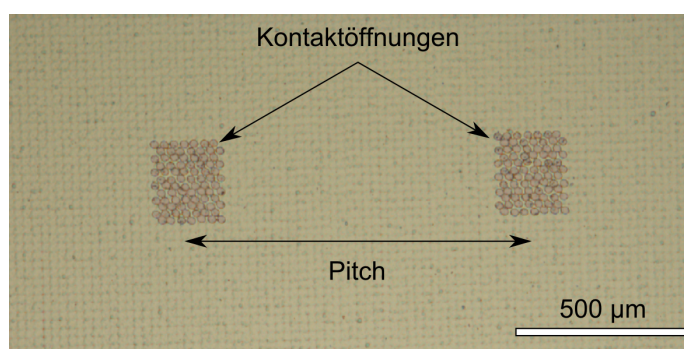
**Abb. 3.4:** Schematische Darstellung der in dieser Arbeit angefertigten Solarzellen. Der Pitch wird von 250 µm bis 1500 µm variiert [43].



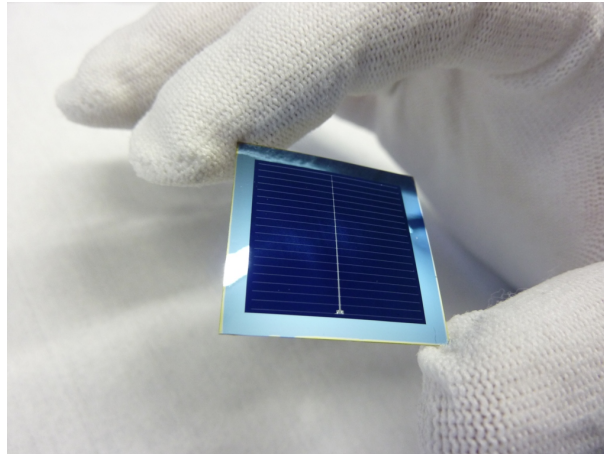
**Abb. 3.5:** Rasterelektronenmikroskopaufnahme einer der hergestellten Zellen im Querschnitt nach der Textur. Die innere Abbildung zeigt die Textur im Detail.

chig mit 10 µm Aluminium beschichtet. Nach dem Ausschleusen aus der Aufdampfanlage erhält die VS eine 0.24 nm dicke  $\text{Al}_2\text{O}_3$  Tunnelschicht. Das  $\text{Al}_2\text{O}_3$  wird mit zwei ALD Zyklen abgeschieden, wobei jeder ALD Zyklus 0.12 nm  $\text{Al}_2\text{O}_3$  entspricht [44]. Dieser von Elektronen durchtunnelbare Film dient zum einen der Kontaktpassivierung und zum anderen als Diffusionsbarriere gegen die spätere VS Al Metallisierung. Details zu diesem Prozess sind in [8] veröffentlicht.

Die VS wird ebenfalls durch Elektronenstrahlbedampfung metallisiert. Dabei werden 20 µm Al durch eine Schattenmaske abgeschieden, sodass sich ein Metallisierungsgrad von 1.76 % ergibt. Um die VS zu passivieren und die Reflektion zu minimie-



**Abb. 3.6:** Lichtmikroskopaufnahme der Kontaktöffnungen der RS am Beispiel des 1000 µm Pitches. Der Pitch wurde von 250 µm bis 1500 µm variiert, wobei der Öffnungsgrad annähernd konstant gehalten wurde, sodass die Größe einer einzelnen Öffnung mit dem Pitch variiert.



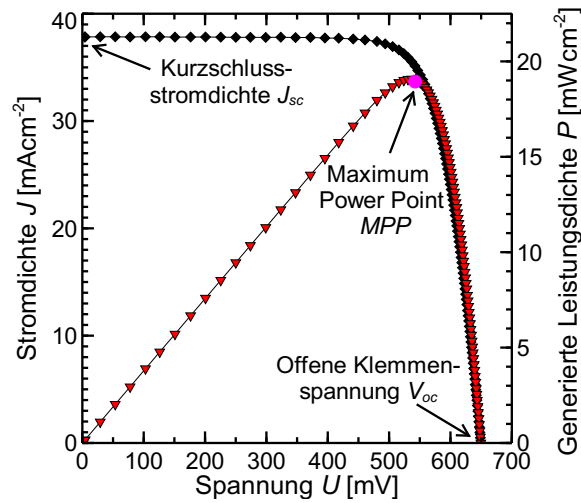
**Abb. 3.7:** Foto einer fertig prozessierten Solarzelle, wie sie in dieser Arbeit angefertigt wurde.

ren, wird mittels PECVD eine  $\text{SiN}_x$  Doppelschicht abgeschieden. Der erste Film besteht aus 10 nm  $\text{SiN}_x$  mit einem Brechungsindex von  $n = 2.4$  (bei einer Wellenlänge  $\lambda = 633$  nm) und der zweite Teil aus 100 nm  $\text{SiN}_x$  mit Brechungsindex  $n = 2.05$  ( $\lambda = 633$  nm). Zum Abschluss werden die Zellen bei  $350$  °C auf einer Heizplatte temperaturbehandelt, wodurch die Passivierung der VS verbessert wird sowie der Kontaktwiderstand der VS verringert wird. Abbildung 3.7 zeigt eine fertig prozessierte Zelle.

## 3.2 Charakterisierung und experimentelle Ergebnisse

### 3.2.1 Hellkennlinien und Solarzellenparameter

Mit Hilfe eines Sonnensimulators werden die Strom-Spannungscharakteristiken der Solarzellen unter Beleuchtung per 4-Spitzen-Messung vermessen. Die Lichtintensität beträgt gemäß IEC60904 1  $100 \text{ mWcm}^{-2}$ , was einer globalen Air Mass (AMG) von 1.5 entspricht. Das AM1.5G Spektrum berücksichtigt den Strahlengang durch die Atmosphäre unter einem Winkel von  $48.2^\circ$  zur Oberflächennormalen und die damit verbundene Lichtstreuung und Absorption. Die Temperatur wird während der Messung auf  $25$  °C geregelt, was über einen mit Peltierelementen gekühlten Messingtisch realisiert ist. Um die genaue Lichtintensität vor der Messung einzustellen, wird eine



**Abb. 3.8:** Unabhängig bestätigte Hellkennlinie der effizientesten in dieser Arbeit hergestellten PSI Solarzelle. Die Abbildung erklärt die wichtigsten Zellparameter wie die offene Klemmenspannung  $V_{oc}$ , Kurzschlussstromdichte  $J_{sc}$ , Füllfaktor  $FF$  und Maximum Power Point  $MPP$ .

kalibrierte Solarzelle des gleichen Zelltyps als Referenzzelle benutzt.

Aus der Hellkennlinie können die wichtigsten Parameter der Solarzelle abgelesen sowie deren Effizienz bestimmt werden. Abbildung 3.8 zeigt dies anhand der unabhängig bestätigten Messung der besten in dieser Arbeit hergestellten PSI Solarzelle. Die offene Klemmenspannung  $V_{oc}$  ist die Spannung die an der Solarzelle anliegt, wenn aus der Zelle kein Strom fließt. Die Kurzschlussstromdichte  $J_{sc}$  ist die Stromdichte der Zelle im Kurzschlussfall. Der Füllfaktor  $FF$  ist über den Punkt der Kennlinie mit der maximal generierten Leistung  $MPP$  (Maximum Power Point),  $J_{sc}$  und  $V_{oc}$  definiert:

$$FF = \frac{MPP}{J_{sc} V_{oc}}. \quad (3.1)$$

Die Effizienz  $\eta$  ist der Quotient aus maximal entnehmbarer Leistungsdichte und eingestrahelter Leistungsdichte  $P_{in}$ :

$$\eta = \frac{MPP}{P_{in}} = \frac{FF \cdot V_{oc} \cdot J_{sc}}{P_{in}}. \quad (3.2)$$

Der Pseudofüllfaktor  $PF$  ist der Füllfaktor der  $J_{sc}$ - $V_{oc}$  Kennlinie [45, 46]. Dabei wird durch einen in der Intensität abklingenden Blitz die Beleuchtungsintensität variiert und in definierten Abständen das  $J_{sc}$  und  $V_{oc}$  bei je gleicher Intensität gemessen. Da-

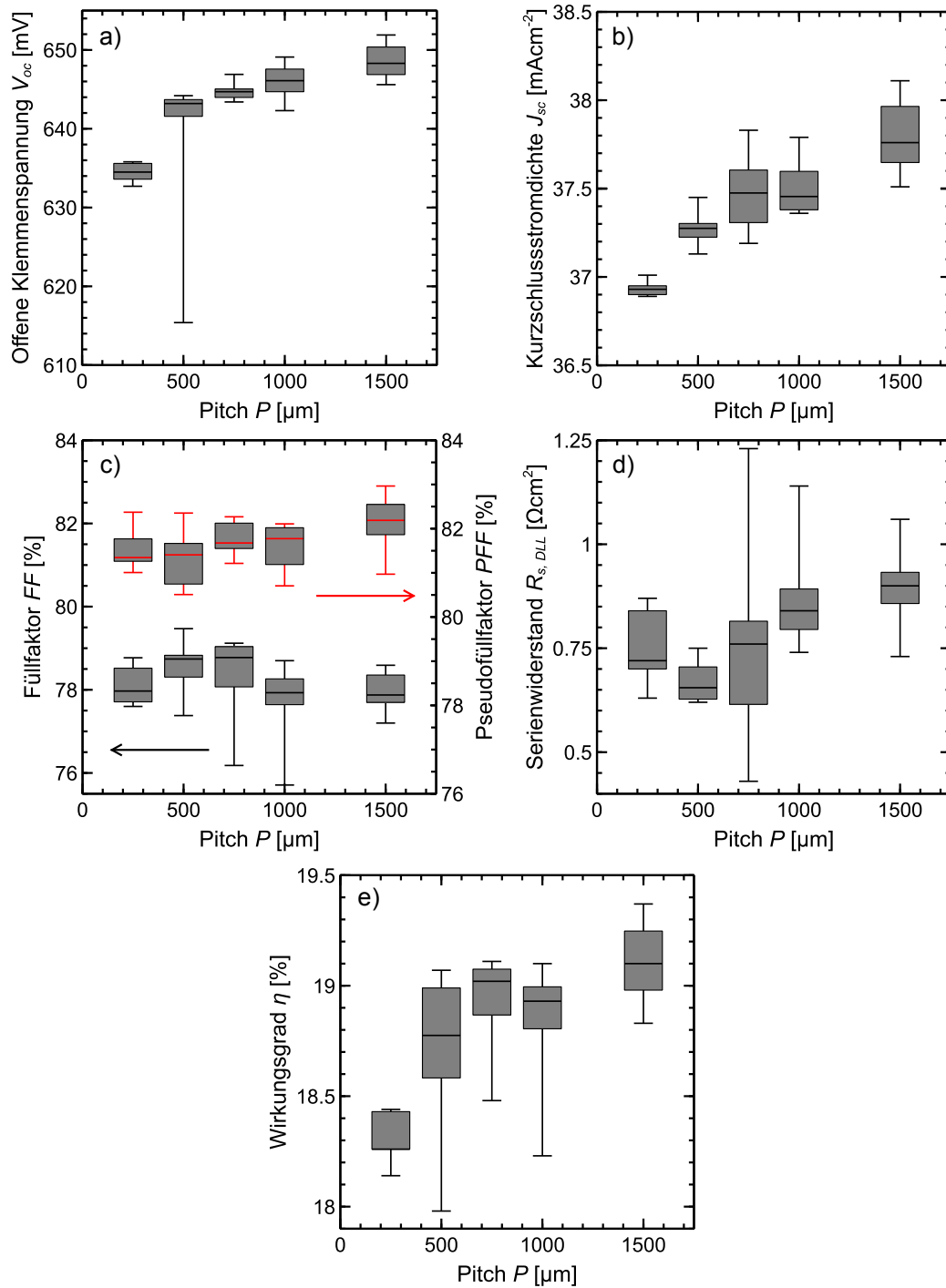
mit erhält man eine serienwiderstandsfreie Kennlinie [47] und kann so den Einfluss des Serienwiderstands und der Rekombination auf den  $FF$  unterscheiden.

Eine weitere wichtige Größe ist der Serienwiderstand  $R_s$  der Zelle. Ein steigendes  $R_s$  verringert den  $FF$ , da bei Stromfluss Spannung daran abfällt.  $R_s$  setzt sich aus den verschiedenen Bereichen der Zelle wie Basis, Emitter, Kontaktgitter oder Kontaktwiderstände zusammen. Bestimmt wird  $R_s$  über die Double-Light-Methode [45]. Dabei wird neben der normalen Kennlinie bei einer Bestrahlungsstärke von  $100 \text{ mWcm}^{-2}$  (1 sun) eine weitere Kennlinie bei  $90 \text{ mWcm}^{-2}$  (0.9 sun) aufgenommen. Durch die unterschiedlichen Bestrahlungsstärken ergibt sich ein entsprechender Unterschied in den  $J_{sc}$  der beiden Kurven  $\Delta J_{sc} = J_{sc,1sun} - J_{sc,0.9sun}$ .  $R_s$  wird aus der Spannungs- und Stromdifferenz der beiden Kennlinien wie folgt bestimmt:

$$R_s = \frac{\Delta V}{\Delta J_{sc}} = \frac{V_{MPP,1sun} - V_{0.9sun}(J_{MPP,1sun} - \Delta J_{sc})}{\Delta J_{sc}}. \quad (3.3)$$

Abbildung 3.9 zeigt alle gemessenen Zellparameter in Abhängigkeit vom variierten Pitch. Das mittlere  $V_{oc}$  steigt von 634.4 mV bei einem Pitch von 250  $\mu\text{m}$  bis auf 648.5 mV bei 1500  $\mu\text{m}$  stetig an. Das gleiche Verhalten ist für  $J_{sc}$  zu beobachten, welches von 36.9  $\text{mA/cm}^2$  bis auf 37.8  $\text{mA/cm}^2$  beim größten Kontaktabstand ansteigt. Mit Ausnahme der Zellen mit Pitch 250  $\mu\text{m}$ , bei denen bei jeder Zelle mindestens ein Kontaktfinger abgebrochen ist, ist ein Anstieg im  $R_s$  aufgrund der längeren Wegstrecken der Majoritäten zu den Kontakten zu beobachten. Im  $FF$  jedoch fügen sich die Zellen mit Pitch 1500  $\mu\text{m}$  nicht in den abfallenden Trend ein. Da der  $PFF$  mit wachsendem Pitch ansteigt, steigt der  $FF$  trotz ansteigendem  $R_s$  bei einem Pitch von 1500  $\mu\text{m}$  an.

Die mittleren Effizienzen steigen durch den Gewinn im  $V_{oc}$  und  $J_{sc}$  mit zunehmenden Pitch an. Insgesamt wurden 31 Zellen hergestellt, wobei alle Zellen eine Effizienz  $\geq 18 \%$  haben. Insgesamt liegt der im Rahmen des Experiment liegende optimale Pitch bei 1500  $\mu\text{m}$  mit einer unabhängig bestätigten Messung von  $19.1 \pm 0.4 \%$  (in-house  $19.4 \pm 0.6 \%$ ). Der bis zu diesem Zeitpunkt herrschende unabhängig bestätigte Wirkungsgradrekord für Schichttransfersolarzellen von Reuter et al. von 16.9 % ist damit um 2.2 % übertroffen worden und ist in [36] veröffentlicht. Moslehi et al. vom Start-Up Solexel veröffentlichten 2012 eine unabhängig bestätigte Effizienz von 20.1 % auf einer Fläche von  $15.6 \times 15.6 \text{ cm}^2$  [37].



**Abb. 3.9:** Zellparameter in Abhängigkeit vom Pitch. Die Boxplots beinhalten den Median, die zwei Quartile sowie die Extremwerte der jeweiligen Parameter. a) Offene Klemmenspannung  $V_{oc}$ , b) Kurzschlussstromdichte  $J_{sc}$ , c) Füllfaktor  $FF$  und Pseudofüllfaktor  $PFF$ , d) Serienwiderstand aus Double-Light-Messung  $R_{s, DLL}$ , e) Zellwirkungsgrad  $\eta$ .

### 3.2.2 Quanteneffizienz

Eine Methode zur Untersuchung der Verluste in Solarzellen ist die Messung der Quanteneffizienz. Dabei wird die spektrale Effizienz einer Solarzelle bei einer bestimmten Wellenlänge unter Kurzschlussbedingungen gemessen. Die sogenannte externe Quanteneffizienz (EQE) ist definiert als der Quotient aus Kurzschlussstromdichte bei einer bestimmten Wellenlänge und der dem AM1.5G Spektrum entsprechenden maximal möglichen Generationsstromdichte dieser Wellenlänge:

$$EQE(\lambda) = \frac{J_{sc}(\lambda)}{q \cdot \Phi_{AM1.5G}(\lambda)}. \quad (3.4)$$

Dabei ist  $\Phi_{AM1.5G}(\lambda)$  die Photonenflussdichte der Wellenlänge  $\lambda$  des AM1.5G Spektrums und  $q$  die Elementarladung. Die interne Quanteneffizienz (IQE) ist definiert als Quotient der EQE und dem Anteil des Photonensflusses der nicht reflektiert wird

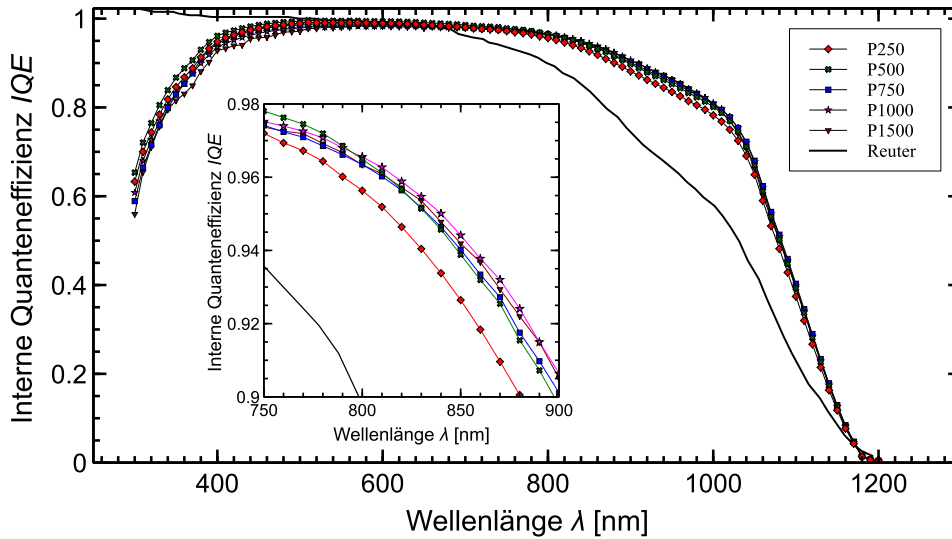
$$IQE(\lambda) = \frac{EQE(\lambda)}{1 - R(\lambda)}. \quad (3.5)$$

Da der Absorptionskoeffizient  $\alpha(\lambda)$  von Silizium stark wellenlängenabhängig ist, variiert die Absorptionslänge  $L_\alpha = 1/\alpha$  entsprechend, sodass die Photonen in verschiedenen Tiefen der Solarzelle absorbiert werden. So lassen sich je nach Wellenlänge Schlüsse über Qualität der VS, RS oder Basis der Zelle ziehen. Eine wichtige Größe in diesem Zusammenhang ist die effektive Diffusionslänge  $L_{eff}$  [48]. Diese Größe ist ein Maß für die Rekombination an der Zellrückseite und in der Basis und daher eine Funktion der effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $S_r$  der RS und der Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger (hier Elektronen)  $L_b = \sqrt{D_n \tau_b}$  in der Basis

$$L_{eff} = L_b \frac{S_r L_b / D_n \sinh\left(\frac{W}{L_b}\right) + \cosh\left(\frac{W}{L_b}\right)}{S_r L_b / D_n \cosh\left(\frac{W}{L_b}\right) + \sinh\left(\frac{W}{L_b}\right)}. \quad (3.6)$$

Dabei ist  $\tau_b$  die Minoritätsladungsträgerlebensdauer,  $D_n$  die Diffusionskonstante der Elektronen und  $W$  die Dicke der Basis der Solarzelle. Das  $L_{eff}$  lässt sich aus der IQE





**Abb. 3.10:** Vergleich der Quanteneffizienzen dieser Arbeit mit denen von Reuter et al.. Die innere Abbildung zeigt die IQE im Wellenlängenbereich von 750 nm bis 900 nm.

Messung bestimmen [48]:

$$IQE^{-1} = 1 + \frac{\cos(\Theta)}{\alpha L_{\text{eff}}}. \quad (3.7)$$

Dazu trägt man die inverse IQE über  $L_{\alpha}$  im Wellenlängenbereich zwischen 750 nm und 900 nm ( $L_{\alpha}$ -Bereich von 6  $\mu\text{m}$ -33  $\mu\text{m}$ ) auf und wertet die Steigung aus.  $L_{\text{eff}}$  ergibt sich aus der inversen Steigung geteilt durch  $\cos(\Theta)$ . Der Kosinus gibt dabei die Verlängerung der Wegstrecke durch Lichtbrechung an der VS Textur (Winkel zur Zellhorizontalen  $\Theta = 41.8^\circ$ ) an. Der  $L_{\alpha}$ -Bereich ist so gewählt, dass der wesentliche Teil der Photonen innerhalb der Basis absorbiert wird und dabei keine Mehrfachreflexionen vorhanden sind, wie es bei längerwelligem Licht der Fall wäre.

Mit dem Wissen von  $L_{\text{eff}}$  ist es außerdem möglich eine obere Grenze für  $S_r$  und eine untere Grenze für  $L_b$  zu bestimmen [49]:

$$S_{r,\text{max}} = \frac{D_n}{L_{\text{eff}}/W} \quad (3.8)$$

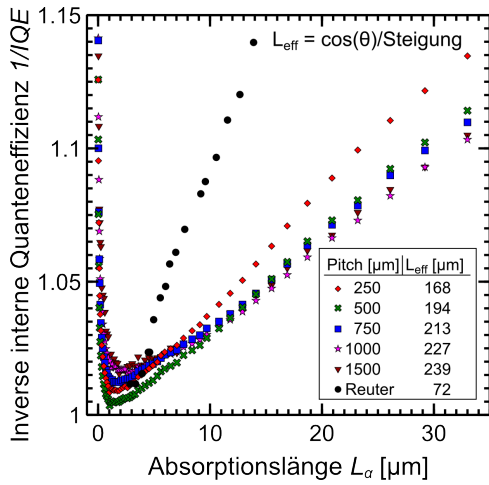
$$L_{b,\text{min}} \approx \sqrt{L_{\text{eff}}W} \quad , \text{ wenn } \quad L_{\text{eff}}/W \geq 3. \quad (3.9)$$

Abbildung 3.10 zeigt die jeweils beste Solarzelle zu jedem Pitch. Im kurzwelligen Wellenlängenbereich bis 500 nm sind leichte Prozessschwankungen des nominell identischen Emitters zu sehen. Im langwelligem Bereich zwischen 800 nm und 1000 nm ist eine leichte Verbesserung zu größeren Pitches erkennbar. Am weitesten ausgeprägt ist der Sprung vom Pitch 250  $\mu\text{m}$  zum nächst höheren. Dies ist in Übereinstimmung mit den gemessenen  $J_{sc}$  der Zellen, die ebenfalls nach dem Sprung nur noch in kleinen Schritten ansteigen.

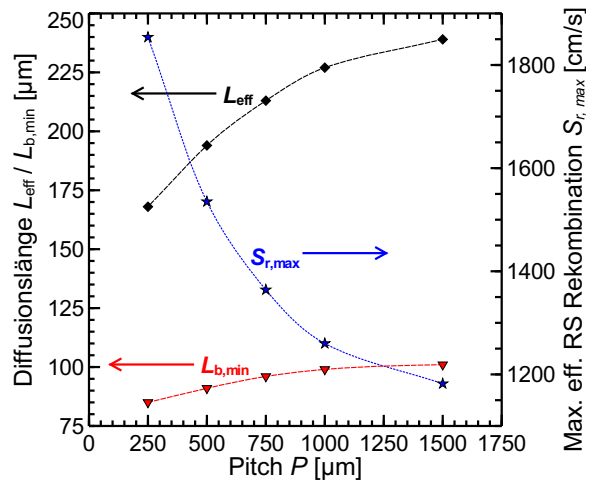
Des Weiteren ist die IQE der vorherigen besten Transfersolarzelle von Reuter et al. abgebildet. Im Vergleich zu Reuter et al. ist ein deutlicher Anstieg der IQE im langwelligem Bereich zu sehen, was durch eine verbesserte RS und eine bessere Qualität der Epi zu erklären ist. Im kurzwelligen Bereich, der die VS widerspiegelt, ist hingegen die Zelle von Reuter besser. In Abbildung 3.11 sind die effektiven Diffusionslängen in Abhängigkeit vom Pitch aufgetragen. Hier wird die Verbesserung der RS mit zunehmendem Pitch deutlich, da  $L_{eff}$  stetig mit steigendem Pitch ansteigt. Da für alle Zellen das gleiche Epi Material benutzt wird, ist von einer konstanten Qualität und damit konstantem  $L_b$  auszugehen, sodass  $L_{eff}$  nach Gleichung 3.6 nur durch ein kleiner werdendes  $S_r$  größer werden kann.

Abbildung 3.12 zeigt  $L_{eff}$ ,  $L_{b,max}$  und  $S_{r,max}$  nach Hirsch [49] in Abhängigkeit vom Pitch.  $L_{b,min}$  (1500  $\mu\text{m}$ ) beträgt 101  $\mu\text{m}$ . Da alle Zellen aus dem gleichen Basismaterial hergestellt werden, ist dies das untere Limit für alle Zellen.

**Kurzzusammenfassung:** In diesem Kapitel wurde der Herstellungsprozess von hocheffizienten 43  $\mu\text{m}$  dünnen Solarzellen aus dem PSI Prozess vorgestellt. Prozesstechniken wie die Oberflächenpassivierung mit  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiN}_x$  oder die Kontaktpassivierung mittels  $\text{Al}_2\text{O}_3$  wurden erfolgreich auf PSI-Schichten übertragen. Weiterhin wurde für PSI-Zellen eine experimentelle Variation des Abstandes der Rückseitenkontaktöffnungen durchgeführt. Die beste Zelle hat einen unabhängig bestätigten Wirkungsgrad von 19.1 %, was zu diesem Zeitpunkt Weltrekord für eine Solarzelle aus dem PSI-Prozess war. Alle hergestellten Zellen erreichen eine Effizienz, die mindestens um einen Prozentpunkt über dem vorherigen Weltrekord liegt. Quanteneffizienzmessungen belegen eine mit zunehmendem Pitch niedriger werdende effektive Oberflächenrekombination der Zellrückseite und eine untere Grenze für die Diffusionslänge des Basismaterials von 101  $\mu\text{m}$ , was einer Lebensdauer von 4.5  $\mu\text{s}$  entspricht.



**Abb. 3.11:**  $L_{\text{eff}}$  Vergleich der Zellen dieser Arbeit mit dem von Reuter et al.  $L_{\text{eff}}$  steigt mit größer werdendem Pitch an, was durch ein sinkendes  $S_r$  an der Zellrückseite zu erklären ist. Im Vergleich zu Reuter et al. ist von einer Verbesserung der Basisqualität sowie von einem niedrigeren  $S_r$  auszugehen.



**Abb. 3.12:**  $L_{\text{eff}}(P)$ ,  $L_{b,\text{max}}(P)$  und  $S_{r,\text{max}}(P)$  nach Hirsch [49]. Die gestrichelten Linien dienen der Orientierung.



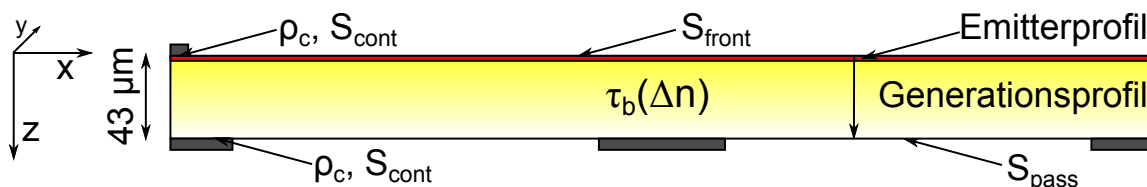
# 4 Simulation von Dünnschichtsolarzellen

Um die Verluste in den prozessierten Transfersolarzellen aus Kapitel 3 quantitativ erfassen zu können, werden die Solarzellen mittels dreidimensionaler Simulation nachgestellt und mit dem Experiment verglichen. Da mit dem genutzten Programm Sentaurus Device [28] aus rechenkapazitären Gründen nur Einheitszellen der Solarzelle simuliert werden, wird zusätzlich auf Netzwerksimulationen mit SPICE [31] zurückgegriffen. Damit kann auch das Kontaktfingergrid auf der VS der Zellen beschrieben werden, sodass letztendlich alle Verluste der vollständigen Solarzelle simuliert und analysiert werden.

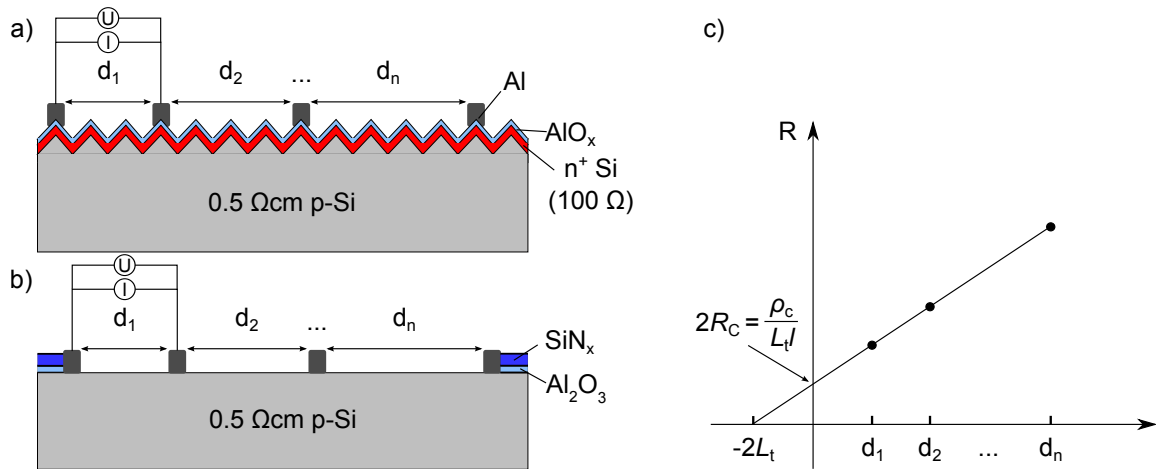
## 4.1 Dreidimensionale Finite-Element-Simulationen

### 4.1.1 Ermittlung der Randbedingungen und Eingabeparameter

Die Randbedingungen für die Simulation können je nach Zellprozessierung stark variieren, weshalb alle erforderlichen Randbedingungen experimentell bestimmt oder im Falle des Generationsprofils simuliert werden. Dazu werden geeignete Referenzproben mit den entsprechenden Zellprozessen/-materialien hergestellt, charakterisiert und ausgewertet. Abbildung 4.1 veranschaulicht die zu extrahierenden Parameter.



**Abb. 4.1:** Veranschaulichung der Simulationsparameter: Spezifische Kontaktwiderstände  $\rho_c$ , Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten  $S_{pass}$ ,  $S_{front}$ ,  $S_{cont}$ , Dotierprofil des Emitters, Ladungsträgergenerationsprofil und injektionsabhängige Ladungsträgerlebensdauer  $\tau_b(\Delta n)$ .



**Abb. 4.2:** Links: Querschnitt der TLM Referenzproben zur a) Bestimmung der Kontaktwiderstände des Emitters bzw. b) der Basis. Rechts: Skizze des TLM Messprinzips.

### Kontaktwiderstände

Abbildung 4.2 zeigt die bei den hergestellten Solarzellen vorkommenden Kontakttypen und die dazugehörigen Referenzproben. Bei der VS wird der texturierte, hochdotierte und mit dem in 3.1.1 beschriebenen Tunneloxid beschichtete  $n$ -Typ Emitter mit aufgedampften Al kontaktiert (4.2 a)). Beim Basiskontakt auf der RS der Zelle handelt es sich hingegen um die Grenzfläche 0.5  $\Omega$ cm  $p$ -Typ Si zu Al (4.2 b)).

Um die spezifischen Kontaktwiderstände  $\rho_c$  für beide Kontakttypen zu bestimmen, werden Referenzproben mit den gleichen Prozessen wie bei der Zellherstellung prozessiert. Für die VS bedeutet dies, dass 0.5  $\Omega$ cm dotierte  $p$ -Typ FZ Wafer zunächst texturiert werden und anschließend die gleiche Phosphordiffusion sowie das gleiche Tunneloxid wie auf den Zellen erhalten, bevor Aluminiumkontaktstreifen durch eine Maske thermisch aufgedampft werden.

Für die RS wird das gleiche Basismaterial genutzt. Die Proben werden mit dem  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiN}_x$  Schichtstapel des Zellprozesses passiviert. Um die Kontaktöffnungen der Zellrückseite nachzuempfinden wird der Schichtstapel ganzflächig mittels Laserablation geöffnet. Es folgt die RCA Reinigung. Als letzter Schritt werden wie zuvor Al Kontaktstreifen aufgedampft. Diese habe jeweils eine Länge  $l = 20$  mm, eine Breite  $b = 0.5$  mm und größer werdende Abstände  $d_n$  von 100  $\mu\text{m}$  bis 1000  $\mu\text{m}$  (Abb. 4.2).

Der Widerstand

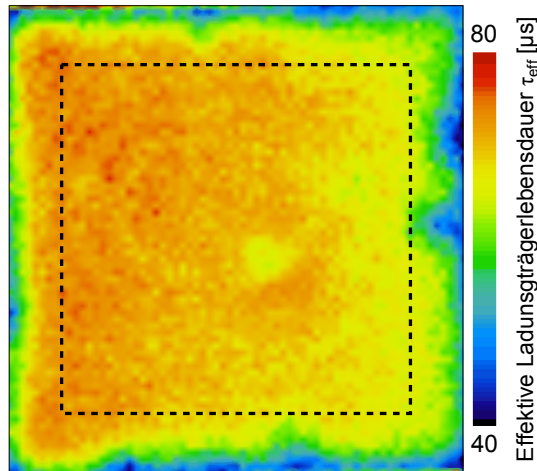
$$R(d_n) = \frac{dR_{\text{sheet}}}{l} + 2\frac{\rho_c}{lL_t} \quad (4.1)$$

zwischen je zwei der Kontaktstreifen mit Abstand  $d_n$  der Referenzproben wird mittels 4-Spitzen-Messung bestimmt. Dabei ist  $L_t$  die sogenannte Transferlänge, die der Kontaktstrecke entspricht bis der Maximalstrom auf  $1/e$  abgefallen ist. Die Widerstandswerte werden über  $d_n$  aufgetragen und linear gefittet. Aus den Achsenabschnitten der Extrapolation des Fitts lassen sich  $L_t$  und  $\rho_c$  ablesen. Genaueres zur Transferlängen-Methode (TLM) ist in [50] zu finden.

Mit dieser Methode wurde ein spezifischer Kontaktwiderstand zum Emitter  $\rho_{c,\text{emit}} = 0.94 \pm 0.45 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$  bestimmt. Die zuvor beschriebene TLM Methode ist nur für leitfähige Schichten mit vernachlässigbarer Dicke, wie sie beispielsweise bei der vorherigen Emitterdiffusion vorliegen, gültig. Bei den Proben zur Bestimmung des spezifische Kontaktwiderstands der Basis trägt jedoch die gesamte Waferdicke zur Leitfähigkeit bei, sodass die Annahme eines eindimensionalen Transports nicht mehr gültig ist. Um den dort zweidimensionalen Stromtransport zu berücksichtigen, wird die Methode von Eidelloth et al. verwendet [51], die den Fehler, den man durch die eindimensionale Auswertemethode bei dieser Testprobe macht, durch eine empirische Formel [51] korrigiert. Danach beträgt der spezifische Kontaktwiderstand zur Basis  $\rho_{c,\text{base}} = 0.92 \pm 0.06 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ . Ohne die Korrektur ergäbe sich ein spezifischer Kontaktwiderstand von  $\rho_{c,\text{base}} = 3.4 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ , wodurch der Wert überschätzt würde.

### Injektionsabhängige Lebensdauer des Basismaterials

Um die rekombinativen Verluste der Basis simulieren zu können, ist es notwendig, die injektionsabhängige Ladungsträgerlebensdauer der Minoritäten  $\tau_{\text{eff}}$  zu bestimmen. Dazu werden Lebensdauerproben aus Epi-Material hergestellt, welches aus der Zellepitaxie stammt. Das restliche poröse Silizium wird in einem KOH Ätzschritt entfernt, bevor die Proben RCA gereinigt werden. Anschließend erfolgt die beidseitige Passivierung mit 30 nm  $\text{Al}_2\text{O}_3$  und die thermische Aktivierung der Passivierung durch eine 20 minütige Temperaturbehandlung unter Stickstoffatmosphäre bei 425 °C.

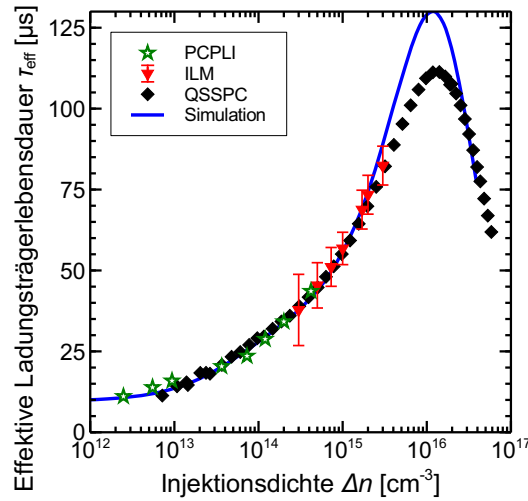


**Abb. 4.3:** Ortsaufgelöste Lebensdauer der Testprobe, gemessen mit der dynamischen ILM Methode. Das gestrichelte Quadrat zeigt den ausgewerteten Bereich. Dieser wurde so gewählt, dass Randeﬀekte ausgeschlossen werden.

$\tau_{\text{eff}}(\Delta n)$  des Solarzellenmaterials wird durch eine quasi-statische Photoleitfähigkeitsmessung (QSSPC für eng. quasi-steady-state photoconductance) [52] mit einem „Sinton Lifetime Tester“ im generalisierten Modus [53] gemessen. Das Injektionsniveau  $\Delta n$  reicht dabei von  $1 \times 10^{13} - 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Die quasi-statische Messung ist notwendig, da  $\tau_{\text{eff}}$  deutlich unter  $100 \mu\text{s}$  liegt und somit die für die transiente Messung notwendige Annahme verschwindender Ladungsträgergeneration während der Messung nicht mehr erfüllt ist. Dies hat den Nachteil, dass ein Kalibrierfaktor für die optische Generationsrate benötigt wird, der für diese Probe nicht genau bekannt ist. Um die große Reichweite in  $\Delta n$  der QSSPC Messung trotzdem ausnutzen zu können, wird zusätzlich die Lebensdauer mit der kalibrierfreien ortsaufgelösten dynamischen Infrarot Messung (siehe Kapitel 2.3) (ILM für eng. infrared lifetime mapping) ergänzt (siehe Abb. 4.3), welche als Kalibrierung für die QSSPC Messung dient (siehe Abb. 4.4). Die Lebensdauer der ILM Aufnahme wird in der in Abb. 4.3 gezeigten Fläche ausgewertet, sodass Randeﬀekte wie auch bei den Solarzellen ausgeschlossen sind.

Für Simulationen unter Kurzschlussbedingungen sind Lebensdauerdaten bei Injektionsdichten  $\Delta n < 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  notwendig. Da dieser Bereich weder mit QSSPC noch mit ILM messbar ist, wird für diese Injektionsdichten die sogenannte Photoleitfähigkeits-kalibrierte Photolumineszenz Aufnahme Methode (PCPLI für eng. photoconductance-calibrated photoluminescence imaging) verwendet [54], womit In-

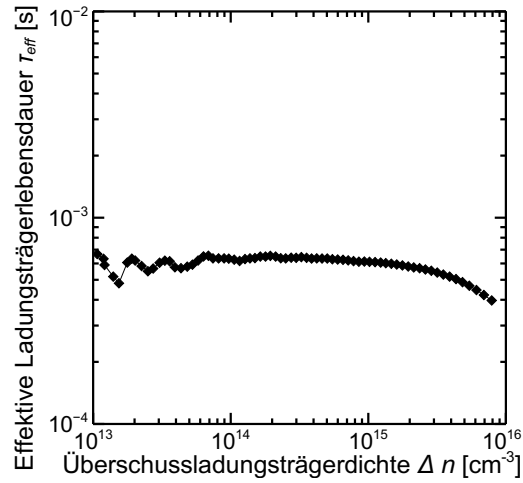




**Abb. 4.4:** Mit verschiedenen Techniken (eng. photoconductance calibrated photoluminescence image PCPLI, eng. infrared lifetime mapping ILM, eng. quasi steady state photoconductance QSSPC) gemessene effektive Lebensdauer der Probe und die daran angepasste simulierte Lebensdauer.

jektionsdichten bis zu  $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  messbar sind. Die zugehörigen Messdaten sind in Abb. 4.4 zu sehen.

Die so erhaltene injektionsabhängige Lebensdauerkurve wird nun mit Sentauros Device nachsimuliert. Als Rekombinationsmodell zum Fitten der gemessenen Daten dient die Shockley-Read-Hall Rekombination (SRH) [15, 16]. Die in der Simulation weiterhin genutzten Modelle für Silizium sind in Tab. 4.1 aufgelistet. Da die Lebensdauerkurve nicht mit einem einzelnen Defekttyp beschrieben werden kann, werden zwei Defekte je in der Mitte der Bandlücke mit je unterschiedlichen Einfangzeiten für Elektronen  $\tau_{1,n,0}, \tau_{2,n,0}$  und Löchern  $\tau_{1,p,0}, \tau_{2,p,0}$  angenommen. Es werden symmetrische Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten  $S = 4.8 \text{ cm/s}$  angenommen, die aus Referenzproben ermittelt werden (siehe nächster Abschnitt). Die vier Einfangzeiten ( $\tau_{1,n,0}, \tau_{2,n,0}, \tau_{1,p,0}, \tau_{2,p,0}$ ) dienen als freie Parameter zum Anpassen der Simulation an die experimentelle Lebensdauerkurve. Durch die Simulation ergeben sich Einfangszeiten von  $\tau_{1,n,0} = 13 \text{ } \mu\text{s}$  und  $\tau_{1,p,0} = 28 \text{ ms}$  für den ersten Defekttyp und  $\tau_{2,n,0} = 40 \text{ } \mu\text{s}$  und  $\tau_{2,p,0} = 1.6 \text{ ms}$  für den zweiten Defekttyp. Insbesondere die Einfangszeiten  $\tau_{p,0}$  haben dabei keine physikalische Bedeutung, sondern dienen lediglich der Beschreibung der Rekombination. Realistischer wäre eine Verteilung vieler

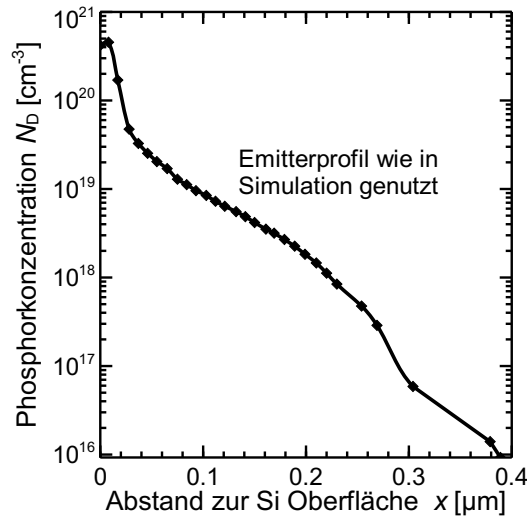


**Abb. 4.5:** Effektive Ladungsträgerlebensdauer der Testprobe zur Bestimmung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $S_{\text{pass}}$ .

verschiedener Defekte in verschiedenen energetischen Lagen. Für die Beschreibung der experimentellen Daten reichen jedoch zwei Defekte aus, was zu dem in Abb. 4.4 gezeigten Ergebnis führt. Die experimentelle Kurve wird über alle für die Simulation relevanten Injektionsbereiche wiedergegeben. Injektionsdichten  $\Delta n > 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  werden selbst unter  $V_{\text{oc}}$  Bedingungen nicht erreicht, sodass die Abweichung bei hohen  $\Delta n$  irrelevant ist.

### Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der passivierten Rückseite

Für die Extraktion der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $S_{\text{pass}}$  der passivierten Oberfläche der Zellrückseite werden  $2.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$  große und  $300 \text{ }\mu\text{m}$  dicke FZ  $p$ -Typ Wafer mit einem spezifischen Widerstand von  $0.5 \text{ }\Omega\text{cm}$  als Testprobe verwendet. Die Dotierung ist damit identisch zu der des Zellmaterials. Nach einer RCA Reinigung und einer anschließenden beidseitigen Passivierung mit  $\text{Al}_2\text{O}_3$  wird die Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  der Probe mit einer transienten Photoleitfähigkeitsmessung vermessen (siehe Abb. 4.5).  $S_{\text{pass}}$  wird durch die Relation  $1/\tau_{\text{eff}} = 1/\tau_{\text{b}} + 2S_{\text{pass}}/W$  extrahiert [55], wobei  $\tau_{\text{b}}$  die Volumenlebensdauer und  $W$  die Dicke der Probe ist. Da es sich bei dem Material um sehr defektarmes FZ Silizium handelt, wird  $\tau_{\text{b}}$  als Auger-limitiert angenommen, wobei die Auger-Parametrisierung aus [56] benutzt wird. Daraus ergibt sich  $S_{\text{pass}}$  unabhängig von  $\Delta n$  zu  $4.8 \pm 2 \text{ cm/s}$ .



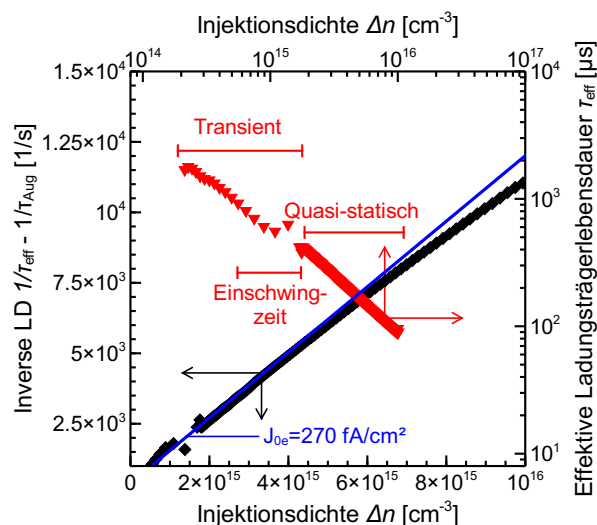
**Abb. 4.6:** Mittels ECV Methode gemessenes Dotierprofil des Emitters, welches als Inputparameter in der Zellsimulation dient.

### Dotierprofil

Um das tiefenabhängige Dotierprofil der Phosphordiffusion des Emitters zu bestimmen, werden (100)-orientierte *p*-Typ Referenzwafer mit einem spezifischen Widerstand von  $1.5 \Omega\text{cm}$  benutzt. Diese erhalten die im Zellprozess verwendete Phosphordiffusion. Das Profil wird durch die elektrochemische Kapazitäts-Spannungs-Methode (EVC für eng. electrochemical capacitance-voltage) ermittelt. Bei dieser Methode wird ein Elektrolyt mit der Siliziumoberfläche in Kontakt gebracht und über den Zusammenhang [57, 58]

$$N_D(W) = \frac{2}{q\epsilon\epsilon_r A^2} \left( \frac{d(1/C^2)}{dV} \right)^{-1} \quad (4.2)$$

mittels Kapazitätsmessung die Dotierung bestimmt. Dabei ist  $N_D$  die Dotierkonzentration,  $q$  die Elementarladung,  $\epsilon$  die Dielektrizitätskonstante,  $\epsilon_r$  die Dielektrizitätskonstante von Si,  $A$  die vom Elektrolyten kontaktierte Fläche,  $C$  die Kapazität der Raumladungszone,  $V$  die von außen angelegte Spannung und  $W$  die Breite der Raumladungszone im Si. Durch ein fortschreitendes elektrochemisches Ätzen kann so das Dotierprofil aufgenommen werden. Das Profil für den in dieser Arbeit verwendeten Emitter ist in Abb. 4.6 zu sehen. Der Emitter ist  $0.32 \mu\text{m}$  tief und hat eine Maximaldotierung von  $4 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ .



**Abb. 4.7:** Injektionsabhängige Lebensdauerermessung zur Bestimmung des Emittersättigungsstroms  $J_{0e}$  (rote Dreiecke). Injektionsabhängige inverse und um die Augerrekombination korrigierte Lebensdauer, aus deren Steigung das  $J_{0e}$  bestimmt wird [59]. Fit des  $J_{0e}$  (blaue Gerade) an die Injektionsdichte  $\Delta n < 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$

### Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit des Emitters

Die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit des Emitters an der VS wird mit Hilfe von  $\tau_{\text{eff}}$  Messungen bestimmt. Dazu wird das Emitterprofil in beidseitig texturierte FZ  $p$ -Typ Wafer ( $2.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$ ) mit einem spezifischen Widerstand von  $200 \Omega\text{cm}$  und einer Dicke von  $290 \mu\text{m}$  beidseitig eindiffundiert. Beide Oberflächen erhalten die in 3.1.1 beschriebene  $\text{Al}_2\text{O}_3$  Tunnelschicht, sowie die doppelte  $\text{SiN}_x$  Schicht. Eine Temperaturbehandlung auf einer Heizplatte bei  $350 \text{ }^\circ\text{C}$  schließt die Probenvorbereitung ab.

Von dieser Probe wird nun das  $\tau_{\text{eff}}$  bestimmt. Dazu wird ein Sinton Lifetime Tester im generalisierten Modus mit einem Langzeitblitz verwendet. Die quasistatische Messung wird durch eine transiente Messung im Überschneidungsbereich kalibriert. Die Messung ist in Abb. 4.7 zu sehen. Aus der Lebensdauerermessung kann gemäß [59]

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} - \frac{1}{\tau_{\text{Aug}}} = \frac{2J_{0e}\Delta n}{qWn_i^2} \quad (4.3)$$

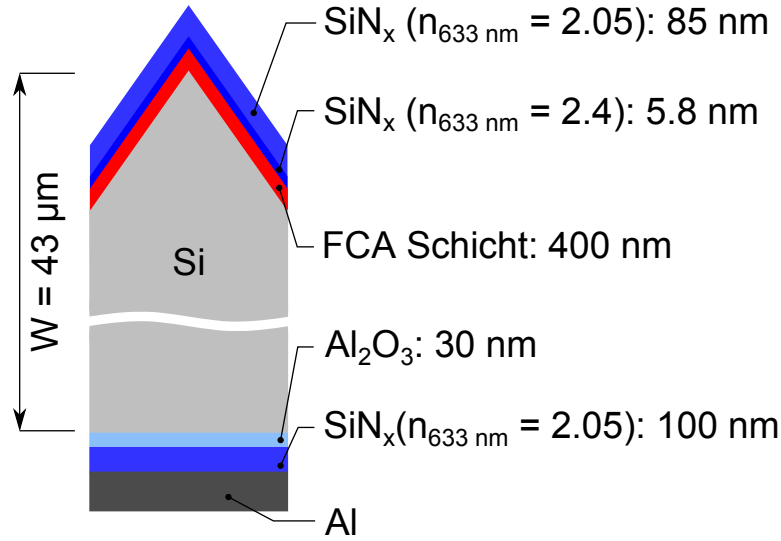
aus der Steigung der inversen und um Augerrekombination korrigierten Lebensdauer [60] die Emittersättigungsstromdichte  $J_{0e}$  bestimmt werden. Dabei ist  $\tau_{\text{Aug}}$  die Augerlebensdauer,  $\Delta n$  die Injektionsdichte,  $q$  die Elementarladung,  $W$  die Dicke der Probe und  $n_i$  die intrinsische Ladungsträgerdichte.

Damit wird das  $J_{0e}$  zu  $270 \pm 10 \text{ fA/cm}^2$  bestimmt. Um die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $S_{\text{front}}$  für die Zellsimulation zu ermitteln, wird dieses experimentelle Ergebnis mit Setaurus nachsimuliert. Dazu werden die Parameter in Tab. 4.1 und das zuvor gemessene Emitterprofil aus Abb. 4.6 verwendet, sowie die entsprechende Basisdotierung angepasst. Als freier Parameter wird nun  $S_{\text{front}}$  variiert, bis das simulierte  $J_{0e}$  mit dem gemessenen übereinstimmt.  $S_{\text{front}}$  ergibt sich demnach zu  $7.7_{-1.7}^{+2.3} \times 10^6 \text{ cm/s}$ . Dieser Wert ist etwa zehn Mal größer, als bei planaren Emittern beobachtet wurde [61]. Das liegt daran, dass die Proben texturiert sind, die Simulationen aber planare Oberflächen annehmen. Die Oberfläche ist daher in der Simulation geringer als bei der Probe. Zusätzlich wird das dotierte Volumen in der Simulation unterschätzt. Die ECV Messung misst weiterhin nur elektrisch aktives Phosphor. Hochdotierte Emitter, die durch  $\text{POCl}_3$  Diffusionen gewachsen wurden, neigen jedoch dazu Präzipitate zu bilden, die das  $J_{0e}$  erhöhen können [62]. All diese Effekte werden so nur indirekt durch ein höheres  $S_{\text{front}}$  berücksichtigt.

## Generationsprofil

Eine weitere wichtige Eingangsgröße ist die tiefenabhängige Generationsrate  $G(z)$  von Ladungsträgerpaaren im Silizium. Um  $G(z)$  zu bestimmen wird das Raytracingprogramm Sunrays [63] verwendet, das mittels Monte Carlo Simulationen  $G(z)$  simuliert. Es gehen alle dielektrischen Schichten und das  $43 \mu\text{m}$  dicke Silizium mit ihren Brechungsindizes ein. Die Grundfläche der Simulationsdomäne beträgt genau der einer Pyramidengrundfläche der Textur. Seitlich aus der Domäne austretende Photonen werden auf die gegenüberliegenden Seite versetzt.

Abbildung 4.8 zeigt die verwendete Simulationsdomäne. Die Antireflexionsschicht auf der VS ist an die experimentell an den Zellen gemessene Reflexion angepasst, sodass sich auf der VS ein  $\text{SiN}_x$  Stapel aus  $5.8 \text{ nm}$  ( $n_{633 \text{ nm}} = 2.4$ ) und  $85 \text{ nm}$  ( $n_{633 \text{ nm}} = 2.05$ ) ergibt (senkrecht zur Pyramidenoberfläche). Der Schichtstapel der Rückseite entspricht den experimentellen  $30 \text{ nm}/100 \text{ nm}$   $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiN}_x$  ( $n_{633 \text{ nm}} = 2.05$ ). Dahinter befinden sich  $10 \mu\text{m}$  Al.



**Abb. 4.8:** Schematische Darstellung der für die Raytracingsimulation verwendeten Simulationsdomäne.

Für die Berücksichtigung der freien Ladungsträger Absorption (FCA für eng. Free Carrier Absorption) wird die Parametrisierung von Rüdiger et al. [64] benutzt. Danach ergibt sich der Absorptionskoeffizient der FCA für n-Dotierung  $\alpha_{\text{FCA}}$  in  $\text{cm}^{-1}$  zu

$$\alpha_{\text{FCA}} = 1.8 \cdot 10^{-18} \cdot \lambda^{2.6} N_{\text{dop}}. \quad (4.4)$$

Für die Parametrisierung ist die Wellenlänge  $\lambda$  in  $\mu\text{m}$  und die Dotierung  $N_{\text{dop}}$  in  $\text{cm}^{-3}$  anzugeben. In Verbindung mit dem in Abb. 4.6 gezeigten Dotierprofil lässt sich mit Hilfe des Lambert-Beerschen-Gesetzes der wellenlängenabhängige Transmissionsgrad  $T(\lambda)$  berechnen

$$T(\lambda) = \prod_{n=1}^n \exp(-\alpha_{\text{FCA},n}(\lambda, N_{\text{dop}}) dn). \quad (4.5)$$

Dabei ist  $dn$  das  $n$ -te Teilstück des in  $n$  diskrete Teilstücke eingeteilten Emitters und  $\alpha_{\text{FCA},n}(\lambda, N_{\text{dop}})$  der wellenlängenabhängige Absorptionskoeffizient der zum  $n$ -ten Teilstück gehörenden Dotierung  $N_{\text{dop}}$ . Daraus lässt sich zu einer festen, definierten

Schichtdicke  $d$  ein effektiver Absorptionskoeffizient  $\alpha_{\text{FCA,eff}}$  berechnen

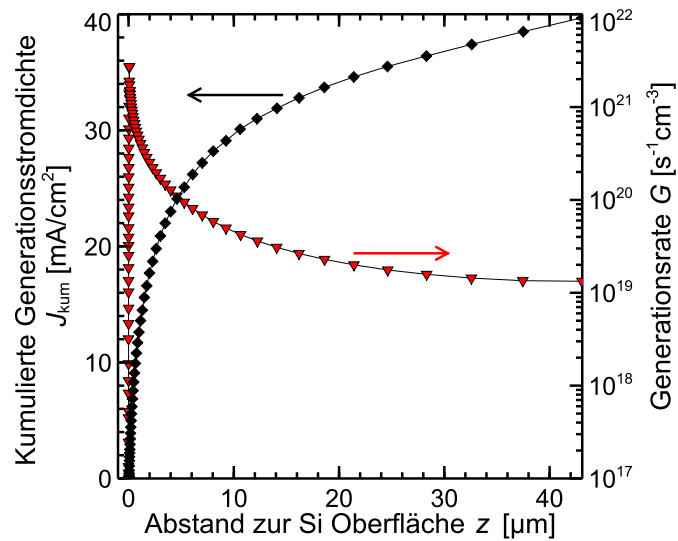
$$\alpha_{\text{FCA,eff}}(\lambda) = -\frac{\ln(T(\lambda))}{d}. \quad (4.6)$$

Aus  $\alpha_{\text{FCA,eff}}$  lässt sich dann der Imaginärteil des Brechungsindex  $k_{\text{eff}}(\lambda)$  einer zu simulierenden FCA-Schicht berechnen. Der Realteil des Brechungsindex wird identisch zum Si angenommen. Da die FCA nur für Wellenlängen relevante Absorption darstellt, die vielfach in der Zelle hin und her reflektiert werden, wird  $k_{\text{eff}}(\lambda)$  nur für solche Wellenlängen im Bereich von 900 nm-1200 nm berechnet und sonst gleich Null gesetzt, da das verwendete Modell nur für diesen Bereich ausgelegt ist. Diese so definierte Schicht mit Dicke  $d = 400$  nm entspricht der realen Emittiertiefe und wird unterhalb der VS SiN<sub>x</sub> Schichten eingeführt und als inkohärente Schicht simuliert [65], sodass wie im Experiment keine Interferenzeffekte auftreten.

Da die Reflexion einer Grenzfläche gemäß der Fresnel-Gleichungen auch vom Imaginärteil des Brechungsindex (k-Wert) beeinflusst wird, kann die künstlich eingeführte FCA Schicht aufgrund des für Wellenlängen  $< 900$  nm verschwindenden k-Wertes die Simulationsergebnisse verfälschen. Um dies zu überprüfen werden zwei weitere Sunrays Simulationen durchgeführt und miteinander verglichen. Bei der ersten Simulation wird ohne die FCA Schicht simuliert. Alle anderen Schichten sind identisch zur Zellsimulation. Bei der zweiten Simulation wird sowohl die Dicke der FCA Schicht als auch deren k-Wert für alle Wellenlängen auf Null gesetzt und die Schicht als inkohärent simuliert, wodurch die Reflexionseigenschaften der FCA/Si Grenzfläche erhalten bleiben, jedoch keine Absorption innerhalb der FCA Schicht stattfindet. Der relative Unterschied in der kumulierten Oberflächenreflexion beziehungsweise des Generationsstroms beträgt 0.7 % beziehungsweise 0.05 %. Aufgrund dieser geringen Abweichung kann das beschriebene FCA Modell verwendet werden.

Abbildung 4.9 zeigt  $G(z)$  und die kumulierte Generationsstromdichte, die insgesamt 39.62 mA/cm<sup>2</sup> beträgt. Abzüglich der 1.76 %-igen Abschattung durch die VS Metallisierung ergibt sich in der Zellsimulation daher eine Generationsstromdichte von 38.92 mA/cm<sup>2</sup>.

$G(z)$  wird in der Zellsimulation lateral homogen angenommen, wobei die Abschattung durch das Frontgitter zwar als Skalierungsfaktor, nicht aber lokal berücksichtigt



**Abb. 4.9:** Mit dem Raytracer Sunrays [63] simulierte Generationsrate  $G(z)$  (rote Dreiecke) und die kumulierte Generationsstromdichte (schwarze Vierecke). Der Anstieg der Generationsrate innerhalb der ersten 7 nm ist simulationsbedingt und stammt vom anwachsendem Volumen der Pyramidenspitze bis zu deren Basis.

wird. Da die Simulationsdomäne der Zellen planar ist, die Raytracing Simulation jedoch eine Textur vorsieht, wird die Pyramidengröße nur zu 80 nm angenommen, damit die maximale Generation der Realität entsprechend innerhalb des Emitters liegt [30]. Andernfalls wäre  $G(z)$  einige Mikrometer unterhalb des Emitters in der Basis maximal. Dies würde zu einer Überschätzung des Zellstroms führen, da weniger Ladungsträgerpaare innerhalb des Emitters generiert würden, wo eine hohe Augerrekombination vorliegt.



**Tab. 4.1:** Modelle und unabhängig gemessene Eingabeparameter für die Solarzellensimulation.

---



---

## Zellsimulation

---



---

**Parameter Silizium**

Numerisch gelöste Gleichungen	Halbleitergleichungen (mit Drift-Diffusionsansatz) Glg. 2.11;2.12;2.13
Temperatur	$T = 300$ K
Ladungsträgerstatistik	Fermi-Dirac
Intrinsische Ladungsträgerdichte	$n_i = 9.65 \times 10^9$ cm <sup>-3</sup> [66] erhalten durch Absenkung von $E_g$ in [67]
Modell zur dotierabhängigen Verkleinerung von $E_g$	Schenk [68]
Freie Ladungsträgermobilität	Klaassen's vereinheitlichtes Mobilitätsmodell [69, 70]
Strahlende Rekombination dessen Dotier- u. $\Delta n$ -abhängigkeit	$B = 4.73 \times 10^{15}$ cm <sup>3</sup> /s [18] siehe [71, 72]
Auger Rekombination dessen Temperatur- und Injektionsabhängigkeit [74]	Dziewior und Schmid [73] $C_{(n,p)} = (A + B(T/T_0) + C(T/T_0)^2)(1 + He^{-(n,p)/N_0})$ $A = 2.8 \times 10^{-31}, 7.91 \times 10^{-32}$ cm <sup>6</sup> /s $B = 0, -1.239 \times 10^{-32}$ cm <sup>6</sup> /s $C = 0, 3.231 \times 10^{-32}$ cm <sup>6</sup> /s, $H = 8$ $N_0 = 2.5 \times 10^{17}, T_0 = 300$ K

---

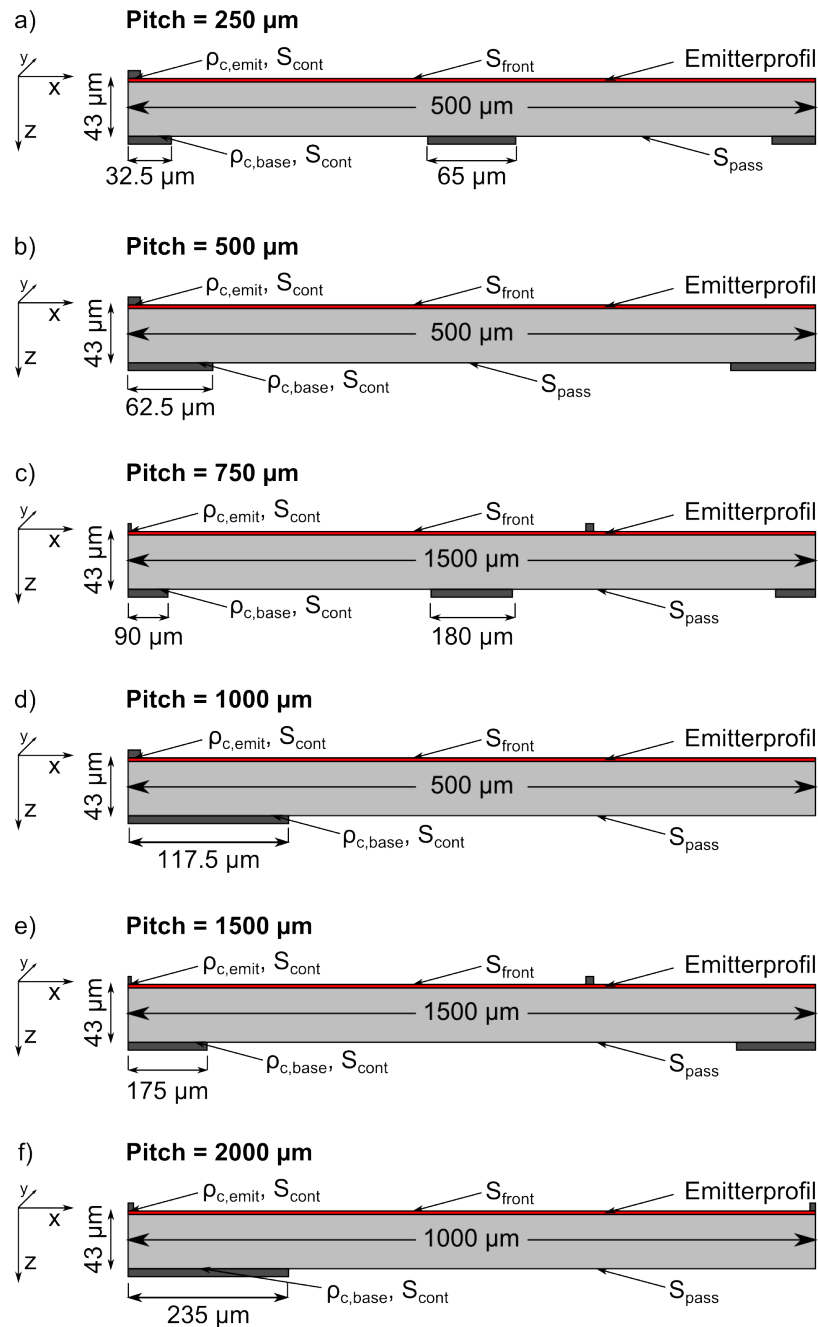
**Zellspezifische Parameter**

SRH Volumenrekombination	Zwei midgap Rekombinationstypen, $\tau_{1,n,0} = 13$ $\mu$ s, $\tau_{1,p,0} = 28$ ms; $\tau_{2,n,0} = 40$ $\mu$ s, $\tau_{2,p,0} = 1.6$ ms wie aus LD Messungen extrahiert (Abb. 4.4)
SRH Oberflächenrekombination	
Vorderseite	$S_{\text{front}} = 7.7 \times 10^6$ cm/s, aus $J_{0e}$ Simulationen extrahiert, sodass das experimentelle $J_{0e} = 270 \pm 10$ fA/cm <sup>2</sup> reproduziert wird.
Rückseite	$S_r = 4.8$ cm/s extrahiert aus FZ Referenzen, Annahme: Auger-limitiertes $\tau_b$ [56].
Kontakte	$S_{\text{cont}} = 1 \times 10^7$ cm/s, angenommen als thermische Geschwindigkeit
Basisdotierung	$N_A = 3.3 \times 10^{16}$ cm <sup>-3</sup> , wie gemessen
Diffusionsprofil	ECV Profil einer Referenzprobe, die die gleiche Phosphordiffusion wie die Zellen erhalten hat
Spezifischer Kontaktwiderstand	
zum Emitter	$\rho_{c,\text{emit}} = 0.94$ m $\Omega$ cm <sup>2</sup> , gemessen an TLM Testproben
zur Basis	$\rho_{c,\text{base}} = 0.92$ m $\Omega$ cm <sup>2</sup> , gemessen an TLM Testproben

---

### 4.1.2 Simulationsdomänen

In Abb. 4.10 sind die Simulationsdomänen zu jedem simulierten Pitch zu sehen.



**Abb. 4.10:** Simulationsdomänen für die jeweiligen Kontaktabstände (a)=250  $\mu\text{m}$  bis f)=2000  $\mu\text{m}$ . Jede Zeichnung für sich ist in  $x$ -Richtung maßstabsgetreu. Die nicht abgebildete  $y$ -Richtung (senkrecht zur Papierebene) ist immer Pitch/2 und die Kontakte Kontaktbreite/2 tief.

Die nicht abgebildete  $y$ -Richtung (senkrecht zur Papierebene) ist immer  $\text{Pitch}/2$  und die RS-Kontakte  $\text{Kontaktbreite}/2$  tief. Die Finger auf der VS sind entsprechend der Originalzellen in  $y$ -Richtung durchgehend durch die Domäne. Der Abstand zwischen zwei Frontfingern beträgt 1 mm. Die  $x$ -Richtung jeder Einzelzeichnung ist maßstabsgetreu gezeichnet.

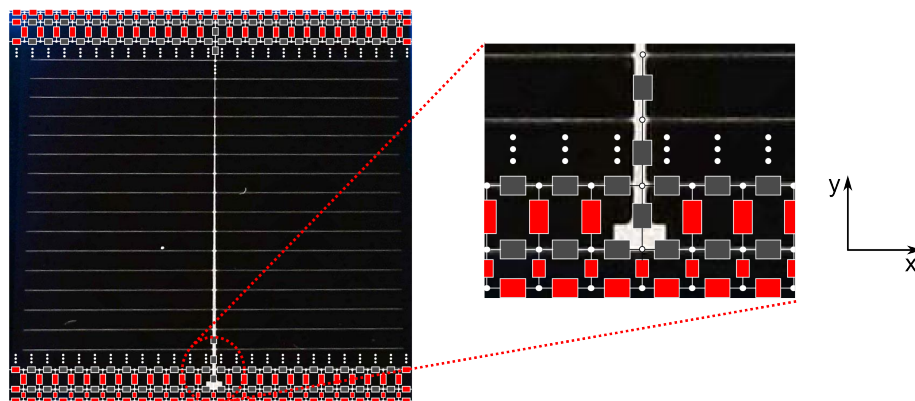
Um den Rechenaufwand immer so klein wie möglich zu halten, wird jede Domäne so klein wie möglich gewählt, unter der Randbedingung, dass die Periodizität der Kontaktabstände auf VS und RS zueinander passen. Die relative Lage der Frontkontakte zu den Rückseitenkontakten in  $x$ -Richtung ist dabei nicht immer wie in den experimentellen Zellen. Dies hat keinen signifikanten Einfluss auf die Ergebnisse der Simulationen. Die Anzahl der Meshpunkte steigt mit zunehmender Domänengröße stark an. Während für den Pitch  $250\ \mu\text{m}$  nur etwa 8000 Meshpunkte benötigt werden, hat die Simulation zum Pitch  $1500\ \mu\text{m}$  etwa 80000 Meshpunkte und ist dementsprechend rechenintensiver.

Die Eingabeparameter bleiben bei jeder Simulationsdomäne gemäß Tab. 4.1 konstant und es werden nur die Geometrien angepasst. Bis auf den Pitch  $2000\ \mu\text{m}$  gibt es zu jeder Simulation ein experimentelles Pendant. Mit diesen Simulationen ist es nun möglich alle rekombinativen Verluste der Zellen nach Zellregion aufgelöst zu bestimmen.

## 4.2 Netzwerksimulation der vollständigen Solarzellen

Um den Einfluss des Serienwiderstandes der Vorderseitenmetallisierung zu berücksichtigen, werden die simulierten  $J$ - $V$  Kurven mit einer Netzwerksimulation verknüpft. Dazu wird die am ISFH entwickelte Benutzeroberfläche für LTSpice genutzt [31, 32].

Zur Beschreibung der vollständigen Metallisierung der Solarzelle wird das Widerstandsnetzwerk in zwei Ebenen eingeteilt. Die erste Ebene repräsentiert die Vorderseitenmetallisierung, die Fingerzwischenräume und nicht metallisierten Zellränder der Zelle und ist in Abb. 4.11 gezeigt. Die Zelle ist in  $22 \times 31$  Knotenpunkte eingeteilt. Die 22 Knoten in  $y$ -Richtung entsprechen der Anzahl der Vorderseitenfinger plus je eine Widerstandsreihe für den Emitterrandbereich. Die 31 Knoten in  $x$ -Richtung bieten



**Abb. 4.11:** Schematischer Aufbau der ersten Ebene der Netzwerksimulation. Links ist ein Foto einer Zelle mit Metallisierung zu sehen, worauf die Anordnung des Ersatzschaltbildes angedeutet ist. Zur Veranschaulichung ist auf der rechten Seite ein Ausschnitt vergrößert dargestellt. Die rot dargestellten Widerstände repräsentieren den Emitter und die grauen die Metallisierung.

eine ausreichende Auflösung, um den Spannungsabfall entlang der Finger und am Zellrand zu beschreiben.

Die zweite Ebene repräsentiert die ganzflächige Rückseitenmetallisierung. Diese beiden Netzwerkebenen sind via Dioden miteinander verbunden. Als Diodenkennlinien werden die mit Sentauros simulierten  $J$ - $V$  Kurven mit dem entsprechenden Pitch eingesetzt. Als Inputparameter für die Berechnung der Metallisierungswiderstände geht der spezifische Widerstand von aufgedampften Aluminium  $\rho_{\text{Al}} = 3.2 \times 10^{-6} \Omega\text{cm}$  [75], die Geometrie des Vorderseitengrids, sowie der Emitterschichtwiderstand ( $100 \Omega$ ) ein. Die Al Finger auf der Vorderseite sind  $15 \mu\text{m}$  breit und je  $9.5 \text{ mm}$  zu jeder Seite vom Busbar lang. Der  $19 \text{ mm}$  lange Busbar selbst fängt mit einer Breite von  $200 \mu\text{m}$  an und verjüngt sich bis auf  $20 \mu\text{m}$  am Ende. Die Al Dicke der Finger ist, gemessen von der Basis der Textur bis zur Oberkante, mit  $15 \mu\text{m}$  im Gegensatz zum  $20 \mu\text{m}$ -hohen Busbar weniger hoch, da es durch die schmalen Fingeröffnungen in der Maske zu Abschattungseffekten kommt. Das Pyramidenvolumen innerhalb der Finger reduziert das Al Volumen und wird durch eine effektive Fingerhöhe von  $12 \mu\text{m}$  berücksichtigt, wobei von einer Pyrimdenhöhe von  $4 \mu\text{m}$  ausgegangen wird (vergl. Abb. 3.5). Die Kontaktierung der Zelle wird an der gleichen Stelle wie im Experiment durchgeführt. Das bedeutet, dass die VS am breiten Ende des Busbars und die RS ganzflächig kontaktiert werden. Da für die Simulation überall die gleiche simulierte  $J$ - $V$  Kennlinie benutzt wird, ist die Zelle als vollkommen homogen angenommen,

was in der Realität nicht immer gegeben ist. Beispielsweise sind Fingerabbrüche nicht mit berücksichtigt, sodass nur vollständig intakte Zellen nachgebildet werden.

### 4.3 Vergleich Simulation - Experiment

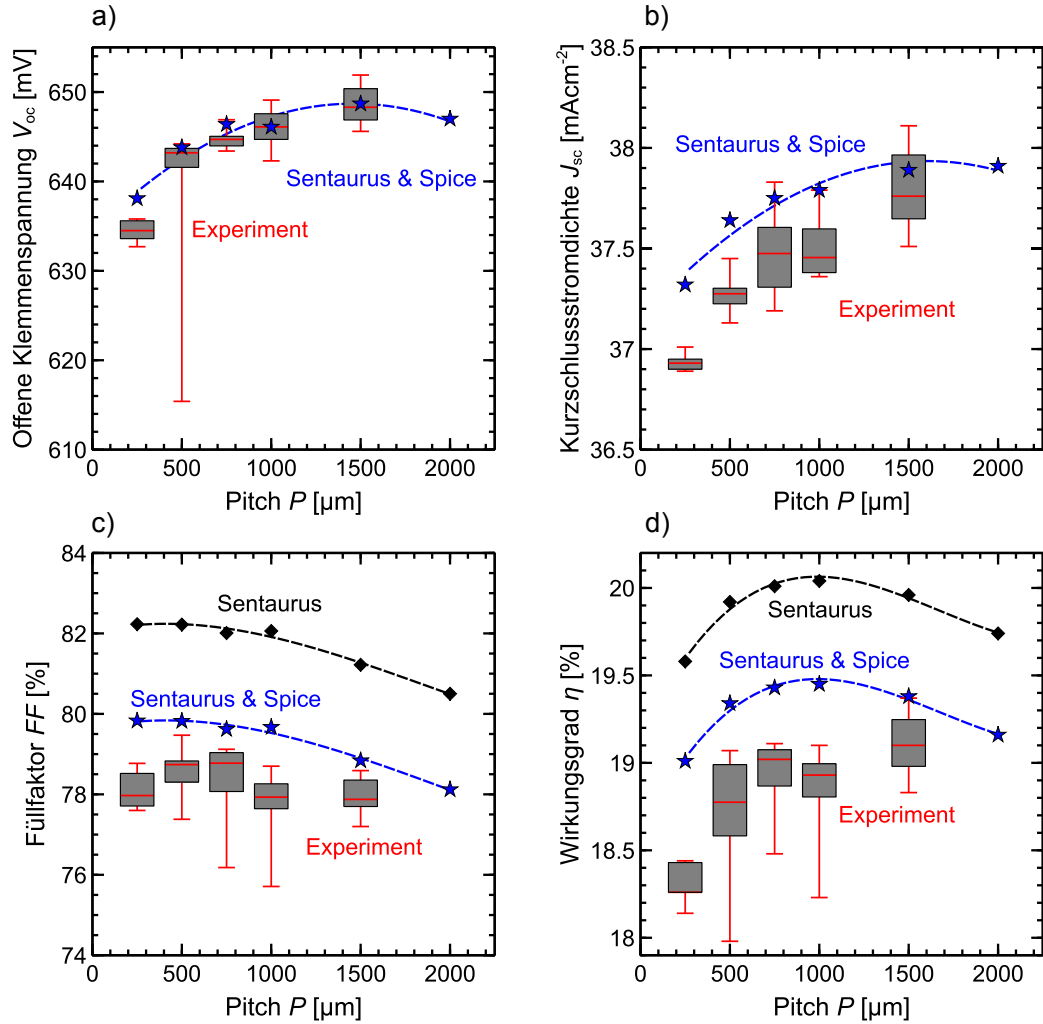
Abbildung 4.12 zeigt den Vergleich zwischen den experimentell gemessenen Zellparametern und den simulierten Werten. Der experimentell beobachtete Anstieg von  $J_{sc}$  und  $V_{oc}$  mit ansteigendem Pitch wird gut durch die Simulationen reproduziert. Dabei wurden alle Eingabeparameter konstant gehalten und nur die Zellgeometrie angepasst. Die Simulationen deuten eine Sättigung des  $J_{sc}$  und ein leichtes Abnehmen von  $V_{oc}$  an, wenn Pitches größer als 1500  $\mu\text{m}$  erreicht werden. Die Modelle der Simulationen sind für 300 K ausgelegt, weshalb bei dieser Temperatur simuliert wird. Da die Zellen jedoch bei 298.15 K vermessen werden, wird eine Temperaturkorrektur des  $V_{oc}$  durchgeführt entsprechend der Formel [76, S. 91]:

$$\frac{dV_{oc}}{dT} = \frac{E_{g0}/q - V_{oc} - 3kT/q}{T}. \quad (4.7)$$

Dabei ist  $E_{g0}$  die linear extrapolierte Bandlücke am Temperaturnullpunkt,  $q$  die Elementarladung,  $k$  die Boltzmannkonstante,  $T$  die Temperatur und  $V_{oc}$  die gemessene offene Klemmenspannung. Mit dieser Korrektur stimmen auch die absoluten Werte innerhalb der Messunsicherheit überein.

Der Verlauf des  $FF$  wird mit Ausnahme der 250  $\mu\text{m}$  Pitch Zellen, bei denen bei jeder Zelle mindestens ein Finger im Kontaktgrid abgebrochen ist, ebenfalls reproduziert. Der Grund für den abfallenden Verlauf mit zunehmendem Pitch ist der interne Serienwiderstand  $R_{s,int}$ , der aufgrund des länger werdenden lateralen Stromtransports in der Basis sowie der steigenden Stromdichte an den Rückseitenkontakten zunimmt. Die Notwendigkeit die Verluste des Kontaktgitters mit in die Zellsimulation mit einzubeziehen, zeigt sich im Vergleich. Erst mit der Hinzunahme der Zellmetallisierung werden die absoluten Werte des  $FF$  innerhalb der Messunsicherheit von  $\pm 0.83\%$  beschrieben. Der Widerstand der Metallisierung verursacht eine Verringerung des  $FF$  um ca. 2.5 % Punkte.

Anhand von Elektrolumineszenzaufnahmen (EL) [77] der Zellen werden die dazugehörigen Netzwerksimulationen mit dem Experiment verglichen. Aus dem Unter-

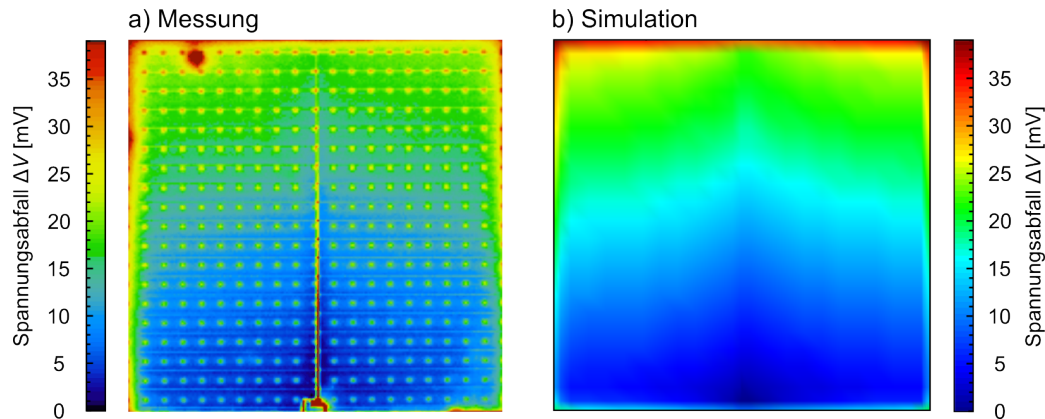


**Abb. 4.12:** Vergleich zwischen Experiment (rote Boxplots), den 3-D Sentauros Simulationen (schwarze Vierecke) und der kombinierten Sentauros/Spice Netzwerksimulation (blaue Sterne). a)  $V_{oc}$ , b)  $J_{sc}$ , c)  $FF$ , d)  $\eta$ . Die gestrichelten Linien dienen der Blickführung.

schied zweier lokaler EL Signale einer Zelle, z.B. der Punkt höchster und niedrigster EL Intensität, lässt sich unter Annahme homogener optischer und rekombinativer Eigenschaften die Spannungsdifferenz zwischen diesen Punkten bestimmen [78]. Das EL Signal  $\Phi$  lässt sich schreiben als:

$$\Phi = CN_D n \propto e^{V/V_t} \quad (4.8)$$

wobei  $C$  ein vom Messaufbau abhängiger Proportionalitätsfaktor ist, der homogen über die Zelle angenommen wird.  $N_D$  ist die Basisdotierung und  $n$  die Elektronen-



**Abb. 4.13:** Vergleich zwischen einer Elektrolumineszenzaufnahme einer Zelle und der Netzwerksimulation einer vollständigen Zelle. Die Netzwerksimulation beinhaltet die mit Sentaurus simulierte Kennlinie und eine Nachbildung des Kontaktfingergrids der Zellvorderseite wie in Abschnitt 4.2 beschrieben.

konzentration. Die ersten zwei Faktoren werden als konstant angenommen, sodass  $\Phi$  proportional zu  $n$  und damit zum Exponentialterm in Glg. 4.8 ist, wobei  $V$  die lokale und  $V_t$  die thermische Spannung ist. Die Spannungsdifferenz zwischen dem Kontaktfeld und einem beliebigen Punkt der EL Aufnahme beträgt:

$$\Delta V = \ln \left( \frac{\Phi_{\max}}{\Phi_n} \right) V_t. \quad (4.9)$$

Dabei ist  $\Phi_{\max}$  die maximale Intensität am Kontaktfeld und  $\Phi_n$  die Intensität eines beliebigen Punktes. So ergibt sich aus der EL Aufnahme eine Abbildung des Spannungsabfalls. Der Vergleich zwischen Simulation und dieser Abbildung ist in Abb. 4.13 zu sehen. Die Simulation stimmt mit der Messung bis auf wenige Millivolt genau überein.

**Kurzzusammenfassung:** In diesem Kapitel wurden mit einer Kombination aus Finite Element und Netzwerksimulationen zuvor im Experiment hergestellte beidseitig kontaktierte Solarzellen aus dem PSI Prozess modelliert. Sämtliche notwendigen Eingabeparameter wurden experimentell oder im Falle der Generationsprofile durch Raytracing Simulationen gewonnen. Mit diesem einen bestimmten Datensatz wurde eine experimentell durchgeführte Variation der Rückseitenkontaktabstände nachgestellt und beschrieben.





# 5 Quantitative Verlustanalysen von Dünnschichtsolarzellen

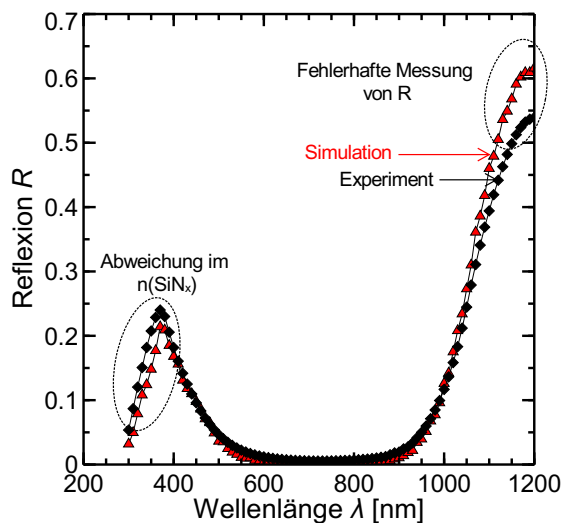
Die gute Übereinstimmung der experimentellen Ergebnisse mit den Simulationen aus dem vorherigen Abschnitt belegt die Gültigkeit der nun folgenden quantitativen Verlustanalysen der Zellen anhand der Simulationen. Es werden zunächst die optischen Verluste und deren Auswirkung auf den Kurzschlussstrom betrachtet. Im Anschluss werden die energetischen Verluste bei  $V_{\text{mpp}}$  analysiert und quantifiziert. Die sogenannte Synergetische Effizienz-Gewinn-Analyse (SEGA) quantifiziert die potentiellen Effizienzgewinne durch Vermeidung einzelner Verlustkanäle sowie den Synergieeffekt, der durch die gegenseitige Abhängigkeit der Verlustkanäle untereinander entsteht.

## 5.1 Optische Verlustanalyse

Insbesondere bei den hier behandelten dünnen Solarzellen sind optische Verluste von Bedeutung. So wird bei den Epi-Zellen ein erheblicher Teil des langwelligen Lichtes reflektiert. Aber auch parasitäre Absorption in der Antireflexbeschichtung, sowie Freie-Ladungsträgerabsorption (FCA für eng. free carrier absorption) im Emitter und Absorption in der Rückseitenmetallisierung bilden signifikante optische Verluste, die in diesem Abschnitt quantifiziert und wellenlängenabhängig aufgezeigt werden. In Kombination mit externen Quanteneffizienzmessungen (*EQE*) werden so die gesamten Stromverluste unter Kurzschlussbedingungen spektral aufgelöst bestimmt.

Zur Bestimmung der genannten optischen Verluste wird wie zuvor das Raytracingprogramm Sunrays verwendet. Die Abschattung von 1.76 % durch die Vorderseitenmetallisierung wird nach der Simulation manuell berücksichtigt. Dessen Beitrag wird der Reflexion zugeschrieben und die parasitäre Absorption mit dem Faktor 0.9824 korrigiert.

In Sunrays wird die gesamte parasitäre Absorption als Funktion der Wellenlänge ausgegeben. Der dazugehörige Ausgabewert  $0 \leq g(\lambda) \leq 1$  gibt den parasitär absorbierten Anteil der insgesamt eingestrahnten Photonen an. Da die Antireflex  $\text{SiN}_x$ -Schichten



**Abb. 5.1:** Vergleich zwischen einer gemessenen (schwarze Vierecke) und der simulierten Reflexionskurve (rote Dreiecke).

nur im kurzwelligem Bereich  $< 567$  nm und FCA und Absorption auf der Zellrückseite nur für Wellenlängen  $> 900$  nm absorbieren, ist eine Trennung dieser Anteile möglich. Um zusätzlich zwischen FCA und Absorption im Al (Absorption im  $\text{Al}_2\text{O}_3$  und  $\text{SiN}_x$  ist vernachlässigbar) unterscheiden zu können, werden zwei Simulationen durchgeführt - einmal mit und einmal ohne FCA Schicht. Die Differenz der parasitären Absorption für  $\lambda > 900$  nm wird der FCA zugeschrieben.

Abbildung 5.1 zeigt einen Vergleich zwischen einer gemessenen Reflexionskurve und der simulierten. Es fallen zwei Abweichungen zwischen simulierter und gemessener Reflexion auf. Im kurzwelligem Bereich wird die Reflexion durch die Simulation leicht unterschätzt. Dies ist auf Abweichungen zwischen dem realen und simulierten Brechungsindex im  $\text{SiN}_x$  zurückzuführen. Die realen Eigenschaften des  $\text{SiN}_x$  können zwischen verschiedenen Anlagen, Substraten und Prozessparametern schwanken, sodass eine exakte Beschreibung nicht immer möglich ist.

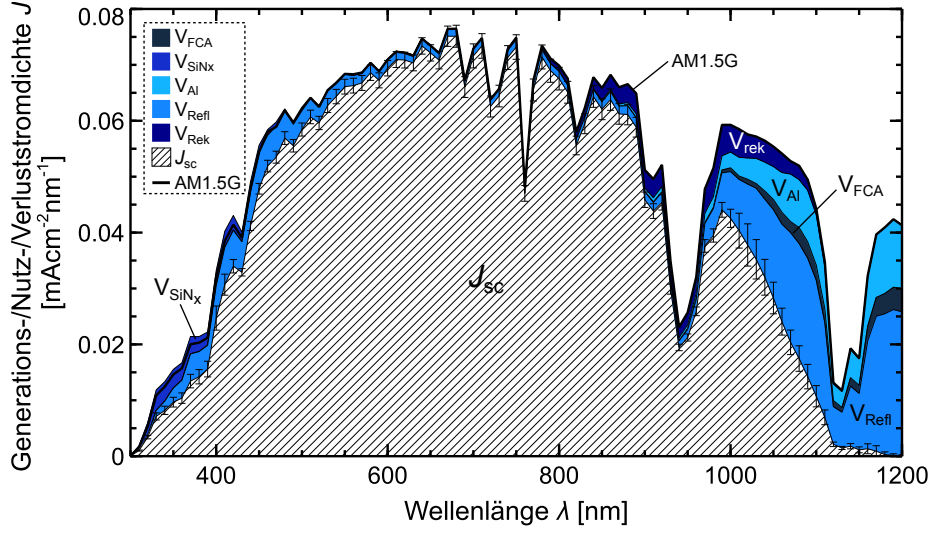
Die zweite Auffälligkeit ist die im Vergleich zum Experiment erhöhte simulierte Reflexion zwischen 1000 nm und 1200 nm (7.7 % Punkte bei 1200 nm). In diesem Fall liegt die Abweichung an der verwendeten Messmethode der Reflexion. Die Zelle wird mit Hilfe einer Ullbrichtkugel vermessen, wobei sich die Zelle außerhalb der Ullbrichtkugel befindet. Langwelliges Licht wird an der texturierten VS gestreut und innerhalb der Zelle vielfach zwischen VS und RS reflektiert, wodurch es auch eine horizontale

Strecke innerhalb der Probe zurück legt. Licht, welches außerhalb der texturierten Zellfläche austritt, wird so nicht mitgemessen, wodurch die RS Reflexion unterschätzt wird. Ein weiterer Effekt, der die gemessene Reflexion verringert, entsteht durch den Abstand zwischen Zelle und Eingangsport der Ullbrichtkugel. Wird Licht in einem zu flachen Winkel abgestrahlt, kann es den Eingangsport der Ullbrichtkugel verfehlen. Um den Messfehler abzuschätzen wird eine Raytracing Simulation mit dem Programm Daidalos [79] gemacht, die den Messaufbau widerspiegelt. Wie in der Messung wird Licht unter einem Winkel von  $8^\circ$  zur Probenoberfläche mit einer Spotgröße von  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  eingestrahlt. Die Probe ist  $900 \mu\text{m}$  von der Öffnung der Ullbrichtkugel entfernt und mit einer Maske bedeckt, die den nicht texturierten Bereich der Zelle abdeckt. Ansonsten ist die Probe identisch zum in Abb. 4.8 gezeigten Aufbau. Die Simulationen belegen einen Messunterschied von 4.8 %-Punkten bei einer Wellenlänge von  $1200 \text{ nm}$ . Der Unterschied zwischen der für die Berechnungen genutzten Simulation und der Messung ist mit 7.7 %-Punkten Unterschied noch etwas größer. Da die Simulation der Ullbrichtkugelmessung nur eine Abschätzung des Messfehlers ist und beispielsweise keine Verluste innerhalb der Ullbrichtkugel selbst berücksichtigt, ist dies zu erwarten gewesen. Aufgrund des gezeigten Messfehlers wird daher die simulierte anstatt der gemessenen Reflexion zur optischen Verlustanalyse verwendet.

Durch die Simulation ist es möglich, die verschiedenen Anteile der optischen Verluste wellenlängenabhängig zu bestimmen. In Verbindung mit EQE Messungen einer realen Zelle lassen sich auch die rekombinativen Verluste innerhalb der Zelle wellenlängenabhängig darstellen. Dabei wird folgendermaßen vorgegangen. Die Verluste pro Wellenlängenintervall  $V(\lambda)$  in der Stromdichte einer Zelle ergeben sich aus dem Produkt des nicht genutzten Anteils und der maximal möglichen Generationsstromdichte pro Wellenlängenintervall

$$V(\lambda) = [1 - EQE(\lambda)] \cdot q \cdot \Phi_{\text{AM1.5G}}(\lambda). \quad (5.1)$$

Dabei ist  $q$  die Elementarladung und  $1 - EQE(\lambda)$  der ungenutzte Anteil der durch die Photonenflussdichte  $\Phi_{\text{AM1.5G}}(\lambda)$  des AM1.5G Spektrums definierten maximalen Stromdichte. Die optischen Teilverluste pro Wellenlängenintervall  $V_n(\lambda)$  ( $n = \text{SiN}_x, \text{FCA}, \text{Al}, \text{Refl}$  (für Reflexion)) werden durch die simulierten Verlustgrade  $g_n(\lambda)$  ( $n =$



**Abb. 5.2:** Optische Verlustanalyse unter  $J_{sc}$  Bedingungen am Beispiel einer experimentell hergestellten Zelle mit Pitch  $1000 \mu\text{m}$ .

$\text{SiN}_x$ , FCA, Al, Refl (für Reflexion)) berechnet:

$$V_n(\lambda) = g_n(\lambda) \cdot q \cdot \Phi_{\text{AM1.5G}}(\lambda). \quad (5.2)$$

Die rekombinativen Verluste innerhalb der Solarzelle  $V_{\text{rek}}(\lambda)$  lassen sich aus den durch die Quanteneffizienz gewonnenen Gesamtverlusten  $V(\lambda)$  abzüglich der optischen Verluste  $V_n$  berechnen:

$$V_{\text{rek}}(\lambda) = V(\lambda) - \sum_n V_n(\lambda). \quad (5.3)$$

Die über den Wellenlängenbereich von  $300 - 1200 \text{ nm}$  integrierten Gesamtverluste  $V_{n,\text{ges}}$  in der Einheit  $\text{mA}/\text{cm}^2$  berechnen sich aus dem Integral

$$V_{n,\text{ges}} = \int_{300 \text{ nm}}^{1200 \text{ nm}} V_n(\lambda) d\lambda. \quad (5.4)$$

Die Ergebnisse der Simulation sind in Abb. 5.2 grafisch dargestellt. Die farbigen Flächen stellen die jeweiligen Teilverluste dar, während die schraffierte Fläche dem  $J_{sc}$  der Zelle entspricht. Im kurzwelligen Bereich zwischen  $300 \text{ nm}$  und  $480 \text{ nm}$  entfallen sämtliche Stromverluste auf Absorption im  $\text{SiN}_x$  und Reflexion. Deren Summe  $V(\lambda)$

ist innerhalb der Messungenauigkeit der EQE Messung. Wie erwähnt könnte hier die Absorption im  $\text{SiN}_x$  überschätzt werden. Im mittleren Wellenlängenbereich stellen die Reflexionsverluste den einzigen Verlustmechanismus dar. Ab 800 nm steigen die internen Rekombinationsverluste deutlich an. Bei dieser Wellenlänge hat das Licht bereits eine Absorptionslänge von  $12 \mu\text{m}$ , sodass mehr Licht tiefer in der Basis absorbiert wird. Wie im nächsten Abschnitt in Abb. 5.5 gezeigt wird, werden dann Ladungsträgerpaare im Einflussbereich der Rückseitenkontakte generiert, sodass der Anstieg der Rekombination in diesem Wellenlängenbereich dazu in guter Übereinstimmung ist. Im langwelligen Bereich zwischen 1000 nm und 1200 nm, wo das Licht die Zellrückseite erreicht, treten FCA, Absorption im Al, und Reflexion auf. Die Reflexion dominiert hier, wobei es sich im Wesentlichen um nicht absorbierte Photonen handelt, die vielfach innerhalb der Zelle reflektiert werden und dabei zum Teil die Zelle wieder verlassen.

Einzelintegriert ergeben sich Verlustströme durch parasitäre Absorption im  $\text{SiN}_x$  von  $V_{\text{SiN}_x} = 0.41 \text{ mA/cm}^2$ , durch FCA von  $V_{\text{FCA}} = 0.45 \text{ mA/cm}^2$  und im Aluminium der Zellrückseite von  $V_{\text{Al}} = 1.60 \text{ mA/cm}^2$ . Die weiteren Verluste im Kurzschlussstrom durch Reflexion beziehungsweise zellinterner Rekombination betragen  $V_{\text{Refl}} = 5.11 \text{ mA/cm}^2$  beziehungsweise  $V_{\text{rek}} = 0.81 \text{ mA/cm}^2$ . Für  $V_{\text{rek}}$  ergibt sich damit im Vergleich zur Sentauros Zellsimulation (hier nicht gezeigt) eine Abweichung von  $0.24 \text{ mA/cm}^2$  und stimmt damit innerhalb der Messunsicherheit ( $\pm 1.3 \text{ mA/cm}^2$ ) von  $V_{\text{rek}}$ , die aus der gemessenen EQE berechnet wird, mit den Zellsimulationen überein.

## 5.2 Energie Verlustanalyse

Die optischen Verluste wurden bisher in Einheiten von Stromdichten angegeben beziehungsweise im Falle der Vorderseitenmetallisierung in Verlusten im  $FF$ . Letztendlich ist die maximale elektrische Ausgangsleistung  $P_{\text{max,out}} = V_{\text{mpp}}J_{\text{mpp}}$  der Zelle in  $\text{mWcm}^{-2}$  von Bedeutung. In dieser Analyse werden Energieverluste nach der Thermalisierung der Ladungsträger an die Bandkante des Siliziums betrachtet, da dies die einzigen beeinflussbaren und entwicklungstechnisch minimierbaren Verluste sind (solange reine Silizium Solarzellen betrachtet werden). Es wird daher davon ausgegangen, dass jedes einfallende Photon maximal die Bandlückenenergie  $E_g$  erzeugen kann. Weiterhin wird nur der für Silizium relevante spektrale Bereich von 300 nm

bis 1200 nm betrachtet, sodass Strahlung außerhalb dieses Bereichs nicht als Verlust berücksichtigt wird. Als Verlustleistung der Solarzelle wird nur Entropieerzeugung, parasitäre Absorption, Reflexion und Verluste an Freier Energie gewertet. Die Verluste  $P_n$  werden in Energieraten ausgedrückt. Dazu wird eine Energie Verlustanalyse (ELA für eng. Energy Loss Analysis) durchgeführt. Der Anteil der freien Energie wird durch die Methode von Brendel et al. [80] bestimmt. In Zellanalysen wurden Entropieverluste bereits in [81] analysiert.

Mit den oben beschriebenen Randbedingungen ergibt sich die elektrische Ausgangsleistung oder freie Energierate (elektrische Energie ist entropiefrei)  $P_{\text{out}}$  der Solarzelle zu:

$$P_{\text{out}} = P_{\text{in}} - P_{\text{vol,rek}} - P_{\text{t,e}} - P_{\text{t,h}} - P_{\text{surf,rek}} - P_{\text{n,opt}} - P_{\text{cont,res}} - P_{\text{grid}} - P_{\text{cont,rek}} - P_{\text{S}}. \quad (5.5)$$

Dabei ist  $P_{\text{in}}$  die eingestrahlte (nach Thermalisierung, von 300 nm bis 1200 nm),  $P_{\text{vol,rek}}$  die im Volumen rekombinierte,  $P_{\text{t,e/h}}$  die durch Ladungstransport von Elektronen (e) und Löchern (h) dissipierte,  $P_{\text{surf,rek}}$  die an der nicht kontaktierten Zelloberfläche rekombinierte,  $P_{\text{cont,res}}$  die an den Kontaktwiderständen dissipierte,  $P_{\text{cont,rek}}$  die an den Kontakten rekombinierte,  $P_{\text{grid}}$  die in der Vorderseitenmetallisierung dissipierte und  $P_{\text{S}}$  die Entropie erzeugende Energierate.  $P_{\text{n,opt}}$  sind die optischen Verlustenergieraten, die sich aus den Verlustströmen  $V_n$  ( $n = \text{SiN}_x, \text{FCA}, \text{Al}, \text{Refl}$  (für Reflexion)) aus Abschnitt 5.1 ergeben. Die  $V_n$  werden mit  $E_g$  gewichtet. Die unterschiedlichen Verlustraten berechnen sich zu

$$P_{\text{in}} := qE_g A^{-1} \int_{300}^{1200} d\lambda \Phi_{\text{AM1.5G}}(\lambda) \quad (5.6)$$

$$P_{\text{vol,rek}} = A^{-1} \int_V dV (QF E_e - QF E_h) r \quad (5.7)$$

$$P_{\text{t,e,h}} = A^{-1} \int_V dV |J_{\text{e,h}}|^2 / \sigma_{\text{e,h}} \quad (5.8)$$

$$P_{\text{surf,rek}} = A^{-1} \int_A dA (QFE_e - QFE_h) r \quad (5.9)$$

$$P_S = A^{-1} \int_V dV (E_g - (QFE_e - QFE_h)) g \quad (5.10)$$

$$P_{\text{n,opt}} = \frac{V_n E_g}{q} \quad (5.11)$$

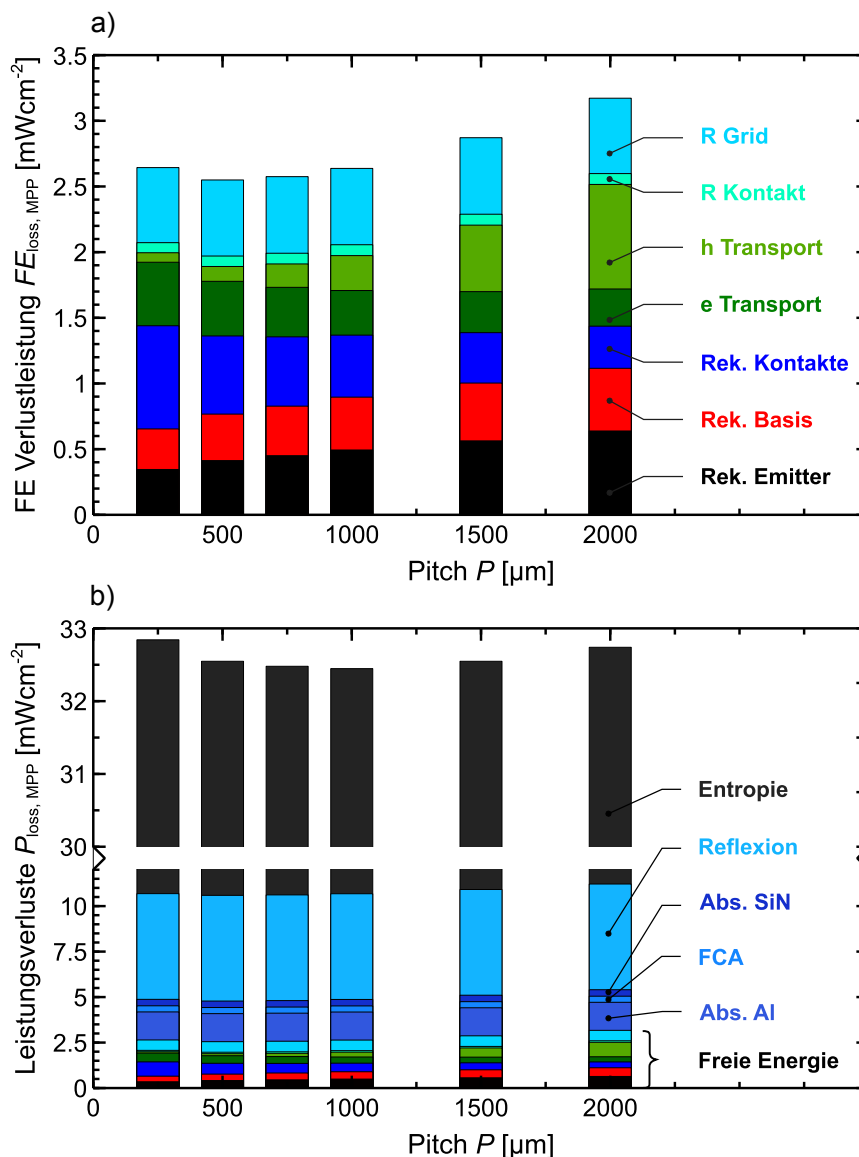
$A$  ist die Vorderseitenfläche der Simulationseinheitszelle (SEZ),  $g$  die lokale Generationsrate,  $r$  die lokale Rekombinationsrate,  $QFE_{e/h}$  die Quasi-Fermi-Energie der Elektronen (e) bzw. Löcher (h),  $J_{e/h}$  die lokale Stromdichte,  $\sigma_{e,h}$  die lokale elektrische Leitfähigkeit,  $\Phi_{\text{AM1.5G}}(\lambda)$  der wellenlängenabhängige Photonfluss,  $V_n$  die optischen Verlustströme und  $E_g$  die Bandlücke von Silizium.

Die freie Energieverlustrate durch Rekombination an den Kontakten  $P_{\text{cont,rek}}$  kann nicht exakt bestimmt werden, da in Sentaurus für die Kontaktflächen keine lokalen Rekombinationsraten als Ausgabe vorliegen. Es wird daher als Abschätzung die Gesamtrekombinationsrate  $r_{\text{ges}}$  des Kontaktes mit dem Mittelwert der Aufspaltung der QFE am Mittelpunkt  $M$  und am äußeren Rand  $R$  eines Kontaktes multipliziert

$$P_{\text{cont,rek}} = \frac{[QFE_e(M) - QFE_h(M)] + [QFE_e(R) - QFE_h(R)]}{2} r_{\text{ges}}. \quad (5.12)$$

Für die Berechnung der dissipierten Leistung an den Kontaktwiderständen  $P_{\text{cont,res}}$  ist ebenfalls eine Abschätzung notwendig, da keine orts aufgelöste Ausgabe des in den Kontakt fließenden Stromes vorliegt. Es wird daher der Widerstand  $R_c$  eines Kontaktes aus dem spezifischen Kontaktwiderstand  $\rho_c$  und der Kontaktfläche  $A$  bestimmt  $R_c = \rho_c/A$  und mit dem bei  $V_{\text{mpp}}$  in den Kontakt fließenden quadrierten Strom  $I^2$  multipliziert.

$$P_{\text{cont,res}} = R_c I^2. \quad (5.13)$$



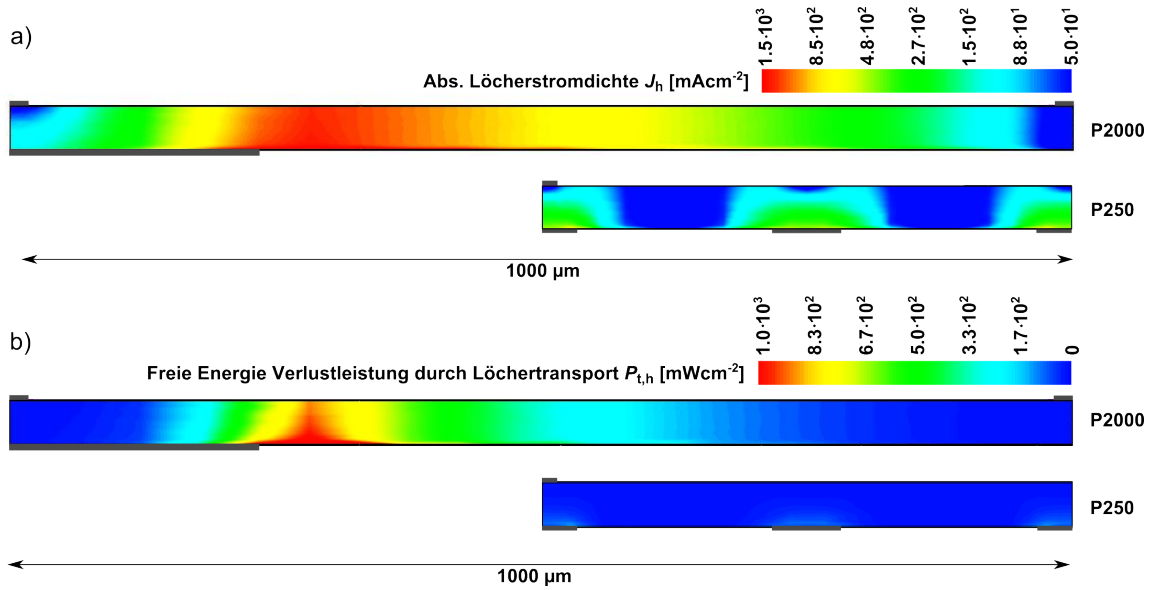
**Abb. 5.3:** Energie Verlustanalyse (ELA) aller simulierten Zellen in Abhängigkeit vom Pitch bei  $V_{\text{mpp}}$ . a) Freie Energieverluste, b) alle Energieverluste.

$I$  berechnet sich anhand des jeweiligen Kontaktabstands  $d$  zu  $I = J_{\text{mpp}}d^2$ .

Der Verlust durch das Kontaktgrid  $P_{\text{grid}}$  wird aus der Effizienzdifferenz zwischen der reinen Sentaurus Kennlinie und der durch die Netzwerksimulation korrigierten Kennlinie bestimmt.

Die Verluste  $P_n$  bei  $V_{\text{mpp}}$  werden für alle Pitches bestimmt und sind in Abb. 5.3 dargestellt. Betrachtet werden zunächst die Verluste an Freier Energie (Abb. 5.3 a)).





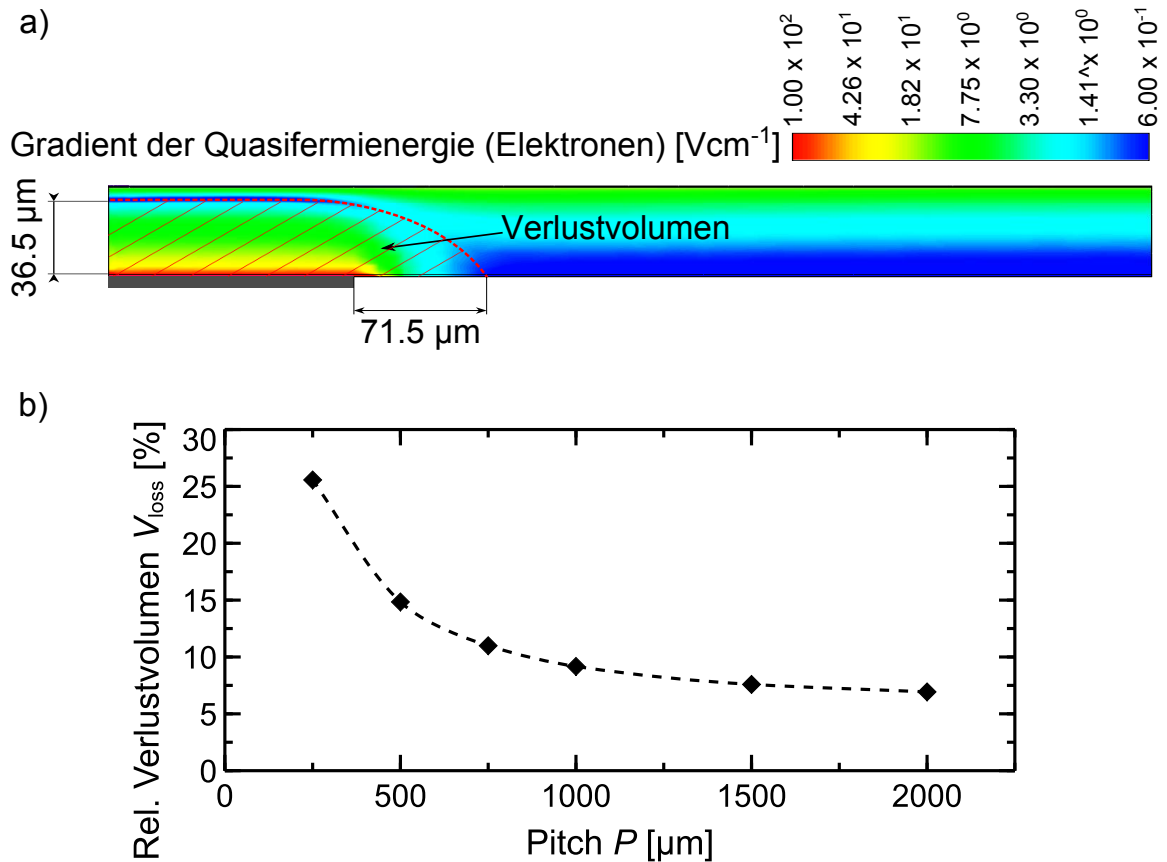
**Abb. 5.4:** Vergleich zwischen a) Löcherstromdichte  $J_h$  und b) Freie Energie Verlustleistung durch Löchertransport  $P_{t,h}$  für den jeweils kleinsten und größten simulierten Pitch. Beim 2000  $\mu\text{m}$  Pitch entstehen höhere Löcherstromdichten aufgrund des größeren Einsammelbereichs eines Kontaktes.

#### Widerstandsverluste:

Der elektrische Widerstand des Kontaktgrids auf der VS verursacht einen pitchunabhängigen Energieverlust  $P_{\text{grid}}$  von  $0.58 \text{ mWcm}^{-2}$ . Der Leistungsverlust durch die Kontaktwiderstände der VS und RS Kontakte  $P_{\text{cont,res}}$  steigt mit wachsendem Pitch aufgrund des stetig wachsenden  $J_{\text{mpp}}$  minimal von  $0.077 \text{ mWcm}^{-2}$  (Pitch 250  $\mu\text{m}$ ) bis auf  $0.083 \text{ mWcm}^{-2}$  (Pitch 2000  $\mu\text{m}$ ) an. Die Energieverluste durch Löchertransport  $P_{t,h}$  nehmen von  $0.072 \text{ mWcm}^{-2}$  (Pitch 250  $\mu\text{m}$ ) bis auf  $0.796 \text{ mWcm}^{-2}$  (Pitch 2000  $\mu\text{m}$ ) stark zu. Abbildung 5.4 veranschaulicht den Effekt. Bei großen Pitches kommt es durch den weiten Abstand zwischen den Kontakten zu hohen  $J_h$ , die verglichen zum 250  $\mu\text{m}$  Pitch in der Spitze fast eine Größenordnung höher sind. Dies führt nach Gleichung 5.8 zu höheren Verlusten an freier Energie durch widerstandsbedingte Erwärmung. Beim 250  $\mu\text{m}$  Pitch sind diese Verluste durch den geringen Kontaktabstand vernachlässigbar klein.

#### Rekombinationsverluste:

Die Verluste an freier Energie durch Rekombination an den Kontakten  $P_{\text{cont,rek}}$  neh-

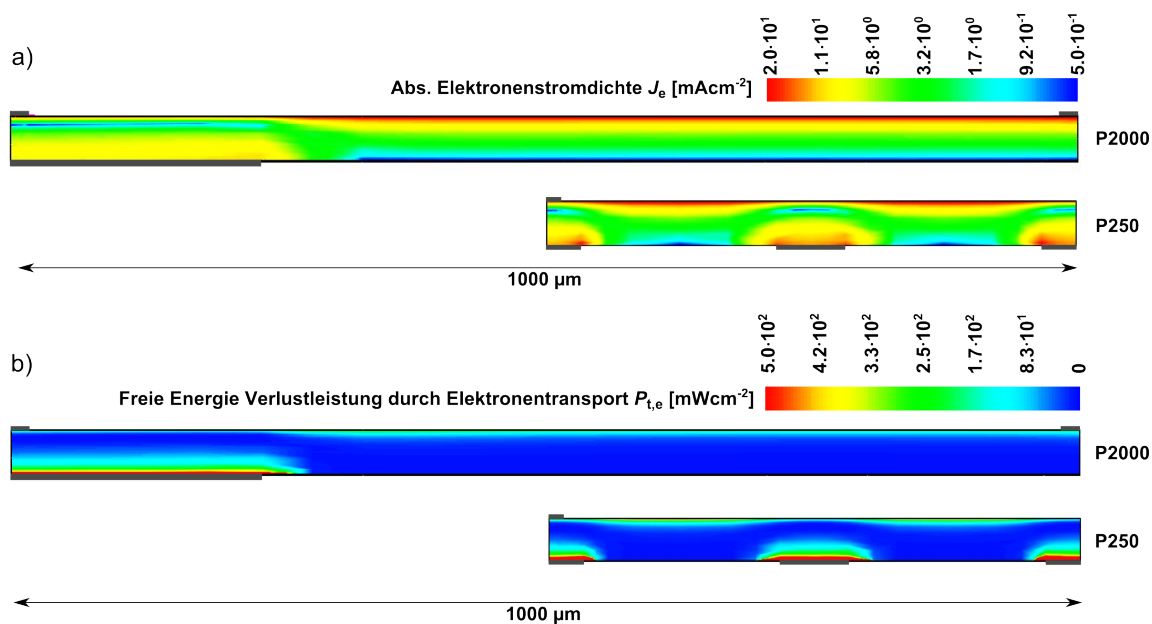


**Abb. 5.5:** a) Gradient der Quasifermienergie der Elektronen bei  $V_{\text{mpp}}$  am Beispiel der 1000  $\mu\text{m}$  Pitch SEZ mit eingezeichnetem Verlustvolumen des Rückseitenkontakts. b) Relatives Verlustvolumen als Funktion des Pitches.

men mit größer werdendem Pitch stetig ab, obwohl die metallisierte Fläche konstant bleibt. Die Ursache ist in Abb. 5.5 a) veranschaulicht. Die hochrekombinativen RS Kontakte verringern lokal die Minoritätsladungsträgerdichte und damit die Quasi-Fermi-Energie (QFE) der Elektronen [82, S. 48]. Dadurch entsteht ein zum Kontakt gerichteter Gradient der QFE, sodass jeder Kontakt einen bestimmten Einflussbereich hat, aus dem alle Minoritäten zum Kontakt diffundieren und dort oder auf dem Weg dorthin rekombinieren. Die Simulationen zeigen, dass dieser Einflussbereich bei  $V_{\text{mpp}}$  horizontal etwa 71.5  $\mu\text{m}$  und lateral 36.5  $\mu\text{m}$  über den Kontaktbereich hinaus ragt. Je kleiner der Pitch ist, desto mehr Kontakte gibt es. Da jeder Kontakt in erster Näherung den gleichen Einflussbereich um sich herum hat, ist das Volumen aus dem Ladungsträger am Kontakt rekombinieren umso größer je kleiner der Pitch ist. Das abgeschätzte Verlustvolumen als Funktion des Pitches ist in Abb. 5.5 b) zu sehen.

Bei  $V_{\text{mpp}}$  beträgt das Verlustvolumen beim kleinsten Pitch von  $250\ \mu\text{m}$  25.6 % des gesamten Zellvolumens und sinkt bei einem Pitch von  $2000\ \mu\text{m}$  bis auf 6.9 %. Unter  $J_{\text{sc}}$  Bedingungen zeigt sich ein ähnliches Verhalten, sodass der Verlauf qualitativ dem der  $J_{\text{sc}}$  Werte der Zellen entspricht.

Ein physikalisch interessanter Effekt ist bei den Verlusten durch Elektronentransport  $P_{\text{t,e,h}}$  zu sehen (Minoritäten). Dazu werden die beiden Extremfälle des kleinsten ( $250\ \mu\text{m}$ ) und größten ( $2000\ \mu\text{m}$ ) Pitches betrachtet. Während beim kleinen Kontaktabstand die Verluste durch Elektronentransport dominieren, sinkt dieser Beitrag mit größer werdendem Pitch stetig ab. Um dies besser zu verstehen, werden in Abb. 5.6 die lokalen Elektronenstromdichten  $J_e$  und die  $P_{\text{t,e}}$  beim kleinsten und größten Pitch verglichen. Aufgrund des relativ zur Kontaktfläche größeren Verlustvolumens der Kontakte beim  $250\ \mu\text{m}$  Pitch liegen im Vergleich zum  $2000\ \mu\text{m}$  Pitch unmittelbar vor den Kontakten höhere  $J_e$  vor. Nach Gleichung 5.8 führt dies zu höheren Verlusten. Es handelt sich hierbei um diffusionsbedingte Verluste. Freie Energie geht dabei zu Gunsten einer höheren Entropie verloren. Die Entropie pro Elektron



**Abb. 5.6:** Vergleich zwischen a) Elektronenstromdichte  $J_e$  und b) Freie Energie Verlustleistung durch Elektronentransport  $P_{\text{t,e}}$  für den jeweils kleinsten und größten simulierten Pitch. Beim  $250\ \mu\text{m}$  Pitch entstehen höhere Elektronenstromdichten aufgrund des relativ zur Kontaktfläche größeren Verlustvolumens eines Kontaktes.

$s_e$  ist nach [82, S. 51]:

$$s_e = k \left( 5/2 + \ln \frac{N_c}{n_e} \right), \quad (5.14)$$

wobei  $k$  die Boltzmannkonstante,  $N_c$  die effektive Zustandsdichte im Leitungsband und  $n_e$  die Elektronenkonzentration ist. Der Verlust an freier Energie ist darin begründet, dass die Elektronen aus Gebieten höherer Konzentration in Gebiete niedrigerer Konzentration diffundieren, womit sich ihre Entropie erhöht. Da diese diffusionsbedingten Verluste durch die hohe Rekombination an den Kontakten entstehen, sind diese mit insgesamt  $0.75 \text{ mWcm}^{-2}$  (1000  $\mu\text{m}$  Pitch) der größte zellinterne Verlustmechanismus.

Die Freien Energieverluste  $P_{\text{vol,rek}}$  der Basis steigen mit dem Pitch von  $0.300 \text{ mWcm}^{-2}$  bis auf  $0.456 \text{ mWcm}^{-2}$  an. Der Grund liegt in der mit steigendem Pitch geringeren Rekombination an den Kontakten und der damit verbundenen höheren Aufspaltung der QFE, die nach Glg. 2.1 zu einer höheren SRH Rekombination führt.

Im Emitter zeigt sich ein ähnliches Verhalten. Die QFE der Elektronen geht auf annähernd konstantem Niveau in den Emitter über, sodass sich jede Änderung der QFE in der Basis auch auf den Emitter auswirkt und die dortige Aufspaltung der QFE und damit die Verlustströme erhöht.

Die Summe aller freien Energieverluste (Abb. 5.3 a)) sinkt bis zum 500  $\mu\text{m}$  Pitch ab und steigt dann wieder an. Bei den größeren Kontaktabständen sind die freien Energieverluste höher als bei kleineren, obwohl diese Zellen zum Teil im Vergleich einen höheren Wirkungsgrad haben. Das liegt daran, dass mit wachsendem Pitch die Rekombination stetig sinkt, die Minoritätenkonzentration zunimmt, womit die Aufspaltung der QFE größer wird. Dadurch sinkt nach Gleichung 5.14 die Entropie pro Elektron, während der Verlust an Freier Energie pro rekombiniertem Ladungsträgerpaar ansteigt.

### **Verluste durch Entropie und Optik:**

Unter Berücksichtigung der Verluste durch Entropie  $P_S$  ergibt sich ein Minimum der Gesamtverluste beim 1000  $\mu\text{m}$  Pitch bei dem der Wirkungsgrad maximal ist (siehe Abb. 5.3 b). Die Entropieerzeugung stellt mit  $21.77 \text{ mWcm}^{-2}$  oder 67.1 % (bei Pitch

1000  $\mu\text{m}$ ) den mit Abstand größten Verlustmechanismus der Solarzelle dar. Er ist durch eine Minimierung der Rekombinationsverluste mit einhergehender Erhöhung der QFE minimierbar. Der Minimierung sind aufgrund von Auger- und strahlender Rekombination physikalische Grenzen gesetzt. Die damit verbundene Wirkungsgradgrenze wird im nächsten Abschnitt behandelt.

Bei den optischen Verlusten  $P_{n,\text{opt}}$  dominiert mit  $5.81 \text{ mWcm}^{-2}$  die Reflexion und verursacht damit 17.9 % der Gesamtverluste (Pitch 1000  $\mu\text{m}$ ), was auf die dünnen Wafer zurückzuführen ist. Der Minimierung dieser Größe sind durch die endliche Absorption von Silizium ebenfalls physikalische Grenzen gesetzt. Das dazugehörige Limit wird ebenfalls im nächsten Abschnitt behandelt. Ein weiterer optischer Verlust ist die Absorption in der RS Metallisierung, worauf  $1.54 \text{ mWcm}^{-2}$  oder 4.7 % der Gesamtverluste entfallen. FCA sowie Absorption im  $\text{SiN}_x$  nehmen mit  $0.34 \text{ mWcm}^{-2}$  (1.0 %) bzw.  $0.36 \text{ mWcm}^{-2}$  (1.1 %) im Vergleich kleinere Anteile ein. Die Gesamtheit aller Freien Energieverluste beträgt  $2.7 \text{ mWcm}^{-2}$  (8.2 %).

## 5.3 Synergetische Effizienz-Gewinn-Analyse

Im vorherigen Abschnitt wurden die Energieverluste der Zellen nach Ladungsträgerthermalisierung an die Bandkante analysiert. Da insbesondere der Entropieminimierung und der Zellreflexion physikalische Grenzen gesetzt sind, wird in diesem Abschnitt der Fokus auf den mit gegebener Basisdicke und -dotierung maximal erreichbaren Wirkungsgrad gelegt und die dazu nötigen Schritte in einer sogenannten Synergetischen Effizienz-Gewinn-Analyse (SEGA für eng. Synergetic Efficiency Gain Analysis) analysiert. Dazu wird eine Simulationsstudie durchgeführt, in der, ausgehend von der Simulation der realen Zelle, separat Verlustmechanismen ausgeschaltet werden, um so den Gewinn im Wirkungsgrad in Abhängigkeit des ausgeschalteten Verlustkanals zu quantifizieren. Dadurch wird auch ein Maß für die Sensitivität der Zelle auf den jeweiligen Mechanismus bestimmt. Im Gegensatz zum Ansatz von Müller et al. [83], der die Sensitivität einer Solarzelle bei infinitesimaler Reduzierung eines Verlustmechanismus betrachtet, wird hier das theoretisch erreichbare Verbesserungspotential der Solarzelle in dem bestimmten Bereich ersichtlich. Weiterhin wird

durch eine Simulation, in der alle zuvor separat betrachteten Verlustmechanismen gleichzeitig abgeschaltet werden, das Zusammenspiel der Verluste - die Synergie - quantifiziert.

Die Verlustmechanismen  $s$  mit ihren dazugehörigen Effizienzgewinnen  $G_s$  werden in folgende Kategorien eingeteilt und definiert:

**Optische Verluste:** In Abschnitt 5.1 wurden die optischen Verluste  $V_{\text{opt}}$  bestehend aus Reflexion  $V_{\text{refl}}$ , Absorption im Al der Zellrückseite  $V_{\text{Al}}$ , Absorption im  $\text{SiN}_x$   $V_{\text{SiN}}$ , Absorption durch freie Ladungsträger  $V_{\text{FCA}}$  und die Abschattung durch das Zellgrid  $V_{\text{Abschattung}}$  in Einheiten von  $\text{mA}/\text{cm}^2$  untersucht. Da diese Bestandteile teils voneinander abhängig sind, wäre es nicht korrekt, die einzelnen Verluststromdichten einfach zu addieren und als zusätzlichen Generationsstrom hinzuzufügen. Um dennoch eine gewisse Auflösung zu erreichen, werden vier zusätzliche Raytracing Simulationen durchgeführt, bei denen im Vergleich zur Zellsimulation jeweils separat Verlustmechanismen abgeschaltet werden. Die erste Simulation ermittelt den Generationsstrom bei einer verschwindenden Vorderseitenreflexion, Absorption im  $\text{SiN}_x$  sowie FCA. Der entsprechende Effizienzgewinn durch den höheren Generationsstrom sei  $G_{\text{Oberfl.,Refl.}}$ . Die Zweite bestimmt den Generationsstrom bei einem perfektem Rückseitenspiegel mit 100 % Reflexionsgrad ( $G_{\text{RS,Refl.}}$ ). Die Dritte nimmt eine 100 % lambertsch streuende Rückseite an ( $G_{\text{LightTrapping}}$ ). Die vierte Simulation vereint alle vorherigen Effekte und bestimmt so den für die Zelldicke von  $43 \mu\text{m}$  maximal möglichen Generationsstrom, der  $42.3 \text{ mA}/\text{cm}^2$  beträgt. Da die Abschattung durch das Zellgrid durch nachträgliche Skalierung (Faktor 0.9824) des für die Zellen simulierten Generationsprofils eingeführt wurde, kann  $G_{\text{Abschattung}}$  durch die Wegnahme der Skalierung ermittelt werden. Zur Bestimmung dieser mit der Zelloptik verbundenen Wirkungsgradgewinne  $G_s$  ( $s = \text{Oberfl. Refl.}; \text{RS Refl.}; \text{Light Trapping}; \text{Abschattung}$ ) wird das Generationsprofil der ursprünglichen Zellsimulationen mit dem Faktor

$$g_s = \frac{\text{Generation}(G_s)}{\text{Generation}(\text{Zelle})} \quad (5.15)$$

skaliert, wobei  $\text{Generation}(\text{Zelle})$  die kumulierte Generationsstromdichte der ursprünglichen Zellsimulation und  $\text{Generation}(G_s)$  die kumulierte Generationsstromdichte der oben beschriebenen Raytracing Simulationen ist. Die mit der Optik verbundenen Effizienzgewinne  $G_s$  ergeben sich als Differenz zwischen ursprünglichem ( $\eta_{\text{Zelle}}$ ) und

neu simuliertem Wirkungsgrad  $\eta_s$ :

$$G_s = \eta_s - \eta_{\text{Zelle}}. \quad (5.16)$$

**SRH Rekombination:**  $G_{\text{SRH}}$  ist definiert als

$$G_{\text{SRH}} = \eta_{\text{SRH}} - \eta_{\text{Zelle}}, \quad (5.17)$$

wobei  $\eta_{\text{SRH}}$  die Zelleffizienz bei ausgeschalteter SRH Rekombination ist.

**Rekombination im Emittor:** Zur Bestimmung des Einfluss der rekombinativen Verluste im Emittor  $G_{\text{Rek,Emitt}}$  wird eine Simulation mit einer Oberflächenrekombination der Zellvorderseite  $S = 0 \text{ cm/s}$  sowie im Emittervolumen ausgeschalteter strahlender und Auger Rekombination durchgeführt, wobei sich ein entsprechend höherer Wirkungsgrad  $\eta_{\text{Rek,Emitt}}$  ergibt.  $G_{\text{Rek,Emitt}}$  ergibt sich daraus zu

$$G_{\text{Rek,Emitt}} = \eta_{\text{Rek,Emitt}} - \eta_{\text{Zelle}}. \quad (5.18)$$

**Rekombination Zellrückseite:**  $G_{\text{Rek,RS}}$  ist definiert als

$$G_{\text{Rek,RS}} = \eta_{\text{Rek,RS}} - \eta_{\text{Zelle}}, \quad (5.19)$$

wobei  $\eta_{\text{Rek,RS}}$  die Zelleffizienz bei ausgeschalteter Oberflächenrekombination der Zellrückseite im passivierten Bereich ist.

**Kontaktrekombination:** Für die Bestimmung von  $G_{\text{Rek,Kont}}$  werden Simulationen durchgeführt, bei denen die Kontaktrekombinationsgeschwindigkeit  $S_{\text{cont}}$  auf Null gesetzt ist. Daraus ergibt sich ein Wirkungsgrad  $\eta_{\text{Rek,Kont}}$  und ein Gewinn  $G_{\text{Rek,Kont}}$ :

$$G_{\text{Rek,Kont}} = \eta_{\text{Rek,Kont}} - \eta_{\text{Zelle}}. \quad (5.20)$$

**Kontaktwiderstände:**  $G_{\text{Res,Kont}}$  wird durch eine Simulation mit verschwindenden

Kontaktwiderständen bestimmt:

$$G_{\text{Res,Kont}} = \eta_{\text{Res,Kont}} - \eta_{\text{Zelle}}. \quad (5.21)$$

**Widerstand Grid:**  $G_{\text{Res,Grid}}$  wird durch den Unterschied der reinen Sentauros Simulation und kombinierten Sentauros/Spice Simulation bestimmt:

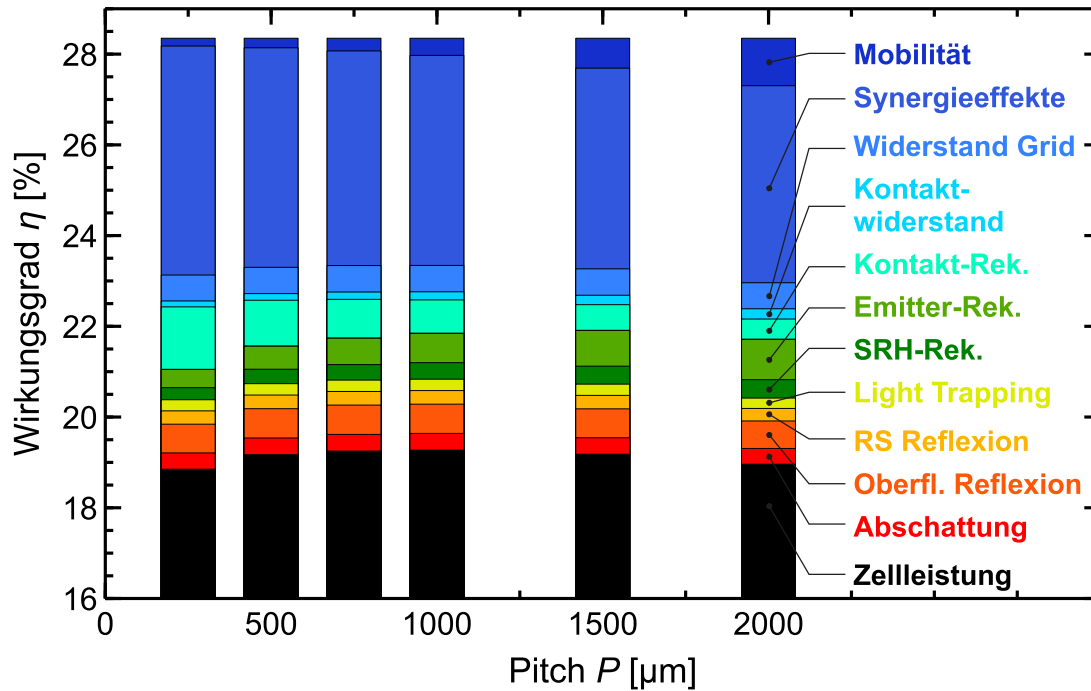
$$G_{\text{Res,Grid}} = \eta_{\text{Res,Grid}} - \eta_{\text{Zelle}}. \quad (5.22)$$

**Synergien:** Generell beeinflussen sich die unterschiedlichen Verluste gegenseitig, weshalb bisher alle  $G_s$  separat simuliert wurden, um die Verluste unabhängig von der Reihenfolge ihres Abschaltens im Vergleich zu anderen angeben zu können. Schaltet man beispielsweise die SRH Rekombination aus, so erhöht sich die Aufspaltung der QFE, wodurch die Rekombination unter anderem an den RS Kontakten zunimmt. Wäre diese Rekombination jedoch vorher ebenfalls deaktiviert gewesen, ergäbe sich aus diesem Synergieeffekt ein anderes  $G_s$ . Um die Synergieeffekte der bisher untersuchten Verlustmechanismen zu bestimmen, werden daher alle Kategorien gleichzeitig angewandt und so zu jedem Pitch Simulationen mit maximalem Generationsstrom ( $42.3 \text{ mA/cm}^2$ ) und nur intrinsischer (Strahlende- und Auger-) Rekombination in der Basis bei dem in der Zellsimulation vorhandenem Diffusionsprofil und der Zellgeometrie durchgeführt.  $G_{\text{Syn}}$  ergibt sich daraus zu:

$$\begin{aligned} G_{\text{Syn}} = & \eta_{\text{Syn}} - G_{\text{Oberfl.,Ref.}} - G_{\text{RS,Ref.}} - G_{\text{LightTrapping}} - G_{\text{Abschattung}} - G_{\text{SRH}} \\ & - G_{\text{Rek,Emit}} - G_{\text{Rek,RS}} - G_{\text{Rek,Kont}} - G_{\text{Res,RS}} - G_{\text{Res,Grid}} - \eta_{\text{Zelle}}. \end{aligned} \quad (5.23)$$

**Mobilität:** Als letzten Schritt zum maximalen Wirkungsgrad wird angenommen, dass die Zelle unendliche Ladungsträgermobilitäten  $\mu_{e,h}$  aufweist. Dadurch geht die spezifische Leitfähigkeit  $\sigma_{e,h} = qc_{e,h}\mu_{e,h}$  ( $c_{e,h}$  ist die Ladungsträgerkonzentration) gegen unendlich, wodurch nach Gleichung 5.8 die Verluste durch Ladungsträgertransport verschwinden. Transportverluste, die durch die Geometrie verursacht werden, wie zum Beispiel der Pitch der RS Kontakte oder VS Kontakte verschwinden.





**Abb. 5.7:** Synergetische Effizienz-Gewinn-Analyse in Abhängigkeit vom Pitch. Ausgehend von der Zellsimulation werden alle Verlustmechanismen zunächst separat und anschließend zusammen (Synergieeffekte) in einer Simulationsstudie abgeschaltet. Auf diese Weise werden die Optimierungsschritte zum maximalen Wirkungsgrad bei der gegebenen Zelldicke und Basisdotierung aufgezeigt.

Die gesamten Wirkungsgradgewinne  $G_s$  zum jeweiligen Verlustmechanismus  $s$  sind in Abb. 5.7 zu sehen.

**Gewinne Optik:** Die summierten optischen Gewinne  $G_s$  sind mit 1.53 % (250 μm Pitch), 1.56 % (1000 μm Pitch) und 1.46 %-Punkten (2000 μm) im Wirkungsgrad nur leicht vom Pitch abhängig. Das Maximum bei mittleren Pitches entsteht durch zwei Effekte. Bei kleinen Pitches rekombiniert ein Teil der zusätzlich generierten Ladungsträgerpaare wieder an den Kontakten, während bei großen Pitches der höhere Zellstrom zu einem höheren Verlust durch Ladungsträgertransport führt. Die optischen Gewinne der SEGA sind aufgrund der zu Beginn dieses Kapitels angesprochenen Abhängigkeiten der in den Abschnitten 5.1 und 5.3 definierten Verlustkategorien nicht vergleichbar.

**Gewinne Rekombination:**  $G_{SRH}$  steigt mit zunehmendem Pitch von 0.27 %

(250  $\mu\text{m}$ ) bis auf 0.41 % (2000  $\mu\text{m}$ ) an, da sich mit zunehmendem Pitch die mittlere Aufspaltung der QFE von 0.565 eV (250  $\mu\text{m}$ ) auf 0.574 eV (2000  $\mu\text{m}$ ) erhöht, womit auch die SRH Rekombination steigt. Aus den gleichen Gründen steigt  $G_{\text{Rek, Emit}}$  von 0.41 % bis auf 0.90 % Punkten an. Der Einfluss von  $G_{\text{Rek, RS}}$  ist aufgrund der bereits zuvor sehr guten Passivierung vernachlässigbar klein ( $G_{\text{Rek, RS}} < 0.0044$  %). Der Einfluss der Kontaktrekombination ist aus den bereits zuvor diskutierten Gründen bei kleinen Pitches am größten (1.38 %-Punkte, 250  $\mu\text{m}$ ) und nimmt mit größer werdendem Pitch stetig bis auf 0.44 %-Punkte (2000  $\mu\text{m}$ ) ab.

**Gewinne Widerstände:** Der Einfluss des Kontaktwiderstandes steigt aufgrund der wachsenden Stromdichten bei größeren Kontaktabständen leicht an (0.13 %-0.23 %). Die elektrischen Verluste im Zellgrid sind mit 0.58 % Punkten konstant.

**Gewinne Synergie:** Der mit Abstand größte Sprung im Wirkungsgrad mit bis zu 5.01 %-Punkten entsteht durch Synergieeffekte, wenn man alle Verlustmechanismen gleichzeitig abschaltet. Der Gewinn im Wirkungsgrad bei gleichzeitiger Abschaltung der Verlustmechanismen ist mehr als doppelt so groß, wie die Summe der Gewinne durch Einzelabschaltung. Das verdeutlicht nochmal die Wichtigkeit einer ganzheitlichen Betrachtung der Zellverluste und deren Optimierung. Die Differenz zum maximalen Wirkungsgrad, der bei der gegebenen Zelldicke und Basisdotierung 28.35 % beträgt, entsteht durch die Zellgeometrie verursachte Transportverluste in Emitter und Basis.

## 5.4 Synergieanalyse

Im vorherigen Abschnitt wurde der Synergieeffekt betrachtet, der durch die gemeinsame Abschaltung aller nicht intrinsischer Verlustmechanismen entstand. In diesem Abschnitt wird am Beispiel der effizientesten Zellgeometrie (1000  $\mu\text{m}$  Pitch) untersucht, welche Kombination zweier Verlustkanäle bei deren Abschaltung den größten Synergieeffekt erzielt.

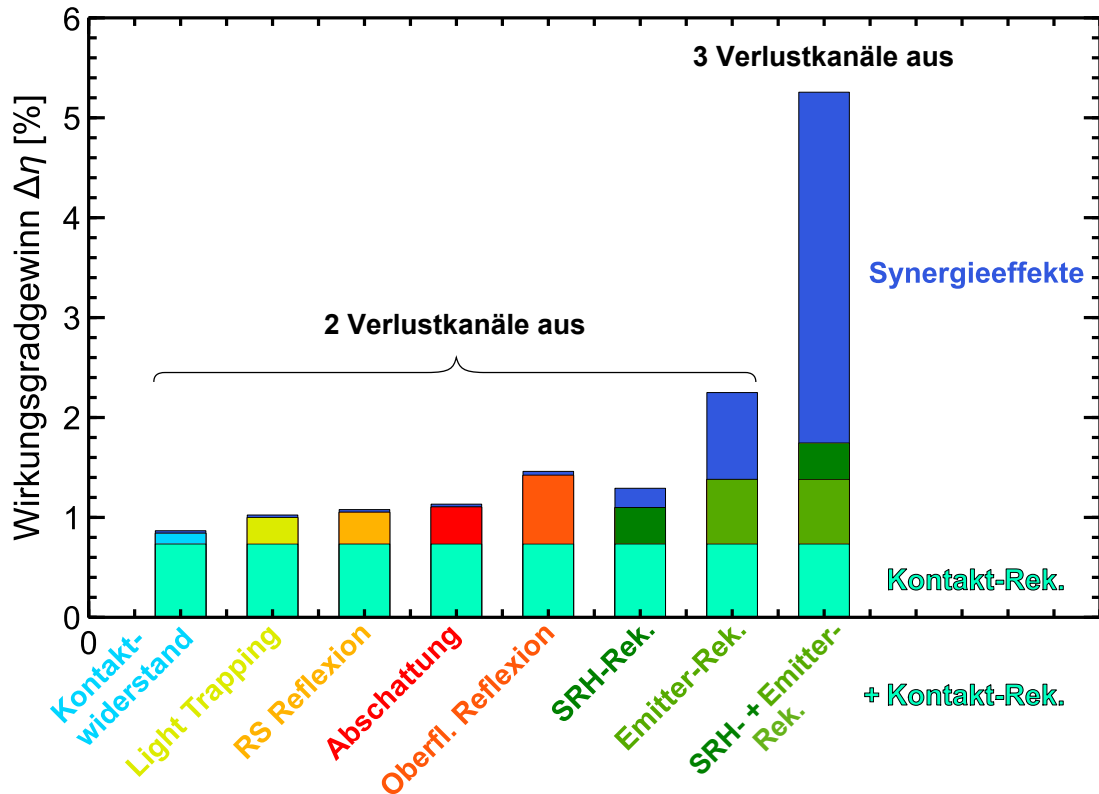
Bei der hier betrachteten Zelle mit 1000  $\mu\text{m}$  Pitch erreichte in der SEGA Analyse die Abschaltung der Kontaktrekombination den größten Wirkungsgradgewinn

( $\Delta\eta = 0.73\%$ ). Es wird daher von diesem Verlustkanal ausgehend untersucht, welcher andere Verlustmechanismus in Kombination den größten Wirkungsgradgewinn erreicht und wie groß der Synergieanteil daran ist. Dazu wird in der Simulation die Rekombination an den Kontakten ausgeschaltet und anschließend jeweils zusätzlich ein weiterer Mechanismus ausgeschaltet. Der Effizienzgewinn durch die n-te Kombination sei  $G_{\text{Komb.,n}}$ . Der Synergieanteil an  $G_{\text{Komb.,n}}$  ergibt sich aus  $G_{\text{Komb.,n}}$  abzüglich der im vorherigen Abschnitt ermittelten Gewinne bei separater Abschaltung der Kontaktrekombination  $G_{\text{Rek,Kont}}$  und des n-ten Verlustmechanismus  $G_{\text{n,separat}}$

$$G_{\text{Syn,n}} = G_{\text{Komb.,n}} - G_{\text{Rek,Kont}} - G_{\text{n,separat}}. \quad (5.24)$$

Abbildung 5.8 zeigt die erzielten Wirkungsgradgewinne in Abhängigkeit vom zweiten ausgeschalteten Verlustmechanismus. Die Kombination mit dem Kontaktwiderstand zeigt mit 0.025 %-Punkten den kleinsten Synergieeffekt. Dieser besteht darin, dass der durch die unterbundene Kontaktrekombination erhöhte Zellstrom nicht zu einem höheren Spannungsabfall am Kontakt führt. Die Kombinationen mit den optischen Verlusten haben ebenfalls nur ein sehr kleines Synergiepotential, welches mit größer werdendem Generationsstrom von 0.025 %-Punkten (Light Trapping) bis auf 0.039 %-Punkte (Vorderseitenreflexion) leicht ansteigt. Der Synergieeffekt besteht darin, dass der zusätzlich generierte Strom nicht teilweise an den Kontakten wieder rekombiniert und jedes zusätzlich erzeugte Elektron-Loch-Paar durch die höhere Aufspaltung der QFE mehr freie Energie erzeugt.

Wirklich signifikante Synergieeffekte ergeben sich in Kombination mit der SRH- und der Emitter-Rekombination. Diese betragen 0.193 %-Punkte beziehungsweise 0.869 %-Punkte. Der Synergieeffekt entsteht durch die geringere Rekombination. Wird diese reduziert erhöht sich die Aufspaltung der QFE, wodurch die Rekombination durch andere Rekombinationsmechanismen erhöht wird. Sind diese jedoch ebenfalls reduziert oder wie in diesem Extremfall vollständig abgeschaltet, bewirkt das einen stärkeren Anstieg der QFE Aufspaltung und damit der erzeugten freien Energie. Im Falle der Kombination mit der SRH- beziehungsweise der Emitter-Rekombination wird im Vergleich zur Simulation mit separater Ausschaltung der Kontaktrekombination  $0.288 \text{ mWcm}^{-2}$  beziehungsweise  $1.536 \text{ mWcm}^{-2}$  mehr an Frei-



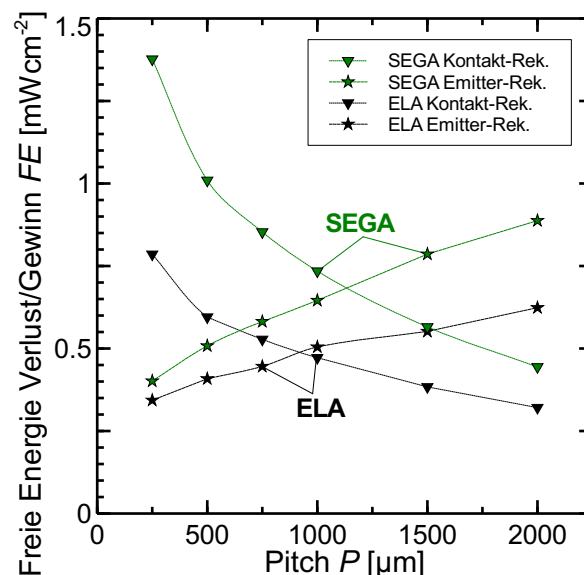
**Abb. 5.8:** Synergieanalyse zur Zelle mit 1000  $\mu\text{m}$  Pitch. Bei jeder Simulation wird die Kontaktrekombination ausgeschaltet und mit einem zusätzlich ausgeschaltetem Verlustmechanismus kombiniert. Die jeweilige Balkenhöhe gibt den Wirkungsgradgewinn zur n-ten Kombination an, die Aufteilung der Balken die Teilgewinne.

er Energie erzeugt. Ein Teil davon dissipiert an den entsprechend anderen genannten Verlustpfaden, sodass sich nicht die gesamte zusätzlich erzeugte Freie Energie im Wirkungsgrad widerspiegelt. Im Extremfall bei der die Rekombination bis auf die intrinsische abgeschaltet wird (SRH-, Emitter- und Kontakt-Rekombination), erhöht sich dieser Synergieeffekt auf 3.511 %-Punkte (siehe Abb. 5.8 äußerster Balken). Die zusätzlich im Vergleich zur Simulation mit separater Ausschaltung der Kontaktrekombination generierte Freie Energie beträgt hier  $4.003 \text{ mWcm}^{-2}$ . Dies verdeutlicht die Wichtigkeit der Reduzierung der rekombinativen Verluste zur Erhöhung des Wirkungsgrades. Im Falle der PSI Zellen wäre daher eine Reduzierung der Kontaktrekombination in Kombination mit einem verlustärmeren Emitter die wirksamsten Schritte zur weiteren Verbesserung des Zellwirkungsgrades. Prozessentwicklungen in diese Richtung werden in den Abschnitten 6 und 7 behandelt.

## 5.5 Vergleich zwischen ELA und SEGA

Abbildung 5.9 zeigt beispielhaft die aus den vorherigen Abschnitten ermittelten Freien Energieverluste (ELA) beziehungsweise -gewinne (SEGA) der beiden Analysen für die Kontaktrekombination und die Emittierrekombination jeweils als Funktion des Pitches. Bei der ELA sind dies im Falle der Kategorie „Emittierrekombination“ die Verluststraten an Freier Energie (FE) durch Auger und Oberflächenrekombination im Emitter beziehungsweise im Falle der Kategorie „Kontakt-Rekombination“ die am Kontakt durch Rekombination dissipierte Freie Energie. Die Werte der SEGA stellen den Gewinn an Freier Energie dar, den die Solarzelle bei ausgeschalteter Emittierrekombination beziehungsweise Kontaktrekombination erzeugt. Da das zur Bestimmung des Zellwirkungsgrads zugrundeliegende Spektrum eine Leistungsdichte von  $100 \text{ mWcm}^{-2}$  aufweist, lassen sich die aus der SEGA bestimmten Differenzen im Wirkungsgrad auch direkt in  $\text{mWcm}^{-2}$  angeben, sodass gleiche Einheiten zum Vergleich vorliegen.

Es ist zu sehen, dass die Werte der ELA immer unterhalb der SEGA Werte liegen. In jeweils beiden Analysen steigt beziehungsweise fällt die FE mit steigendem Pitch, doch es liegen unterschiedliche Steigungen vor. Dies führt zu einer steigen-



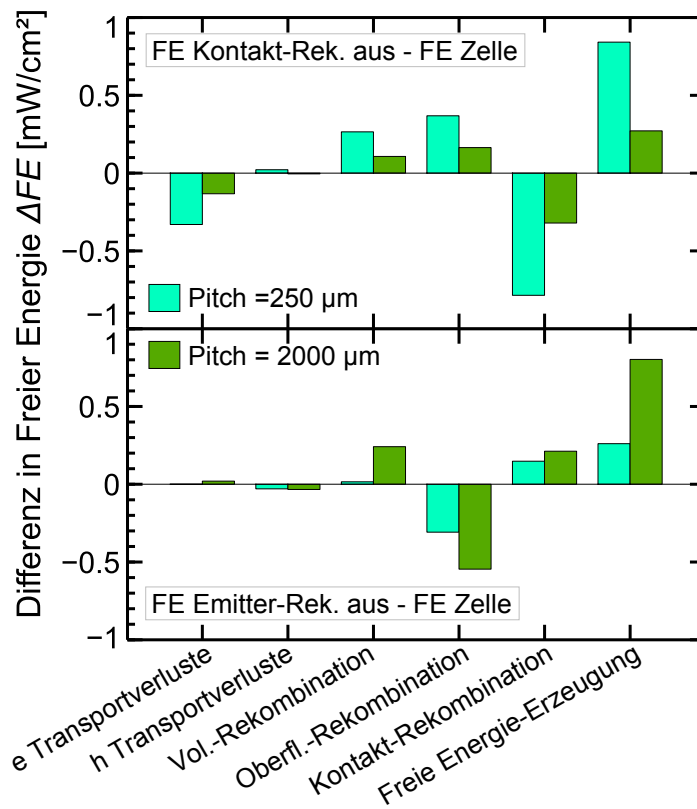
**Abb. 5.9:** Vergleich zwischen der ELA und SEGA Analyse für die Verlustmechanismen der Kontaktrekombination bzw. der Emittierrekombination als Funktion des Pitches. Die gestrichelten Linien dienen der Blickführung.

den Differenz zwischen den Werten mit steigendem Pitch im Falle der „Emitter-Rekombination“ beziehungsweise mit sinkendem Pitch im Falle der „Kontakt-Rekombination“.

Der Grund für eine Differenz der beiden FE liegt an den jeweils unterschiedlichen Arbeitspunkten der Analysen. Während die ELA die Verluste im Ist-Zustand der Solarzellen untersucht, wird bei der SEGA ein Verlustkanal vollständig abgeschaltet, was zu einer anderen Ladungsträgerverteilung innerhalb der Zelle führt, was sich wiederum auf alle anderen Verlustmechanismen auswirkt. Um dies zu veranschaulichen sowie den Verlauf der Graphen in Abb. 5.9 zu verstehen, wird folgender Vergleich gemacht. Betrachtet werden die Freien Energieverluste der beiden Extremfälle des kleinsten (250  $\mu\text{m}$ ) und größten Pitches (2000  $\mu\text{m}$ ) einmal im Ist-Zustand der Zelle und einmal im Zustand der SEGA bei ausgeschalteter Emitter- beziehungsweise Kontaktrekombination.

Die Obere Hälfte von Abb. 5.10 zeigt die Änderung der Freien Energieverluste zwischen diesen zwei Zuständen und Pitches für die Kontaktrekombination. Es zeigt sich, dass die Wegnahme der Kontaktrekombination nicht nur den Verlust an FE direkt an den Kontakten reduziert ( $-0.83 \text{ mWcm}^{-2}$  (250  $\mu\text{m}$ ) bzw.  $-0.33 \text{ mWcm}^{-2}$  (2000  $\mu\text{m}$ )), sondern ebenfalls die Transportverluste der Elektronen ( $-0.33 \text{ mWcm}^{-2}$  bzw.  $-0.13 \text{ mWcm}^{-2}$ ). Dies ist dadurch zu erklären, dass die Transportverluste eine quadratische Funktion des Gradienten der QFE sind und der Gradient durch Abschalten der Kontaktrekombination verringert wird. Die Rekombinationsverluste im Volumen ( $+0.27 \text{ mWcm}^{-2}$  bzw.  $+0.02 \text{ mWcm}^{-2}$ ) und an der Oberfläche ( $+0.37 \text{ mWcm}^{-2}$  bzw.  $+0.16 \text{ mWcm}^{-2}$ ) hingegen steigen aufgrund der höheren QFE Aufspaltung an. Die jeweiligen Verluste beziehungsweise Gewinne an FE sind beim 250  $\mu\text{m}$  Pitch stärker ausgeprägt, als für den 2000  $\mu\text{m}$  Pitch, da, wie in den vorherigen Abschnitten gezeigt, die Kontaktrekombination je nach Pitch eine unterschiedlich starke Rolle spielt.

Der Grund für die in Abb. 5.9 gezeigte ansteigende Differenz der Verluste (ELA) beziehungsweise Gewinne (SEGA) entsteht durch den im Vergleich zur Reduktion der FE durch Kontaktrekombination  $FE_{\text{cont}}$  unterschiedlich starken Anstieg der erzeugten Freien Energie  $FE_{\text{gen}}$  ( $+0.84 \text{ mWcm}^{-2}$  bzw.  $+0.27 \text{ mWcm}^{-2}$ ) und damit der Aufspaltung der QFE. Beträgt das absolute Verhältnis von  $FE_{\text{gen}}/FE_{\text{cont}}$  beim 2000  $\mu\text{m}$  Pitch noch 0.81, steigt es beim 250  $\mu\text{m}$  Pitch auf 1.01 an, da beim kleinen



**Abb. 5.10:** Änderung der Freien Energie zwischen dem Ist-Zustand der Zelle und dem Ist-Zustand in der SEGA für die Fälle „Kontakt-Rekombination“ (obere Hälfte) und „Emitter-Rekombination“ (untere Hälfte) für die Pitches 250  $\mu\text{m}$  (türkise Balken) und 2000  $\mu\text{m}$  (grüne Balken).

Pitch die Kontaktrekombination den größten Rekombinationsverlust darstellt und die Zelle limitiert.

Im Falle der Kategorie „Emitter-Rekombination“ (siehe untere Hälfte von Abb. 5.10) verhält es sich umgekehrt. Beim großen Pitch ist die Emittierrekombination der größte Rekombinationsverlust der Zelle, sodass sich dort ein Abschalten verhältnismäßig stärker auswirkt, als beim kleinen Pitch. Das absolute Verhältnis zwischen der Reduzierung der FE durch Emittierrekombination (Auger und Oberflächenrekombination)  $FE_{\text{Emit}}$  ( $-0.34 \text{ mWcm}^{-2}$  (250  $\mu\text{m}$ ) bzw.  $-0.61 \text{ mWcm}^{-2}$  (2000  $\mu\text{m}$ )) und  $FE_{\text{gen}}$  ( $+0.26 \text{ mWcm}^{-2}$  bzw.  $+0.80 \text{ mWcm}^{-2}$ ) beträgt beim kleinen Pitch nur 0.76, während es beim 2000  $\mu\text{m}$  Pitch, wo der Emittierer die Rekombination dominiert, auf 1.29 ansteigt. Die Reduktion der Emittierrekombination führt außerdem zu einer Ver-

ringerung der Freien Energieverluste durch Löchertransport ( $-0.030 \text{ mWcm}^{-2}$  bzw.  $-0.033 \text{ mWcm}^{-2}$ ), da der Gradient der QFE der Löcher im Emitter durch die abgeschaltete Emitterrekombination verringert wird. Die FE Verluste durch Volumen- ( $+0.016 \text{ mWcm}^{-2}$  bzw.  $+0.242 \text{ mWcm}^{-2}$ ) und Kontaktrekombination ( $+0.15 \text{ mWcm}^{-2}$  bzw.  $+0.21 \text{ mWcm}^{-2}$ ) steigen durch die höhere QFE Aufspaltung an. Im Falle der Volumenrekombination überkompensieren die steigenden FE Verluste durch SRH Rekombination die Gewinne durch die abgeschaltete Auger Rekombination im Emitter.

Der Vergleich zeigt somit, dass die ELA sich besonders dazu eignet den Ist-Zustand einer Solarzelle physikalisch zu beschreiben und zu verstehen. Sie erlaubt allerdings keine genauen Vorhersagen zur möglichen Wirkungsgradsteigerung bei einer Reduzierung oder Vermeidung eines Verlustmechanismus, da sich eine Verbesserung eines Zellbereichs auch immer auf alle anderen Bereiche auswirkt. Die mögliche Wirkungsgradsteigerung stimmt daher nicht mit der im Ist-Zustand im betrachteten Bereich dissipierten Freien Energie überein. Die SEGA zeigt hingegen das Wirkungsgradpotential eines Verlustmechanismus bei dessen Vermeidung, da in der Simulation automatisch alle Auswirkungen der Abschaltung berücksichtigt werden. Ein Kombination der beiden Analysemethoden führt daher zu einem tieferen Verständnis der Zelle und deren Optimierungsmöglichkeiten.

**Kurzzusammenfassung:** In diesem Kapitel wurde erstmalig eine Energieverlustanalyse an beidseitig kontaktierten PSI Solarzellen durchgeführt, bei der neben den Verlusten an Freier Energie auch die Entropieerzeugung berücksichtigt wurde, sodass anhand dieser Verluste direkt die effizienteste Zelle bestimmt werden konnte. Für den verwendeten Zellaufbau ergab sich ein für den Wirkungsgrad optimaler Pitch der Rückseitenkontakte von  $1000 \mu\text{m}$ . Der größte zellinterne rekombinative Verlustmechanismus ist die Rekombination an den Rückseitenkontakten. Global gesehen dominieren jedoch optische Verluste, die durch nicht perfektes Light-Trapping und Abschattung zustande kommen.

Des Weiteren wurde die SEGA (Synergetische Effizienz-Gewinn-Analyse) eingeführt, die den Einfluss der einzelnen Verlustmechanismen auf den Wirkungsgrad analysiert und so die Schritte zum maximal erreichbaren Wirkungsgrad aufschlüsselt. Im Vergleich zu den summierten einzelnen Effizienzgewinnen durch Abschalten verschiedener Verlustmechanismen erreicht man aufgrund von Synergieeffekten durch gleich-



zeitige Abschaltung aller nicht intrinsischer Verlustmechanismen einen doppelt so großen Effizienzgewinn. Als beste Kombination zur Verbesserung des Zellwirkungsgrades mit größtmöglichem Synergieeffekt stellte sich die gleichzeitige Reduzierung der Kontakt- und Emitter-Rekombination heraus.

Die durchgeführte ELA eignet sich zur physikalischen Analyse eines Ist-Zustandes einer Solarzelle, während die SEGA Vorhersagen zum Wirkungsgradgewinn bei Vermeidung eines Verlustkanals ermöglicht. Des Weiteren ermöglicht die SEGA die Identifizierung von Verlustmechanismen bei deren gleichzeitiger Reduzierung ein größtmöglicher Synergieeffekt zu einer hohen potentiellen Wirkungsgradsteigerung führt.



# 6 Laser fired and bonding contacts

## - LFBC

Die in Kapitel 3 vorgestellten PSI Solarzellen sind mit einer Dicke von nur 43  $\mu\text{m}$  zu dünn, um auf industriüblicher Fläche freistehend prozessiert zu werden. Die Verluste durch Waferbruch wären voraussichtlich zu groß. Es bedarf daher einer Stabilisierung während der Prozessierung. Des Weiteren wurden in Kapitel 5 die Rückseitenkontakte als größter zellinterner Verlustkanal identifiziert. In dieser Arbeit wird daher ein Laserprozess entwickelt, der passivierte Wafer mit einem metallisiertem Glas sowohl mechanisch als auch rekombinationsarm elektrisch verbindet. Das Kontaktierungsprinzip ist dabei ähnlich zum sogenannten LFC Prozess (für eng. Laser Fired Contacts) [84, 85]. Bei diesem Prozess werden rückseitenpassivierte Solarzellen entweder mit Aluminium (Al) bedampft [85] oder eine Aluminiumfolie über die Zellrückseite gespannt [86]. Das Aluminium wird anschließend mittels Nanosekunden (60 – 140 ns [85]) gepulstem Laser durch die Passivierung in das Silizium getrieben. An der Stelle des Kontakts wird das meiste an Aluminium während des Laserprozesses verdampft, sodass nur ein dünner Al Film den Kontakt bildet [85].

Die hier entwickelten LFBC (für eng. Laser Fired and Bonding Contacts) Kontakte unterscheiden sich dadurch, dass das Aluminium immer mit einem Substratträger verbunden ist, der dann mit dem Silizium verschweißt wird. Weiterhin befindet sich auf dem Aluminium zur Luftabdichtung ein dünner Silikonfilm und es werden längere Laserpulsdauern verwendet. Die genaue Vorgehensweise, der Probenaufbau, sowie die physikalischen Eigenschaften der LFBC Kontakte werden in den folgenden Abschnitten genauer erläutert.

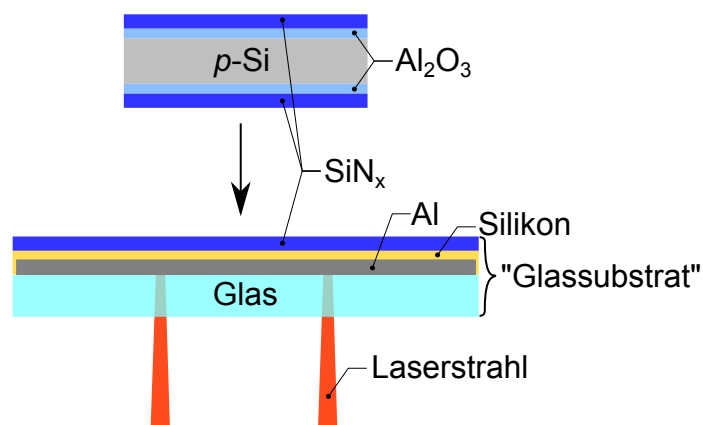
### 6.1 LFBCs mit aufgedampften Aluminium auf Glas

Bei kommerziell erhältlichen Photovoltaikmodulen gelten solche als besonders langlebig, bei denen die Solarzellen zwischen zwei Glasscheiben eingebettet sind. Dies spiegelt sich in längeren Leistungsgarantiezeiten seitens der Hersteller wieder [87].

Es bietet sich daher an, Glas als Substratmaterial zu wählen. Langfristig ist es das Ziel einen Aufbau zu entwickeln, bei dem das Aluminium und die damit verbundene Solarzelle vom Glas mechanisch entkoppelt ist, um die mechanische Belastung der Zellen bei Temperaturschwankungen zu verringern. Dies könnte beispielsweise ein Glas/Silikon/Aluminiumfolie Aufbau sein. Zur Vereinfachung wird hier als erster Schritt Aluminium auf Glas aufgedampft und als Grundlage für den LFBC Prozess verwendet.

### 6.1.1 Substrataufbau und LFBC Prozess

Der grundlegende Aufbau der verwendeten Substrate ist immer gleich und im unteren Teil von Abb. 6.1 zu sehen. Die Prozessierung des Substratträgers beginnt mit einem 1.1 mm dicken Borosilikatglas. Darauf werden mittels thermischer Verdampfung mit einer ATON 500 der Firma Applied Materials 10  $\mu\text{m}$  Al abgeschieden. Im Hinblick auf die in Kapitel 1 vorgestellte Vision des Prozessierens auf Modullevel ist es wichtig, das Substrat samt Metallisierung resistent gegen nasschemische Schritte zu machen, die für die spätere VS Prozessierung benötigt werden. Für blankes Al wäre dies nicht gegeben. Es wird daher ein  $400 \pm 200$  nm dicker Silikonfilm auf dem Al per Hand aufgebracht, mit einem Gummirakel abgezogen und bei 170 °C für 20 Minuten auf einer Heizplatte gehärtet. Bei dem Silikon handelt es sich um ein Zwei-Komponenten-Methyl-Silikon, welches resistent gegen die verwendeten nasschemischen Reinigungsschritte ist.



**Abb. 6.1:** Schema des verwendeten Substrats mit geschütztem Al (unterer Teil) und passivierte Lebensdauerprobe zur Bestimmung der Kontaktrekombinationsgeschwindigkeit.

Ebenfalls im Hinblick auf spätere Prozesskompatibilität wird auf dem Silikon bei 200 °C eine 100 nm  $\text{SiN}_x$  Schicht per PECVD abgeschieden. Ein so präpariertes Substrat wird im Folgenden als „Glassubstrat“ bezeichnet. Das  $\text{SiN}_x$  auf dem Silikonfilm dient als Schutzschicht, die nötig ist, da blanke Silikone instabil gegenüber Plasmaprozessen sind, wie sie zum Beispiel zur Passivierung mit amorphem Silizium verwendet werden [88–90]. Es können sich Methylgruppen aus dem Silikon lösen, die sich negativ auf die Passiviereigenschaften auswirken [91].

Als nächster Schritt folgt nun der eigentliche LFBC Prozess. Dazu werden, wie in Abb. 6.1 gezeigt, Wafer auf dem Glassubstrat platziert. Die zum Glassubstrat zeigende Seite ist dabei immer mit einem Schichtstapel aus 20 nm  $\text{Al}_2\text{O}_3$  und 100 nm  $\text{SiN}_x$  passiviert. Es folgt der Laserschweißprozess, der die Wafer mechanisch und elektrisch mit dem Substrat verbindet. Dazu wird ein Nd:YAG Faserlaser (ITG YLP-c2-1500-15-30) mit einer Wellenlänge von 1064 nm, einer Pulsdauer von 1.2  $\mu\text{s}$ , einer Pulsenergie von 2 mJ, einer Repetitionsrate von 15 kHz und einem  $1/e^2$  Spotdurchmesser von 44  $\mu\text{m}$  verwendet.

Das Laserlicht wird von der Glasseite aus auf das Al fokussiert. Das Al schmilzt dadurch auf, durchdringt die verschiedenen Schichten (Silikon,  $\text{SiN}_x$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) bis zum Silizium und bildet dort den Silizium/Al Kontakt aus. Als Geometrie werden Linienkontakte gewählt, die aus einer 72  $\mu\text{m}$  breiten Einzelspotlinie bestehen. Die einzelnen Laserspots haben einen Abstand von 63  $\mu\text{m}$ , womit sich ein Überlapp von 9  $\mu\text{m}$  ergibt. Die angegebenen Größen beziehen sich dabei immer auf die von der Glasseite aus sichtbare aufgeschmolzene Zone. Alle weiteren ermittelten Werte beziehen sich daher auf diese Größen und sind daher Effektivwerte.

Für die Implementierung der LFBCs in einen Zellprozess müssen drei wichtige Bedingungen erfüllt sein: 1) Eine ausreichende mechanische Haftung zwischen Glassubstrat und Siliziumprobe; 2) eine möglichst niedrige Rekombinationsgeschwindigkeit an den Kontakten; 3) ein ausreichend niedriger Kontaktwiderstand. Diese drei Eigenschaften werden in den folgenden Abschnitten genauer untersucht.

### 6.1.2 Mechanische Stabilität

Um die mechanische Stabilität der LFBCs zu testen, werden Abrisstests durchgeführt. Dazu wird ein Probenaufbau benutzt wie er in Abb. 6.2 zu sehen ist. Es werden runde, einseitig passivierte Wafer mit einem Durchmesser von 25 mm mittels

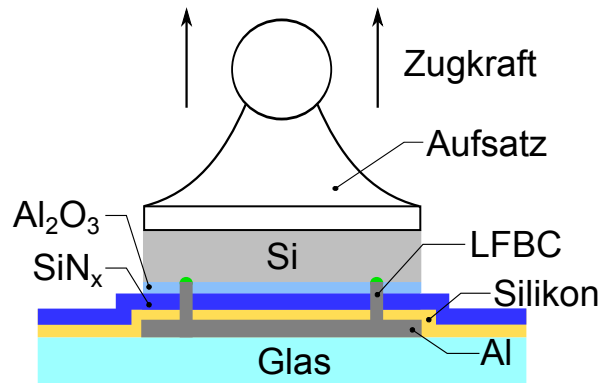


Abb. 6.2: Schematischer Probenaufbau zum LFBC Abrisstest.

LFBC Prozess an ein Substrat gebondet. Der Linienabstand beträgt dabei 1.5 mm, was bei einer Linienbreite von  $72\ \mu\text{m}$  einem Metallisierungsgrad von 4.8 % entspricht. Auf die so präparierten Proben werden Aufsätze mit einer runden Grundfläche mit 20 mm Durchmesser aufgeklebt. Die Proben werden nun in einen Zugspannungstester (Zwick Roell Z0.5) eingebaut und die Abrisskraft  $F_{\text{Abriss}}$  senkrecht zur Substratebene gemessen. Diese beträgt bei einer Mittelung über fünf identische Proben  $F_{\text{Abriss}} = 64.0 \pm 10.0\ \text{N}$ . Ausgedrückt als mechanische Abrissspannung

$$\sigma = \frac{F_{\text{Abriss}}}{A_{\text{Silizium}}} \quad (6.1)$$

sind dies  $\sigma = 32.7 \pm 5.1\ \text{kPa}$ . Die mechanische Haftung ist damit für weitere Prozessschritte ausreichend.

### 6.1.3 Rekombination

Die zweite wichtige Eigenschaft der Kontakte ist deren Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $S_{\text{met}}$  an der Al/Si Grenzfläche. Bei den in Kapitel 3 verwendeten LCO Kontakten mit aufgedampften Al geht aus den Simulationen aus Kapitel 4 ein  $S_{\text{met}} = 1 \times 10^7\ \text{cm/s}$  hervor, was der maximalen (thermischen) Geschwindigkeit entspricht. Für LFCs wurden Werte von  $7300\ \text{cm/s}$  [92] beziehungsweise  $8600\ \text{cm/s}$  [93] berichtet. Bei heutigen gefeuerten Al-Siebdruckpasten werden Werte bis zu  $400\ \text{cm/s}$  erreicht [94, 95]. Für LFC sowie für Al-Siebdruckkontakte ist bekannt, dass beide ein sogenanntes Back Surface Field (BSF) ausbilden. Dabei handelt es sich um einen Bereich um den Kontakt herum, in dem das Si mit Al während des Kontaktierungs-

prozesses dotiert wird.  $S_{\text{met}}$  lässt sich beschreiben als [96]

$$S_{\text{met}} = \frac{N_{\text{A}}}{N_{\text{A}+}} \frac{D_{\text{p}+}}{D_{\text{p}}} \frac{L_{\text{p}}}{L_{\text{p}+}} \coth\left(\frac{W_{\text{BSF}}}{L_{\text{p}+}}\right), \quad (6.2)$$

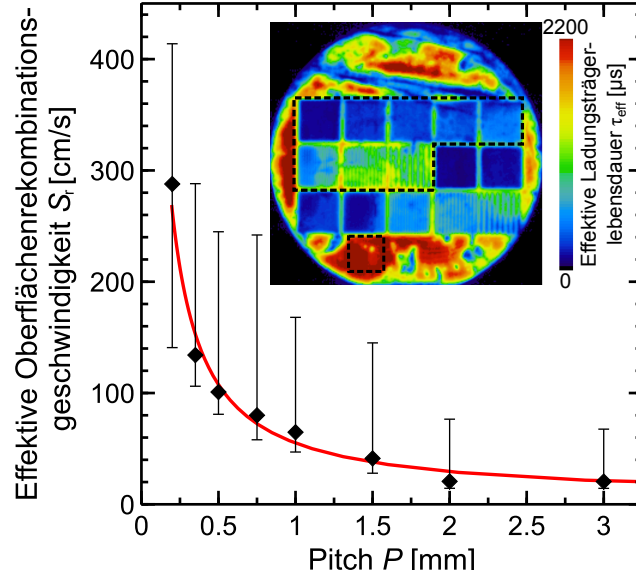
wobei  $N_{\text{A}}$ ,  $N_{\text{A}+}$  die Dotierung,  $D_{\text{p}}$ ,  $D_{\text{p}+}$  die Diffusionskonstante und  $L_{\text{p}}$ ,  $L_{\text{p}+}$  die Diffusionslänge der Basis beziehungsweise des BSF ist.  $W_{\text{BSF}}$  gibt die Dicke des BSF an.  $S_{\text{met}}$  ist daher besonders klein, wenn das erzeugte BSF möglichst tief ist und die Dotierung das Optimum erreicht, sodass  $L_{\text{p}+}$  nicht zu klein wird. Bei gefeuerten Al/Si Kontakten liegt  $N_{\text{A}+}$  bei  $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  [94], womit wie erwähnt Kontaktkombinationsgeschwindigkeiten von 400 cm/s erreicht werden.

**Probenpräparation:** Um  $S_{\text{met}}$  für die LFBCs zu quantifizieren, wird der Prozess auf beidseitig passivierte (siehe Abb. 6.1) Wafer angewendet. Dazu werden 6" große symmetrisch passivierte ( $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiN}_x$ ), 1.5  $\Omega\text{cm}$ , Float Zone (FZ)  $p$ -Typ Wafer genutzt und an ein  $156 \times 156 \text{ mm}^2$  Glassubstrat gebondet. Die Kontakte haben die in Abschnitt 6.1.1 beschriebene Linienform, wobei die Abstände (Pitch) zwischen den Linien zwischen 200 – 3000  $\mu\text{m}$  variiert werden. Für jeden Pitch wird je ein LFBC Feld mit einer Größe von  $2.5 \times 2.5 \text{ cm}$  gelasert.

**Charakterisierung:** Im Anschluss wird die orts aufgelöste effektive Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  der Proben mittels dynamisch kalibrierter statischer ILM (siehe Abschnitt 2.3) vermessen. Die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der passivierten Oberfläche  $S_{\text{pass}}$  wird über  $\tau_{\text{eff}}$  eines unbehandelten Bereichs bestimmt. Dazu wird die Annahme gemacht, dass die Volumenlebensdauer des Wafers  $\tau_{\text{b}}$  durch Strahlende- und Auger-Rekombination limitiert ist [17, 18]. Unter Benutzung der Formel [55]

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1}{\tau_{\text{b}}} + \frac{2S_{\text{pass}}}{W} \quad (6.3)$$

ergibt sich  $S_{\text{pass}}$  zu 4.5 cm/s. Abbildung 6.3 zeigt die effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der LFBC Kontaktseite  $S_{\text{r}}$  als Funktion des Pitches und die dazugehörigen effektiven Lebensdauern als Mapping. Die Unsicherheit von  $S_{\text{r}}$  ergibt sich aus der Unsicherheit der effektiven Lebensdauern. Diese wird in einem Worst-Case-Szenario als Summe einer 10 %-igen systematischen Messunsicherheit, der Standardabweichung der flächengemittelten Lebensdauerauswertung und der Dif-



**Abb. 6.3:** Berechnete  $S_r$  Werte als Funktion des Pitches, gefittet mit einem globalen  $S_{\text{met}}$  als einzigen freien Parameter unter Verwendung der Fischerformel [97]. Der Einsatz zeigt die dazugehörige ILM Messung von  $\tau_{\text{eff}}$  (oberer gestrichelter Bereich). Die untere gestrichelte Box zeigt den Bereich für die  $S_{\text{pass}}$  Bestimmung.

ferenz aus dynamischer und statischer ILM Messung abgeschätzt. Daraus ergibt sich nach Umformung von und Einsetzen in Gleichung 6.3 die Unsicherheit für  $S_r$ .

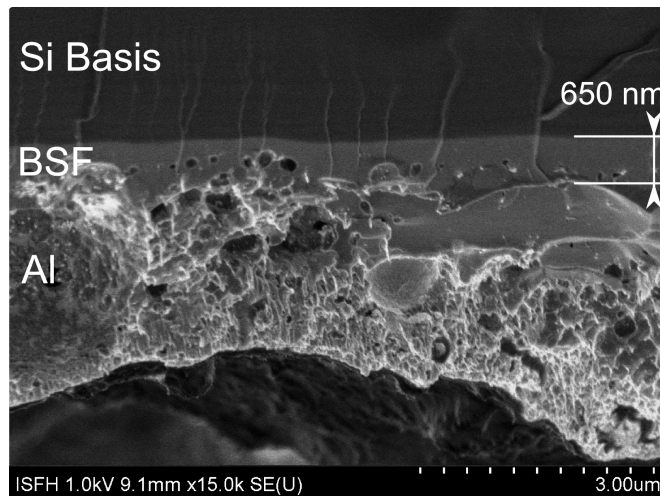
Um  $S_{\text{met}}$  an den LFBC zu extrahieren, wird das analytische Modell von Fischer [97]

$$S_r = \left( \frac{R_s - \rho W}{\rho D} + \frac{1}{f S_{\text{met}}} \right)^{-1} + \frac{S_{\text{pass}}}{1 - f} \quad (6.4)$$

genutzt, womit die  $S_r$  (Pitch) Werte mit  $S_{\text{met}}$  als freiem Parameter gefittet werden. In der Gleichung ist  $\rho$  der Basiswiderstand,  $D$  die Diffusionskonstante der Minoritäten,  $W$  die Waferdicke,  $f$  der Metallisierungsgrad und  $R_s$  der Serienwiderstand. Das Modell für  $R_s$  ist für Linienkontakte und von [98] entnommen. Die Gültigkeit des Modells für diese Anwendung wurde bereits mehrfach gezeigt [94, 99, 100].

**Ergebnis und Einordnung:** Der Fit ergibt ein  $S_{\text{met}} = 800_{-300}^{+1200}$  cm/s. Die Oberbeziehungsweise Untergrenze ergibt sich aus dem Fit der oberen beziehungsweise unteren Unsicherheitsgrenze der  $S_r$  (Pitch) Werte. Der Wert für  $S_{\text{met}}$  der LFBC ist damit fast eine Größenordnung kleiner als für LFC Kontakte und einen Faktor 2 größer als für gefeuerte Al-Pasten Kontakte. Abbildung 6.4 zeigt eine Rasterelektro-





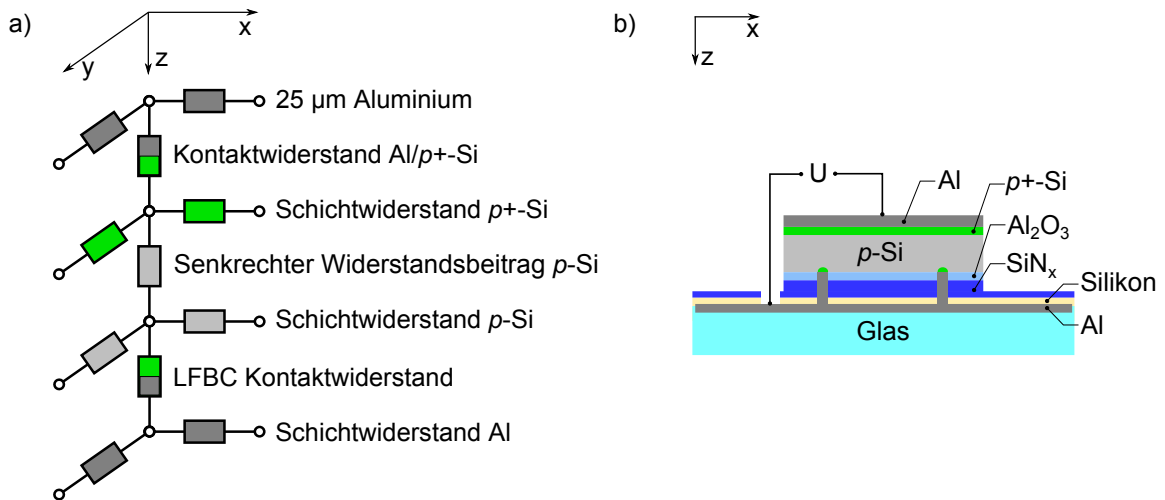
**Abb. 6.4:** Rasterelektronenmikroskopaufnahme eines LFBC Linienkontaktes. Durch den Potentialkontrast wird ein BSF mit einer Dicke von 650 nm detektiert.

nenmikroskopaufnahme eines LFBC. Zu sehen ist ein 650 nm dickes BSF, welches durch einen Potentialkontrast sichtbar wird [101].

Der im Vergleich zu den LFC kleinere Wert von  $S_{\text{met}}$  könnte folgende Gründe haben. Zum einen werden beim LFBC Prozess längere Laserpulsdauern (LFBC: 1.2  $\mu\text{s}$ ; LFC: 60 – 140 ns) verwendet. Dies bewirkt eine größere Eindringtiefe der durch den Laserpuls hervorgerufenen Wärme, da die thermische Diffusionslänge  $l_T = 2\sqrt{\tau_{\text{Puls}}D}$  [102, S.21] mit größerer Pulsdauer  $\tau_{\text{Puls}}$  und konstanter Temperaturleitfähigkeit  $D$  anwächst. Hinzu kommt, dass durch den Einschluss des Al von zwei Seiten kein Wärmetransport durch Auswurf des Al wie beim LFC Prozess stattfindet, sodass mehr Laserenergie zur Kontaktbildung zur Verfügung steht. Weiterhin kommt es durch den Verdampfungsdruck zu einem gerichteten Materialtransport zum Silizium hin. Diese Effekte zusammen führen zu einem höheren thermischen Budget für die Kontaktbildung, was zu einer besseren BSF Ausbildung führen und das geringere  $S_{\text{met}}$  erklären könnte.

#### 6.1.4 Kontaktwiderstand

Die dritte wichtige Eigenschaft der Kontakte ist deren spezifischer Kontaktwiderstand  $\rho_c$  zur Basis. Zu dessen Ermittlung werden Testproben hergestellt deren Aufbau in Abb. 6.5 b) zu sehen ist. Der Prozessfluss zur Herstellung der Proben beginnt mit einem 200  $\mu\text{m}$  dicken, 0.5  $\Omega\text{cm}$   $p$ -Typ Cz Silizium Wafer, der eine einseitige Bordiffusion mit einem Schichtwiderstand von 54  $\Omega$  erhält. Die Gegenseite wird erneut mit

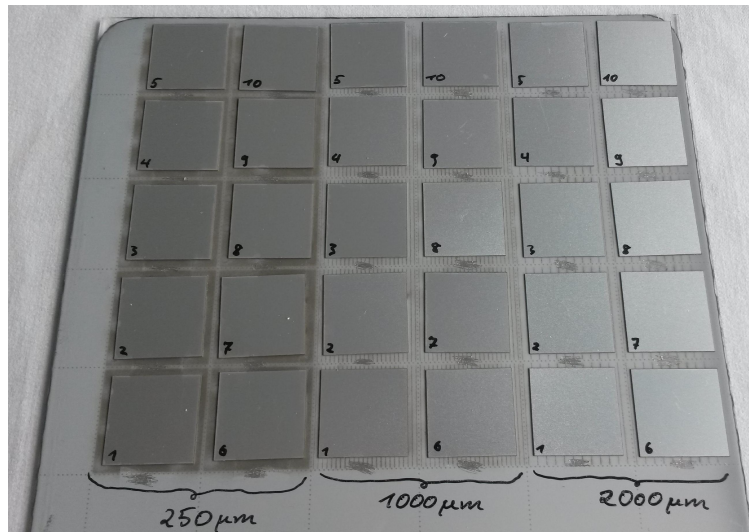


**Abb. 6.5:** Schematischer Aufbau a) der Netzwerksimulation bzw. b) der Testproben zur Bestimmung des spezifischen Kontaktwiderstandes  $\rho_c$ .

einem Schichtstapel aus  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiN}_x$  passiviert. Auf die mit Bor diffundierte Seite werden  $25\ \mu\text{m}$  Aluminium aufgedampft. Der Wafer wird anschließend per Laser in  $2 \times 2\ \text{cm}^2$  große Proben zerteilt, die auf einem vorher präparierten Glassubstrat mit dem zuvor beschriebenen Aufbau platziert werden. Die passivierte Seite zeigt dabei zum Substrat. Die Gesamtprobenzahl beträgt 30. Auf diese Proben wird nun der LFBC Prozess mit den gleichen Parametern wie in Abschnitt 6.1.1 angewendet. Die Proben werden mit drei verschiedenen Pitches ( $250\ \mu\text{m}$ ,  $1000\ \mu\text{m}$ ,  $2000\ \mu\text{m}$ ) angeschweißt, sodass auf jede Geometrie 10 Proben kommen (siehe Abb. 6.6).

Mit einer Vier-Spitzen-Messung werden die Spannungen der einzelnen Proben bei einem konstanten Strom von  $0.5\ \text{A}$  gemessen. Dazu wird lokal direkt neben der zu vermessenden Probe das Al des Substrats freigelegt. Die Messnadeln werden an dieser freigelegten Stelle sowie auf der Probenmitte platziert (siehe Abb. 6.5 b)). Der Median für die Proben beträgt  $4.15 \pm 0.51\ \text{mV}$ ,  $8.2 \pm 1.0\ \text{mV}$  und  $16.35 \pm 4.24\ \text{mV}$  für die Linienabstände  $250\ \mu\text{m}$ ,  $1000\ \mu\text{m}$  und  $2000\ \mu\text{m}$ , was Widerständen von  $8.3 \pm 1.02\ \text{m}\Omega$ ,  $16.4 \pm 2.0\ \text{m}\Omega$  und  $32.7 \pm 8.48\ \text{m}\Omega$  entspricht.

Um aus den gemessenen Widerständen  $\rho_c$  zu bestimmen, werden die Proben mittels Netzwerksimulationen mit LTSpice nachsimuliert. Der prinzipielle Aufbau ist in Abb. 6.5 a) abgebildet. Das Widerstandsnetzwerk wird in vier Ebenen eingeteilt,

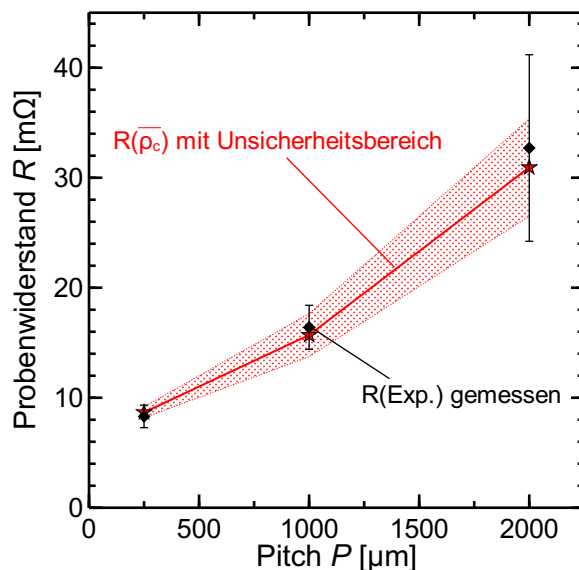


**Abb. 6.6:** Foto der Proben zur Bestimmung des spezifischen Kontaktwiderstandes  $\rho_c$  der LFBC Kontakte. Es werden drei verschiedene Pitches als Variation der Kontaktgeometrie verwendet (250  $\mu\text{m}$ , 1000  $\mu\text{m}$ , 2000  $\mu\text{m}$ ).

die denen der experimentellen Proben entsprechen. Die erste Ebene repräsentiert das Aluminium ( $\rho = 3.2 \times 10^{-6} \Omega\text{cm}$  [75]) auf der Probenvorderseite, die über den Kontaktwiderstand von Al zu  $p^+$ -dotiertem Silizium ( $\rho_c = 0.151 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$  [103]) mit der Borddiffusion (Schichtwiderstand  $54 \Omega$ ) darstellenden zweiten Ebene verbunden ist. Diese ist über Zwischenwiderstände, die den senkrechten Widerstandsanteil des  $0.5 \Omega\text{cm}$  dotierten Wafers repräsentieren, mit dem lateralen Widerstandsanteil der Waferebene verbunden. Die Waferebene steht über lokale Widerstände, die die LFBC Kontaktwiderstände repräsentieren, mit der untersten Aluminiumebene in Verbindung. Die LFBC Kontaktwiderstände befinden sich geometrisch entsprechend an den Stellen der realen Probe.

Die Anzahl der Knotenpunkte des Netzwerks in  $y$ -Richtung (parallel zu den LFBC Linien) ist bei allen Simulationen mit 11 Knotenpunkten konstant. In  $x$ -Richtung variiert die Knotenzahl mit dem simulierten Pitch und steigt von 61 (2000  $\mu\text{m}$  Pitch) bis auf 161 (250  $\mu\text{m}$  Pitch) an. Die Anschlüsse der Simulation werden dem Experiment entsprechend gesetzt.

Der Kontaktwiderstand der LFBC dient nun als freier Parameter, um bei den experimentell ermittelten Spannungen einen Strom von 0.5 A nachzustellen. Ta-



**Abb. 6.7:** Vergleich der gemessenen Gesamtwiderstände der Kontaktwiderstandsproben (schwarze Rauten) zu den Netzwerksimulationen mit dem bestimmten Mittelwert des spezifischen Kontaktwiderstands  $\bar{\rho}_c$  für die Pitches 250  $\mu\text{m}$ , 1000  $\mu\text{m}$ , 2000  $\mu\text{m}$  inklusive Unsicherheitsbereich (rote Sterne und Fläche).

belle 6.1 zeigt die erzielten Werte von  $\rho_c$  der LFBC Kontakte zu den jeweiligen Pitches. Die Simulationen ergeben Kontaktwiderstände von  $1.24 \pm 1.14 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ ,  $1.85 \pm 0.57 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$  beziehungsweise  $1.87 \pm 1.08 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$  für die experimentell erstellten Proben mit 250  $\mu\text{m}$ , 1000  $\mu\text{m}$  beziehungsweise 2000  $\mu\text{m}$  Pitch. Die angegebenen Unsicherheiten ergeben sich aus der mittleren Abweichung vom Median der je zehn Proben. Als Mittelwert aus den drei Probentypen ergibt sich ein  $\bar{\rho}_c = 1.65 \pm 0.56 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ . Abbildung 6.7 zeigt den mit diesem Mittelwert mittels Netzwerksimulationen simulierten Gesamtwiderstand in Abhängigkeit vom Pitch im Vergleich zu den experimentell gemessenen Werten. Sie stimmen innerhalb der Unsicherheit mit den gemessenen überein. Das bestimmte  $\rho_c$  ist trotz des BSF am Kontakt leicht höher, als der in Abschnitt 4.1.1 ermittelte Kontaktwiderstand von aufgedampften

**Tab. 6.1:** Aus Spice Simulationen extrahierte spezifische Kontaktwiderstände  $\rho_c$  der LFBC Kontakte zu den Proben mit 250  $\mu\text{m}$ , 1000  $\mu\text{m}$  bzw. 2000  $\mu\text{m}$  Pitch.

Pitch	250 $\mu\text{m}$	1000 $\mu\text{m}$	2000 $\mu\text{m}$	Mittelwert
$\rho_c$ [ $\text{m}\Omega\text{cm}^2$ ]	$1.24 \pm 1.14$	$1.85 \pm 0.57$	$1.87 \pm 1.08$	$1.65 \pm 0.56$

Al zu  $0.5 \Omega\text{cm}$   $p$ -Typ Silizium ( $\rho_c = 0.92 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ ). Da es sich bei dem spezifische Kontaktwiderstand der LFBC wie bereits erwähnt um einen Effektivwert handelt, stellt dies keinen Widerspruch dar.

## 6.2 Vergleich zwischen LFBC und LCO Kontakten

In den vorherigen Abschnitten wurden die LFBC charakterisiert. Im Vergleich zu den in Kapitel 3 verwendeten LCO Kontakten ergeben sich bei den LFBC folgende Vorteile. Die Kontaktrekombinationsgeschwindigkeit  $S_{\text{met}}(\text{LFBC}) = 800 \text{ cm/s}$  ist im Gegensatz zu  $S_{\text{met}}(\text{LCO}) = 1 \times 10^7 \text{ cm/s}$  wesentlich geringer. Durch das Silikon mit einem Brechungsindex  $n < 1.45$  könnten sich Vorteile in der Rückseitenreflexion ergeben. Um diesen Einfluss auf Solarzellen zu untersuchen, werden bis auf die Rückseitenkontaktierung identische Zellen hergestellt und miteinander verglichen.

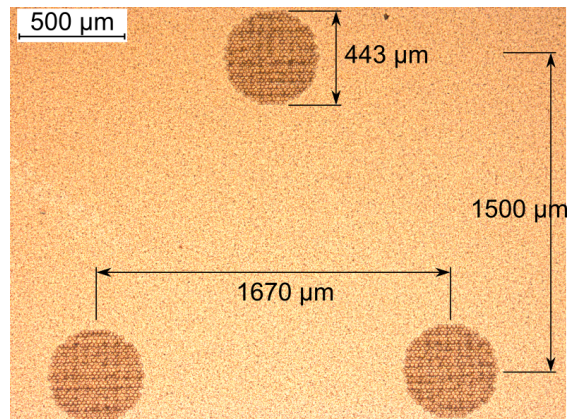
### 6.2.1 Zellaufbau

Als Basismaterial wird für beide Zelltypen  $0.5 \Omega\text{cm}$   $p$ -Typ FZ Material mit einer Dicke von  $280 \mu\text{m}$  verwendet. Im Falle der LCO Zelle ist der Prozess identisch zu dem in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen Prozess. Die Geometrie der Rückseitenkontaktöffnungen ist in Abb. 6.8 zu sehen. Die Passivierung ist in diesem Fall mit runden Öffnungen versehen, die in  $x$ -Richtung einen Abstand von  $1500 \mu\text{m}$  und in  $y$ -Richtung einen Abstand von  $1670 \mu\text{m}$  haben.

Bei den LFBC Zellen werden zunächst keine Kontaktöffnungen gemacht, die Rückseite nicht metallisiert und nur die Vorderseite fertig prozessiert. Erst als letzter Schritt folgt die LFBC Kontaktierung mit dem aus Abb. 6.1.1 bekannten Glassubstrat. Die mit Aluminium bedeckte Fläche auf dem Substrat ragt um  $2 \text{ mm}$  unter der Zelle hervor, sodass der Rückseitenkontakt für die Vermessung zugänglich ist. Der LFBC Prozess wird wie in 6.1.1 beschrieben durchgeführt, wobei die Linienkontakte einen Pitch von  $1500 \mu\text{m}$  und eine Linienbreite von  $72 \mu\text{m}$  haben.

### 6.2.2 Charakterisierung

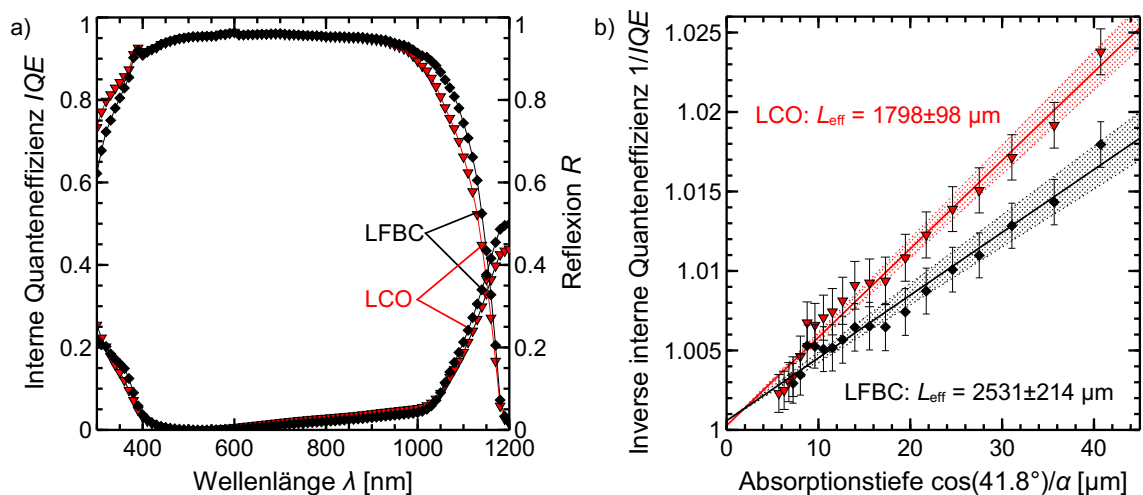
Von beiden Solarzellen werden die Hellkennlinien und die Quanteneffizienzen unter Standardtestbedingungen gemessen. Der größte Unterschied der beiden Zellen ist



**Abb. 6.8:** Lichtmikroskopaufnahme der Rückseitenkontaktöffnungsgeometrie der Solarzelle mit LCO Kontakten nach Metallisierung.

im  $J_{sc}$  zu sehen, welches bei der LFBC Zelle  $41.8 \text{ mA/cm}^2$  und bei der LCO Zelle  $40.3 \text{ mA/cm}^2$  beträgt. Das  $V_{oc}$  ist  $672.7 \text{ mV}$  bzw.  $668.2 \text{ mV}$ , der  $FF$   $78.3 \%$  bzw.  $80.3 \%$  und der Wirkungsgrad  $\eta$   $22.1 \%$  bzw.  $21.6 \%$  für die LFBC bzw. LCO Zelle. Der Wirkungsgrad von  $22.1 \%$  belegt die Anwendbarkeit des LFBC Prozesses zur Herstellung und Kontaktierung von hocheffizienten Solarzellen.

Um den Unterschied der beiden Zellen insbesondere im  $J_{sc}$  zu untersuchen, werden Quanteneffizienzmessungen (QE) sowie Reflexionsmessungen durchgeführt. Die unskalierten Messungen sind in Abb. 6.9 a) gezeigt. Im kurzwelligem Bereich bis ca.



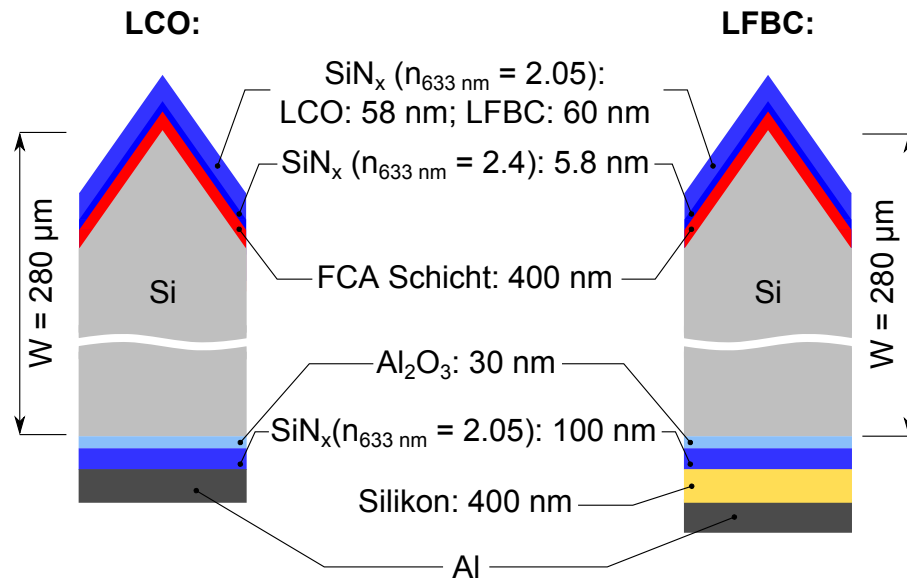
**Abb. 6.9:** a) Quanteneffizienz- und Reflexionsmessungen der LFBC bzw. LCO Zelle im Vergleich. b) Inverse QE über der Absorptionstiefe zur Bestimmung von  $L_{eff}$ .

375 nm liegt die IQE der LCO Zelle trotz identischer Vorderseitenprozessierung über der IQE der LFBC Zelle. Im langwelligem Bereich ab 950 nm ist es genau umgekehrt. Durch die geringere Rekombination an den LFBC gehen weniger Ladungsträger an den Kontakten verloren, sodass es zu einer höheren IQE kommt. Ein weiterer Unterschied ist in der Reflexion der beiden Zellen zu sehen. Die LFBC Zelle weist eine um ca. 6 % Punkte höhere Reflexion bei 1200 nm auf, was auf einen erhöhten Reflexionsgrad der Zellrückseite hindeutet.

Abbildung 6.9 b) zeigt die inverse interne Quanteneffizienz  $\text{IQE}^{-1}$  über der Absorptionstiefe  $\cos(41.8^\circ)/\alpha$ . Der  $41.8^\circ$  Winkel berücksichtigt die Brechung an der Vorderseitentextur, sodass  $\cos(41.8^\circ)$  der Wegstreckverlängerung durch den schrägen Verlauf im Silizium entspricht.  $\alpha$  ist der Absorptionskoeffizient von Silizium. Nach Gleichung 3.7 ergibt sich aus der Steigung die effektive Diffusionslänge  $L_{\text{eff}}$ . Die Unsicherheiten werden hierbei mittels Monte-Carlo Simulation bestimmt. Da für die Bestimmung nur die Steigung des  $1/\text{IQE}$  Plots wichtig ist, wird als Unsicherheit der Messwerte nur das statistische Rauschen betrachtet und zu 0.14 % des Messwertes abgeschätzt [104]. Die Messwerte werden mit dieser Standardabweichung zufällig variiert und zu jedem Ereignis die Steigung bestimmt. Das ganze wird 10000-fach wiederholt, wodurch die Unsicherheiten bestimmt werden. Die entsprechenden Steigungen der Zellmessungen ergeben  $L_{\text{eff}}(\text{LFBC}) = 2531 \pm 214 \mu\text{m}$  beziehungsweise  $L_{\text{eff}}(\text{LCO}) = 1798 \pm 98 \mu\text{m}$ , was nochmal die verlustärmere Kontaktierung der Rückseite belegt.

### 6.2.3 Zellsimulationen

Um insbesondere die unterschiedlichen Zellströme auch simulativ nachzuvollziehen und damit ein tieferes Verständnis zu erlangen, werden Sentaurus Simulationen zu den beiden Zelltypen durchgeführt. Da die Zellen in weiten Teilen identisch zu den in Abschnitt 4 simulierten Zellen sind, werden die meisten der Simulationsparameter aus Tab. 4.1 als erste Näherung übernommen. Ausnahmen bilden hier aufgrund des im Vergleich dickeren FZ Basismaterials das Generationsprofil und die Volumenlebensdauer. Für die Volumenlebensdauer wird aufgrund des verwendeten FZ Materials keine SRH Rekombination angenommen, sodass nur strahlende und Auger Rekombination simuliert werden. Des Weiteren wird die Rekombinationsgeschwindigkeit der Emitteroberfläche so angepasst, dass die simulierte Spannung dem Experiment entspricht, jedoch für beide identisch angenommen wird.



**Abb. 6.10:** Schema der Simulationsdomänen der Sunrays Simulationen zur Generationsprofilbestimmung für die LCO bzw. LFBC Zelle.

**Generationsprofil:** Das Generationsprofil wird für beide Zellen aufgrund der verschiedenen Rückseiten unterschiedlich gewählt. Dazu werden mit SUNRAYS unter Berücksichtigung der gemessenen Reflexionskurven und Rückseitenschichten entsprechende Raytracing Simulationen durchgeführt. Die Simulationsdomänen sind in Abb. 6.10 gezeigt. Auf der Vorderseite unterscheiden sich die Domänen im Anti-reflexionsnitrid um 2 nm, als Konsequenz der leicht verschiedenen Minima in den gemessenen Reflexionskurven (siehe Abb. 6.9). Auf der Zellrückseite der LFBC Zelle wurde zusätzlich zur Rückseitenpassivierung das 400 nm dicke Silikon auf dem Al hinzugefügt.

Kumuliert ergeben sich Generationsströme von  $42.24 \text{ mA/cm}^2$  (LCO) und  $42.67 \text{ mA/cm}^2$  (LFBC). Das Silikon, welches nach Herstellerangaben zwischen 300 nm und 1200 nm einen Brechungsindex zwischen  $n = 1.45$  und  $n = 1.39$  hat, erhöht den Generationsstrom um  $0.43 \text{ mA/cm}^2$  durch eine erhöhte Rückseitenreflexion, die auch experimentell durch Reflexionsmessungen beobachtet wird. Für die Sentaaurussimulation wird noch die effektive Abschattung der Zellen berücksichtigt, die sich aus den Reflexionsmessungen ergeben. Dabei wird angenommen, dass sich die gemessene Gesamtreflexion



der Zelle

$$R(\lambda) = M \cdot R_{\text{met}}(\lambda) + (1 - M) \cdot R_{\text{Si}}(\lambda) \quad (6.5)$$

aus der Reflexion am Silizium  $R_{\text{Si}}(\lambda)$ , am Metall  $R_{\text{met}}(\lambda)$  und dem Metallisierungsgrad  $M$  zusammensetzt [105]. Am Minimum von  $R(\lambda_0)$  gelte  $R_{\text{Si}}(\lambda_0) = 0$ , wodurch bei bekanntem [105]  $R_{\text{met}}(\lambda_0)$  der Metallisierungsgrad  $M$  bestimmt werden kann. Einsetzen von  $M$  in Gleichung 6.5 und Umformen ergibt  $R_{\text{Si}}(\lambda)$ , dessen Minimum  $R_{\text{Si}}(\lambda_0)$  ausgelesen wird. An diesem  $\lambda_0$  wird  $M$  erneut bestimmt. Die Vorgehensweise wird wiederholt, bis  $M$  konstant bleibt. So ergeben sich effektive Abschattungen von 0.96 % (LCO) beziehungsweise 0.7 % (LFBC), die auf leicht unterschiedliche Geometrien der Aufdampfmasken zurückzuführen sind.

**Simulationseinheitszelle und Randbedingungen:** Die Rückseitengeometrie in der Sentauros Simulationseinheitszelle (SEZ) wird entsprechend an die beiden Zelltypen angepasst. Für die LCO Zelle ist dies gemäß Abb. 6.8 angepasst. Statt runden Kontaktöffnungen werden allerdings quadratische Öffnungen der gleichen Fläche verwendet. Die Kantenlänge der Öffnung ist daher 392.6  $\mu\text{m}$ . Für die LFBC Kontakte wird die in Abschnitt 6.1.1 beschriebene Geometrie gewählt. Der Pitch beträgt auch hier 1500  $\mu\text{m}$  und die Linienbreite 72  $\mu\text{m}$ .

Um eine Modellierung der Solarzellen nahe am Experiment zu gewährleisten, werden die in der Simulation verwendeten Volumenlebensdauern und Kontaktrekombinationsgeschwindigkeiten mit den Quanteneffizienzmessungen verknüpft. Die gemessenen effektiven Diffusionslängen  $L_{\text{eff}}$  stehen gemäß Gleichung 3.6 mit der Diffusionslänge der Basis  $L_{\text{b}}$  und der effektiven Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit  $S_{\text{eff}}$  in Beziehung. Da es sich bei den für die beide Zellen verwendeten Wafern um FZ Material handelt, kann von einer Auger limitierten Volumenlebensdauer mit entsprechendem  $L_{\text{b}}$  ausgegangen werden.  $L_{\text{b}}$  beträgt nach [17, 18, 69, 70] für die vorhandene Dotierung 1640  $\mu\text{m}$ . Die  $S_{\text{eff}}$  Werte für beide Zellen sind unter dieser Annahme durch Gleichung 3.6 bestimmbar und betragen 124 cm/s (LCO) beziehungsweise 76 cm/s (LFBC). Unter Verwendung der Fischerformel (Glg. 6.4) und einem  $S_{\text{pass}} = 4.8$  cm/s wie in Abschnitt 4.1.1 bestimmt, kann so die Rekombinationsgeschwindigkeit an den Kontakten  $S_{\text{met}}$  für die Simulation berechnet werden.  $S_{\text{met}}$  beträgt demnach rechnerisch  $3 \times 10^5$  cm/s (LCO) beziehungsweise 2700 cm/s (LFBC). Das  $S_{\text{met}}$  (LCO) unter-

scheidet sich damit, zu dem in Abschnitt (LCO) bestimmten Wert von  $1 \times 10^7$  cm/s um fasst zwei Größenordnungen. Da die Rekombination an den Kontakten bei diesen hohen Rekombinationsgeschwindigkeiten diffusionslimitiert ist [103], stehen die Werte trotzdem nicht im Widerspruch zueinander. Ein  $S_{\text{met}} = 1 \times 10^7$  cm/s würde lediglich zu einer rechnerischen Erhöhung von  $S_{\text{eff}}$  auf 126 cm/s im Gegensatz zu dem hier bestimmten 124 cm/s führen, wodurch der Unterschied in der Zelleistung vernachlässigbar wäre.

Das über das  $L_{\text{eff}}$  der Zelle bestimmte  $S_{\text{met}}$  der LFBC ist mit 2700 cm/s knapp außerhalb des in Kap. 6.1.3 bestimmten Unsicherheitsbereichs ( $800_{-300}^{+1200}$  cm/s). Berücksichtigt man jedoch zusätzlich die Unsicherheit des  $L_{\text{eff}}$  ergeben sich unter Annahme der in den Unsicherheiten liegenden Maximalwerte für  $S_{\text{met,max}} = 2000$  cm/s (LFBC) und  $L_{\text{eff,max}} = 2745$   $\mu\text{m}$  (LFBC) zugehörige  $S_{\text{eff}}$ -Werte von 65 cm/s ( $S_{\text{met,max}}$ ) beziehungsweise 68 cm/s ( $L_{\text{eff,max}}$ ). Die noch vorhandene Abweichung von 3 cm/s ist vernachlässigbar, sodass das aus dem  $L_{\text{eff}}$  (LFBC) ermittelte  $S_{\text{met}}$  (LFBC) nicht im Widerspruch zu dem in Abschnitt 6.1.3 bestimmten Wert steht. Für die Simulation wird nichtsdestotrotz der aus dem  $L_{\text{eff}}$  (LFBC) der Zelle bestimmte beste Schätzwert von  $S_{\text{met}} = 2700$  cm/s verwendet, um dem Experiment zu entsprechen. Da nun alle Parameter der Basis auf das Experiment zurückgeführt wurden, wird die Rekombinationsgeschwindigkeit der Emitteroberfläche  $S_{\text{Emit}}$  als Fitparameter benutzt, um die Zellspannung nachzubilden. Es ergibt sich ein  $S_{\text{Emit}} = 4 \times 10^6$ . Die Basiskontaktwiderstände werden zu  $\rho_c(\text{LCO}) = 0.92$  m $\Omega\text{cm}^2$  beziehungsweise  $\rho_c(\text{LFBC}) = 1.65$  m $\Omega\text{cm}^2$  gemäß den zuvor ermittelten Werten gewählt.

**Simulationsergebnisse:** Tabelle 6.2 zeigt die aus der Simulation gewonnenen Zellparameter im Vergleich zu den experimentell Werten. Sowohl das  $J_{\text{sc}}$  als auch das  $V_{\text{oc}}$  der beiden Zelle stimmen innerhalb der Messunsicherheiten mit den Zellmessungen überein. Beim  $FF$  und der Zelleffizienz gibt es keine Übereinstimmung, da keine Simulation des Zellgrids gemacht wird, da dieser Aspekt hier nicht von größerem Interesse ist. Die Simulationen zeigen einen Unterschied im  $J_{\text{sc}}$  von 0.72 mA/cm<sup>2</sup> zwischen den beiden Zelltypen. 0.43 mA/cm<sup>2</sup> sind dabei auf den Unterschied in der Gesamtabsorption durch die erhöhte Reflexion der LFBC Rückseite zurückzuführen. Weitere 0.1 mA/cm<sup>2</sup> gehen auf die leicht unterschiedliche effektive Abschattung durch das Zellgrid zurück. Der Unterschied in der reinen Rekombination an den Rückseitenkontakten beträgt 0.19 mA/cm<sup>2</sup>, was durch die unterschiedlichen Rekombinationsgeschwindigkeiten an den Kontakten zu erklären ist.

**Tab. 6.2:** Kennlinienparameter der experimentell hergestellten bzw. simulierten Solarzellen mit LFBC bzw. LCO Kontakten im Vergleich.

Typ	$J_{sc}$ [ mA/cm <sup>2</sup> ]	$V_{oc}$ [ mV]	$FF$ [%]	$\eta$ [%]
LCO Exp.	40.2± 1.2	668.2± 3	80.3± 0.8	21.6± 0.6
LFBC Exp.	41.8± 1.2	672.7± 3	78.3± 0.8	22.1± 0.7
LCO Sim.	41.11	668.6*	82.7	22.7
LFBC Sim.	41.83	672.8*	82.7	23.3

\* $V_{oc}$  nach Temperaturkorrektur auf 25 °C

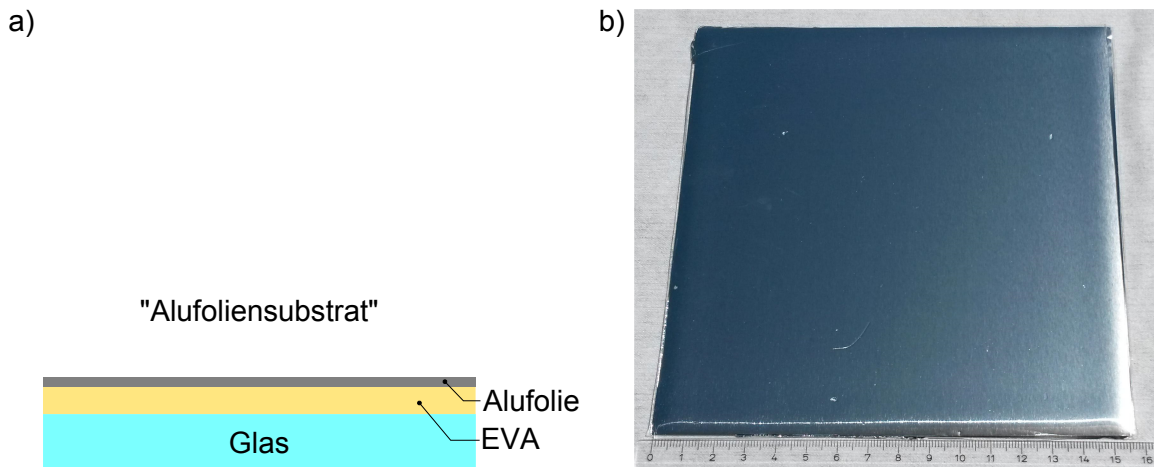
## 6.3 LFBC mit Alufolie auf EVA

Hinsichtlich der Langzeitstabilität ist es von Vorteil, Solarzelle und Glas mechanisch voneinander zu entkoppeln, da die unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten von Glas und Silizium unter Temperaturänderungen zu mechanischen Spannungen führen, die die Zelle beziehungsweise deren Kontaktierung beschädigen können. In diesem Abschnitt wird daher das Substrat zur LFBC Herstellung modifiziert. Anstelle des auf Glas aufgedampften Aluminiums wird handelsübliche Aluminiumhaushaltsfolie verwendet, die auf eine auf Glas befindliche Ethylvinylacetat-Folie (EVA) laminiert wird. Der hier gezeigte Aufbau ist für Anwendung auf Standardsiebdrucksolarzellen konzipiert.

### 6.3.1 Probenaufbau und Prozess

Abbildung 6.11 a) zeigt schematisch den Aufbau und Abb. 6.11 b) eine Lichtbildaufnahme des modifizierten Substrats. Auf eine 1.1 mm dicke Glasscheibe wird eine 450 µm Dicke EVA Folie gelegt, worauf wiederum eine 13 µm dicke Aluminiumfolie platziert wird. Dieser Schichtstapel wird bei 75 °C laminiert, wodurch sich eine Haftung der drei Materialien untereinander ausbildet und die Alufolie geglättet wird. Das EVA wird bei dieser Temperatur nur angeschmolzen, vernetzt allerdings noch nicht, was eine spätere Lamination im Modul ermöglicht.

Wie in Abschnitt 6.1.1, kommt auch hier ein Silikon zwischen Siliziumprobe und Aluminium zum Einsatz. Dies wird in diesem Fall jedoch nicht auf die Alufolie aufgebracht, sondern auf die RS der Siliziumprobe. Dafür wird ein in Isopropanol gelös-



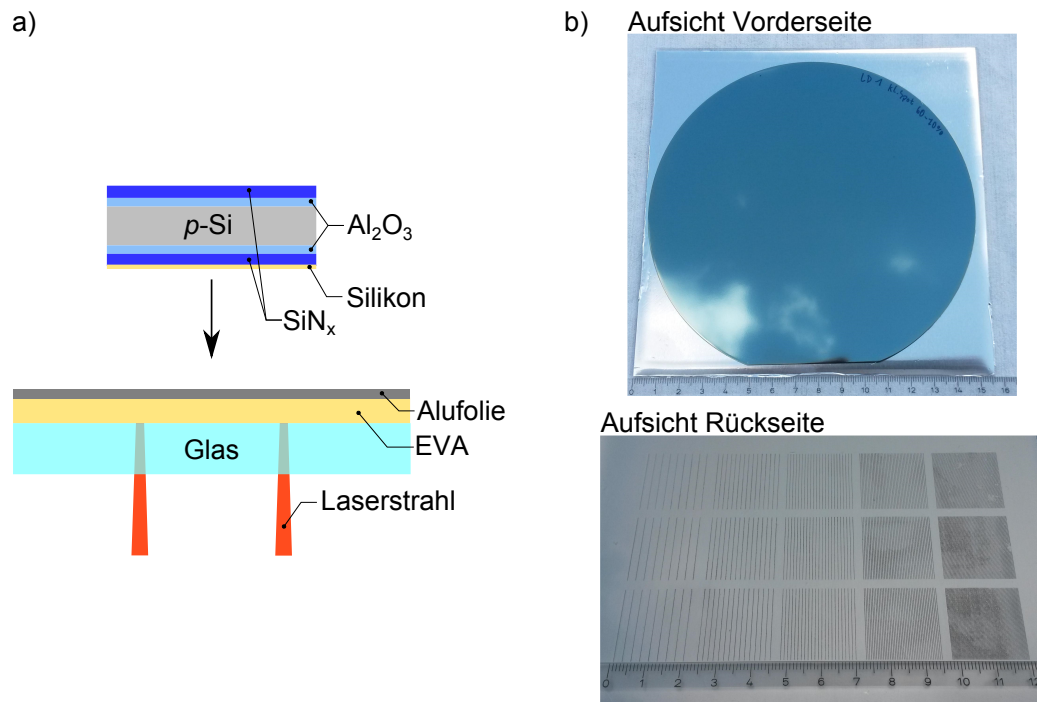
**Abb. 6.11:** a) Schematischer Aufbau des „Alufoliensubstrats“. b) Lichtbildaufnahme des Substrats nach Lamination.

tes Silikon (Tectosil, Wacker; Mischungsverhältnis 1:2) verwendet, welches mit einem Gummirakel über die Probe gezogen wird, wodurch nach Verdunstung des Isopropanols ein wenige 100 nm dicker Silikonfilm zurückbleibt.

Für den Bondingprozess wird erneut der Nd:YAG Faserlaser (ITG YLP-c2-1500-15-30) mit einer Wellenlänge von 1064 nm und einer Pulsdauer von 1.2  $\mu\text{s}$  verwendet. Dieses Mal wird der  $1/e^2$  Spotdurchmesser jedoch mit 27  $\mu\text{m}$  anstatt 44  $\mu\text{m}$  kleiner gewählt, wodurch mit einer Pulsenergie von 1.2 mJ Energiedichten von 210  $\text{J}/\text{cm}^2$  erreicht werden. Die im Vergleich zum Substrat mit aufgedampftem Al höheren Energiedichten sind zum einen wegen der 3  $\mu\text{m}$  dickeren Alufolie und zum anderen aufgrund der zusätzlichen Grenzfläche Glas/EVA und der Streuung des Licht innerhalb des EVA notwendig. Als Kontaktgeometrie werden erneut Linien mit einer Spotbreite verwendet, die bei der verwendeten Laserleistung eine Breite von 83  $\mu\text{m}$  aufweisen. Der Spotabstand innerhalb einer Linie beträgt 74  $\mu\text{m}$ , sodass sich wie zuvor ein Überlapp von 9  $\mu\text{m}$  ergibt.

### 6.3.2 Rekombination

Zur Charakterisierung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $S_{\text{met}}$  der LFBC auf Alufolie wird der LFBC Prozess auf beidseitig passivierte 6" 1.5  $\Omega\text{cm}$   $p$ -Typ FZ Wafer mit einer Dicke von 280  $\mu\text{m}$  angewendet. Abbildung 6.12 zeigt (a) schematisch den Probenaufbau sowie (b) eine Lichtbildaufnahme der Proben von der Vorder- und



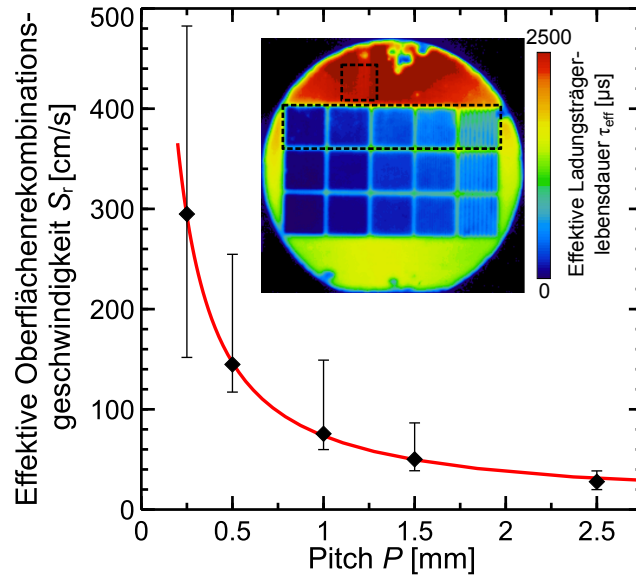
**Abb. 6.12:** a) Schematischer Aufbau der Lebensdauerproben. b) Lichtbildaufnahme der VS und RS der Proben nach LFBC Prozess.

Rückseite nach dem Laserprozess.

Es werden wie bereits in Abschnitt 6.1.3 beschrieben, LFBC Felder mit variierenden Linienabständen erzeugt. Die Linienabstände betragen hier  $250\ \mu\text{m}$ ,  $500\ \mu\text{m}$ ,  $1000\ \mu\text{m}$ ,  $1500\ \mu\text{m}$  und  $2500\ \mu\text{m}$ . Nach dem Laserprozess wird mit Hilfe der dynamisch kalibrierten statischen ILM die effektive Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  der Einzelfelder des jeweiligen Linienabstandes und mit Gleichung 6.3 die effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $S_{\text{eff}}$  der laserbehandelten Seite des Wafers bestimmt. Mit der gleichen Formel wird die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der Passivie-

**Tab. 6.3:** Übersicht der gemessenen effektiven Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  mit dazugehörigen effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten  $S_r$  der laserbehandelten Oberflächen in Abhängigkeit vom gewählten Linienabstand.

Pitch [ $\mu\text{m}$ ]	250	500	1000	1500	2500
$\tau_{\text{eff}}$ [ $\mu\text{s}$ ]	$101^{+82}_{-35}$	$191^{+40}_{-76}$	$341^{+77}_{-155}$	$486^{+106}_{-173}$	$782^{+217}_{-178}$
$S_r$ [ $\text{cm/s}$ ]	$295^{+188}_{-143}$	$145^{+110}_{-28}$	$76^{+73}_{-16}$	$50^{+36}_{-11}$	$28^{+11}_{-8}$



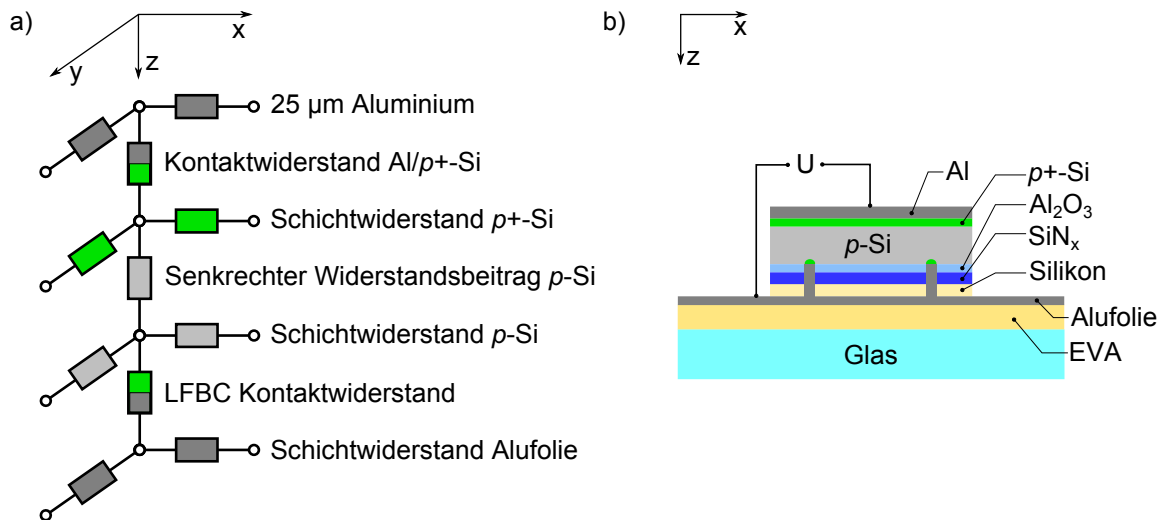
**Abb. 6.13:** Berechnete  $S_r$  Werte als Funktion des Pitches, gefittet mit einem globalen  $S_{\text{met}}$  als einzigen freien Parameter unter Verwendung der Fischerformel [97]. Der Einsatz zeigt die dazugehörige ILM Messung von  $\tau_{\text{eff}}$  (unterer gestrichelter Bereich). Die obere gestrichelte Box zeigt den Bereich für die  $S_{\text{pass}}$  Bestimmung.

zung unter Annahme einer Auger-limitierten Volumenlebensdauer [56] zu 3.5 cm/s bestimmt.

Eine Übersicht der ausgewerteten  $\tau_{\text{eff}}$  und  $S_r$  ist in Tab. 6.3 zu sehen. Die angegebenen Messunsicherheiten wurden identisch zu Abschnitt 6.1.3 bestimmt. Mit Gleichung 6.4 wird  $S_{\text{met}}$  der LFBC auf Alufolie durch einen Fit an die  $S_r$  Werte in Abhängigkeit vom Pitch bestimmt. Der Fit an die Messwerte sowie das ILM Lebensdauer-mapping sind in Abb. 6.13 abgebildet. Es ergibt sich ein  $S_{\text{met}} = 1000^{+1000}_{-500}$  cm/s, was damit innerhalb der Messunsicherheit identisch mit dem Wert aus Abschnitt 6.1.3 ist.

### 6.3.3 Kontaktwiderstand

Auch für die LFBC auf Alufolie wird der Kontaktwiderstand  $\rho_c$  zu Silizium bestimmt. Dafür werden ähnliche Proben wie in Abschnitt 6.1.4 hergestellt. Abbildung 6.14 b) zeigt den verwendeten Probenaufbau. Es wird das bereits zuvor beschriebene Glas/EVA/Alufolien-Substrat verwendet. Darauf werden  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  große Si ( $0.5 \text{ } \Omega\text{cm}$ ) Testproben platziert, die eine Borddiffusion mit einem Schichtwiderstand von  $54 \text{ } \Omega$  auf der Vorderseite aufweisen auf der wiederum  $25 \text{ } \mu\text{m}$  Aluminium abge-



**Abb. 6.14:** Schematischer Aufbau a) der Netzwerksimulation bzw. b) der Testproben zur Bestimmung des spezifischen Kontaktwiderstandes  $\rho_c$  der LFBC Kontakte auf Alufolie.

schieden werden. Die Rückseite ist mit einem Schichtstapel aus  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiN}_x$  passiviert. Zusätzlich wird auf die Passivierung ein Silikon, wie in Abschnitt 6.3.1 beschrieben, aufgebracht.

Die Testproben werden durch den LFBC Prozess mit dem Substrat verbunden. Es werden dabei Pitches von 250  $\mu\text{m}$ , 1000  $\mu\text{m}$  und 2000  $\mu\text{m}$  verwendet, wobei zu jedem Pitch fünf  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  Einzelproben hergestellt werden.

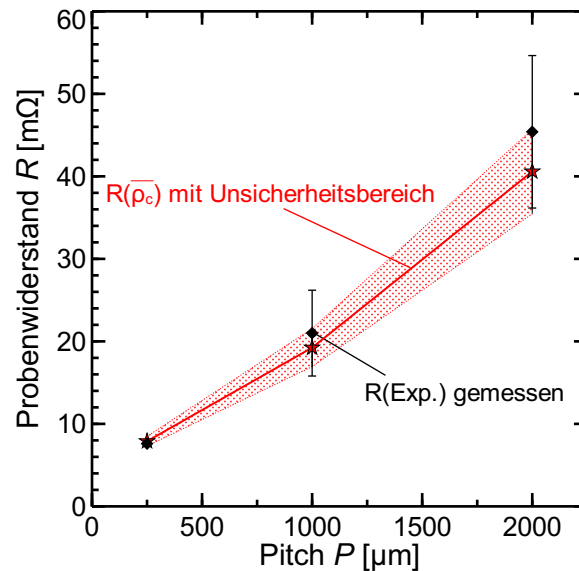
Die Proben werden analog zu Abschnitt 6.1.4 mittels 4-Spitzen-Messung vermessen. Der Median der so gemessenen Spannungen bei einem Strom von 0.5 A der jeweils fünf Proben pro Pitch beträgt  $3.8 \pm 0.16 \text{ mV}$  (250  $\mu\text{m}$  Pitch),  $10.5 \pm 2.6 \text{ mV}$  (1000  $\mu\text{m}$  Pitch) und  $22.7 \pm 4.62 \text{ mV}$  (2000  $\mu\text{m}$  Pitch), was totalen Widerständen von  $7.6 \pm 0.32 \text{ m}\Omega$ ,  $21.0 \pm 5.2 \text{ m}\Omega$  und  $45.4 \pm 9.24 \text{ m}\Omega$  entspricht.

Zur Bestimmung des spezifischen Kontaktwiderstandes  $\rho_c$  wird das in Abschnitt 6.1.4 beschriebene Spice Modell verwendet (siehe auch Abb. 6.14 a)). Zur Anpassung an den hier verwendeten Probenaufbau wird der Schichtwiderstand der untersten Ebene an die 13  $\mu\text{m}$  Dicke Alufolie (statt 10  $\mu\text{m}$ ) angepasst, wobei der spezifische Widerstand von kristallinem Aluminium ( $\rho = 2.65 \times 10^{-6}$ ) [106] angenommen wird. Zusätzlich wird die gemessene Kontaktbreite von 83  $\mu\text{m}$  berücksichtigt. Durch die Simulation wird zu jedem Pitch  $\rho_c$  bestimmt. Eine Übersicht der Ergebnisse ist in Tab. 6.4 dargestellt. Aus dem Mittelwert der drei Probentypen ergibt sich ein  $\bar{\rho}_c = 3.52 \pm 0.74 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ . Ein Vergleich zwischen den mit diesem Mittelwert durch

**Tab. 6.4:** Aus Spice Simulationen extrahierte spezifische Kontaktwiderstände  $\rho_c$  der LFBC Kontakte auf Alufolie zu den Proben mit 250  $\mu\text{m}$ , 1000  $\mu\text{m}$  bzw. 2000  $\mu\text{m}$  Pitch.

Pitch	250 $\mu\text{m}$	1000 $\mu\text{m}$	2000 $\mu\text{m}$	Mittelwert
$\rho_c$ [ $\text{m}\Omega\text{cm}^2$ ]	$2.25 \pm 0.41$	$4.10 \pm 1.71$	$4.22 \pm 1.35$	$3.52 \pm 0.74$

Netzwerksimulationen berechneten Probenwiderstand und den experimentell gemessenen Werten ist in Abb. 6.15 zu sehen. Die simulierten Werte liegen innerhalb der Messunsicherheit der gemessenen Probenwiderstände.  $\bar{\rho}_c$  (Alufoliensubstrat) ist im Vergleich zum  $\bar{\rho}_c$ (Glassubstrat) der LFBC auf aufgedampftem Al um einen Faktor 2.1 höher. Bei einem typischen Linienabstand in einer Solarzelle von 1500  $\mu\text{m}$  und einem damit verbundenen Metallisierungsgrad von 5.5 % entspräche dies einem Serienwiderstand von 0.07  $\Omega\text{cm}^2$ . Der Prozess ist daher zur Kontaktierung geeignet.



**Abb. 6.15:** Vergleich der gemessenen Gesamtwiderstände der Kontaktwiderstandsproben (schwarze Rauten) zu den Netzwerksimulationen mit dem bestimmten Mittelwert des spezifischen Kontaktwiderstands  $\bar{\rho}_c$  für die Pitches 250  $\mu\text{m}$ , 1000  $\mu\text{m}$ , 2000  $\mu\text{m}$  inklusive Unsicherheitsbereich (rote Sterne und Fläche).

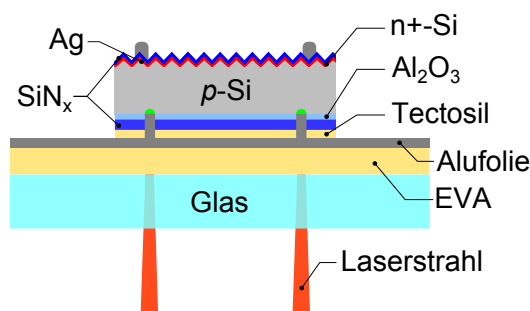


### 6.3.4 Siebdrucksolarzellen mit LFBC

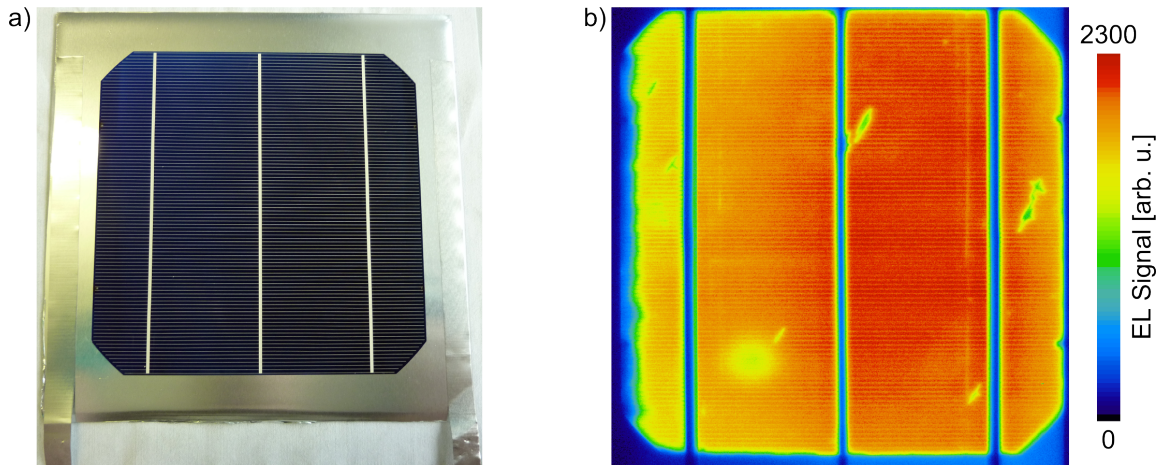
Um auch den LFBC Prozess auf Alufolie in der direkten Anwendung auf Solarzellen zu testen, wird der Prozess bei industrienahen rückseitenpassivierten PERC (für eng. Passivated Emitter and Rear Cell) [107, 108] Solarzellen mit siebgedruckten Vorderseitenkontakten angewendet.

**Zellherstellung:** Der Prozessfluss ist in [109] veröffentlicht. Eine Schemazeichnung der Zelle ist in Abb. 6.16 abgebildet. Als Basismaterial dienen  $156 \times 156 \text{ mm}^2$  pseudo quadratische  $2 \Omega\text{cm}$   $p$ -Typ Czochralski Wafer, die einseitig texturiert werden und eine Phosphordiffusion mit einem Emitterschichtwiderstand von  $100 \Omega$  erhalten. Die Zellvorderseite ist mit  $\text{SiN}_x$  und die Rückseite mit einem  $5 \text{ nm}/200 \text{ nm}$   $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiN}_x$  Schichtstapel passiviert. Die so präparierten Zellen erhalten eine Vorderseitenmetallisierung aus Silbersiebdruckpaste, die mittels Print-on-Print Verfahren [110, 111] aufgebracht wird. Danach werden die Zellen bei  $820 \text{ }^\circ\text{C}$  Peaktemperatur gefeuert. Zur Kontaktierung der Zellrückseite wird nun der LFBC Prozess mit Alufoliensubstrat anstelle der sonst üblichen LCO/Alusiebdruck Kontakten angewendet. Die Prozessparameter sind dabei identisch zu Abschnitt 6.3.1. Zur späteren Kontaktierung werden weiterhin zwei mit Al beschichtete Kupferbänder entlang der Zellseiten an die Alufolie mittels Laser geschweißt. Eine fertige Zelle ist in Abb. 6.17 a) zu sehen.

**Zellergebnisse:** Die Zelle wird unter Standardtestbedingungen vermessen. Tabelle 6.5 zeigt die Kenndaten im Vergleich zu Zellen der gleichen Charge, bei denen der Rückseitenkontakt mittels lokal lasergeöffneten und mit Al Siebdruck gefeuerten



**Abb. 6.16:** Schematische Zeichnung der Siebdrucksolarzelle mit LFBC Kontakten auf Alufoliensubstrat.



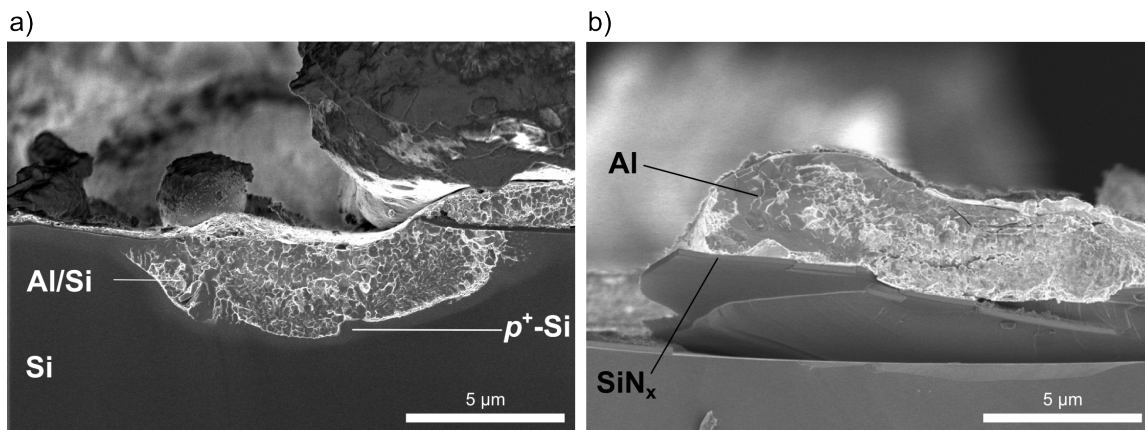
**Abb. 6.17:** a) Foto einer fertigen Solarzelle mit Alufoliensubstrat. b) Elektrolumineszenzaufnahme der fertigen Solarzelle.

Kontakten hergestellt wurde. Die LFBC kontaktierte Zelle erreicht einen Wirkungsgrad von 19.0 %, ein  $J_{sc}$  von 39.1 mA/cm<sup>2</sup>, ein  $V_{oc}$  von 647.0 mV und einen  $FF$  von 75.2 %. Der Mittelwert des Wirkungsgrads der Referenzzellen liegt bei 20.5 %. Der größte Unterschied zwischen den Zellen ist mit 4.5 % Punkten im  $FF$  zu sehen, der damit 1.2 % von 1.5 %-Punkten Unterschied im Wirkungsgrad ausmacht. Die Ursache ist ein im Vergleich um 0.58  $\Omega\text{cm}^2$  erhöhter Serienwiderstand der LFBC Zelle. Abbildung 6.17 b) zeigt eine Elektrolumineszenzaufnahme der Zelle. Auf der linken Seite der Zelle ist ein deutlich niedrigeres EL Signal zu sehen, was auf eine schlechte Rückseitenkontaktierung hindeutet. An dieser Stelle ist das Silikon auf der Zelle durch inhomogenes Abziehen mit dem Rakel sichtbar dicker gewesen. Das Aluminium kann so nicht oder nur unzureichend die Schichten zwischen Al und Silizium durchdringen.

**Strukturelle Untersuchung der LFBC Kontakte:** Zur weiteren Untersuchung werden Querbrüche der LFBC Kontakte im Rasterelektronenmikroskop untersucht.

**Tab. 6.5:** Kennlinienparameter der Solarzellen mit LFBC bzw. LCO Kontakten im Vergleich.

Typ	$J_{sc}$ [ mA/cm <sup>2</sup> ]	$V_{oc}$ [ mV]	$FF$ [%]	$\eta$ [%]	$R_s$ [ $\Omega\text{cm}^2$ ]
LCO	39.1 ± 1.1	658.7 ± 3	79.7 ± 0.8	20.5 ± 0.6	0.82
LFBC	39.1 ± 1.1	647.0 ± 3	75.2 ± 0.8	19.0 ± 0.6	1.40



**Abb. 6.18:** Rasterelektronenmikroskopaufnahmen von LFBC Kontakten einer Siebdruck-solarzelle: a) Kontaktierter Bereich mit 450 nm BSF Bereich und 12.5  $\mu\text{m}$  Breite. b) Nicht kontaktierter Bereich, wo das Al zwar aufgeschmolzen ist, das  $\text{SiN}_x$  aber nicht durchdrungen hat. Das  $\text{SiN}_x$  neigt dazu sich vom Silizium zu lösen.

Abbildung 6.18 zeigt zwei exemplarische Aufnahmen. Es ist zu beobachten, dass das aufgeschmolzene Aluminium nur auf einer Breite von 12.5  $\mu\text{m}$  einen Kontakt zum Silizium ausbildet. Zwar ist nicht sicher an welcher Stelle des Kontaktes sich der Querbruch befindet, es werden aber ähnliche Breiten an verschiedenen Stellen des Querbruchs gemessen. Eine weitere Beobachtung ist, dass das Aluminium trotz Aufschmelzung teilweise nicht das  $\text{SiN}_x$  durchdringt. Stattdessen zeigt das  $\text{SiN}_x$  die Tendenz zum Ablösen vom Silizium. Da das  $\text{SiN}_x$  auf den Siebdruckzellen eine Dicke von 200 nm hat anstatt 100 nm wie bei den Testproben zuvor, könnte dies ein Grund für den erhöhten Serienwiderstand sein. Eine Verringerung der  $\text{SiN}_x$  Dicke oder eine Verringerung des Spotüberlapps der LFBCs könnte daher zu einer besseren Kontaktierung und niedrigerem Serienwiderstand führen.

**Ursachen des  $V_{oc}$  Unterschieds:** Eine weitere Abweichung in den Zellparametern liegt im niedrigeren  $V_{oc}$  der LFBC kontaktierten Zellen. Zwar ist durch die höhere Rekombinationsgeschwindigkeit der LFBC Kontakte ( $S_{\text{met}} = 1000 \text{ cm/s}$ ) im Vergleich zu gefeuerten Al Siebdruckkontakten ( $S_{\text{met}} \approx 400 \text{ cm/s}$  [94]) mit einer niedrigeren Spannung zu rechnen, jedoch nicht mit 11.7 mV Differenz. Eine mögliche Ursache liegt in der Kontrolle der Zelltemperatur. Am benutzten Messplatz wird die Temperatur während der Messung über einen Temperatursensor im Messtisch gemessen. Dieser misst im Fall der LFBC kontaktierten Zelle jedoch nur die Temperatur

des Glassubstrats. Die Alufolie und damit die Zelle selbst sind allerdings durch das EVA vom Glas thermisch isoliert, sodass sich die Zelle durch die Bestrahlung während der Messung erwärmt, was nach Gleichung 4.7 zu einem geringeren  $V_{oc}$  führt. Bei einer Erwärmung um 2 °C würde die Zellspannung bereits um 4.2 mV sinken. Des Weiteren liegt keine Statistik zu den Zellparametern vor, sodass zusätzlich experimentelle Schwankungen und die angegebenen Messunsicherheiten für eine Differenz in den  $V_{oc}$  führen können.

**Kurzzusammenfassung:** In diesem Kapitel wurde ein Laserschweißprozess zur mechanischen und lokalen elektrischen Verbindung von passivierten Siliziumwafern mit einem Glassubstrat, auf dem sich eine Aluminiumschicht befindet, eingeführt. Diese sogenannten Laser Fired and Bonding Contacts (LFBC) wurden für zwei Substrattypen entwickelt. Beim ersten Typ befindet sich aufgedampft Aluminium auf dem Glaträger. Das Aluminium wurde durch einen Silikonfilm gegen spätere nasschemische Schritte geschützt. Verschiedene Testproben wurden mit Linienkontakten an das Substrat geschweißt, womit die effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit, die Abrissspannung sowie der Kontaktwiderstand der LFBC zu  $800_{-300}^{+1200}$  cm/s,  $32.7 \pm 5.1$  kPa beziehungsweise  $1.65 \pm 0.56$  m $\Omega$ cm<sup>2</sup> bestimmt wurden. Angewandt auf eine rückseitenpassivierte Solarzelle wurde ein Zellwirkungsgrad von 22.1 % erreicht.

Beim zweiten Substrattyp wurde statt aufgedampftem Aluminium Alufolie verwendet, die durch eine EVA Schicht vom Glas mechanisch entkoppelt wurde. Der LFBC Prozess wurde an das Substrat angepasst und die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit beziehungsweise der Kontaktwiderstand der LFBC zu  $1000_{-500}^{+1000}$  cm/s beziehungsweise  $3.52 \pm 0.74$  m $\Omega$ cm<sup>2</sup> bestimmt. Dieser Substrattyp wurde auf industriennahe Siebdrucksolarzellen angewendet, wobei ein Wirkungsgrad von 19.0 % erreicht wurde. Der Serienwiderstand der Zelle war im Vergleich zu herkömmlich mit gefeuertem Alusiebdruck kontaktierten Zellen erhöht, was auf eine zu Dicke SiN<sub>x</sub> Schicht auf der Zellrückseite sowie auf lokal zu dicke Silikonschichten auf der Zelle zurückzuführen war, wodurch sich die kontaktierte Breite der LFBC auf etwa 12  $\mu$ m verringert hat.

# 7 Modullevelprozessierung

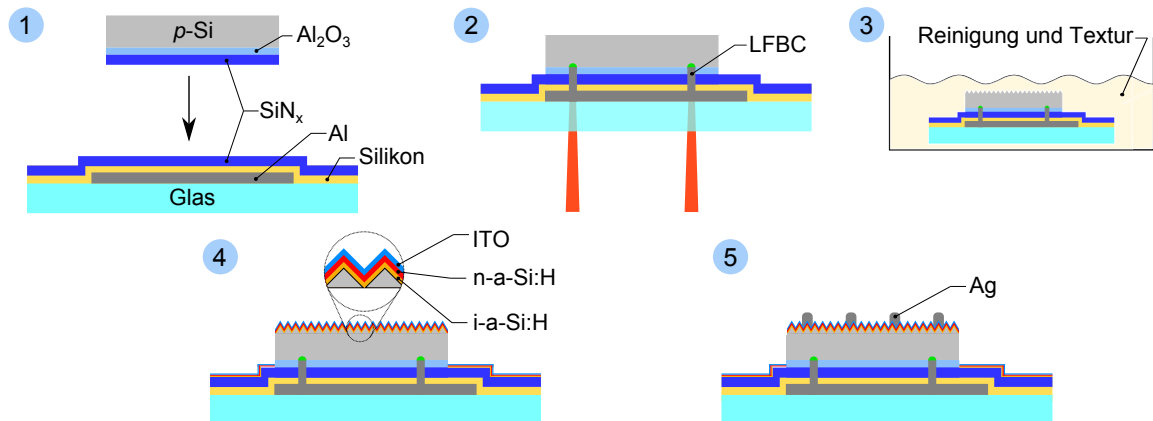
Das HySi Konzept [38], wie es in Kapitel 1 vorgestellt wurde, sieht eine Prozessierung auf Modullevel vor. Mehrere Gruppen arbeiten zur Zeit an HySi Konzepten mit verschiedenen Ansätzen. Beim  $i^2$ -Modul Konzept des IMEC aus Belgien werden dünne Wafer aus dem PSI Prozess als Absorbermaterial verwendet, nach der Vorderseitenprozessierung auf ein Substrat aufgeklebt und als rückseitensammelnde Solarzellen auf Modullevel weiter prozessiert [89, 112]. Der höchste bis zur Einreichung dieser Arbeit veröffentlichte Wirkungsgrad dieser Gruppe für einzelne Zellen dieser Art lag bei 17.7 % [113].

Das ECN aus den Niederlanden verfolgt ebenfalls einen Ansatz mit rückseitensammelnden Zellen. Dabei werden dünne Zellstreifen definiert, indem vorderseitenprozessierte Wafer in 3 – 4 mm breite Streifen gelasert werden und anschließend die sammelnde Rückseite prozessiert und verschaltet wird [114]. Ziel dieses Konzepts ist die Vermeidung von hohen Zellströmen zur Reduzierung der Serienwiderstandsverluste. Ein Wirkungsgrad wurde bis zur Einreichung dieser Arbeit noch nicht veröffentlicht. Der in dieser Arbeit verfolgte Ansatz sieht vor, vorderseitensammelnde, beidseitig kontaktierte Solarzellen auf Modullevel zu prozessieren. Dazu werden dünne rückseitenpassivierte Siliziumwafer, die aus dem PSI Prozess stammen (vergl. Kap. 3) mit einem Trägersubstrat verbunden (vergl. Kap. 6) und anschließend alle weiteren Schritte bis zum fertigen Modul auf Modullevel prozessiert. In diesem Kapitel wird die dafür notwendige VS Prozessierung sowie die Zellverbindung behandelt.

## 7.1 Einzelzellen

**Probenpräparation:** Um zunächst das Prinzip der Modullevelprozessierung zu testen, werden einzelne Zelle anstatt verschaltete Module prozessiert. Als Zellmaterial werden zunächst FZ Silizium Wafer anstelle des PSI Materials benutzt. Abbildung 7.1 zeigt schematisch den in dieser Arbeit entwickelten Prozessfluss.

*Schritt 1:* Der Prozess startet mit 6" 0.5  $\Omega$ cm  $p$ -Typ FZ Wafern, die mittels Laser in  $2.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$  große Proben zerschnitten werden. Um den dadurch induzierten



**Abb. 7.1:** Schematischer Prozessfluss der auf Modullevel prozessierten Solarzellen. Schritt 1: Substratpräparation und RS Passivierung der Wafer. Schritt 2: LFBC Prozess. Schritt 3: Reinigung und Textur. Schritt 4: Abscheidung von  $a$ -Si:H und ITO. Schritt 5: VS Metallisierung mittels niedertemperatur Silberpastensiebdruck.

Laserschaden im Si Kristall an den Schnittkanten zu entfernen, folgt eine fünf minütige Ätze in einer 40 %-igen Kaliumhydroxid (KOH) Lösung bei 80 °C. Nach einer RCA Reinigung werden die Proben einseitig mit einem  $Al_2O_3/SiN_x$  Schichtstapel, wie er bereits in Abschnitt 6.1 verwendet wurde, beschichtet. Nach der thermischen Aktivierung der  $Al_2O_3$  Passivierung bei 425 °C werden die Si Proben auf  $4 \times 4 \text{ cm}^2$  Glassubstraten platziert. Der Aufbau dieser Substrate ist identisch zu dem in Abschnitt 6.1 beschrieben.

*Schritt 2:* Es folgt der in Abschnitt 6.1.1 beschriebene LFBC Prozess. Der einzige Unterschied liegt in der Kontaktgeometrie. Für die Zellen werden Doppellinienkontakte verwendet. Das heißt, dass jeder Linienkontakt aus zwei Einzellinien besteht, die einen Spotmittelpunktsabstand von 55  $\mu\text{m}$  aufweisen und zueinander um eine halbe Laser-spotbreite verschoben sind. So ergeben sich 110  $\mu\text{m}$  breite Linienkontakte (von der Glasseite aus gemessen). Durch die andere Kontaktgeometrie ändert sich die Kontaktrekombinationsgeschwindigkeit  $S_{\text{met}}$  der Kontakte auf  $S_{\text{met}} = 2400_{-1560}^{+2550} \text{ cm/s}$ , was durch Testproben analog zu Abschnitt 6.1.3 bestimmt wurde. Der Pitch der Linienkontakte beträgt 2500  $\mu\text{m}$ .

*Schritt 3:* Die gebondeten Proben werden im nächsten Schritt nasschemisch bei 60 °C gereinigt ( $NH_3:H_2O:H_2O_2 = 1.7:87:1$ ;  $HCl:H_2O:H_2O_2 = 2.5:87:1$ ), anschließend bei 85 °C texturiert (monoTEX, RENA) und dann bei 60 °C RCA [41] gereinigt. Während der nasschemischen Schritte sind die Proben vollständig in den Lösungen

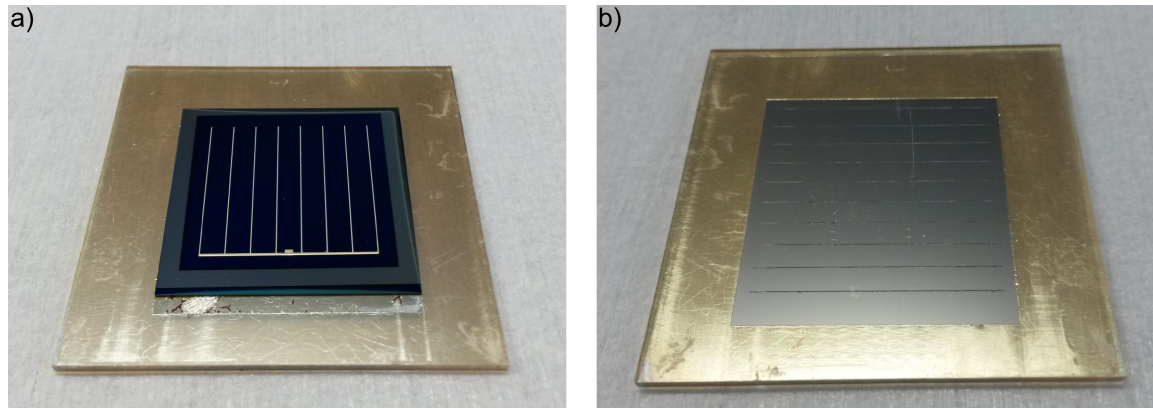
eingetaucht. Das aufgedampfte Aluminium ist dabei durch den Silikon/ $\text{SiN}_x$  Schichtstapel geschützt.

*Schritt 4:* Da das Substrat und insbesondere das Silikon des Substrats nur bis ca.  $250\text{ }^\circ\text{C}$  für längere Zeit temperaturstabil ist, ist eine herkömmliche Diffusion des Emitters nicht möglich. Stattdessen wird per PECVD eine sogenannte Heterojunction aus amorphem Silizium als Passivierung und Emitter in einem abgeschieden (CS 400P PECVD-Cluster-System, von Ardenne). Die Heterojunction besteht aus  $8.7\text{ nm}$  i-a-Si:H und  $10\text{ nm}$  n-a-Si:H, die bei einer eingestellten Temperatur von  $300\text{ }^\circ\text{C}$  und einer Plasmaleistungsdichte von  $35\text{ mWcm}^{-2}$  abgeschieden werden. Da der thermische Kontakt zwischen dem Probenträger und dem Heizelement nur schwach ist, liegt die tatsächliche Probentemperatur bei  $200\text{ }^\circ\text{C}$  -  $235\text{ }^\circ\text{C}$  [115], sodass die Anforderungen an die Temperatur durch das Silikon erfüllt sind.

Als Antireflexbeschichtung und zur lateralen Leitfähigkeit dient ein  $100\text{ nm}$  dickes Indiumzinnoxid (ITO für eng. Indium-Tin-Oxide), welches mittels Sputterverfahren (LS900, von Ardenne) abgeschieden wird. An dieser Stelle wird der Zellprozess in zwei Prozessgruppen eingeteilt. Bei Prozess A wird während des Sputterprozesses eine Maske mit einer Öffnung von  $2.1 \times 2.1\text{ cm}^2$  aufgelegt, die zum einen die Ränder der Zelle abdeckt, um Kurzschlüsse zu vermeiden und zum anderen das Silikon bedeckt, um negative Wechselwirkungen zwischen Plasma und Silikon zu vermeiden. Bei Prozess B wird eine Maske mit der identischer Öffnung benutzt, die allerdings nur die Zellränder und nicht das Silikon abdeckt, sodass dies dem Sputterplasma ausgesetzt ist.

*Schritt 5:* Als letzter Prozessschritt erfolgt die Vorderseitenmetallisierung mittels Single-Print Siebdruck [109]. Dazu wird eine nicht kommerzielle Niedertemperatur Siebdruckpaste auf Silberbasis verwendet, die für 20 Minuten bei  $200\text{ }^\circ\text{C}$  ausgehärtet wird und somit ebenfalls unterhalb des Temperaturlimits von  $250\text{ }^\circ\text{C}$  liegt. Da die Deposition des ITO die Passiviereigenschaften der a-Si:H Schichten degradiert, werden die Zellen abschließend bei  $300\text{ }^\circ\text{C}$  auf einer Heizplatte für eine Minute getempert, wodurch die Passivierung regeneriert wird. Diese kurzzeitige Temperatur über  $250\text{ }^\circ\text{C}$  hat keinen sichtbaren Einfluss auf das Silikon. Eine so fertig prozessierte Solarzelle ist in Abb. 7.2 zu sehen.

**Ergebnisse:** Es werden die Hellkennlinien unter Standardtestbedingungen gemessen. Die Kennlinienparameter sind in Tab. 7.1 abgebildet. Es werden Wirkungsgrade



**Abb. 7.2:** a) Foto der Zellvorderseite. Auf der linken Seite unterhalb der Zelle ist die lokale Öffnung des Silikons zu sehen, worüber die Zellrückseite kontaktiert werden kann. b) Foto der Zellrückseite mit den LFBC Kontakten.

von 20.0 % (Prozess A) und 18.8 % (Prozess B) erreicht. Bis zur Einreichung dieser Arbeit war dies der höchste Wirkungsgrad, der für eine vollständig auf Modullevel prozessierte Solarzelle (inklusive  $pn$ -Übergang) veröffentlicht wurde. Es ist außerdem eine der effizientesten a-Si:H/c-Si  $p$ -Typ Heterojunction Solarzellen, die bisher veröffentlicht wurden [116] (19.3 %) [117] (21.4 %).

Die Zellen unterscheiden sich hauptsächlich in ihrem  $V_{oc}$ , welches ebenfalls den  $FF$  beeinflusst. Da der einzige Unterschied in der Prozessierung in der Maskierung während des ITO Sputterprozesses liegt, ist es sehr wahrscheinlich, dass das Silikon des Substrats durch das abdeckende  $SiN_x$  nicht perfekt abgeschirmt ist und so Plasma-Silikon Interaktionen stattfinden, welche die Passivierung negativ beeinflussen [88–90].

**Emitterreferenz:** Um die Qualität der Heterojunction beziehungsweise der a-Si:H/c-Si Grenzfläche beurteilen zu können, werden zusätzlich Referenzproben hergestellt. Dazu werden 270  $\mu\text{m}$  dicke und  $4 \times 4 \text{ cm}^2$  große 200  $\Omega\text{cm}$   $p$ -Typ FZ Wafer

**Tab. 7.1:** Kennlinienparameter der jeweils besten Solarzelle aus Gruppe A und B im Vergleich.

Prozess	$J_{sc}$ [ mA/cm <sup>2</sup> ]	$V_{oc}$ [ mV]	$FF$ [%]	$\eta$ [%]
A	$38.2 \pm 1.1$	$701 \pm 3.2$	$74.6 \pm 0.8$	$20.0 \pm 0.6$
B	$38.3 \pm 1.1$	$683 \pm 3.1$	$71.7 \pm 0.8$	$18.8 \pm 0.6$



beidseitig texturiert und anschließend RCA gereinigt. Eine beidseitige Passivierung mit dem gleichen i-a-Si:H/n-a-Si:H Schichtstapel wie bei den Zellen schließt den Prozess ab. Diese Herstellung ohne jegliche Anwesenheit von Silikonen gewährleistet ein Höchstmaß an Oberflächenreinheit und stellt somit den Referenzwert der Oberflächenpassivierung dar. Mittels QSSPC wird die injektionsabhängige Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  ( $\Delta n$ ) der Referenzproben gemessen und mit Gleichung 4.3 die Emittersättigungsstromdichte  $J_{0e,\text{ideal}}$  bestimmt. Daraus ergibt sich ein  $J_{0e,\text{ideal}} = 3.5 \text{ fA/cm}^2$  bei einem Idealitätsfaktor von  $n = 1$ .

**Zellanalyse:** Um den limitierenden Bereich der Zellen zu identifizieren, wird die spannungsabhängige Rekombination der Basis  $J_b(V)$ , der Zellrückseite  $J_r(V)$  und des Emitters  $J_e(V)$  bestimmt.  $J_b(V)$  wird über die Parametrisierung der Strahlenden und Auger Rekombinationsrate  $R_{\text{Aug+Rad}}$  [17, 18] und den Zusammenhängen [118, 119]

$$V = \frac{kT}{q} \ln \left[ \frac{\Delta n^2 + \Delta n(n_0 + N_A) + n_{i,\text{eff}}^2}{n_{i,\text{eff}}^2} \right] \quad (7.1)$$

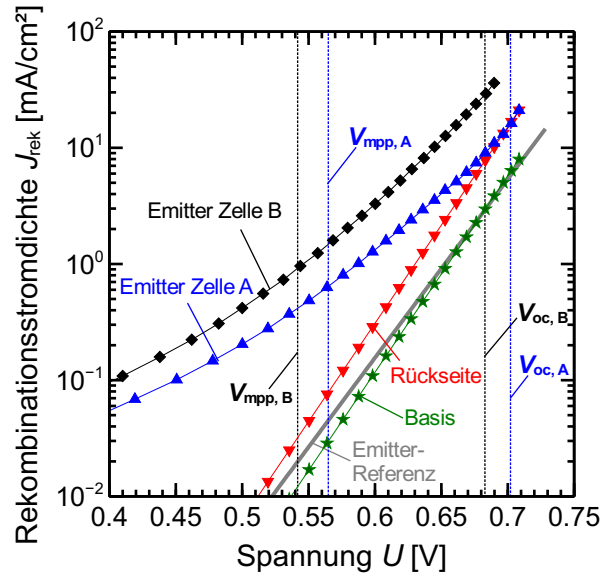
und

$$J_b(V) = qWR_{\text{Aug+Rad}}(\Delta n) \quad (7.2)$$

bestimmt. Dabei ist  $k$  die Boltzmann-Konstante,  $T = 298.15 \text{ K}$  die Temperatur,  $q$  die Elementarladung,  $\Delta n$  die Überschussladungsträgerkonzentration,  $n_0$  die Dunkelkonzentration der Elektronen,  $N_A = 3.3 \times 10^{16}$  die Basisdotierung und  $W = 260 \text{ }\mu\text{m}$  die Dicke der Zelle.  $n_{i,\text{eff}}$  ist die effektive intrinsische Ladungsträgerkonzentration [66]

$$n_{i,\text{eff}} = n_{i,0} \exp \left( \frac{\Delta E_g}{2kT} \right), \quad (7.3)$$

die von der Bandlückenänderung  $\Delta E_g$  durch Bandgap Narrowing (BGN) [68] von der Dotierung abhängt.  $n_{i,0} = 8.28 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$  ist die intrinsische Ladungsträgerkonzentration ohne Dotierung bei  $25.0 \text{ }^\circ\text{C}$  [120]. Für  $N_A = 3.3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  und  $T = 298.15 \text{ K} = 25.0 \text{ }^\circ\text{C}$  beträgt  $n_{i,\text{eff}} = 9.56 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ .



**Abb. 7.3:** Verteilung der Rekombinationsstromdichten der Zellen A und B. Bei  $V_{\text{mpp}}$  dominiert bei beiden Zellen die Rekombination im Emmitter.

$J_r(V)$  wird über die Diodengleichung  $J_r(V) = J_{0r} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$  bestimmt, mit

$$J_{0r} = \frac{qn_{i,\text{eff}}^2}{N_A} S_r = 28.4 \text{ fA/cm}^2. \quad (7.4)$$

$S_r = 64 \text{ cm/s}$  wiederum wird durch Einsetzen der geometrischen Parameter der Zelle sowie  $S_{\text{met}} = 2400 \text{ cm/s}$  in Gleichung 6.4 gewonnen.

In erster Näherung ergibt sich  $J_e(V)$  dann aus dem totalen Rekombinationsstrom der Zelle  $J_{\text{total}}(V)$ , der aus der  $J_{\text{sc}}-V_{\text{oc}}$  Kennlinie der Zelle gewonnen wird, abzüglich des Basis und Rückseitenbeitrags:

$$J_e(V) = J_{\text{total}}(V) - J_b(V) - J_r(V). \quad (7.5)$$

Abbildung 7.3 zeigt die so gewonnen spannungsabhängigen Rekombinationsströme für die Zellen A und B. Bei  $V_{\text{mpp}}$  dominieren in beiden Zellen die Verluste im Emmitter. Bei  $V_{\text{mpp}}$  (A) ist  $J_e(V_{\text{mpp}})(A)$  jedoch um einen Faktor 2.4 kleiner als bei Zelle B. Bei Zelle A unter  $V_{\text{oc}}$  Bedingungen übersteigt  $J_r(V_{\text{oc}})$  den Wert von  $J_e(V_{\text{oc}})$ , während bei Zelle B über den gesamten Spannungsbereich  $J_e(V)$  dominiert. Die geringere Rekombination bei Zelle A ist auf eine bessere Passivierung an der a-Si:H/c-Si Grenz-

fläche zurückzuführen. Die Abschirmung des Silikons durch das  $\text{SiN}_x$  alleine wie bei Zelle B reicht nicht aus, um die Interaktion zwischen Plasmaprozessen und Silikon vollständig zu unterbinden. Auch bei Zelle A ist das nicht der Fall, was der Vergleich zur Referenzprobe zeigt. Bei idealer Prozessierung wäre die Emitterrekombination sogar noch kleiner als in Basis und an der Zellrückseite.

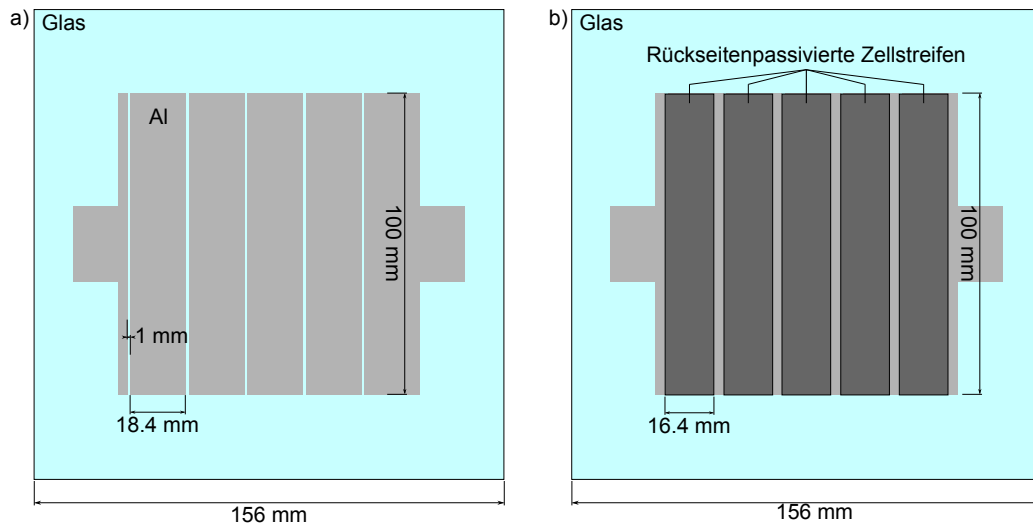
## 7.2 Fünf Zellen Module

Die prinzipielle Machbarkeit des Prozessierens auf Modullevel wurde im vorherigen Abschnitt demonstriert. Nun wird der vorherige Prozess angewendet, um ein aus fünf Solarzellen bestehendes Modul auf Modullevel zu prozessieren.

**Substrat- und Zellvorbereitung:** Der prinzipielle Aufbau des verwendeten Glassubstrats ist identisch zu dem in Abschnitt 6.1.1. Die Substrate sind jedoch mit einer Fläche von  $15.6 \times 15.6 \text{ cm}^2$  größer als die zuvor verwendeten. Weiterhin wird das aufgedampfte Aluminium vor der Silikonbeschichtung laserstrukturiert, sodass fünf gegeneinander isolierte Zonen entstehen (siehe Abb. 7.4 a). Als Zellmaterial dienen wie zuvor 6"  $0.5 \Omega\text{cm}$  FZ  $p$ -Typ Wafer, die auf  $110 \mu\text{m}$  in KOH dünngätzt werden und anschließend analog zu den vorherigen Zellen mit einem  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiN}_x$  Schichtstapel einseitig passiviert werden. Im Anschluss werden die Wafer von der unpassivierten Seite aus in  $1.64 \times 10 \text{ cm}^2$  große Zellstreifen gelasert und auf dem Substrat gemäß Abb. 7.4 b) platziert.

**Modullevelprozessieren:** Die Zellstreifen werden mittels LFBC Prozess mit identischen Parametern wie in Abschnitt 6.1.1 an das Substrat gebondet. Der Linienabstand beträgt  $1500 \mu\text{m}$ . Die Zellen des Moduls werden im Anschluss nasschemisch texturiert (MonoTex, Rena,  $85 \text{ }^\circ\text{C}$ ) und RCA ( $60 \text{ }^\circ\text{C}$ ) gereinigt, wobei das gesamte Modul in die nasschemischen Lösungen getaucht wird. Das Aluminium ist dabei durch den Silikon/ $\text{SiN}_x$  Schichtstapel geschützt.

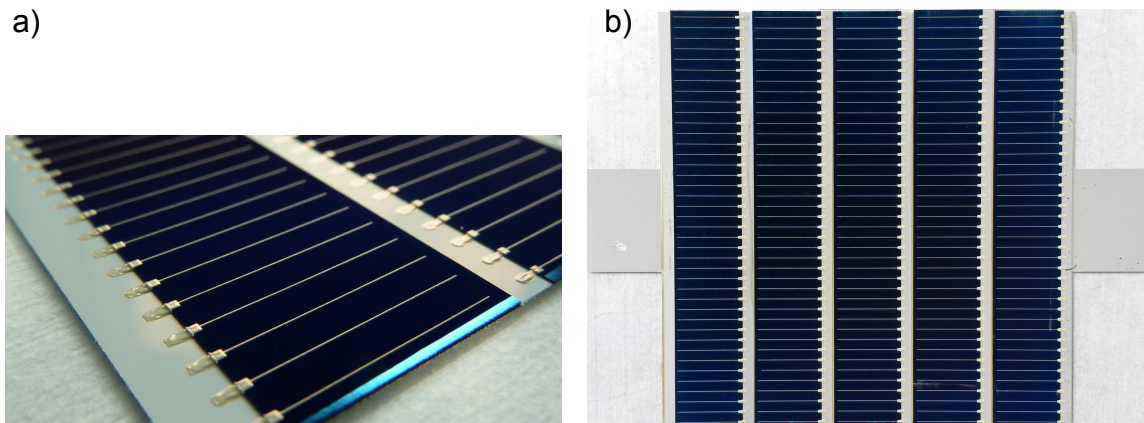
Es folgen analog zum vorherigen Abschnitt die Beschichtungen mit  $i\text{-a-Si:H}$ ,  $n\text{-a-Si:H}$  und ITO. Bei diesen Plasmaprozessen sind die nicht mit Aluminium beschichteten Bereiche, auf denen sich dennoch Silikon/ $\text{SiN}_x$  befindet, mit einer Siliziummaske abgedeckt. Die Zwischenbereiche zwischen den Zellen sind nicht abgedeckt.



**Abb. 7.4:** a) Skizze der Alustrukturierung. b) Position der Zellstreifen auf dem Substrat.

**Integriertes Verschalten:** Zur späteren Kontaktierung wird das Silikon vom nicht mit Zellen bedeckten Aluminium mittels Pikosekundenlaser ablatiert. Es folgt die Verschaltung der Zellen. Dazu wird der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte MI-Print (Module Interconnection Print) Prozess verwendet [121]. Der MI-Print Prozess verbindet die Zellmetallisierung mit der Zellverbindung. Es wird mittels Siebdruck (Ekra X5 STS, Asys) Doppeldruck (Double Print) Niedertemperatur Silberpaste in üblicher Fingerstruktur auf die Zellen und über deren Rand bis auf das Al des Trägersubstrats gedruckt, mit dem der Rückkontakt der Nachbarzelle verbunden ist (siehe Abb. 7.5). Das Sieb ist so konzipiert, dass sich die  $80\ \mu\text{m}$  Sieböffnungen des Fingergrids (2.5 mm Abstand) unmittelbar vor der Zellkante auf  $600\ \mu\text{m}$  erweitern, sodass mehr Paste durch das Sieb gedrückt wird, um den Abstand zwischen Zellvorderseite und dem Al des Substrats zu überbrücken. Die benutzte Paste ist identisch zu der im vorherigen Abschnitt und weist eine Viskosität von 94 Pas auf. Die Viskosität der Paste spielt eine wichtige Rolle. Ist sie zu niedrig, fließt die Paste auseinander und bleibt nicht an der Zellkante haften.

Der Rakeldruck beträgt 50 N, der Abstand zwischen Sieb und Zelle 0.4 mm und die Rakelgeschwindigkeit 50 mm/s. Nach dem Druck wird die Paste bei  $200\ ^\circ\text{C}$  für 40 Minuten auf einer Heizplatte getrocknet. Abschließend wird das Modul für 30 Sekunden bei  $300\ ^\circ\text{C}$  auf einer Heizplatte temperaturbehandelt, um die durch die ITO Abscheidung degradierte Passivierung auszuheilen.

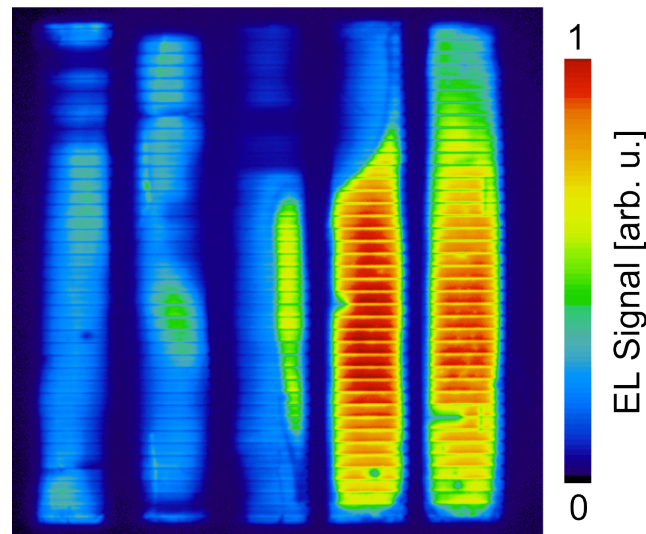


**Abb. 7.5:** a) Detailfoto der MIPrint Verbindung. b) Foto eines fertigen Moduls.

**Ergebnisse:** Die Module werden unter Standardtestbedingungen vermessen. Die Modulparameter sind in Tab. 7.2 aufgelistet. Die Module erreichen Wirkungsgrade von maximal 13.8 %. Im Vergleich zu den baugleichen Zellen aus dem vorherigen Kapitel fällt besonders das geringere  $V_{oc}$  pro Zelle und der geringe  $FF$  auf. Da es sich beim Basis Material um FZ Si handelt und die LFBC zuvor ausgiebig charakterisiert wurden, bleibt als Ursache für die schlechte Zellspannung und den  $FF$  nur die Grenzfläche a-Si:H/c-Si übrig. In Abb. 7.3 war bereits zu sehen, dass sich eine schlechtere Passivierung an der a-Si:H/c-Si Grenzfläche auch stark auf den  $FF$  auswirkt. Dieser Einfluss ist auch hier verstärkt zu sehen, da bereits der serienwiderstandsfreie Pseudo-Füllfaktor  $PFF$  nur bei 71.8 % liegt. Abbildung 7.6 zeigt die Ursache in einer Elektrolumineszenzaufnahme (EL) des Moduls. Waren in der rein optischen Betrachtung kaum Inhomogenitäten zu sehen, ist dies im EL Bild nicht der Fall. Es treten sowohl von Zelle zu Zelle als auch innerhalb der gleichen Zelle starke Unterschiede im EL Signal auf, die durch lokale Unterschiede in der Passivierung verursacht werden. Als Ursache kommen zum einen Plasma-Silikon Wechselwirkungen in Betracht. Zum

**Tab. 7.2:** Kennlinienparameter des besten Moduls.

$J_{sc}$ Modul [ mA/cm <sup>2</sup> ]	$J_{sc}$ /Zelle [ mA/cm <sup>2</sup> ]	$V_{oc}$ Modul [ mV]	$V_{oc}$ /Zelle [ mV]	$FF$ [%]	$PFF$ [%]	$\eta$ [%]
$7.3 \pm 0.2$	$36.7 \pm 1.0$	$3174 \pm 14$	$634.7 \pm 2.9$	$59.4 \pm 0.6$	71.8	$13.8 \pm 0.4$



**Abb. 7.6:** Elektroluminszenzaufnahme des auf Modullevel prozessierten Moduls mit 13.8 % Wirkungsgrad. Es zeigt die Auswirkungen der extremen Inhomogenitäten in der Passivierung an a-Si:H/c-Si Grenzfläche, die auf Plasma-Silikon Interaktionen und oder Verunreinigungen während der nasschemischen Prozesse zurückzuführen sind.

anderen ist es möglich, dass während der nasschemischen Prozesse Silikon, obwohl optisch nicht sichtbar, in Lösung geht und so Rückstände auf der Siliziumoberfläche zurückbleiben, die eine gute Passivierung verhindern.

Obwohl hier im EL Bild auch einige Fingerabbrüche zu sehen sind und das Modul einen mittleren Serienwiderstand von  $2.6 \Omega\text{cm}^2$  aufweist, wurde bereits in [121] gezeigt, dass prinzipiell mit der MIPrint Verschaltungsmethode eine Verschaltung mit niedrigen bis moderaten Serienwiderständen zwischen  $0.5 \Omega\text{cm}^2$  und  $1.3 \Omega\text{cm}^2$  pro Zelle und ohne Fingerabbrüche möglich ist. Die Ursache für die hier beobachtbaren Fingerabbrüche liegt in der zum Zeitpunkt der Verarbeitung bereits abgelaufenen Siebdruckpaste. Da der Zulieferer die Paste nicht mehr im Portfolio hatte und bislang Alternativpasten nicht mit dem MIPrint Prozess kompatibel sind (zu niedrige Viskosität und zu geringe Leitfähigkeit), war ein Druck damit unumgänglich.

**Diskussion:** Wie in Abschnitt 7.1 gezeigt wurde, ist es möglich auf kleiner Fläche Zellen mit FZ Material auf Modullevel mit bis zu 20 % Wirkungsgrad herzustellen. Die Hochskalierung ist allerdings nicht trivial und erfordert die Lösung einiger technologischer Probleme, die im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr gelöst werden konnten. Das größte Problem ist sicherlich die Prozessierung in Anwesenheit von Silikon. Hier

wurde vor kurzem ein Lösungsansatz veröffentlicht, der die Plasma-Silikon Interaktion minimiert [91]. Dabei wird das Silikon nicht wie hier mit einem  $\text{SiN}_x$  beschichtet, sondern mit einem Sauerstoffplasma vorbehandelt, wodurch in Oberflächennähe des Silikons vermehrt  $\text{SiO}_x$  Bindungen entstehen und  $\text{Si-CH}_3$  Bindungen entfernt werden. Ein weiteres anzugehendes technologisches Problem ist die Langzeitstabilität der MI-Print Verbindung. Da Siebdruckpasten generell sehr spröde sind, kann es bei starken Temperaturschwankungen zu Brüchen der Finger an der Zellkante kommen. Eine Möglichkeit dies zu unterbinden wären Zinn/Bismut beschichtete Niedertemperaturlotbändchen, die über die Zellkante vor der Lamination der Module gelegt werden. Während der Lamination schmilzt das Lot der Bändchen und verbindet sich mit der Paste [122]. Da die hier verwendete Paste jedoch nicht lötlbar ist, war dies hier nicht möglich. Niedertemperatur Silberpasten sind noch in der Entwicklungsphase und insbesondere lötbare Pasten erreichen bisher noch nicht ausreichende Leitfähigkeiten. Ein weiterer technologischer Schritt ist die Entkopplung der Zellen vom Modulglas, wie es beispielsweise in Abschnitt 6.3.1 gemacht wurde. Dieser Prozess müsste allerdings noch auf das Prozessieren auf Modullevel angepasst werden, sodass auch nasschemische Schritte durchführbar werden.

## 7.3 Kostenanalyse

Zur wirtschaftlichen Prüfung des hier gezeigten Prozessierens auf Modullevel wird eine Kostenanalyse durchgeführt. Da totale Kosten schnell veraltet sind, werden sie relativ betrachtet.

### Referenzprozess

Als Referenz dient der voraussichtlich zukünftige Standard der PERC Zelltechnologie [107, 108]. Für die Referenz wird wie in [10, 11] von einem 72 Zellen-Modul (je  $156 \times 156 \text{ mm}^2$ ) mit einem Wirkungsgrad von 19 %, einer Fläche von  $1.97 \text{ m}^2$  und einem Zell zu Modul Verlustfaktor von 89 % ausgegangen [11]. Das Modul sei ein gerahmtes Glas-Rückseitenfolie-Modul.

Als Grundlage für die Preiskalkulationen der Einzelzellprozesse dient der PERC Prozess *Technology Group 1* aus der Veröffentlichung von Goodrich et al. [123]. Anstatt der dort angenommenen Vorderseitenmetallisierung durch Nickel-/Kupferplattieren

wird jedoch der gängigere Silbersiebdruck angenommen. Die Materialkosten für die Silber- und Aluminiumsiebdruckpasten beziehungsweise der Material und Prozesskosten für die Wafer- und Modulherstellung werden dem *Standard mc-Si 2012* beziehungsweise dem *Line of Sight* Szenario der Veröffentlichung von Powell et al. [10, 11] entnommen. Letzteres Szenario beschreibt die Kosten der PERC Technologie in näherer Zukunft mit einer Waferdicke von 120  $\mu\text{m}$  und einer Polysiliziumnutzung von 55 %. Als Pastenverbrauch für die Zellvorderseite, den Al Anteil beziehungsweise Ag Lötpad Anteil der Rückseitenmetallisierung werden 100 mg pro Zelle [1], 1.4 g pro Zelle [11] beziehungsweise 50 mg pro Zelle [124] angenommen.

### Modullevelprozess

Für das auf Modullevel prozessierte Modul gelten für Größe (Modul + Zellen) und Verlustfaktor die gleichen Annahmen wie bei der Referenz. Vom Modultyp wird von einem Glas-Glas Modul ausgegangen, wobei der Alurahmen entfällt. Der Zell-/Modulprozess wird analog zu Abschnitt 7.2 gewählt, mit dem Unterschied, dass das Alufoliensubstrat aus Abschnitt 6.3.1 als Grundlage vorausgesetzt wird, da die Entkopplung der Zellen vom Glassubstrat eine wichtige Voraussetzung für die erforderliche Alterungsstabilität ist. Für die Alufolie wird eine Dicke von 13  $\mu\text{m}$  und ein Jahresverbrauch von  $2.1 \times 10^6 \text{ m}^2$  angenommen, was beim angenommenen Modulwirkungsgrad dem Jahresbedarf einer 400 MW Fabrik entspräche und zu einem Preis von  $0.079 \text{ ct}/W_{\text{peak}}$  führt [125]. Die Silikonkosten zum nasschemischen Schutz der Alufolie betragen  $0.79 \text{ ct}/W_{\text{peak}}$ . Hier wurde der für die Kleinstmenge von 50 ml bezahlte Preis zu Grunde gelegt, sodass bei größerer Abnahme ein geringerer Preis wahrscheinlich ist.

Als Verschaltungskonzept wird die im vorherigen Abschnitt angesprochene MIPrint Methode in Kombination mit Niedertemperatur Lötbandchen angenommen. In diesem Fall würden die Busbars anstelle der Finger über die Zellkante gedruckt. Im Vergleich zur PERC Technologie wären die Verbinder nur halb so lang, da sie nicht unter die nächste Zelle geführt würden, sondern nur bis kurz hinter die Zellkante. Für die Kosten des Wafermaterials wird das *Advanced Concept Scenario* von Powell et al [10, 11] verwendet, welches eine sägefreie Waferherstellung mit 50  $\mu\text{m}$  dicken Wafern als Zellmaterial und einer Polysiliziumausnutzung von 90 % vorsieht.

Um einen fairen Vergleich zwischen PERC- und Modullevel-Technologie zu ziehen,



wird der Einfluss der Waferdicke auf den mit Lambertschen Light Trapping maximalen Generationsstrom berücksichtigt. Der Wirkungsgrad wird daher um einen Faktor

$$g = \frac{J_{\text{gen,max}}(50 \mu\text{m})}{J_{\text{gen,max}}(120 \mu\text{m})} = 0.979 \quad (7.6)$$

auf 18.6 % verringert.  $J_{\text{gen,max}}$  ist der bei der jeweiligen Siliziumdicke unter Annahme von Lambertschen Light-Trapping maximale Generationsstrom.

### Kostenverteilung

Zur Berechnung der Unsicherheit der Gesamtkosten wird eine Monte Carlo Simulation mit dem Programm Matlab durchgeführt, bei der die einzelnen Kostenpunkte zufällig mit einer angenommenen Standardabweichung von 25 % schwanken. Die Simulation wird 200000 Mal wiederholt und daraus die Standardabweichung der Gesamtkosten oder Teilkosten ermittelt.

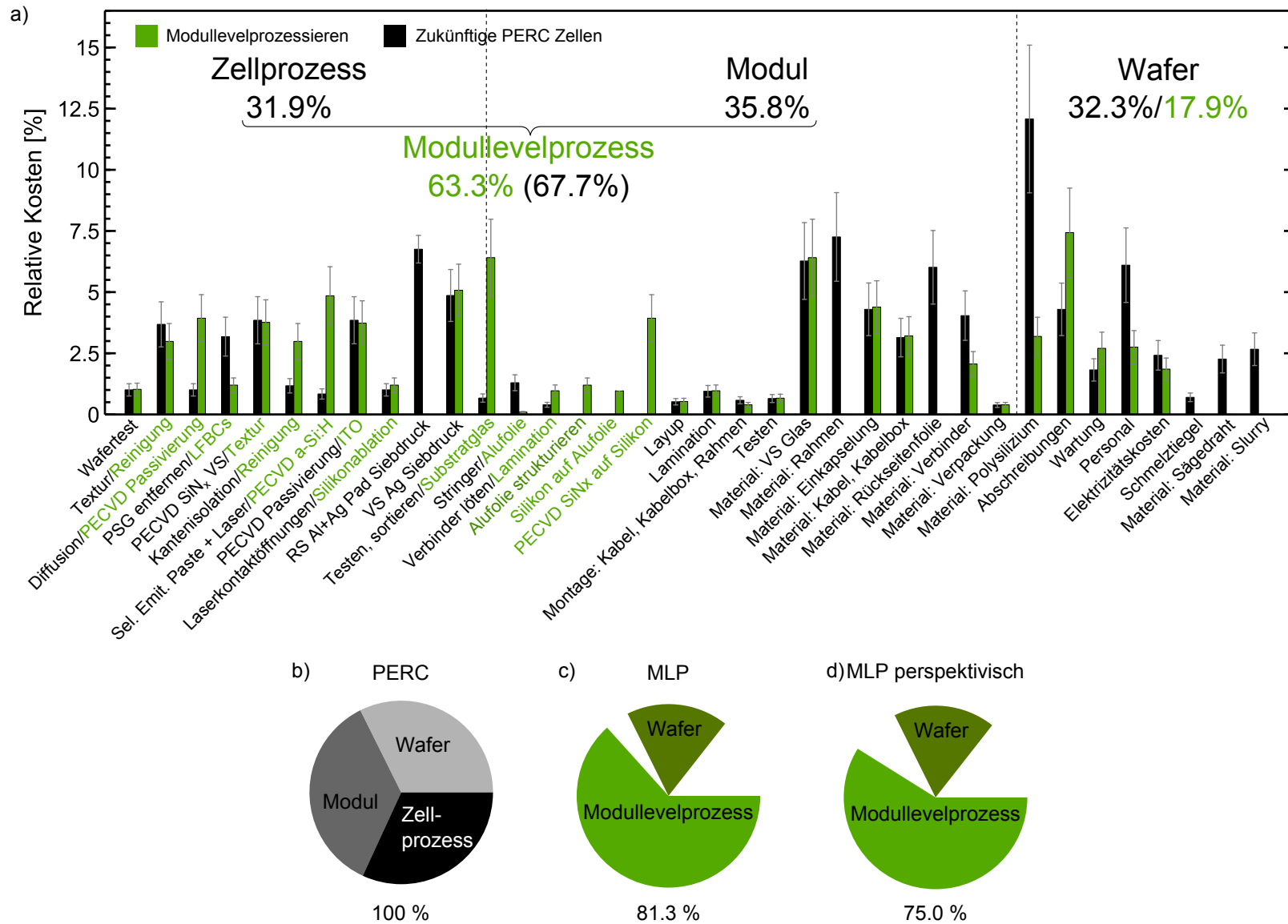
Abbildung 7.7 a) zeigt die relativen Kosten der Einzelprozesse der Modullevelprozessierungstechnologie und der PERC-Technologie im Vergleich. Abbildung 7.7 b) und c) fassen die jeweiligen Prozesskosten zusammen. Es ergibt sich der für PERC Technologie definierte Mittelwert von  $100 \pm 5.8$  %. Die Kosten teilen sich zu  $31.9 \pm 2.8$  %,  $35.8 \pm 3.3$  % beziehungsweise  $32.3 \pm 3.7$  % auf die Zell-, Modul- und die Waferherstellung auf. Mit  $12.1 \pm 4.0$  % stellt das Polysilizium den größten Einzelkostenpunkt dar.

Die Technologie der Modullevelprozessierung hat beim angenommenen Wirkungsgrad dagegen relative Kosten von  $81.3 \pm 4.6$  % und wäre damit 18.7 % günstiger in der Herstellung. Ab einem Modulwirkungsgrad von 15.1 % ergäben sich Kostenvorteile. Die Ersparnis geht hauptsächlich auf die günstigere Waferherstellung zurück. Der hier angenommene Modullevelprozess an sich ist mit  $63.3 \pm 4.0$  % vergleichbar teuer wie der Referenzprozess. Vorteile wie etwa die Halbierung der Kosten für Verbinderbändchen oder die Verwendung der sehr günstigen Alufolie als Rückseitenmetallisierung (anstatt Rückseiten Al + Ag Siebdruckpaste) werden durch die Vielzahl an Vakuum-/Plasmaprozessen teilweise negiert, sodass ein Kostenvorteil von 4.4 % Punkten verbleibt.

Aufgrund der mit der Modullevelprozessierung einhergehenden höheren Komplexität der Herstellung ist daher eine weitere Verschlankeung des Prozesses notwendig. Ein Ansatzpunkt wäre die Umstellung der Vorderseitenmetallisierung und Zellverbindung auf Aluminium. Wären Paste und Verbinder beide aus Aluminium, könnten diese mittels Laserschweißen [126] verbunden werden, was eine Einsparung von 2.4 % Punkten zur Folge hätte. Ein weiterer Punkt wäre die Vermeidung der PECVD SiN<sub>x</sub> Beschichtung des Silikons, welches eine 3.9 %-ige Kostenreduktion zur Folge hätte. Dafür wären allerdings weitere Schritte in der Pasten- und Silikonentwicklung notwendig. Insgesamt könnten so die Kosten auf relative 75.0 % reduziert werden.

### Fazit

Abschließend ist zu sagen, dass durch die besagte und demonstrierte Komplexität der neuen Prozessierung und der Vielzahl an neuen Prozessen eine industrielle Einführung kurz bis mittelfristig unrealistisch ist und mit einem hohen technologischen Risiko verbunden wäre. Da die Kostenersparnis zur Zeit hauptsächlich auf die Ersparnis in den Waferkosten durch den PSI Prozess zurückgeht, wäre eine Art „Drop-In-Replacement“, wie kürzlich im sogenannten PolCa Konzept [127] vorgeschlagen wurde, eine vielversprechende Alternative. Dieser Ansatz sieht vor, dass ein aus dem PSI Prozess stammender Wafer elektrisch getrennt mit Polysilizium verstärkt wird, wodurch eine Prozessierung mit konventionellen und bekannten Prozesstechnologien möglich wäre. Langfristig gesehen könnte allerdings das Prozessieren auf Modullevel Kostenvorteile von bis zu 25.0 % erlauben.



**Abb. 7.7:** a) Relative Kostenverteilung eines Moduls der PERC- (schwarze Balken + Beschriftung) bzw. Modulleveltechnologie (grüne Balken + Beschriftung). Steht unter den Kostenbalken die Prozessbeschreibung ausschließlich in schwarz, ist der Prozess für die PERC- und Modulleveltechnologie identisch. b) Überblick der Kostenverteilung der PERC-Technologie. c) Überblick der Kostenverteilung der Modulleveltechnologie. d) Perspektivisch möglich Kostenverteilung durch Prozessierung auf Modullevel.

**Kurzzusammenfassung:** In diesem Kapitel wurde ein Prozess eingeführt, der es ermöglicht den konventionell getrennt ausgeführten Zell- und Modulprozess zu vereinigen. Dabei werden rückseitenpassivierte Siliziumwafer mit dem in Kapitel 6 vorgestellten Laserschweißprozess an ein Glassubstrat gebondet und anschließend die Vorderseitenprozessierung auf Modullevel durchgeführt. Für einzelne Zellen wurde ein Wirkungsgrad von 20.0 % erreicht, was den bisherigen Höchstwert für eine auf Modullevel prozessierte Zelle darstellt.

Die Hochskalierung auf ein Fünf-Zellen-Modul erwies sich als nicht trivial, sodass hier mit 13.8 % nur ein geringerer Wirkungsgrad erreicht wurde. Mögliche Gründe dafür liegen in der mit der Modulgröße einhergehenden größeren Fläche des verarbeiteten Silikons, welches durch Plasma- oder nasschemische Interaktionen die Passivierung der a-Si:H/c-Si Grenzfläche verschlechtert und inhomogenisiert. Die Zellmetallisierung wurde durch einen Siebdruckprozess mit der Zellverbindung kombiniert. Dazu wurde niedertemperatur Silbersiebdruckpaste über die Zellkante gedruckt und mit dem Zellrückkontakt bildenden Aluminium des Substrats verbunden. In Bezug auf die Alterungsstabilität sind weitere technologische Modifizierungen nötig.

Weiterhin wurde zu diesem Prozess eine Kostenanalyse durchgeführt und mit der konventionellen PERC Technologie verglichen. Es ergeben sich Kostenvorteile von 18.7 %, die allerdings hauptsächlich auf die durch den PSI Prozess geringeren Waferkosten zurückgehen. Perspektivisch sind Kostenvorteile von 25 % möglich.

# 8 Zusammenfassung

Das übergeordnete Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung eines hybriden Ansatzes zur Prozessierung dünner sägefrier Siliziumsolarzellen aus dem PSI Prozess auf Modullevel, bei dem Techniken aus der kristallinen und der Dünnschicht Photovoltaik miteinander kombiniert werden. Der Entwicklungsprozess umfasste folgende Kernaufgaben:

1. Demonstration der Eignung des PSI Prozesses zur Herstellung hocheffizienter Solarzellen (Kapitel 3),
2. Verlustanalyse dieser Solarzellen, um Wege zur weiteren Wirkungsgradsteigerung aufzuzeigen (Kapitel 4 und 5),
3. Entwicklung eines Bonding Prozesses zur mechanischen und elektrischen Verbindung dünner Wafer mit einem Trägersubstrat (Kapitel 6),
4. Entwicklung eines kombinierten Zell-/Modulprozesses mit integrierter Verschaltung (Kapitel 7).

Es wurden folgende Ergebnisse erzielt:

**Kernaufgabe 1:** Es wurde erstmals eine hocheffiziente Schichttransfersolarzelle aus dem PSI Prozess hergestellt, die zum Zeitpunkt der Veröffentlichung mit unabhängig bestätigten 19.1 % Wirkungsgrad die weltweit effizienteste dieser Art war. Die 43  $\mu\text{m}$  dünne PERC Zelle war Teil einer experimentellen Variation der Rückseitenkontaktgeometrie, bei der der Abstand der Punktkontaktöffnungen in der Rückseitenpassivierung der Zellen zwischen 250  $\mu\text{m}$  und 1500  $\mu\text{m}$  variiert wurde. Alle hergestellten Solarzellen hatten einen Wirkungsgrad der mindestens einen Prozentpunkt oberhalb des vorherigen Rekords lag. Quanteneffizienzmessungen verifizierten eine mit steigendem Pitch abnehmende effektive Oberflächenrekombination der Zellrückseite, was in Übereinstimmung mit der experimentell Beobachtung eines ansteigenden  $V_{oc}$  von mittleren 634.4 mV (250  $\mu\text{m}$  Pitch) bis auf 648.5 mV (1500  $\mu\text{m}$  Pitch) war.

Die Quanteneffizienzmessungen belegten weiterhin eine minimale Basis Diffusionslänge von  $101 \mu\text{m}$ .

**Kernaufgabe 2:** Es wurde erstmals für beidseitig kontaktierte PSI Solarzellen eine ELA (für eng. Energy Loss Analysis) unter Berücksichtigung der Freien Energie- und Entropieverluste mittels Finite-Element-Simulationen mit Sentaurus Device durchgeführt. Die dafür notwendigen Randbedingungen wurden aus experimentellen hergestellten Referenzproben oder weiteren Simulationen gewonnen. Damit war es möglich, alle Zellen unter Anpassung der Geometrie mit nur einem Parametersatz zu beschreiben. Die Widerstandsverluste in der Zellmetallisierung wurden quantifiziert, indem Netzwerksimulationen mit simulierten Kennlinien kombiniert wurden. Ein Vergleich mit Elektrolumineszenzaufnahmen der realen Zellen verifizierte die Simulation.

Mit  $0.75 \text{ mWcm}^{-2}$  Leistungsverlust beim optimalen Pitch von  $1000 \mu\text{m}$  war die Rekombination an den Rückseitenkontakten der größte zellinterne Verlustkanal nach der Entropie. Neben der ELA wurde eine neue Art der Verlustanalyse eingeführt. Diese sogenannte „Synergetische Effizienz-Gewinn-Analyse“ (SEGA) zeigt wie sensitiv die Solarzelle auf die in der Simulation separate Abschaltung einzelner Verlustkanäle reagiert. Beim optimalen Pitch hatte in Übereinstimmung mit der Energieverlustanalyse die Abschaltung der Kontaktrekombination mit  $0.73 \%$ -Punkten den größten einzelnen Einfluss auf den Zellwirkungsgrad. Der Unterschied im Vergleich zur ELA entsteht aus der bei Ausschaltung der Kontaktrekombination höheren Aufspaltung der Quasi-Fermi-Energien, wodurch mehr Freie Energie erzeugt wird. Außerdem verdeutlicht die SEGA den enormen Synergieeffekt bei gleichzeitiger Abschaltung aller zuvor separat abgeschalteten Verlustkanäle. Beim optimalem Pitch führt der Effekt zu zusätzlichen  $4.7 \%$ -Punkten Wirkungsgradsteigerung im Vergleich zur Summe der einzelnen Wirkungsgradunterschiede. Die SEGA zeigte somit alle Schritte hin zum maximalen Wirkungsgrad, der bei der hier benutzten Basisdotierung von  $3.3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  und der Waferdicke von  $43 \mu\text{m}$   $28.35 \%$  beträgt.

Weiterhin wurde durch die SEGA die gleichzeitige Reduzierung der Kontakt- und Emitter-Rekombination als effizienteste Lösung zur weiteren Steigerung des Zellwirkungsgrads identifiziert, da durch die reduzierte Rekombination mehr Freie Energie erzeugt wird und der Synergieeffekt maximal wird.

**Kernaufgabe 3:** Dieser Teil dieser Arbeit widmete sich der integrierten Verschaltung und Prozessierung von Solarzellen auf Modullevel. Es wurde ein Laserschweißprozess entwickelt, der eine rückseitenpassivierte *p*-Typ Solarzelle mit einem Glas-trägersubstrat, auf dem sich eine Aluminiumschicht befindet, sowohl mechanisch als auch elektrisch verbindet. Der LFBC (für eng. Laser Fired and Bonding Contacts) Prozess wurde an zwei Substrattypen angepasst. Das eine Substrat bestand aus einem 1.1 mm dicken Glas, auf das 10  $\mu\text{m}$  Aluminium thermisch aufgedampft wurden. Das Al war durch einen 400 nm dicken Silikonfilm sowie einer 100 nm  $\text{SiN}_x$  Schicht bedeckt, um in späteren Anwendungen prozesstechnische Interaktionen mit dem Al beziehungsweise dem Silikon zu vermeiden. Es wurden verschiedene Si Probenotypen mit Linienkontakten an das Substrat geschweißt, womit die wichtigsten Eigenschaften der Kontakte wie effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit, Abrissspannung sowie Kontaktwiderstand zu  $800_{-300}^{+1200}$  cm/s,  $32.7 \pm 5.1$  kPa bzw.  $1.65 \pm 0.56$   $\text{m}\Omega\text{cm}^2$  bestimmt wurden. Ein Vergleich zu LCO kontaktierten Zellen zeigt durch die geringere Kontaktrekombination und die durch das Silikon auf dem Al erhöhte Rückseitenreflexion einen Gewinn im  $J_{\text{sc}}$  um  $0.74$   $\text{mA}/\text{cm}^2$ , womit eine Gesamtwirkungsgrad von  $22.1 \pm 0.7$  % erreicht wurde, was die Einsatzmöglichkeit der LFBC für hocheffiziente Zellen belegt.

Der zweite Substrattyp bestand aus einem 1.1 mm Glas auf dem eine 450  $\mu\text{m}$  dicke Ethylenvinylacetat (EVA) Folie und eine 13  $\mu\text{m}$  dicke Haushaltsaluminiumfolie gelegt und zusammen laminiert wurden. Mit Si Testproben wurde die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit bzw. der Kontaktwiderstand dieser LFCB Kontakte zu  $1000_{-500}^{+1000}$  cm/s beziehungsweise  $3.52 \pm 0.74$   $\text{m}\Omega\text{cm}^2$  bestimmt. Die Anwendung dieses Substrats auf industriennahe PERC Siebdrucksolarzellen lieferte eine bis auf den Randbereich homogene Kontaktierung, was durch Elektrolumineszenzaufnahmen gezeigt wurde. Der Wirkungsgrad betrug 19.0 %. Es zeigte sich, dass der Serienwiderstand gegenüber der Standard Siebdrucktechnologie erhöht war. Als mögliche Ursache wurde die im Vergleich zu den Testproben dickere  $\text{SiN}_x$  Schicht auf der Zelle ausgemacht, was eine kontaktierte Linienbreite von nur 12.5  $\mu\text{m}$  bewirkte. Hier ist eine Anpassung von LFBC Prozess und  $\text{SiN}_x$  Dicke der Zelle nötig.

**Kernaufgabe 4:** Die LFBC Technologie wurde weiterhin dazu benutzt, um Zellen auf Modullevel zu prozessieren. Der Prozess wurde verwendet, um rückseitenpassivierte Wafer (perspektivisch dünne Epi Wafer) mit dem Substrat zu verbinden und

anschließend die Zellvorderseite zu prozessieren. Dazu folgten der Textur und der nasschemischen Reinigung eine passivierende und pn-Übergang erzeugende PECVD Abscheidung mit amorphem Silizium sowie eine gesputterte ITO Schicht und die Vorderseitenmetallisierung mittels Silbersiebdruck. Es wurden Zellwirkungsgrade von bis zu  $20.0 \pm 0.6$  % erreicht, die durch eine Maskierung des mit  $\text{SiN}_x$  beschichteten Silikons während des ITO Prozesses möglich waren. Ohne diese Maskierung reduzierte sich der erreichte Wirkungsgrad auf  $18.8 \pm 0.6$  %, was die Schwierigkeit der Prozessierung in Anwesenheit von Silikonen verdeutlicht. Nichtsdestotrotz hatte die 20.0 % Zelle den höchsten bisher veröffentlichten Wirkungsgrad einer auf Modullevel prozessierten Solarzelle, bei der der pn-Übergang auf Modullevel erstellt wurde.

Diese zuvor an einzelnen Zellen demonstrierte Technik wurde auf ein 5-Zellen-Modul übertragen, wobei die Zellen erstmalig mit einem Siebdruckprozess durch drucken über die Zellkante integriert verschaltet wurden. Die Moduleffizienz liegt bei 13.8 %. Eine extrem inhomogene Passivierqualität verhinderte höhere Wirkungsgrade. Mögliche Ursachen sind Plasma-Silikon und Nasschemie-Silikon Interaktionen. Hier ist eine weitere technologische Entwicklung notwendig.

Eine Prozesskostenanalyse demonstrierte einen Kostenvorteil der Modullevelprozessierung gegenüber der aktuell in die Produktion übergehenden PERC Zelltechnologie von 18.7 %, die hauptsächlich durch die geringeren Waferkosten des PSI Prozesses zustande kam. Langfristig gesehen sind mit der Modullevelprozessierung Kostenvorteile von bis zu 25 % möglich.



# Literaturverzeichnis

- [1] FORSTNER, H. ; BANDIL, S. ; ZWEGERS, M. ; BOLLEN, R. ; COLLETTI, G. ; SINKE, W. ; BULTMAN, J. ; WYERS, P. ; WERTZ, R. ; WU, S. ; LIN, KC ; METZ, A. ; MEIXNER, M. ; FISCHER, M. ; SPIESS, T. ; METTE, M. ; METTE, A. ; PETTER, K. ; GERLACH, A. ; ENGELHART, P. ; XING, G. ; DEMENIK, A. ; McMULLEN, D. ; MOHR, C. ; STASSEN, A. ; SLUFCIK, J. ; YONG, L. ; KAUFMANN, S. ; WAN, Y. ; WANG, Y. ; LIU, S. ; RICHTER, A. ; PAI, R. ; WANG, K. ; CHEN, B. ; LUAN, A. ; BUCHOVSKAJA, B. I. a. I. andSpill ; PINGEL, R. ; RAMAKRISHNAN, A. ; JULSRUD, S. ; OSBORNE, W. ; FLORES, A. ; FATH, P. ; NUSSBAUMER, H. ; RAITHEL, S. ; PINGEL, S. ; FRANK, O. ; ZHU, J. ; RISTOW, A. ; OBERBECK, L. ; DEMENIK, G.: International Technology Roadmap for Photovoltaic (ITRPV) 2013 Results, Revision 1, March 2014 / semi. 2014. – Forschungsbericht
- [2] TAYANAKA, H ; MATSUSHITA, T: Separation of thin epitaxial Si film on porous Si for solar cells. In: *Proceedings of the 6th Sony Research Forum* Bd. 556, 1996
- [3] BRENDLE, R.: A novel process for ultrathin monocrystalline silicon solar cells on glass. In: *Proc. 14th. European Photovoltaic Solar Energy Conf*, 1997, S. 1354–1357
- [4] REUTER, Michael ; BRENDLE, Willi ; TOBAIL, Osama ; WERNER, Jürgen H: 50 $\mu$ m thin solar cells with 17.0% efficiency. In: *Solar Energy Materials and Solar Cells* 93 (2009), Nr. 6, S. 704–706
- [5] HEZEL, R. ; JAEGER, K.: Low-Temperature Surface Passivation of Silicon for Solar Cells. In: *Journal of the Electrochemical Society* 136 (1989), S. 518
- [6] HOEX, B. ; HEIL, SBS ; LANGEREIS, E. ; SANDEN, MCM van d. ; KESSELS, WMM: Ultralow surface recombination of c-Si substrates passivated by plasma-assisted atomic layer deposited Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. In: *Applied Physics Letters* 89 (2006), S. 042112
- [7] SCHMIDT, Jan ; VEITH, Boris ; BRENDLE, Rolf: Effective surface passivation of crystalline silicon using ultrathin Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> films and Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/SiN<sub>x</sub> stacks. In: *physica status solidi (RRL)-Rapid Research Letters* 3 (2009), Nr. 9, S. 287–289
- [8] ZIELKE, Dimitri ; PETERMANN, Jan H. ; WERNER, Florian ; VEITH, Boris ; BRENDLE, Rolf ; SCHMIDT, Jan: Contact passivation in silicon solar cells using atomic-layer-deposited aluminum oxide layers. In: *physica status solidi (RRL)-Rapid Research Letters* 5 (2011), Nr. 8, S. 298–300

- [9] BRENDDEL, R ; AUER, R ; FELDRAPP, K ; SCHOLTEN, D ; STEINHOF, M ; HEZEL, R ; SCHULZ, M: Crystalline thin-film Si cells from layer transfer using porous Si (PSI-Process). In: *Photovoltaic Specialists Conference, 2002. Conference Record of the Twenty-Ninth IEEE IEEE*, 2002, S. 86–89
- [10] POWELL, Doug M. ; WINKLER, Mark T. ; CHOI, HJ ; SIMMONS, Christie B. ; NEEDLEMAN, D B. ; BUONASSISI, Tonio: Crystalline silicon photovoltaics: a cost analysis framework for determining technology pathways to reach baseload electricity costs. In: *Energy & Environmental Science* 5 (2012), Nr. 3, S. 5874–5883
- [11] POWELL, Doug M. ; WINKLER, Mark T. ; GOODRICH, A ; BUONASSISI, Tonio: Modeling the Cost and Minimum Sustainable Price of Crystalline Silicon Photovoltaic Manufacturing in the United States. In: *Photovoltaics, IEEE Journal of* 3 (2013), Nr. 2, S. 662–668
- [12] CARABE, J ; GANDIA, JJ: Thin-film-silicon solar cells. In: *Opto-Electron. Rev* 12 (2004), S. 1–6
- [13] BRENDDEL, Rolf ; PETERMANN, Jan H. ; ZIELKE, Dimitri ; SCHULTE-HUXEL, Henning ; KESSLER, Michael ; GATZ, Sebastian ; EIDELLOTH, Stefan ; BOCK, Robert ; GARRALAGA ROJAS, Enrique ; SCHMIDT, Jan ; DULLWEBER, Thorsten: High-Efficiency Cells From Layer Transfer: A First Step Toward Thin-Film/Wafer Hybrid Silicon Technologies. In: *Photovoltaics, IEEE Journal of* 1 (2011), Nr. 1, S. 9–15
- [14] KAJARI-SCHRÖDER, Sarah ; KÄSEWIETER, Jörg ; HENSEN, Jan ; BRENDDEL, Rolf: Lift-off of Free-standing Layers in the Kerfless Porous Silicon Process. In: *Energy Procedia* 38 (2013), S. 919–925
- [15] SHOCKLEY, W. ; READ, W. T.: Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons. In: *Phys. Rev.* 87 (1952), Sep, S. 835–842
- [16] HALL, Re N.: Electron-hole recombination in germanium. In: *Physical Review* 87 (1952), Nr. 2, S. 387
- [17] RICHTER, Armin ; GLUNZ, Stefan W. ; WERNER, Florian ; SCHMIDT, Jan ; CUEVAS, Andres: Improved quantitative description of Auger recombination in crystalline silicon. In: *Physical Review B* 86 (2012), Nr. 16, S. 165202
- [18] TRUPKE, T ; GREEN, MA ; WURFEL, P ; ALTERMATT, PP ; WANG, A ; ZHAO, J ; CORKISH, R: Temperature dependence of the radiative recombination coefficient of intrinsic crystalline silicon. In: *Journal of Applied Physics* 94 (2003), Nr. 8, S. 4930–4937

- 
- [19] STREET, Robert A.: *Hydrogenated amorphous silicon*. Cambridge University Press, 2005
- [20] BLOCH, Felix: Über die Quantenmechanik der Elektronen in Kristallgittern. In: *Zeitschrift für Physik* 52 (1929), Nr. 7-8, S. 555–600
- [21] ANDERSON, Philip W.: Absence of diffusion in certain random lattices. In: *Physical review* 109 (1958), Nr. 5, S. 1492
- [22] SCHULZE, TF ; KORTE, L ; CONRAD, E ; SCHMIDT, M ; RECH, B: Electrical transport mechanisms in a-Si: H/c-Si heterojunction solar cells. In: *Journal of Applied Physics* 107 (2010), Nr. 2, S. 023711
- [23] MATSUURA, Hideharu ; OKUNO, Tetsuhiro ; OKUSHI, Hideyo ; TANAKA, Kazunobu: Electrical properties of n-amorphous/p-crystalline silicon heterojunctions. In: *Journal of Applied Physics* 55 (1984), Nr. 4, S. 1012–1019
- [24] SINTON, Ronald A. ; CUEVAS, Andres ; STUCKINGS, Michael: Quasi-steady-state photoconductance, a new method for solar cell material and device characterization. In: *Photovoltaic Specialists Conference, 1996., Conference Record of the Twenty Fifth IEEE IEEE*, 1996, S. 457–460
- [25] RAMSPECK, Klaus ; REISSENWEBER, Sabine ; SCHMIDT, Jan ; BOTHE, Karsten ; BRENDDEL, Rolf: Dynamic carrier lifetime imaging of silicon wafers using an infrared-camera-based approach. In: *Applied Physics Letters* 93 (2008), Nr. 10, S. 102104–102104
- [26] BREITENSTEIN, Otwin ; WARTA, Wilhelm ; LANGENKAMP, Martin: *Lock-in thermography: Basics and use for evaluating electronic devices and materials*. Bd. 10. Springer, 2010
- [27] RAMSPECK, Klaus ; BOTHE, Karsten ; SCHMIDT, Jan ; BRENDDEL, Rolf: Combined dynamic and steady-state infrared camera based carrier lifetime imaging of silicon wafers. In: *Journal of Applied Physics* 106 (2009), Nr. 11, S. 114506–1–10
- [28] *Sentaurus Process User Guide, Version E-2010.12, Synopsys, Inc., Mountain View, CA, 2010. : Sentaurus Process User Guide, Version E-2010.12, Synopsys, Inc., Mountain View, CA, 2010.*
- [29] VAN ROOSBROECK, W: Theory of flow of electrons and holes in germanium and other semiconductors. In: *Bell Syst. Tech. J* 29 (1950), Nr. 4, S. 560–607
- [30] ALTERMATT, Pietro P.: Models for numerical device simulations of crystalline silicon solar cells - a review. In: *Journal of computational electronics* 10 (2011), Nr. 3, S. 314–330

- [31] <http://www.linear.com/designtools/software>, 24.01.2014
- [32] EIDELLOTH, Stefan ; HAASE, Felix ; BRENDDEL, Rolf: Simulation tool for equivalent circuit modeling of photovoltaic devices. (2012)
- [33] KIRCHHOFF, Gustav R.: Ueber den Durchgang eines elektrischen Stromes durch eine Ebene, insbesondere durch eine kreisförmige. In: *Annalen der Physik* 140 (1845), Nr. 4, S. 497–514
- [34] TAYANAKA, Hiroshi ; YAMAUCHI, Kazushi ; MATSUSHITA, Takeshi: Thin-film crystalline silicon solar cells obtained by separation of a porous silicon sacrificial layer. In: *Proc. 2nd World Conf. Photovolt. Sol. Energy Conv*, 1998, S. 1272–1275
- [35] SOLANKI, CS ; BILYALOV, RR ; POORTMANS, J. ; BEAUCARNE, G. ; VAN NIEUWENHUYSEN, K. ; NIJS, J. ; MERTENS, R.: Characterization of free-standing thin crystalline films on porous silicon for solar cells. In: *Thin Solid Films* 451 (2004), S. 649–654. – ISSN 0040–6090
- [36] PETERMANN, Jan H. ; ZIELKE, Dimitri ; SCHMIDT, Jan ; HAASE, Felix ; ROJAS, Enrique G. ; BRENDDEL, Rolf: 19%-efficient and 43  $\mu\text{m}$ -thick crystalline Si solar cell from layer transfer using porous silicon. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 20 (2012), Nr. 1, S. 1–5
- [37] MOSLEHI, MM ; KAPUR, P ; KRAMER, J ; RANA, V ; SEUTTER, S ; DESHPANDE, A ; STALCUP, T ; KOMMERA, S ; ASHJAEI, J ; CALCATERRA, A u. a.: World-record 20.6% efficiency 156 mm  $\times$  156 mm full-square solar cells using low-cost kerfless ultrathin epitaxial silicon and porous silicon lift-off technology for industry-leading high-performance smart PV modules. In: *PV Asia Pacific Conference, 2012*
- [38] BRENDDEL, Rolf ; PETERMANN, Jan H. ; ZIELKE, Dimitri ; SCHULTE-HUXEL, Henning ; KESSLER, Michael ; GATZ, Sebastian ; EIDELLOTH, Stefan ; BOCK, Robert ; GARRALAGA ROJAS, Enrique ; SCHMIDT, Jan ; DULLWEBER, Thorsten: High-Efficiency Cells From Layer Transfer: A First Step Toward Thin-Film/Wafer Hybrid Silicon Technologies. In: *Photovoltaics, IEEE Journal of* 1 (2011), Nr. 1, S. 9–15
- [39] BRENDDEL, R. ; AUER, R. ; ARTMANN, H.: Textured monocrystalline thin-film Si cells from the porous silicon (PSI) process. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 9 (2001), Nr. 3, S. 217–221. – ISSN 1099–159X
- [40] STECKENREITER, Verena ; HENSEN, Jan ; KNORR, Alwina ; ROJAS, E G. ; KAJARI-SCHRÖDER, Sarah ; BRENDDEL, Rolf: Reconditioning of silicon substrates for manifold re-use in the layer transfer process with porous silicon. In: *Proceedings of the 22nd PVSEC, Hangzhou, China* (2012)

- [41] KERN, Werner: Cleaning solutions based on hydrogen peroxide for use in silicon semiconductor technology. In: *RCA review* 31 (1970), S. 187–206
- [42] ENGELHART, P. ; HERMANN, S. ; NEUBERT, T. ; PLAGWITZ, H. ; GRISCHKE, R. ; MEYER, R. ; KLUG, U. ; SCHOONDERBEEK, A. ; STUTE, U. ; BRENDDEL, R.: Laser ablation of SiO<sub>2</sub> for locally contacted Si solar cells with ultra-short pulses. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 15 (2007), Nr. 6, S. 521–527. – ISSN 1099–159X
- [43] PETERMANN, Jan H. ; OHRDES, Tobias ; ALTERMATT, Pietro P. ; EIDELLOTH, Stefan ; BRENDDEL, Rolf: 19% Efficient Thin-Film Crystalline Silicon Solar Cells From Layer Transfer Using Porous Silicon: A Loss Analysis by Means of Three-Dimensional Simulations. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 59 (2012), Nr. 4, S. 909–917
- [44] VAN HEMMEN, JL ; HEIL, SBS ; KLOOTWIJK, JH ; ROOZEBOOM, Fred ; HODSON, CJ ; SANDEN, MCM Van d. ; KESSELS, WMM: Plasma and Thermal ALD of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> in a Commercial 200 mm ALD Reactor. In: *Journal of The Electrochemical Society* 154 (2007), Nr. 7, S. G165–G169
- [45] WOLF, Martin ; RAUSCHENBACH, Hans: Series resistance effects on solar cell measurements. In: *Advanced Energy Conversion* 3 (1963), Nr. 2, S. 455–479
- [46] SINTON, RA ; CUEVAS, A: A quasi-steady-state open-circuit voltage method for solar cell characterization. In: *16th European Photovoltaic Solar Energy Conference* Bd. 25, 2000
- [47] ABERLE, AG ; WENHAM, SR ; GREEN, MA: A new method for accurate measurements of the lumped series resistance of solar cells. In: *Photovoltaic Specialists Conference, 1993., Conference Record of the Twenty Third IEEE* IEEE, 1993, S. 133–139
- [48] BASORE, Paul A.: Extended spectral analysis of internal quantum efficiency. In: *Photovoltaic Specialists Conference, 1993., Conference Record of the Twenty Third IEEE* IEEE, 1993, S. 147–152
- [49] HIRSCH, M. ; RAU, U. ; WERNER, J.H.: Analysis of internal quantum efficiency and a new graphical evaluation scheme. In: *Solid-State Electronics* 38 (1995), Nr. 5, S. 1009–1015
- [50] SHOCKLEY, W: Research and investigation of inverse epitaxial UHF power transistors. In: *Report No. Al-TOR-64-207, Air Force Atomic Laboratory, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio* (1964)

- [51] EIDELLOTH, Stefan ; BRENDEL, Rolf: Analytical Theory for Extracting Specific Contact Resistances of Thick Samples From the Transmission Line Method. In: *IEEE Electron Device Letters* 35 (2014), S. 9–11
- [52] SINTON, Ronald A. ; CUEVAS, Andres: Contactless determination of current–voltage characteristics and minority-carrier lifetimes in semiconductors from quasi-steady-state photoconductance data. In: *Applied Physics Letters* 69 (1996), Nr. 17, S. 2510–2512
- [53] NAGEL, Henning ; BERGE, Christopher ; ABERLE, Armin G.: Generalized analysis of quasi-steady-state and quasi-transient measurements of carrier lifetimes in semiconductors. In: *Journal of Applied Physics* 86 (1999), Nr. 11, S. 6218–6221
- [54] HERLUFSEN, Sandra ; SCHMIDT, Jan ; HINKEN, David ; BOTHE, Karsten ; BRENDEL, Rolf: Photoconductance-calibrated photoluminescence lifetime imaging of crystalline silicon. In: *physica status solidi (RRL)-Rapid Research Letters* 2 (2008), Nr. 6, S. 245–247
- [55] SPROUL, AB: Dimensionless solution of the equation describing the effect of surface recombination on carrier decay in semiconductors. In: *Journal of Applied Physics* 76 (1994), Nr. 5, S. 2851–2854
- [56] KERR, M.J. ; CUEVAS, A.: General parameterization of Auger recombination in crystalline silicon. In: *Journal of Applied Physics* 91 (2002), S. 2473
- [57] BLOOD, P: Capacitance-voltage profiling and the characterisation of III-V semiconductors using electrolyte barriers. In: *Semiconductor science and technology* 1 (1986), Nr. 1, S. 7
- [58] SCHRODER, Dieter K.: *Semiconductor material and device characterization*. John Wiley & Sons, 2006
- [59] KANE, DE ; SWANSON, RM: Measurement of the emitter saturation current by a contactless photoconductivity decay method. In: *IEEE photovoltaic specialists conference*. 18, 1985, S. 578–583
- [60] SINTON, Ronald A. ; SWANSON, Richard M.: Recombination in highly injected silicon. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 34 (1987), Nr. 6, S. 1380–1389
- [61] KIMMERLE, A ; WOLF, A ; BELLEDIN, U ; BIRO, D: Modelling carrier recombination in highly phosphorus-doped industrial emitters. In: *Energy Procedia* 8 (2011), S. 275–281

- [62] DASTGHEIB-SHIRAZI, Amir ; STEYER, Michael ; MICARD, Gabriel ; WAGNER, Hannes ; ALTERMATT, Pietro P. ; HAHN, Giso: Relationships between Diffusion Parameters and Phosphorus Precipitation during the  $\text{POCl}_3$  Diffusion Process. In: *Energy Procedia* 38 (2013), S. 254–262
- [63] BRENDDEL, R: Coupling of light into mechanically textured silicon solar cells: A ray tracing study. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 3 (1995), Nr. 1, S. 25–38
- [64] RÜDIGER, Marc ; GREULICH, Johannes ; RICHTER, Armin ; HERMLE, Martin: Parameterization of free carrier absorption in highly doped silicon for solar cells. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 60 (2013), Nr. 7, S. 2156–2163
- [65] HARBECKE, B: Coherent and incoherent reflection and transmission of multi-layer structures. In: *Applied Physics B* 39 (1986), Nr. 3, S. 165–170
- [66] ALTERMATT, Pietro P. ; SCHENK, Andreas ; GEELHAAR, Frank ; HEISER, Gernot: Reassessment of the intrinsic carrier density in crystalline silicon in view of band-gap narrowing. In: *Journal of applied physics* 93 (2003), Nr. 3, S. 1598–1604
- [67] GREEN, Martin A.: Intrinsic concentration, effective densities of states, and effective mass in silicon. In: *Journal of applied physics* 67 (1990), Nr. 6, S. 2944–2954
- [68] SCHENK, Andreas: Finite-temperature full random-phase approximation model of band gap narrowing for silicon device simulation. In: *Journal of Applied Physics* 84 (1998), Nr. 7, S. 3684–3695
- [69] KLAASSEN, DBM: A unified mobility model for device simulation-I. Model equations and concentration dependence. In: *Solid-State Electronics* 35 (1992), Nr. 7, S. 953–959
- [70] KLAASSEN, DBM: A unified mobility model for device simulation-II. temperature dependence of carrier mobility and lifetime. In: *Solid-State Electronics* 35 (1992), Nr. 7, S. 961–967
- [71] ALTERMATT, Pietro P. ; GEELHAAR, Frank ; TRUPKE, Thorsten ; DAI, Ximing ; NEISSER, Axel ; DAUB, Ernst: Injection dependence of spontaneous radiative recombination in c-Si: experiment, theoretical analysis, and simulation. In: *Numerical Simulation of Optoelectronic Devices, 2005. NUSOD'05. Proceedings of the 5th International Conference on IEEE, 2005*, S. 47–48
- [72] ALTERMATT, PP ; GEELHAAR, F ; TRUPKE, T ; DAI, X ; NEISSER, A ; DAUB, E: Injection dependence of spontaneous radiative recombination in crystalline

- silicon: Experimental verification and theoretical analysis. In: *Applied physics letters* 88 (2006), Nr. 26, S. 261901–261901
- [73] DZIEWIOR, J ; SCHMID, W: Auger coefficients for highly doped and highly excited silicon. In: *Applied Physics Letters* 31 (1977), Nr. 5, S. 346–348
- [74] ALTERMATT, Pietro P. ; SCHMIDT, Jan ; HEISER, Gernot ; ABERLE, Armin G.: Assessment and parameterisation of Coulomb-enhanced Auger recombination coefficients in lowly injected crystalline silicon. In: *Journal of applied physics* 82 (1997), Nr. 10, S. 4938–4944
- [75] NEKARDA, Jan ; REINWAND, Dirk ; GROHE, Andreas ; HARTMANN, Philip ; PREU, Ralf ; TRASSL, Roland ; WIEDER, Stephan: Industrial PVD metallization for high efficiency crystalline silicon solar cells. In: *Photovoltaic Specialists Conference (PVSC), 2009 34th IEEE IEEE*, 2009, S. 000892–000896
- [76] GREEN, Martin A.: *Solar cells: operating principles, technology, and system applications*. Englewood Cliffs, NJ, Prentice-Hall, Inc., 1982
- [77] TRUPKE, T ; BARDOS, RA ; ABBOTT, MD ; WÜRFEL, P ; PINK, E ; AUGARTEN, Y ; CHEN, FW ; FISHER, K ; COTTER, JE ; KASEMANN, M u. a.: Progress with luminescence imaging for the characterisation of silicon wafers and solar cells. In: *Proceeding of the 22nd EPVSC, Milan, Italy* (2007)
- [78] HINKEN, David ; BOTHE, Karsten ; RAMSPECK, Klaus ; HERLUFSEN, Sandra ; BRENDEL, Rolf: Determination of the effective diffusion length of silicon solar cells from photoluminescence. In: *Journal of Applied Physics* 105 (2009), Nr. 10, S. 104516–104516
- [79] HOLST, Hendrik ; WINTER, Matthias ; VOGT, Malte R. ; BOTHE, Karsten ; KÖNTGES, Marc ; BRENDEL, Rolf ; ALTERMATT, Pietro P.: Application of a new ray tracing framework to the analysis of extended regions in Si solar cell modules. In: *Energy Procedia* 38 (2013), S. 86–93
- [80] BRENDEL, R ; DREISSIGACKER, S ; HARDER, N-P ; ALTERMATT, PP: Theory of analyzing free energy losses in solar cells. In: *Applied Physics Letters* 93 (2008), Nr. 17, S. 173503
- [81] GREULICH, Johannes ; HÖFFLER, Hannes ; WÜRFEL, Uli ; REIN, Stefan: Numerical power balance and free energy loss analysis for solar cells including optical, thermodynamic, and electrical aspects. In: *Journal of Applied Physics* 114 (2013), Nr. 20, S. 204504
- [82] WÜRFEL, Peter: *Physik der Solarzellen*. Spektrum, Akad. Verlag, 1995



- [83] MULLER, M ; ALTERMATT, Pietro P. ; WAGNER, Hannes ; FISCHER, Gerd: Sensitivity Analysis of Industrial Multicrystalline PERC Silicon Solar Cells by Means of 3-D Device Simulation and Metamodeling. In: *IEEE Journal of Photovoltaics* 4 (2014), Nr. 1, S. 107–113
- [84] SCHNEIDERLÖCHNER, E ; PREU, R ; LUEDEMANN, R ; GLUNZ, SW: Laser-fired rear contacts for crystalline silicon solar cells. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 10 (2002), Nr. 1, S. 29–34
- [85] SCHNEIDERLÖCHNER, Eric: *Laserstrahlverfahren zur Fertigung kristalliner Silizium-Solarzellen*, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau, Germany, Diss., 2004
- [86] NEKARDA, J.-F. ; LOTTSPREICH, F. ; WOLF, A. ; PREU, R.: Silicon Solar Cells Using Aluminum Foil as Rear Side Metallization Reaching 21.0% Efficiency. In: *25th European PV Solar Energy Conference/5th World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, Valencia, Spain, 2010*
- [87] <http://www.solarworld.de/produkte/produkte/solarmodule/sunmodule-protect>, 27.09.2014
- [88] STECKENREITER, Verena ; HORBELT, Renate ; WRIGHT, Daniel N. ; NESE, Martin ; BRENDEL, Rolf: Qualification of encapsulation materials for module-level-processing. In: *Solar Energy Materials and Solar Cells* 120 (2014), S. 396–401
- [89] GOVAERTS, Jonathan ; NICOLA GRANATA, Stefano ; BEARDA, Twan ; DROSS, Frederic ; BOULORD, Caroline ; BEAUCARNE, Guy ; KORSOS, Ferenc ; BAERT, Kris ; GORDON, Ivan ; POORTMANS, Jef: Development of a-Si: H/c-Si heterojunctions for the  $i^2$ -module concept: Low-temperature passivation and emitter formation on wafers bonded to glass. In: *Solar Energy Materials and Solar Cells* 113 (2013), S. 52–60
- [90] GRANATA, Stefano N. ; BOULORD, Caroline ; GOVAERTS, Jonathan ; BEARDA, Twan ; BEAUCARNE, Guy ; SOOGUND, Deana ; PÉREZ, Raquel V. ; DROSS, Frederic ; ABDULRAHEEM, Yaser ; POORTMANS, Jef u. a.: Plasma-silicone interaction during a-Si: H deposition on solar cell wafers bonded to glass. In: *Solar Energy Materials and Solar Cells* 124 (2014), S. 48–54
- [91] GRANATA, Stefano N. ; BEARDA, Twan ; BEAUCARNE, Guy ; ABDULRAHEEM, Yaser ; GORDON, Ivan ; POORTMANS, Jef ; MERTENS, Robert: Silicone oxidation for a-Si: H passivation of wafers bonded to glass. In: *physica status solidi (RRL)-Rapid Research Letters* 8 (2014), Nr. 5, S. 395–398

- [92] KRAY, Daniel ; GLUNZ, Stefan: Investigation of laser-fired rear-side recombination properties using an analytical model. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 14 (2006), Nr. 3, S. 195–201
- [93] BRENDLE, W ; NGUYEN, VX ; GROHE, A ; SCHNEIDERLÖCHNER, E ; RAU, U ; PALFINGER, G ; WERNER, JH: 20.5% efficient silicon solar cell with a low temperature rear side process using laser-fired contacts. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 14 (2006), Nr. 7, S. 653–662
- [94] GATZ, Sebastian: *Analysis and Optimisation of Industrial Type Rear-passivated Silicon Solar Cells*, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, Diss., 2013
- [95] GATZ, S ; MÜLLER, J ; DULLWEBER, T ; BRENDLE, R: Analysis and optimization of the bulk and rear recombination of screen-printed PERC solar cells. In: *Energy Procedia* 27 (2012), S. 95–102
- [96] GODLEWSKI, Michael P. ; BARAONA, Cosmo R. ; BRANDHORST JR, Henry W.: Low-high junction theory applied to solar cells. In: *Solar Cells* 29 (1990), Nr. 2, S. 131–150
- [97] FISCHER, B.: *Loss analysis of crystalline silicon solar cells using photoconductance and quantum efficiency measurements*, Universität Konstanz, Diss., 2003
- [98] PLAGWITZ, H.: *Surface passivation of crystalline silicon solar cells by amorphous silicon films*, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, Diss., 2007
- [99] MÜLLER, Jens: *Characterization of local aluminum-alloyed contacts to silicon solar cells*, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, Diss., 2013
- [100] SAINT-CAST, P. ; RUDIGER, M. ; WOLF, A. ; HOFMANN, M. ; RENTSCH, J. ; PREU, R.: Advanced analytical model for the effective recombination velocity of locally contacted surfaces. In: *Journal of Applied Physics* 108 (2010), Nr. 1, S. 013705. – ISSN 0021–8979
- [101] EL-GOMATI, M ; ZAGGOUT, F ; JAYACODY, H ; TEAR, S ; WILSON, K: Why is it possible to detect doped regions of semiconductors in low voltage SEM: a review and update. In: *Surface and interface analysis* 37 (2005), Nr. 11, S. 901–911
- [102] BÄUERLE, Dieter W.: *Laser processing and chemistry*. Springer, 2011
- [103] MADER, Christoph ; MUELLER, Jens ; EIDELLOTH, Stefan ; BRENDLE, Rolf: Local rear contacts to silicon solar cells by in-line high-rate evaporation of aluminum. In: *Solar Energy Materials and Solar Cells* 107 (2012), S. 272–282

- [104] Persönliches Gespräch mit Dr. Matthias Offer.
- [105] SCAN - Solar Cell Analysis User Manual.
- [106] HAYNES, William M.: *CRC handbook of chemistry and physics*. CRC press, 2012
- [107] BLAKERS, Andrew W. ; WANG, Aihua ; MILNE, Adele M. ; ZHAO, Jianhua ; GREEN, Martin A.: 22.8% efficient silicon solar cell. In: *Applied Physics Letters* 55 (1989), Nr. 13, S. 1363–1365
- [108] HANNEBAUER, Helge ; DULLWEBER, Thorsten ; BAUMANN, Ulrike ; FALCON, Tom ; BRENDEL, Rolf: 21.2%-efficient fineline-printed PERC solar cell with 5 busbar front grid. In: *physica status solidi (RRL)-Rapid Research Letters* 8 (2014), Nr. 8, S. 675–679
- [109] DULLWEBER, Thorsten ; GATZ, Sebastian ; HANNEBAUER, Helge ; FALCON, Tom ; HESSE, Rene ; SCHMIDT, Jan ; BRENDEL, Rolf: Towards 20% efficient large-area screen-printed rear-passivated silicon solar cells. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 20 (2012), Nr. 6, S. 630–638
- [110] HANNEBAUER, Helge ; FALCON, Tom ; HESSE, Rene ; DULLWEBER, Thorsten ; BRENDEL, Rolf: 18.9%-efficient screen-printed solar cells applying a print-on-print process. In: *Proceedings of the 26th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Hamburg, Germany, 2011*, S. 5–9
- [111] HANNEBAUER, Helge ; DULLWEBER, Thorsten ; FALCON, Tom ; CHEN, Xiao ; BRENDEL, Rolf: Record low Ag paste consumption of 67.7 mg with dual print. In: *Energy Procedia* 43 (2013), S. 66–71
- [112] DROSS, Frederic ; BAERT, Kris ; BEARDA, Twan ; DECKERS, Jan ; DEPAUW, Valerie ; EL DAIF, Ounsi ; GORDON, Ivan ; GOUGAM, Adel ; GOVAERTS, Jonathan ; GRANATA, Stefano u. a.: Crystalline thin-foil silicon solar cells: where crystalline quality meets thin-film processing. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 20 (2012), Nr. 6, S. 770–784
- [113] GRANATA, Stefano N. ; ALEMAN, Monica ; BEARDA, Twan ; GOVAERTS, Jonathan ; BRIZZI, Mariella ; ABDULRAHEEM, Yaser ; GORDON, Ivan ; POORTMANS, Jef ; MERTENS, Robert: Heterojunction Interdigitated Back-Contact Solar Cells Fabricated on Wafer Bonded to Glass. In: *IEEE Journal of Photovoltaics* 4 (2014), S. 807–813
- [114] ROOSMALEN, John van ; BRONSVELD, Paula ; MEWE, Agnes ; JANSSEN, Gaby ; STODOLNY, Maciej ; COBUSSEN-POOL, Esther ; BENNETT, Ian ; WEEBER,

- Arthur ; GEERLIGS, Bart: Crystalline silicon interconnected strips (XIS): Introduction to a new, integrated device and module concept. In: *Photovoltaic Specialists Conference (PVSC), 2012 38th IEEE* IEEE, 2012, S. 001129–001134
- [115] GOGOLIN, R ; FERRÉ, R ; TURCU, M ; HARDER, N-P: Silicon heterojunction solar cells: Influence of  $H_2$ -dilution on cell performance. In: *Solar Energy Materials and Solar Cells* 106 (2012), S. 47–50
- [116] WANG, Qi ; PAGE, MR ; IWANICZKO, E ; XU, Yueqin ; ROYBAL, L ; BAUER, R ; TO, B ; YUAN, HC ; DUDA, A ; HASOON, F u. a.: Efficient heterojunction solar cells on p-type crystal silicon wafers. In: *Applied Physics Letters* 96 (2010), Nr. 1, S. 013507
- [117] DESCOEUDRES, Antoine ; HOLMAN, Zachary C. ; BARRAUD, Loris ; MOREL, Sophie ; DE WOLF, Stefaan ; BALLIF, Christophe: 21% efficient silicon heterojunction solar cells on n-and p-type wafers compared. In: *Photovoltaics, IEEE Journal of* 3 (2013), Nr. 1, S. 83–89
- [118] GREEN, Martin A.: Limits on the open-circuit voltage and efficiency of silicon solar cells imposed by intrinsic Auger processes. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 31 (1984), Nr. 5, S. 671–678
- [119] TIEDJE, Tom ; YABLONOVITCH, Eli ; CODY, George D. ; BROOKS, Bonnie G.: Limiting efficiency of silicon solar cells. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 31 (1984), Nr. 5, S. 711–716
- [120] RICHTER, Armin ; HERMLE, Martin ; GLUNZ, Stefan W.: Reassessment of the limiting efficiency for crystalline silicon solar cells. In: *IEEE Journal of Photovoltaics* 3 (2013), Nr. 4, S. 1184–1191
- [121] PETERMANN, Jan H. ; SCHULTE-HUXEL, Henning ; STECKENREITER, Verena ; GOGOLIN, Ralf ; EIDELLOTH, Stefan ; DULLWEBER, Thorsten ; KAJARISHRODER, S ; BRENDDEL, Rolf: Module interconnection of both sides-contacted silicon solar cells by screen-printing. In: *Proceeding of the 39th IEEE Photovoltaic Specialist Conference, 2013*
- [122] HSIAO, Pei-Chieh ; LENNON, Alison: Electroplated and Light-Induced Plated Sn-Bi Alloys for Silicon Photovoltaic Applications. In: *Journal of The Electrochemical Society* 160 (2013), Nr. 10, S. D446–D452
- [123] GOODRICH, Alan ; HACKE, Peter ; WANG, Qi ; SOPORI, Bhushan ; MARGOLIS, Robert ; JAMES, Ted L. ; WOODHOUSE, Michael: A wafer-based monocrystalline silicon photovoltaics road map: Utilizing known technology improvement opportunities for further reductions in manufacturing costs. In: *Solar Energy Materials and Solar Cells* 114 (2013), S. 110–135

- 
- [124] HAMANN, Lars ; HAAS, Michael ; WILLE, Wolfgang ; MATTHEIS, Julian ; ZAPF-GOTTWICK, Renate: 30% Silver Reduction in Rear Bus Bar Metal Paste. In: *Energy Procedia* 43 (2013), S. 72–79
- [125] Persönliches Gespräch mit der Firma Alujet Universal am 11.07.2014.
- [126] SCHULTE-HUXEL, Henning ; BLANKEMEYER, Susanne ; BOCK, Robert ; MERKLE, Agnes ; KAJARI-SCHRODER, S ; BRENDDEL, Rolf: Al-foil on encapsulant for the interconnection of Al-metalized silicon solar cells. In: *IEEE Journal of Photovoltaics* 3 (2012), Nr. 1, S. 77–82
- [127] BRENDDEL, R. ; STECKENREITER, V. ; HENSEN, J. ; PETERMANN, JH ; KAJARI-SCHRÖDER, S: Epitaxial Si films carried by thick polycrystalline Si as a drop-in replacement for conventional Si wafers. In: *Proceedings of the 40th IEEE PVSC Conference*, 2014



# Liste der Publikationen

Im Rahmen dieser Arbeit entstandene Publikationen:

## Veröffentlichungen in internationalen Fachzeitschriften

1. J. H. Petermann, D. Zielke, J. Schmidt, F. Haase, E. Garralaga Rojas, R. Brendel, 19%-efficient and 43  $\mu\text{m}$  Thick Crystalline Si Solar Cell From Layer Transfer Using Porous Silicon, *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* **20**, 1-5 (2012)
2. J. H. Petermann, T. Ohrdes, P. P. Altermatt, S. Eidelloth and R. Brendel, 19%-efficient, 43  $\mu\text{m}$  Thick Crystalline Si Solar Cell From Layer Transfer Using Porous Silicon: A Loss Analysis by Means of Three-dimensional Simulations, *IEEE Transactions on Electron Devices* **59**, No. 4, 909-917 (2012)
3. J. H. Petermann, H. Schulte-Huxel, V. Steckenreiter, S. Kajari-Schröder, R. Brendel, Principle of module-level processing demonstrated at single a-Si:H/c-Si heterojunction solar cells, *IEEE Journal of Photovoltaics* **4**, 4, 1018-1024 (2014)
4. R. Brendel, J. H. Petermann, D. Zielke, H. Schulte-Huxel, M. Kessler, S. Gatz, S. Eidelloth, R. Bock, E. Garralaga Rojas, J. Schmidt, T. Dullweber, High-efficiency Cells From Layer Transfer: A First Step Toward Thin-film/Wafer Hybrid Silicon Technologies, *IEEE Journal of Photovoltaics* **1**, 1, 9-15 (2011)
5. D. Zielke, J. H. Petermann, F. Werner, B. Veith, R. Brendel, J. Schmidt, Contact Passivation in Silicon Solar Cells Using Atomic-layer-deposited Aluminum Oxide Layers, *IEEE Journal of Photovoltaics* **5**, 8, 298-300, (2011)
6. A. Cuevas , J. H. Petermann, Geometric Analysis of Solar Cells With Partial Rear Contacts: Comparison to 3-D Simulations, *IEEE Journal of Photovoltaics* **5**, 8, 298-300, (2011)
7. A. Cuevas, D. Yan, F. Haase, J. H. Petermann, R. Brendel, A comparison of models to optimize Partial Rear Contact solar cells, *Energy Procedia* **38**, 13-21, (2013)

## Veröffentlichungen auf internationalen Konferenzen

1. J. H. Petermann, H. Schulte-Huxel, V. Steckenreiter, R. Gogolin, S. Eidelloth, T. Dullweber, S. Kajari-Shroder, R. Brendel, Module Interconnection of Both Sides-contacted Silicon Solar Cells by Screen-printing, *Proceeding of the 39th IEEE Photovoltaic Specialist Conference, Tampa, Florida, USA*, (2013)
2. D Zielke, J. H. Petermann, F Werner, B Veith, R Brendel, J Schmidt, 21.7% efficient PERC solar cells with AlOx tunneling layer, *Proceedings of 26th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition, Hamburg, Germany*, 5-6, (2011)
3. F. Haase, U. Römer, T. Neubert, J. H. Petermann, R. Peibst, N.-P. Harder, S. Kajari-Schröder, R. Brendel, Front side degradation of silicon solar cells by rear side laser processing, *Proceedings of the 22nd Photovoltaic Science and Engineering Conference*, (2012)
4. U. Römer, F. Haase, T. Neubert, J. H. Petermann, R. Peibst, N.-P. Harder, S. Kajari-Schröder and R. Brendel, Limits for short-pulse laser processing of high efficiency crystalline silicon solar cells on thin wafers, *Proceedings of the 22nd Photovoltaic Science and Engineering Conference*, (2012)
5. F. Haase, S. Kajari-Schroder, U. Römer, T. Neubert, J. H. Petermann, R. Peibst, N.-P. Harder, R. Brendel, Increased Front Surface Recombination by Rear-Side Laser Processing on Thin Silicon Solar Cells, *IEEE Journal of Photovoltaics* **3**, 3, 976-984, (2013)
6. R. Brendel, V. Steckenreiter, J. Hensen, J. H. Petermann, S. Kajari-Schröder, Epitaxial Si films carried by thick polycrystalline Si as a drop-in replacement for conventional Si wafers, *Proceedings of the 40th IEEE PVSC Conference, Denver, Colorado, USA*, 2014



# Lebenslauf

## Persönliche Daten

---

<b>Name</b>	Jan Hendrik Petermann
<b>Anschrift</b>	Ratsherrenstr. 21, 49328 Melle
<b>Geburtsdatum</b>	05. August 1985
<b>Geburtsort</b>	Bielefeld
<b>Nationalität</b>	deutsch
<b>Familienstand</b>	verheiratet

## Schulbildung

---

<b>1992 - 1996</b>	Kantor-Wiebold Schule Neuenkirchen
<b>1996 - 1998</b>	Orientierungsstufe Neuenkirchen
<b>1998 - 2005</b>	Gymnasium Melle
	Abschluss der allgemeinen Hochschulreife im Mai 2005

## Universitätsausbildung

---

<b>Oktober 2005 - Oktober 2010</b>	Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover Studium der Technischen Physik Diplomprüfung bestanden am 11. Oktober 2010
------------------------------------	---

## Anstellung

---

<b>Oktober 2010 - September 2014</b>	Institut für Solarenergieforschung Hameln Wissenschaftlicher Mitarbeiter im Bereich Si-Dünnschichtforschung
--------------------------------------	---

# Danksagung

Zum Schluss möchte ich mich ganz herzlich bei all denen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

- Prof. Dr.-Ing. Rolf Brendel für die wissenschaftliche Betreuung meiner Arbeit, die vielen äußerst lehrreichen Diskussionen, die Möglichkeit bei Fragen auch spontan vorbeikommen zu können und natürlich für die Möglichkeit diese Arbeit am ISFH anfertigen zu können.
- Prof. Dr.-Ing. Tobias Wietler für die Übernahme des Korreferats.
- Prof. Dr. rer. nat. Michael Oestreich für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.
- Helge Hannebauer, Felix Haase und Verena Steckenreiter für das Korrekturlesen meiner Arbeit.
- Verena Steckenreiter, Sarah Kajari-Schröder, Henning Schulte-Huxel, Felix Haase, Helge Hannebauer, Dimitri Zielke, Fabian Kiefer, Carsten Schinke, Robby Peibst, Ralf Gogolin, Matthias Offer, Jan Hensen und Susanne Blankemeyer für die vielen hilfreichen, interessanten Diskussionen und Hilfen zu den verschiedensten Themengebieten.
- Pietro Altermatt und Tobias Ohrdes für die Diskussionen und Hilfestellungen rund um die Sentauros Simulationen.
- Stefan Eidelloth für die Bereitstellung und Hilfe mit der SpiceGUI.
- Henning Schulte-Huxel, Tobias Neubert, David Sylla und Peter Giesel für die Unterstützung bei den Laserprozessen.
- Thomas Friedrich und Alwina Knorr für die Unterstützung in der Prozessierung.
- Hendrik Holst für die Erstellung der Daidalos Simulation.
- Meiner Frau Verena, die mir insbesondere in der Endphase meiner Arbeit den Rücken freigehalten und mich unterstützt hat.
- Dem ganzen ISFH für die Offenheit, Freundlichkeit und Hilfsbereitschaft sowie für die tolle Atmosphäre während und nach der Arbeit.